

UNIVERZITET U BEOGRADU

ELEKTROTEHNIČKI FAKULTET

Dragan V. Brajović

**OPTIMIZACIJA DINAMIČKIH
KARAKTERISTIKA GASNIH
ODVODNIKA PRENAPONA NA
NISKONAPONSKOM NIVOU**

Doktorska disertacija

Beograd, 2014

UNIVERSITY OF BELGRADE

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING

Dragan V. Brajović

**OPTIMIZATION OF THE DYNAMIC
CHARACTERISTICS OF GAS FILLED
SURGE ARRESTERS AT THE
LOW-VOLTAGE LEVEL**

Doctoral disertation

Belgrade, 2014

Mentor:

dr **Predrag Osmokrović**, redovni profesor
(Elektrotehnički fakultet Univerziteta u Beogradu)

Članovi komisije:

dr Jovan Cvetić, redovni profesor
(Elektrotehnički fakultet Univerziteta u Beogradu)

dr Aleksandra Vasić-Milovanović, redovni profesor
(Mašinski fakultet Univerziteta u Beogradu)

dr Miloš Vujisić, docent
(Elektrotehnički fakultet Univerziteta u Beogradu)

dr Kovička Stanković, docent
(Elektrotehnički fakultet Univerziteta u Beogradu)

Datum odbrane: _____

OPTIMIZACIJA DINAMIČKIH KARAKTERISTIKA GASNIH ODVODNIKA PRENAPONA NA NISKONAPONSKOM NIVOU

Rezime

Cilj rada je da se poprave karakteristike gasnih odvodnika prenapona na niskonaponskom nivou istraživanjem kroz eksperimente koji se vrše na modelu gasnog odvodnika prenapona, kao i na komercijalnim gasnim odvodnicima u dobro kontrolisanim laboratorijskim uslovima. U uvodnim poglavljima rada navode se osnove električnog pražnjenja u gasovima, daju osnovne klasifikacije prenapona, propratnih efekata i prenaponske zaštite. Opisuju se gasni odvodnici prenapona i njihovo funkcionisanje koje se zasniva na električnom probouju gasova. Polazeći od poznatih efekata električnog pražnjenja u gasovima, jonskog izbijanja, fotoelektričnog efekta, memorijskog efekta, hladne i tople emisije i efekta jonizujućeg zračenja u gasovima, ispituju se uslovi koji obezbeđuje pouzdan rad gasnih odvodnika prenapona za koordinaciju izolacije na niskonaponskom nivou u uslovima opterećenja impulsnim naponima proizvoljnog oblika.

Rad je teoretskog, eksperimentalnog i numeričkog karaktera. U radu se proverava mogućnost primene kinetičke teorije gasova na gas slobodnih elektrona kao komponentu smeše gasa unutar kojeg je nastao usled dejstva sekundarnog kosmičkog zračenja i sudarnih procesa atoma gasa sa desnog kraja Maksvelovog spektra pri niskim pritiscima. Na bazi ove analize izvode se novi izrazi za jonizacione koeficijente izražene preko ekvivalentne probojne temperature Maksvelovog spektra gasa slobodnih elektrona. To omogućava sagledavanje elementarnih procesa pražnjenja u gasovima, a sve u cilju ostvarenja krajnjeg cilja koji se sastoji u tome da se uz zadržavanje svih dobrih osobina gasnih odvodnika prenapona poprave njegove karakteristike.

Na osnovu teoretskih razmatranja izvedeni su izrazi zavisnosti probojnog napona od pd (proizvod pritiska i medjuelektrodnog rastojanja) kao i zavisnost probojnog napona od probojne temperature Maksvelovog spektra gasa slobodnih elektrona. Prethodno navedena teoretska razmatranja su eksperimentalno proverena pod dobro kontrolisanim laboratorijskim uslovima. Primenjajući različitu topografiju elektrodnih površina, efekat šuplje katode i radioaktivnog zračenja daje se doprinos

konstruktivnom rešenju za brzinu odziva gasnih odvodnika prenapona. U cilju provere pretpostavke o važanju Maksvelove raspodele za gas slobodnih elektrona i primenljivosti izvedenih izraza za Taunzendove(Townsend) koeficijente razvijen je originalni merni postupak pomoću kojeg je moguće merenje jednosmernog i dinamičkog probojnog napona uz uzimanje u obzir memorijskog efekta. Tako razvijen merni postupak se koristi za fino podešavanje impulsnih karakteristika gasnih odvodnika prenapona koje omogućavaju veliku brzinu odziva i stabilnu radnu tačku na duži vremenski period. To je postignuto varijacijom elektrodnih efekata koji utiču na jednosmerni i dinamički proboj gasova i primenom radioaktivnih izotopa. Rezultati dobijeni realnim i numeričkim eksperimentom su pokazali dobro slaganje, kako međusobno, tako i sa teoretski očekivanim rezultatima.

Ključne reči: dielektrik, prenaponi, proboj gasova, Maksvelov spektar gasa slobodnih elektrona.

Naučna oblast: Elektrotehnika

Uža naučna oblast: Elektrotehnički materijali, Nuklearna tehnika

UDK broj: 6:621.383

OPTIMIZATION OF THE DYNAMIC CHARACTERISTICS OF GAS FILLED SURGE ARRESTERS AT THE LOW-VOLTAGE LEVEL

ABSTRACT

The purpose of this paper is to improve the characteristics of overvoltage gas arresters on a low-voltage level, through experiments which were done on a model of overvoltage gas arresters in well controlled laboratory conditions. In the first chapters of the paper, the bases of electrical discharge in gasses are given, the basic classification of overvoltage, overvoltage effects and safety issues are given as well. We have described overvoltage gas arresters and their functioning which is based on electrical gas breakage. We have also discussed the known effects of electrical discharge in gasses, ionian outbreak, photoelectric effect, memory effect, cold and warm emissions and effects of Ionic emissions in gasses, and we have examined the conditions which provide reliable operating of overvoltage gas arresters for coordination of isolation on a low-voltage level, in the conditions of a load by impuls voltage, of an arbitrary shape.

The paper is of a theoretical, experimental and numerical character. It examines a possibility of application of kinetic gas theory onto the gas of free electrones as a component of a gas mixture within which it was created, as a result of the effect of the secondary cosmic emission and collision processes of gas atoms from the right end of the Makswel spectrum, upon low pressure. Based on the results of this analysis, we have given new expressions for Ionic coefficients, expressed by equivalent breakdown temperature of the Makswel spectrum of the gas of the free electrones. That allows insight into elementary processes in gas discharge, in the purpose of reaching the final goal – to improve the characteristics of gas arresters while keeping their positive traits.

Based on theoretical discussions, we have given expressions of dependance on breakdown voltage of pd (product of pressure and inter-electrode distance), as well as the dependance of overvoltage power on breakdown temperature of the Makswel spectrum of the gas of the free electrones. Previously mentioned theoretical discussions are experimentally checked under well controlled laboratory conditions. By applying different topography of electrode surfaces, the effect of hollow cathode and radioactive emission, a significant contribution is given to the constructive solution for the speed of response of gas arresters of the voltage. In order to check the assumptions of the

validity of Maxwell distribution for the gas of the free electrons and the application of the expressions for Townsend's coefficient, we have developed an original measuring method by which it is possible to measure unilateral dynamic breakdown voltage, taking into consideration the memory effect. Such measuring method is used for fine adjustments of impulse characteristics of overvoltage gas arresters which allow high speed of response and stable operating point in a longer period. It is achieved by variations of electrode effects which influence unilateral and dynamic gas breakdown and by application of radioactive isotopes. The results which are made by real and numerical experiments have proven good compatibility with themselves as well as with theoretical results.

Keywords: dielectric, overvoltages, gas breakdown, free electron gas Maxwell spectrum.

Scientific field: Electrical Engineering

Special topic: Materials in Electrical Engineering, Nuclear Engineering

UDK broj: 6:621.383

SADRŽAJ

1. UVOD	1
2. PRENAPONI I PRINCIPI ZAŠTITE.....	4
2.1. Impulsni magnetni izvori.....	5
2.2. Klasifikacija prenapona	9
2.2.1. Prenaponi atmosferskog porekla.....	11
2.3. Negativni efekti prenapona.....	17
2.4. Osnovni principi prenaponske zaštite.....	18
2.5. Komponente za koordinaciju izolacije na niskonaponskom nivou	22
2.5.1. Prenaponske diode	22
2.5.2. Varistori	26
2.5.3. Gasni odvodnici prenapona	29
2.5.4. Električni filteri.....	30
3. GASNI ODVODNICI PRENAPONA ZA KOORDINACIJU IZOLACIJE NA NISKONAPONSKOM NIVOU	32
3.1. Princip rada.....	32
3.2. Konstrukcija gasnih odvodnika	33
3.3. Karakteristike gasnih odvodnika	38
3.3.1. Vreme reagovanja.....	39
3.3.2. Izvori nestabilnosti dinamičkog odziva gasnih odvodnika prenapona	41
3.4. Efekti zračenja na karakteristike gasnih odvodnika prenapona.....	43
3.4.1. Efekti oštećenja izazvani dejstvom jonizujućeg zračenja.....	44
3.4.2. Jonizaciona oštećenja.....	44
3.4.3. Ispitivanje gasnih odvodnika prenapona na uticaj zračenja	46
4. INTERAKCIJA ZRAČENJA SA MATERIJALOM.....	48
4.1. Osnovne čestice	48
4.2. Interakcija između čestica.....	50

4.3. Zakoni očuvanja.....	51
4.4. Vrste prirodne radioaktivnosti	53
4.5. Efekti prolaska zračenja kroz materijal	54
4.6. Intetrakcija α -čestica sa materijalom - Bragova kriva	55
5. ELEKTRIČNI PROBOJ GASOVA	58
5.1. Taunzendov mehanizam proboja.....	59
5.1.1. Proboj u elektronegativnim gasovima	63
5.1.2. Proboj u plemenitim gasovima	64
5.1.3. Efekat šuplje katode.....	65
5.2. Strimerski mehanizam proboja.....	65
5.3. Jonizacioni koeficijenti.....	66
5.4. Pašenov zakon.....	69
5.5. Klasifikacija tipova pražnjenja	71
5.5. Dinamika električnog proboja gasa	72
5.6.1. Statističko vreme	74
5.6.2. Vreme formiranja lavine.....	75
5.6.3. Formativno vreme.....	76
5.6.4. Vreme kašnjenja električnog proboja	77
5.6.5. Memorijski efekat u gasovima.....	78
5.6.6. Metode određivanja impulsne karakteristike.....	80
5.6.6.1. Zakon površina	81
5.6.6.2. Zakon porasta verovatnoće proboja.....	83
5.6.6.3. Teoretsko-numerički algoritam	85
6. EKSPERIMENT	88
6.1. Eksperimentalne komore korišćene tokom eksperimenta	88
6.1.1. Komora sa zamenljivim elektrodnim sistemom	88

6.1.2. Komora sa radioaktivnim izvorom	90
6.1.3. Korišćeni elektrodni sistemi	90
6.1.4. Komora za pozicioniranje Bragovog maksimuma	93
6.1.5. Komora sa nezamenljivim elektrodnim sistemom	94
6.1.6. Gasno kolo za komore sa promenljivim parametrima	95
6.1.7. Gasno kolo za formiranje gasnih smeša	96
6.2. Merna oprema	98
6.2.1. Oprema za merenje DC i impulsnog napona	98
6.2.1.1. DC izvor	98
6.2.1.2. Impulsni izvor	99
6.2.1.3. Merni sistem	100
6.2.1.4. Merni sistem za pozicioniranje Bragovog maksimuma	102
6.2.2. Merni sistem za snimanje memorijskih krivih	102
6.3. Eksperimentalni postupak	104
6.3.1. Određivanje DC i impulsnih Pašenovih krivih	104
6.3.2. Određivanje položaja Bragovog maksimuma	105
6.3.3. Određivanje volt-amperskih karakteristika	106
6.3.4. Određivanje impulsnih karakteristika	111
6.3.5. Određivanje memorijskih efekata	112
6.3.6. Određivanje dekonicioniranih efekata	113
6.4. Obrada mernih rezultata	115
6.4.1. Obrada mernih rezultata za dobijanje DC i impulsnih Pašenovih krivih	115
6.4.2. Obrada mernih rezultata za dobijanje Bragovog maksimuma	116
6.4.3. Obrada mernih rezultata za dobijanje volt-amperskih karakteristika	118
6.4.4. Obrada mernih rezultata za dobijanje impulsnih karakteristika	118

6.4.5. Obrada mernih rezultata za praćenje memorijskih efekata.....	119
6.4.6. Obrada mernih rezultata za dobijanje dekonicioniranih efekata	120
6.5. Rezultati i diskusija.....	121
7. ZAKLJUČAK.....	165
8. LITERATURA	167
PRILOG 1 – PROGRAM ZA PRORAČUN IMPULSNE KARAKTERISTIKE.....	176
PRILOG 2 - SISTEM ZA MERENJE VREMENA KAŠNJENJA ELEKTRIČNOG PROBOJA.....	185
PRILOG 3 - STATISTIČKA ANALIZA REZULTATA MERENJA.....	195
P3.1. OSNOVNI POJMOVI MATEMATIČKE STATISTIKE.....	195
P3.1.1. STATISTIČKI SKUP.....	195
P3.1.2. GRUPISANJE I PRIKAZIVANJE EMPIRIJSKIH PODATAKA	196
P3.1.3. MOMENTI SKUPA EMPIRIJSKIH PODATAKA	197
P3.1.4. FUNKCIJA RASPODELE VEROVATNOĆE I FUNKCIJA DISTRIBUCIJE.....	198
P3.1.5 OČEKIVANJE –VARIJANSA – MOMENTI FUNKCIJE RASPODELE	199
P3.1.6 OSOBINE STANDARDNIH FUNKCIJA RASPODELE	199
P3.2 ESTIMACIJA PARAMETARA RASPODELE	201
P3.2.1 SLUČAJNI UZORAK.....	202
P3.2.2 TAČKASTA ESTIMACIJA PARAMETARA RASPODELE.....	202
P3.2.3 NEPRISTRASNA PROCENA MOMENATA FUNKCIJE RASPODELE	203
P3.2.4 MOMENTNA METODA	204
P3.2.5 MAXIMUM LIKELIHOOD METODA.....	207
P3.3 TESTIRANJE STATISTIČKOG MODELA.....	215
P3.3.1 PAPIRI VEROVATNOĆE	216

P3.3.2 χ^2 -TEST	219
P3.3.3 TEST KOLMOGOROVA.....	220
P3.4 PROGRAMI ZA STATISTIČKU ANALIZU REZULTATA MARENJA.....	222
PRILOG 4 – OSNOVE KORELACIJE I REGRESIJE	225
P4.1 POJAM I SVOJSTVA.....	225
P4.2 OCENA KOEFICIJENTA KORELACIJE	226
P4.3 OCENA REGRESIONIH PRAVIH.....	227

1. UVOD

Sve veći trend ka minijaturizaciji elektronskih komponenata, odnosno većem stepenu njihove integrisanosti, čini ih neotpornim na pojave prenapona. Izolacioni filmovi u VLSI (Very-large-scale integration) tehnologijama su veoma malih dimenzija i mogu biti oštećeni prenaponima reda mV. Niske cene elektronskih uređaja i njihova masovna primena dovela je do velikog stepena elektromagnetne kontaminacije životne sredine, posebno u urbanim centrima. Kako brzina predstavlja apsolutni kvalitet, uređaji rade na visokim frekvencijama, a elektromagnetna polja frekvencija reda i GHz u žičanim strukturama indukuju prenapone. Prenaponi mogu izazvati oštećenja elektronskih elemenata, sklopova i čitavog uređaja, dovodeći do njihovog delimičnog ili potpunog uništenja ili mogu prouzrokovati prolazne poremećaje u njihovom funkcionisanju.

Visok stepen ugroženosti od uništenja dejstvom visokih vrednosti tranzijentnih prenapona imaju snažne poluprovodničke komponente vezane za energetske vodove. Poluprovodničke komponente u niskonaponskim signalnim i kontrolnim kolima, indirektno su spregnute sa linijama napajanja, ali mogu biti podložne uništenju zbog relativno malog dozvoljenog strujnog, odnosno naponskog radnog opsega. Postoji i mogućnost uništenja elektronskih komponenata spregnutih sa ostalim žičanim strukturama (na primer antene), koje mogu postati izvor tranzijentnih prenapona usled delovanja elektromagnetnih impulsa. Prolazni poremećaji rada elektronskih uređaja kao posledica tranzijentnih prenapona ne moraju bitno ugroziti njihovo funkcionisanje, a u neke od osnovnih poremećaja tog tipa spadaju: greške u prenosu podataka kod digitalnih sistema, poremećaji i potpuno blokiranje u radu kontrolnih sistema, pogrešne indikacije merene veličine kod mernih sistema.

Sve napred navedeno ukazuje da je potrebno posebnu pažnju posvetiti prenaponskoj zaštiti na niskonaponskom nivou, takozvanoj koordinaciji izolacije na niskonaponskom nivou koja predstavlja skup mera i postupaka usklađivanja izolacionih karakteristika električnih uređaja sa karakteristikama zaštitnih uređaja, pri čemu se vodi računa pored tehničkih i o ekonomskim aspektima. Zaštita od prenapona je veoma bitna kod sofisticirane opreme od koje se očekuje visokog stepen pouzdanosti u radu kao na primer u nuklearnim postrojenjima, vojnoj industriji, avionima. Jedno od rešenja

su redundantni sistemi koji povećavaju gabarite i cenu, kao i magnetno zaštićene prostorije u kojima se osetljivi uređaji mogu zaštititi od spoljašnjih magnetnih polja i mogućnosti nastanka prenapona, ali je i ovo rešenje zbog kompleksnosti izrade samih prostorija i ekonomskog efekta teško prihvatljivo. Najveću primenu u zaštiti uređaja od prenapona imaju zaštitne komponente za koordinaciju izolacije na niskonaponskom nivou.

Elementi prenaponske zaštite na niskonaponskom nivou mogu se podeliti na nelinearne i linearne. U nelinearne elemente spadaju prenaponske diode, varistori i gasni odvodnici prenaponadok u linearne spadaju različite vrste električnih filtera. U praksi se često koriste kombinacije ovih elemenata, zbog činjenice da većina komercijalnih filtera nije predviđena za korišćenje protiv smetnji koje dostižu nekoliko hiljada volti. Osim toga vrlo je teško obezbediti potreban nivo zaštite uz upotrebu samog filtera.

Gasni odvodnici prenapona imaju široku primenu u prenaponskoj zaštiti tako da će se u ovom radu posebna pažnja posvetiti njihovim karakteristikama. Rade na principu električnog proboja gasova pri niskom pritisku i mogu se koristiti za zaštitu od prenapona intenziteta od nekoliko desetina volti do nekoliko desetina hiljada volti. U pogledu energetske izdržljivosti oni su najizdržljiviji, a u pogledu cene najjeftiniji elementi za zaštitu od prenapona. Prednost gasnih odvodnika prenapona nad ostalim elementima za zaštitu od prenapona je i u opsegu zaštitnih nivoa, sposobnosti provođenja velikih impulsnih struja i snazi disipacije. Nedostaci su nešto manja brzina reagovanja koju u daljem tehnološkom razvoju treba povećati uz zadržavanje reverzibilnosti procesa.

U cilju povećanja brzine reagovanja određeni proizvođači su proizvodili gasne odvodnike prenapona sa ugrađenim radioaktivnim izvorom (α -zračenje) koji obezbeđuje konstantan prinos elektrona u međuelektrodnom prostoru. Veliki broj upotrebljenih odvodnika takve konstrukcije se nekontrolisano odlagao i kontaminirao sredinu što nikako nije prihvatljivo sa ekološkog aspekta. U novije vreme u naučnoj diskusiji se puno radilo na temu opravdanosti takvih rešenja, pa je cilj bio da se proveru i radovi prethodnih autora koji su se bavili ovom problematikom.

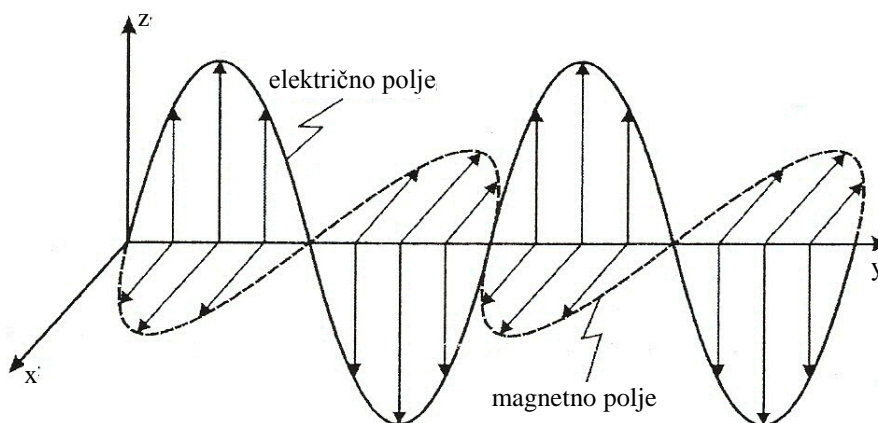
Polazeći od poznatih efekata električnog pražnjenja u gasovima, jonskog izbijanja, fotoelektričnog efekta, memorijskog efekta, hladne i tople emisije i efekta

jonizujućeg zračenja u gasovima, biće ispitivan način koji obezbedjuje pouzdan rad gasnih odvodnika prenapona za koordinaciju izolacije na niskonaponskom nivou u uslovima opterećenja impulsnim (dinamičkim) naponima proizvoljnog oblika.

2. PRENAPONI I PRINCIPI ZAŠTITE

Prenapon se može definisati kao bilo koji napon između faznog provodnika i zemlje ili između faznih provodnika, čija temena vrednost prevazilazi odgovarajuću najveću dozvoljenu temenu vrednost i može imati negativne posledice na ljude i električne uređaje. Prenaponske pojave nastaju direktno kao posledica komutacionih procesa unutar samih uređaja odnosno unutar mreža na koje su uređaji priključeni ili indirektno kao posledica interakcije žičanih struktura uređaja sa elektromagnetnim impulsima. Prenaponi mogu izazvati oštećenja elektronskih elemenata, sklopova i čitavog uređaja, dovodeći do njihovog delimičnog ili potpunog uništenja ili mogu prouzrokovati prolazne poremećaje u funkcionisanju uređaja.

Osnove tumačenja prenaponskih pojava mogu se dati polazeći od Maksvelovih jednačina elektromagnetnog polja [1] kao mogućih izvora prenapona u interakciji sa žičanim strukturama. Škotski fizičar Maksvel (James Clerk Maxwell, 1831-1879) predložio je promenu matematičkog oblika tada postojećih jednačina za električno i magnetno polje. Jedna od posledica Maksvelovih jednačina bila je da će oscilujuće magnetno polje stvoriti oscilujuće električno polje, koje će sa svoje strane proizvesti oscilujuće magnetno polje, koje će opet stvoriti električno polje i tako u beskonačnost (Slika 2.1.). Maksvel je izračunao da je brzina kojom ovaj efekat putuje prostorom, brzina svetlosti. Uz objašnjenje osobina vidljive svetlosti, za koju talasi imaju određenu talasnu dužinu (400 – 760 nm), predviđeno je postojanje elektromagnetnih talasa drugih talasnih dužina koje bi proizvodila električna struja.



Slika 2.1. Prostiranje električnog i magnetnog polja kroz prostor[1]

$$\begin{aligned}
\frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} &= \text{rot} \vec{B} - 4\pi \vec{j} \\
\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &= -\text{rot} \vec{E} \\
\text{div} \vec{E} &= 4\pi \rho \\
\text{div} \vec{B} &= 0
\end{aligned}
\tag{2.1.}$$

Prva jednačina govori kako se električno polje menja u zavisnosti od vremena u terminima onoga što magnetno polje i struja rade u tom trenutku. Druga jednačina govori kako se magnetno polje menja u zavisnosti od vremena u terminima i šta električno polje radi u tom trenutku. Treća jednačina je drugačije napisan zakon obrnutog kvadrata rastojanja koji nam objašnjava kako električno polje, u datom trenutku, mora biti vezano za raspodelu naelektrisanja. Četvrta jednačina nam govori to isto za magnetno polje, s tim što u ovom slučaju nema nikakvih magnetnih naboja. Prisustvo člana $1/c^2 \partial E/\partial t$ je Maksvelov teoretski doprinos. Svi preostali članovi u jednačinama bili su eksperimentalno utvrđeni ranije, pri čemu je ovaj član izmakao eksperimentalnom opažanju pošto ga koeficijent $1/c^2$ čini veoma malim. Mogu se izvesti zaključci da nam Maksvelove jednačine pokazuju kakve moraju biti stope promene električnog i magnetnog polja u zavisnosti od vremena, u trenucima onoga što su te vrednosti u bilo kom trenutku, što znači da su one u osnovi determinističke. Međutim, kako su veličine koje su opisane ovim jednačinama, polja, sledi da je potreban beskonačan broj parametara da bi se opisalo stanje posmatranog sistema (vektori polja u svakoj pojedinačnoj tački prostora).

2.1. Impulsni magnetni izvori

U cilju ispitivanja uticaja prenapona na uređaje na niskonaponskom nivou u laboratorijskim uslovima, koriste se impulsni generatori jakog magnetnog polja kao mogući izvori prenapona u interakciji sa žičanim strukturama. Sovjetski fizičar Pjotr Leonidovič Kapica (1894 – 1984) uvideo je dvadesetih godina 20. veka da magnetno polje umesto da bude kontinualno, može biti impulsno i da se može dobiti pomoću solenoida kroz čiji namot se propušta strujni impuls iz baterije napunjenih kondenzatora[2]. Pražnjenjem baterije kondenzatora kroz namot se mogu dobiti strujni

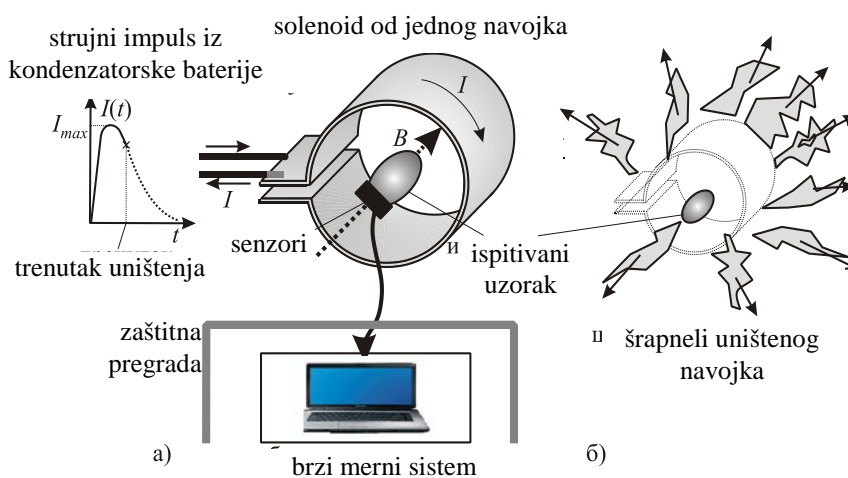
impulsi sa kratkim vremenom uspona. U impulsnom radu, može se raditi sa daleko jačim strujama, (time i indukcijama), nego kada je struja kontinualna. Naime u kratkom vremenskom intervalu, snaga strujnog impulsa u namotu je vrlo velika, ali je ukupna oslobođena energija relativno mala, pa samim tim i zagrevanje magneta. Nakon svakog impulsa pravi se pauza tokom koje se odvodi toplota generisana u namotu.

Korišćenje impulsnih magnetnih polja prihvaćeno je u eksperimentalnim ispitivanjima karakteristika materijala, odnosno efekti magnetnog polja u materijalima kao što su metali i poluprovodnici, ispoljavaju se sa kratkim vremenskim kašnjenjima, reda veličine manjim od mikrosekunde[3]. To znači, da ako magnetno polje traje nekoliko desetina ili stotina milisekundi, pojava u materijalu dostiže stacionarnu vrednost, kao da se događa u kontinualnom polju. Međutim, pri tome se postavlja problem realizacije brzog elektronskog sistema za merenje i prikupljanje podataka što je danas lako ostvarljivo zahvaljujući razvoju digitalne elektronike i računarskih mernih sistema. Kapica je tokom svoga rada sa impulsnim magnetima otkrio više novih efekata u koje spadaju uticaj magnetnog polja na otpornost materijala.

Veliki broj tehnički razvijenih država imaju laboratorije za dobijanje jakih magnetnih polja, kako kontinualnih tako i impulsnih što ukazuje na značaj ovih istraživanja na razvoj savremene tehnologije i vojne tehnike[4]. Iz eksperimentalnih rezultata može se uočiti da se, u proseku, veće indukcije postižu sa kanalima manjeg prečnika. Za impulse dužeg trajanja potrebni su električni impulsi velike energije. Konstrukciju magneta sa ponavljanjem impulsa ugrožavaju periodična mehanička i električna naprezanja. Električna izolacija treba da izdrži velike naponske razlike i pri tome da trpi udarna naprezanja. Jedna od pratećih pojava su i određene plastične deformacije namota i konstrukcije u celini. Potencijalno slaba mesta su spojevi između provodnika velikog poprečnog preseka i između mehaničkih potpornih delova (omogućavaju da magnet kao celina podnese jaka udarna naprezanja) kao i krajevi namota. Ukoliko dođe do havarije, one mogu biti destruktivne i opasne za osoblje kao i za instrumente. Zbog toga je izvođenje eksperimenata praćeno sveobuhvatnim merama zaštite.

Magnetna polja jačine veće od 100 T proizvode se impulsnim metodama pomoću namota od bakarnog lima koji se sastoji samo od jednog navojka (Slika 2.2. a). Kroz namot se propušta strujni impuls dobijen pražnjenjem baterije kondenzatora velike

kapacitivnosti, napunjene na napon od nekoliko desetina kV. Induktivna i omska otpornost kola su male, pa strujni impuls ima kratko vreme uspona, pri čemu u intervalu reda mikrosekunde dostiže vrednosti od više stotina kA. Porast struje, istovremeno predstavlja i porast magnetnog polja duž ose navojka. Impuls struje i magnetnog polja se završavaju u trenutku uništenja namota koji se delom mehanički raspada, a delom biva isparen (Slika 2.2. b). Plazma i mehanički delovi kreću se ka spoljašnjosti, pa uzorak može da ostane neoštećen. U intervalu kada indukcija dostiže svoj maksimum, vrši se merenje i prikupljanje podataka o magnetnim karakteristikama uzorka.



Slika 2.2. a) Generator impulsnog magnetnog polja sa jednim navojkom, b) destrukcija magneta nakon postizanja maksimuma indukcije[4]

Generatori jakih magnetnih indukcija pomoću eksplozivne kompresije fluksa razvijeni su tokom pedesetih godina prošlog veka u Sovjetskom Savezu, za vreme rada na fisionom, a kasnije i fuzionom nuklearnom oružju[5]. Ključno sredstvo započinjanja nuklearne eksplozije je sinhronizovana detonacija nekoliko klasičnih eksplozivnih punjenja čime se vrši sabijanje fisionog materijala i ostvaruje kritična masa nakon čega započinje lančana reakcija. Primenom već razvijene tehnologije sinhronizovanih eksplozija lako su osvojene metode generisanja ekstremno jakih magnetnih i strujnih impulsa.

Tvorcem magneta sa kompresijom fluksa smatra se Andrej Saharov čuveni tvorac sovjetskog hidrogenskog oružja. Novi magnetni izvor Saharova sastoji se od impulsnog magneta i nekoliko eksplozivnih punjenja koja se aktiviraju u momentu

kada struja namota dostigne maksimum. U trenutku maksimuma struje, kada bi radialne sile trebalo da počnu da šire namot, okolni eksploziv se aktivira i vrši suprotni proces, sabijajući namot tj. smanjujući mu poprečni presek. Impulsni magneti sa kompresijom fluksa predstavljaju ne samo izvore indukcije, nego takođe i generatore ekstremno jakih strujnih impulsa reda veličine (10^7 do 10^8) A. Naime, struja i magnetna indukcija su linearno srazmerne, pa porast indukcije u isto vreme predstavlja i porast struje. Početna vrednost struje potiče iz pražnjenja baterije kondenzatora. Međutim, nakon eksplozije, veza namota i kondenzatora se raskida i namot postaje zasebno kolo u kratkom spoju sa početnom strujom. Sabijanjem namota, nasuprot elektromagnetnoj sili, eksplozija vrši rad koji se pretvara u porast električne energije kola. Procenjuje se da se (10 do 20)% energije eksplozije pretvara u električnu energiju. Vršna snaga strujnog impulsa dostiže red veličine desetak TW što je deset do sto puta više od tipične atmosferske munje. Može se dati sledeće poređenje: koliko je puta prirodna munja jača od fotografskog blica, toliko je bljesak elektromagnetne bombe jači od munje.

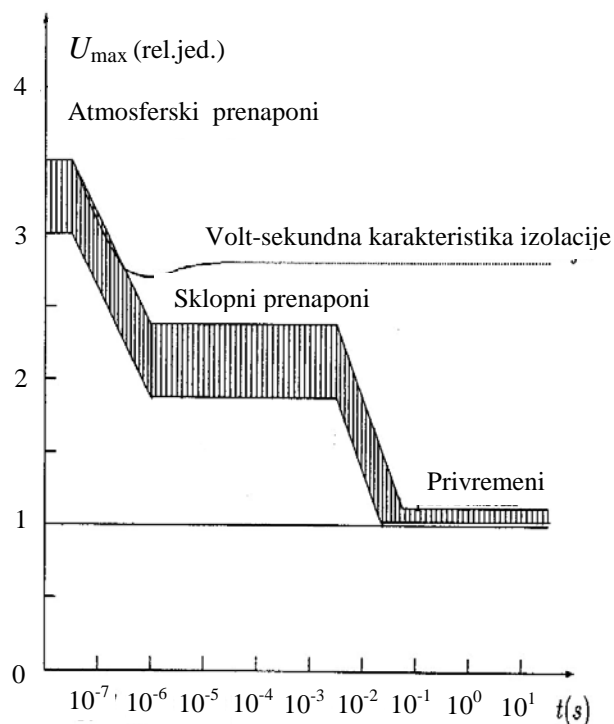
Jaki strujni impulsi mogu da se pretvore u snažne elektromagnetne impulse za koje se pokazalo da služe kao novi tip oružja nazvan elektromagnetna bomba. Većina energije se emituje na frekvencijama ispod 1 MHz pa se impuls širi bez mogućnosti fokusiranja. Elektromagnetni impuls deluje razorno na okolne elektronske, telekomunikacione i računarske sisteme. U štampanim kolima i u napojnim linijama indukuju se prenaponi od stotinak volti, koji dovode do proboja i uništenja poluprovodničkih komponenti. Prenaponi se prenose priključnim provodnicima kola za napajanje ili antenama, tako da se primenjuju posebne mere zaštite. Postoje i druge konstrukcije sistema za stvaranje jakih magnetnih i strujnih impulsa kao što su: generator na bazi smanjenja broja navojaka zavojnice, generator jakog impulsnog polja na bazi deformacije četvrtaste kutije ili generator impulsnog polja sa linearnim prostiranjem eksplozije.

Jaka magnetna polja indukuju u žičanim strukturama prenapone koji mogu izazvati oštećenja elektronskih elemenata, sklopova i čitavog uređaja, dovodeći do njihovog delimičnog ili potpunog uništenja ili mogu prouzrokovati prolazne poremećaje u njihovom funkcionisanju.

2.2. Klasifikacija prenapona

Prema uzroku nastanka prenaponi se mogu podeliti na dva osnovna tipa: spoljašnji ili atmosferski i unutrašnji prenaponi.

Spoljašnji ili atmosferski prenaponi nastaju kao posledica atmosferskih pražnjenja (udara groma) u elemente elektroenergetskih objekata ili u njihovu blizinu. Kao posledica direktnih pražnjenja javljaju se vrlo velike struje koje izazivaju velike napone na elektroenergetskim objektima od kojih se oprema mora zaštititi. U slučaju atmosferskih pražnjenja u blizini objekta dolazi do indukovanja prenapona. Unutrašnji prenaponi nastaju usled poremećaja u samom sistemu i prema uzroku se dele na sledeće grupe: sklopni ili komutacioni i privremeni prenaponi. Sklopni prenaponi nastaju pri sklopnim operacijama (uključivanju ili isključivanju) delova mreže. Privremeni prenaponi imaju duže vreme trajanja od atmosferskih i sklopnih, a prema uzroku nastanka mogu se podeliti na sledeće tipove: prenapone pri nesimetričnom pogonu, rezonantne prenapone, ferorezonantne prenapone i prenapone nastale pri naglom rasterećenju. Na Slici 2.3. data je procena amplituda i vremena trajanja pojedinih tipova prenapona.



Slika 2.3. Procena amplituda i vremena trajanja pojedinih tipova prenapona[6]

Sa Slike 2.3. vidi se da atmosferski prenaponi imaju najvišu amplitudu ali najkraće vreme trajanja, dok privremeni naponi koji dugo traju, imaju amplitudu nešto višu od najvišeg napona mreže. Sa druge strane, izolacija može kratkotrajno da podnese više prenapone, dok prenaponi dužeg trajanja mogu da oštete izolaciju čak i ako su niže amplitude.

Osnovni uzroci prenaponskih tranzijentnih pojava u elektroenergetskom sistemu su: atmosferska pražnjenja, uključivanje/isključivanje kondenzatorskih baterija, uključivanje neopterećenih transformatora, ferorezonancija, uključivanje/isključivanje vodova, rasterećenja ili potpuni ispadi opterećenja, inicijalizacija i otklanjanje kratkih spojeva.

Prema standardu IEC 71-1 naponi i prenaponi se klasifikuju prema njihovom obliku i dužini trajanja u sledeće grupe:

1. Trajni napon pogonske frekvencije
2. Privremeni, prolazni prenapon
3. Tranzijentni, prelazni prenaponi koji se dele na:
 - a) Prenapon sporog uspona čela ($20\mu\text{s} < T_1 < 5000\mu\text{s}$), ukupne dužine trajanja $T_2 < 20$ ms.
 - b) Prenapon brzog uspona čela ($0,1\mu\text{s} < T_1 < 20\mu\text{s}$), ukupne dužine trajanja $T_2 < 300$ μs .
 - c) Prenapon vrlo brzog uspona čela, sa vremenom trajanja čela $T_1 < 0,1$ μs , ukupne dužine trajanja $T_2 < 3$ ms.
4. Kombinovani prenapon koji se sastoji od dva ili više komponentnih prenapona istovremeno.

Kako je modelovanje komponenti elektroenergetskog sistema u širokom spektru frekvencija praktično nemoguće, u Tabeli 2.1.[7] date su četiri osnovne grupe frekvencija i njima pridružena odgovarajuća prenaponska stanja u kojima se različito modeluju pojedini elementi mreže.

U tabeli 2.2 [7] dat je pregled uzroka prelaznih pojava u elektroenergetskom sistemu sa pripadajućim frekventnim područjima.

Tabela 2.1. Osnovne grupe frekvencija i odgovarajuća prenaponska stanja[7]

Grupa	Frekventno područje	U vremenskom domenu to su:	Za analize aktuelni:
I	0,1Hz - 3Hz	Niskofrekventne oscilacije	Privremeni prenaponi
II	50HZ - 20kHz	Talasi sporog uspona čela	Sklopni prenaponi
III	10kHz-3MHz	Talasi brzog uspona čela	Atmosferski prenaponi
IV	100kHz – 50MHz	Talasi vrlo brzog uspona čela	Prenaponinastali podskakivanjima kontakata prekidača

Tabela 2.2. Pregled uzroka prelaznih pojava sa pripadajućim frekventnim područjima[7]

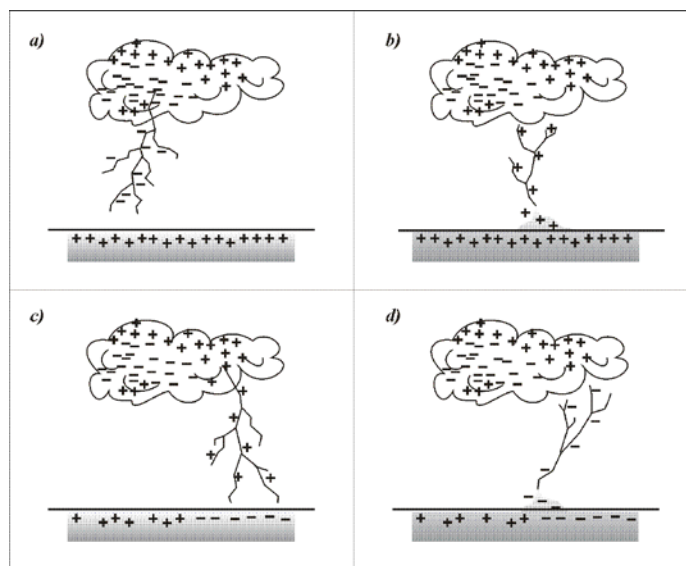
Izvor	Frekventno područje
Uključenje transformatora Ferorezonancija	(DC) 0,1 Hz – 1Hz
Rasterećenje	0,1 Hz – 3kHz
Otklanjanje kvara	50 Hz – 3kHz
Inicijalizacija kvara	50 Hz – 20 kHz
Uključenje voda	50 Hz – 20kHz
Automatsko ponovno uključenje	(DC) 50 Hz – 20 kHz
Prelazni povratni napon	
Kvar na priključcima	50 Hz – 20 kHz
Kvar na vodu	50 Hz – 100 kHz
Podskakivanje kontakata prekidača	10 kHz – 1MHz
Atmosferska pražnjenja	
Kvarovi u postrojenjima	10 kHz – 1 MHz
Sklopne operacije rastavljača i kvarovi u GIS	100 kHz – 50 MHz

2.2.1. Prenaponi atmosferskog porekla

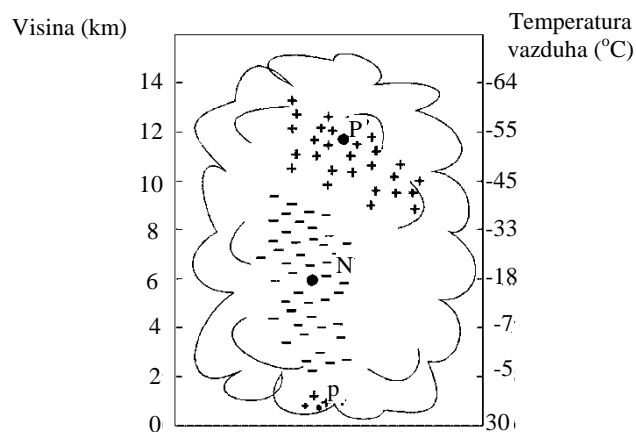
Pod atmosferskim pražnjenjem podrazumeva se električno pražnjenje između suprotno naelektrisanih oblaka ili naelektrisanih oblaka i zemlje. Jedan od uslova za nastanak grmljavinskih oblaka je uzlazno strujanje toplog vazduha koji je zasićen

vodenom parom. Postoji više teorija koje objašnjavaju razdvajanje naelektrisanih čestica u oblacima, a najpoznatije su Wilson-ova, Simpson-ova i Workman-ova. Razvoj pražnjenja može se podeliti u nekoliko faza: tačkasto pražnjenje, skokoviti lider, glavno pražnjenje i višestruki udari.

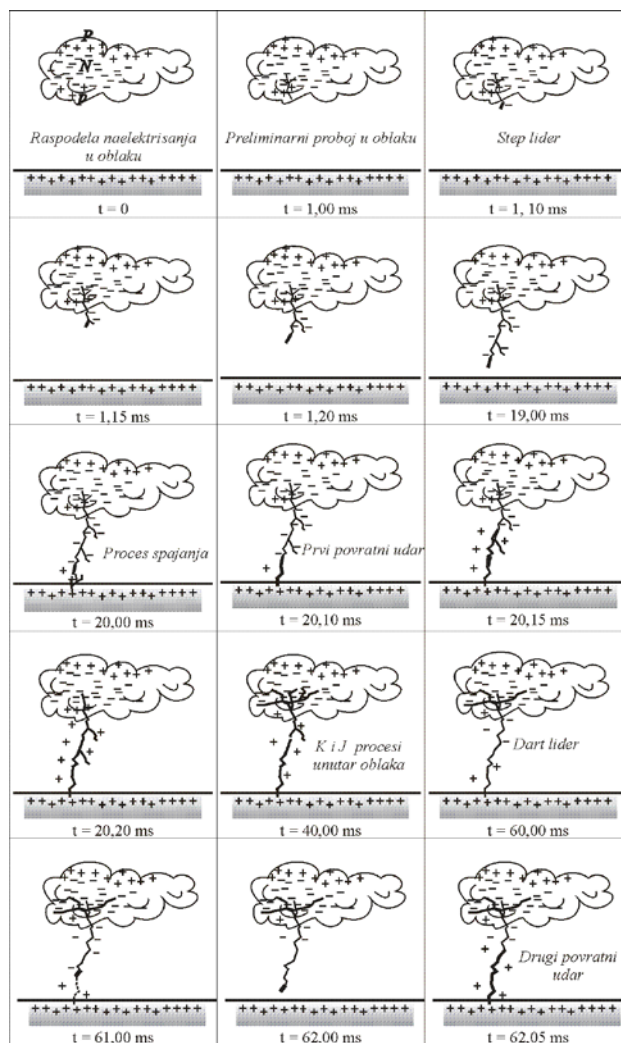
Kao posledica atmosferskog pražnjenja javlja se proboj gasova varnicom dužine više kilometara. Na sledećim slikama[8] dat je prikaz vrsta atmosferskih pražnjenja između oblaka i zemlje (Slika 2.4.), raspodele naelektrisanja unutar olujnog oblaka (Slika 2.5.) i vremenski razvoj negativnog atmosferskog pražnjenja oblak-zemlja (Slika 2.6.).



Slika 2.4. Četiri vrste atmosferskih pražnjenja (AP) između oblaka i zemlje:
 a) negativno AP oblak – zemlja, b) pozitivno AP zemlja – oblak, c) pozitivno AP oblak – zemlja, d) negativno AP zemlja – oblak[8]



Slika 2.5. Raspodela centara naelektrisanja unutar olujnog oblaka[8]



Slika 2.6. Vremenski razvoj negativnog atmosferskog pražnjenja oblak – zemlja: nastajanje i napredovanje step – lidera ka zemlji; proces spajanja; nastajanje prvog i drugog povratnog udara[8]

Prenaponi atmosferskog porekla nastaju usled statičkog elektriciteta ili direktnog pražnjenja u vidu groma i njihov uticaj na elektroenergetski sistem je teško izbeći. Amplitude prenapona, koje nastaju kao posledica statičkog elektriciteta, mogu dostići vrednosti do nekoliko stotina kV-ti. Prenosni vodovi u mreži najčešće imaju galvansku vezu sa zemljom (zvezdišta transformatora ili uzemljenje preko mernih transformatora), preko koje se statički elektricitet odvodi u zemlju, pa ovi prenaponi ne predstavljaju veliku opasnost za visokonaponske vodove. Mnogo opasniji prenaponi nastaju prilikom udara groma direktno u vodove ili u njihovoj neposrednoj blizini. Jedan od najvažnijih parametara groma je jačina struje, a veoma su bitni strmina čela kao i brzina opadanja talasa. Atmosferski prenaponi su direktna posledica generisane

struje groma i oni imaju talasni oblik analogan talasnom obliku struje groma. Karakteriše se svojom temenom vrednošću U_m , polaritetom i vremenom trajanja čela i začelja. Nastali prenaponi se u obliku putujućih prenaposnkih talasa kreću na obe strane od mesta udara ili indukovanja. Direktni udar groma u fazni vod, kod dobro izolovanih vodova, prouzrokuje prenapone veoma velike vrednosti. Ovi prenaponi izazivaju najveći broj oštećenja i kvarova prijemnika električne energije u električnom okruženju.

Atmosfersko pražnjenje se pri proračunima prenapona u elektroenergetskom sistemu modeluje preko strujnog talasa koji nailazi po kanalu groma koji se zamenjuje vodom konstantne karakteristične impedanse. Strujni talas se može modelovati korišćenjem dvostruke ekponencijalne funkcije[6]:

$$I(t) = I_m(e^{-at} - e^{-bt}) \quad (2.2)$$

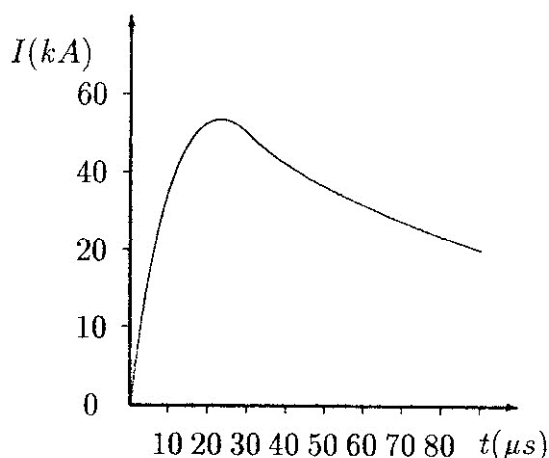
Maksimalna vrednost struje se javlja u trenutku

$$t_m = \frac{\ln a - \ln b}{a - b} \quad (2.3)$$

a struja u tom trenutku iznosi:

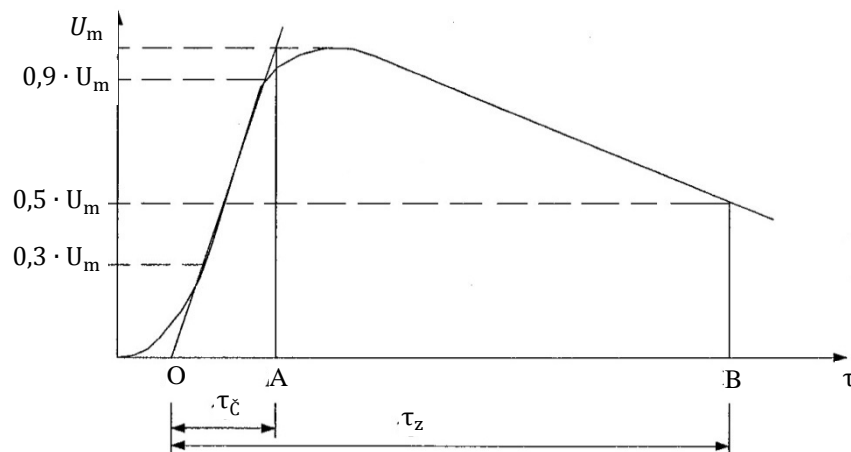
$$I_{max} = I_m \left[\left(\frac{a}{b} \right)^{\frac{-a}{a-b}} - \left(\frac{a}{b} \right)^{\frac{-b}{a-b}} \right] \quad (2.4)$$

Na Slici 2.7.[6] prikazan je tipičan oblik strujnog talasa predstavljenog sa dve ekponencijalne funkcije.



Slika 2.7. Dvostruko ekponencijalni oblik strujnog talasa[6]

U laboratorijskim uslovima za ispitivanje izolacije udarnim naponskim talasom koji simulira atmosferski prenapon, koristi se izmenjeni oblik talasa koji u početnom trenutku ima vrlo malu strminu za razliku od dvostruko eksponencijalnog talasa. Na Slici 2.8.[9] prikazan je realan naponski talas koji se koristi u laboratorijskim uslovima. Čelo talasa se linearizuje pravom koja prolazi kroz 0,3 i 0,9 od maksimalne vrednosti talasa. Nazivno vreme čela $\tau_{\check{c}}$ se definiše kao trajanje tako linearizovanog čela talasa, a vreme začelja τ_z kao vreme od početka linearizovanog čela talasa do trenutka do koga talas opadne na polovinu svoje vrednosti. Tipičnim naponskim talasima se smatraju oni čije je vreme uspona čela do temene vrednosti $\tau_{\check{c}} = 1,2 \mu\text{s}$ i vreme opadanja do polovine temene vrednosti na začelju $\tau_z = 50 \mu\text{s}$.

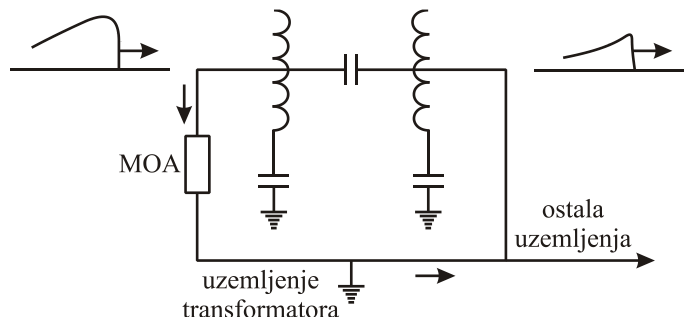


Slika 2.8. Tipičan oblik atmosferskog prenapona[9]

Amplituda prenaponskog talasa nastalog atmosferskim pražnjenjem se prigušuje prolaskom kroz sistem tako da talasni oblik impulsnog tranzijenta ima različit izgled na različitim mestima sistema. Zbog visoke frekvencije nastali prenaponski talasi se uglavnom prostiru duž kapacitivnih puteva transformatora i to preko kapacitivne veze između namota primara i sekundara, kao i kapacitivne veze između oba namota i zemlje(Slika 2.9.)[7]. Praktični slučajevi konstruktivnih rešenja transformatora pokazuju da kapacitivnost između namota i zemlje može da bude veća od kapacitivnosti između samih namota, tako da se većina prenaponskog talasa skreće u zemlju.

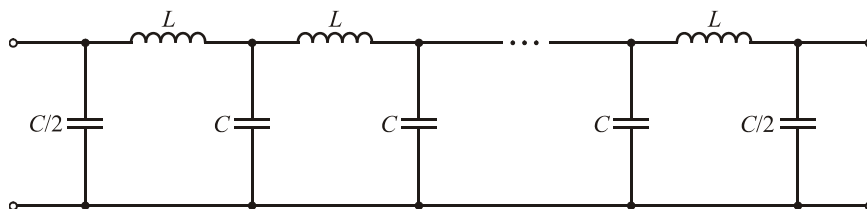
Ako transformator sa primarne strane ima ugrađen odvodnik prenapona, tada pri odvođenju struje atmosferskog pražnjenja kroz njega može da dođe do porasta

potencijalne razlike lokalnog uzemljenja transformatora na nekoliko kV-ti u odnosu na ostala uzemljenja u blizini. Ovo može imati za posledicu kvarove na elektronskoj opremi koja ima vezu sa pomenutim uzemljenjem.

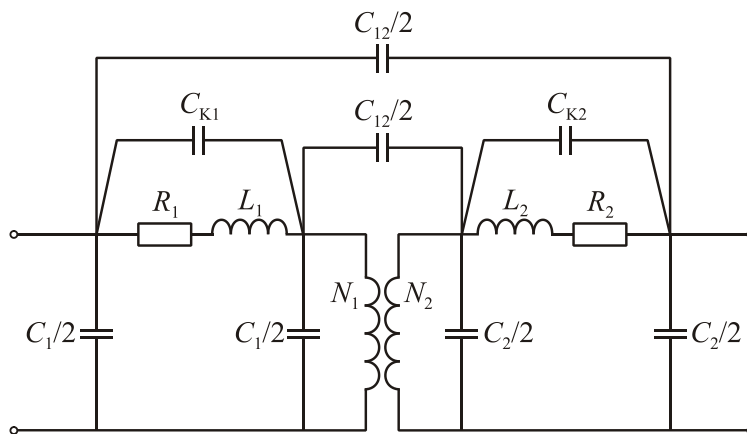


Slika 2.9. Putevi širenja visokofrekventnih prenaponskih talasa nastalih delovanjem atmosferskog pražnjenja[7]

Za analize atmosferskih pražnjenja mogu se koristiti modeli elektroenergetskog sistema koji pripadaju frekventnom području reda 10 kHz – 1 MHz. Prenosni vodovi se modeluju distribuiranim parametrima (Slika 2.10.) dok se transformator predstavlja odgovarajućim ekvivalentnim kapacitivnostima između namota primara i sekundara, sopstvenim kapacitivnostima namota kao i ekvivalentnim kapacitivnostima između oba namota i zemlje (Slika 2.11.)[10].



Slika 2.10. Model prenosnog voda za analizu atmosferskih pražnjenja[10]



Slika 2.11. Model transformatora za analizu atmosferskih pražnjenja[10]

2.3. Negativni efekti prenapona

Kao posledica delovanja prenapona može doći do oštećenja osetljive električne opreme u koju spadaju: audio, TV i video uređaji, računarska oprema, elektronski merni sistemi. Ulazak prenaponskog talasa u objekat preko faznog ili neutralnog provodnika može izazvati takvo naprezanje izolacije opreme i uređaja priključenih na električnu instalaciju koji mogu dovesti do proboja izolacije. Atmosfersko pražnjenje u prihvatni sistem gromobranskih instalacija objekta takođe može dovesti do oštećenja jer porast potencijala uzemljivača koji nastaje usled odvođenja struje groma u okolno tlo, izaziva porast potencijala svih uzemljenih delova opreme i uređaja u odnosu na njihove neuzemljene delove.

Prenaponi su na uređajima neželjene i opasne pojave koje mogu imati sledeće posledice: ugrožavanje bezbednosti rukovaoca uređajima i opremom, razaranje ili oštećenje uređaja, neispravan rad uređaja bez promena na sastavnim delovima uređaja, pojavu šuma u prenošenim signalima. Zbog svega navedenog potrebno je posebno izvršiti zaštitu od prenapona takvih osetljivih uređaja na niskonaponskom nivou od koje se zahteva da brzo i bez posledica po uređaj i zaštitu otkloni prenaponsku opasnost.

Negativni efekti prenaponskih pojava na niskonaponskom nivou uglavnom su vezani za poluprovodničke komponente, mada oštećenja izolacije mogu biti prouzrokovana i na drugim komponentama usled delovanja visokonaponskih tranzijenata izazvanih najčešće bliskim atmosferskim pražnjenjem. Prenaponske pojave nastaju direktno kao posledica komutacionih procesa unutar samih uređaja odnosno unutar mreža na koje su uređaji priključeni ili indirektno kao posledica interakcije žičanih struktura uređaja sa elektromagnetnim impulsima. Smanjenjem dimenzija elektronskih komponenti u velikoj meri se smanjuje i njihova otpornost na prenaponske pojave. U slučaju da prenaponska zaštita uređaja nije dovoljno efikasna, prenaponske pojave mogu izazvati oštećenja elektronskih elemenata, sklopova i čitavog uređaja, dovodeći do njihovog delimičnog ili potpunog uništenja. Tranzijentni prenaponi, takođe mogu prouzrokovati i prolazne poremećaje u funkcionisanju uređaja.

Visok stepen ugroženosti od uništenja dejstvom visokih vrednosti tranzijentnih prenapona imaju snažne poluprovodničke komponente vezane za energetske vodove. Poluprovodničke komponente u niskonaponskim signalnim i kontrolnim kolima,

indirektno su spregnute sa linijama napajanja, ali mogu biti podložne uništenju zbog relativno malog dozvoljenog strujnog, odnosno naponskog radnog opsega. Postoji i mogućnost uništenja elektronskih komponenti spregnutih sa ostalim žičanim strukturama (na primer antene), koje mogu postati izvor tranzijentnih prenapona usled delovanja elektromagnetnih impulsa. Prolazni poremećaji rada elektronskih uređaja kao posledica tranzijentnih prenapona ne moraju bitno ugroziti njihovo funkcionisanje, a u neke od osnovnih poremećaja tog tipa spadaju: greške u prenosu podataka kod digitalnih sistema, poremećaji i potpuno blokiranje u radu kontrolnih sistema, pogrešne indikacije merene veličine kod mernih sistema.

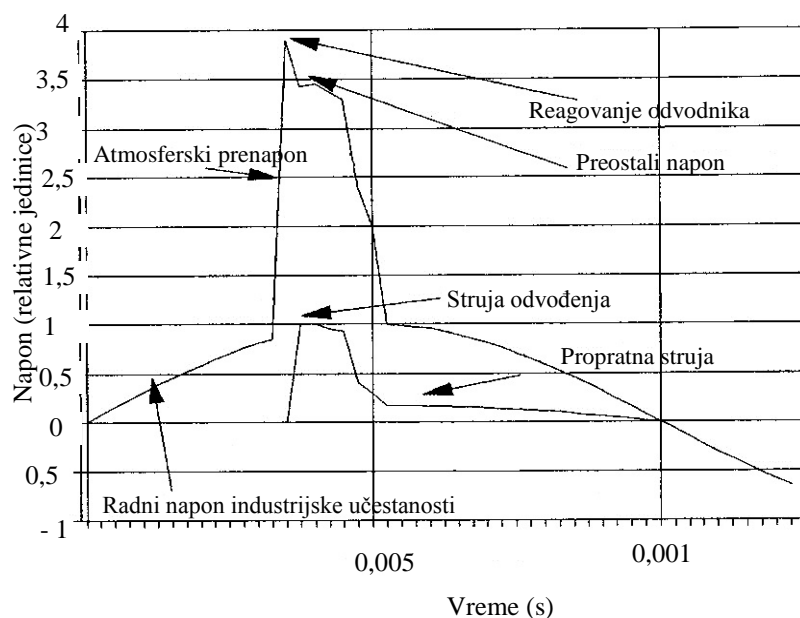
Izolacija električne opreme služi da odvoji delove koji u normalnom pogonu nisu pod naponom od delova koji su uzemljeni ili da odvoji delove koji su pod različitim naponima. Projektuje se tako da može trajno da radi pri najvišem naponu opreme. Pri pojavi prenapona dolazi do naprezanja izolacije koja zavisi od amplitude prenapona, talasnog oblika i trajanja. Dielektrična čvrstoća izolacije se definiše preko napona koji izolacija može da podnese. Do pojave razornog pražnjenja dolazi ukoliko izolacija ne izdrži prenapone, što predstavlja gubitak dielektričnih svojstava izolacije i tada izolacija počinje da provodi struju kao provodnik[8].

2.4. Osnovni principi prenaponske zaštite

Zaštita od atmosferskih prenapona sprovodi se u čitavom elektroenergetskom sistemu, a kao zaštitna sredstva se koriste: zaštitna užad na vodovima i postrojenjima, gromobranski štapovi u postrojenjima, iskrišta i odvodnici prenapona. Najvažniju vrstu prenaponske zaštite čine odvodnici prenapona koji se postavljaju što je moguće bliže štíćenom objektu, a to su obično energetske transformatori. Osnova konstrukcije ovih zaštitnih uređaja čine nelinearni otpornici vezani prema zemlji koji pri nailasku prenapona smanjuju svoju otpornost odvođeći deo energije u zemlju. Nestankom prenapona oni ponovo povećavaju svoju otpornost na prvobitnu vrednost. Prema konstrukciji mogu se podeliti na dve grupe: silicijum-karbidni (SiC) ili klasični odvodnici prenapona i metal oksidni ili cink-oksidni (ZnO) odvodnici prenapona.

Osnove konstrukcije klasičnih odvodnika prenapona čine redno vezani nelinearni otpornici i iskrišta. Iskrište ima ulogu sklopnog aparata koji se uključuje kada napon pređe napon reagovanja, a isključuje kada struja prolazi kroz nulu. Uloga

nelinearnog otpornika je da ograniči propratnu struju koja protiče usled dejstva radnog napona nakon što je prenaponski talas prošao. Odvodnik za više radne napone može se konstruisati upotrebom nekoliko iskrišta i nelinearnih otpornika vezanih na red. U trenutku reagovanja odvodnika kroz odvodnik počinje da protiče struja odvođenja sve dok postoji prenapon. Nakon nestanka prenapona, pod uticajem radnog napona protiče propratna struja, koja je ograničena nelinearnim otpornicima odvodnika. Kada propratna struja prolazi kroz nulu, luk na iskrištima se gasi i odvodnik ponovo ima beskonačnu otpornost kao i pre reagovanja. Na Slici 2.12.[6] prikazan je dijagram napona i struja pri reagovanju odvodnika prenapona.



Slika 2.12. Dijagram napona i struja pri reagovanju odvodnika prenapona[6]

Prenaponska zaštita će se realizovati uspešno tako da ispuni svoje ciljeve i opšte zahteve ako se poznaju tehničke karakteristike samog uređaja, osobine prenapona kojima je uređaj izložen u toku eksploatacije i karakteristike zaštitnih elemenata. Jedan od osnovnih osobina prenapona je mesto i način nastanka prenapona ili izvor prenapona. Mogući izvori prenapona koji su već navedeni mogu se razvrstati na impulsne i trajne, periodične i neperiodične. Na neke od ovih izvora se može uticati u smislu smanjenja stvaranja prenapona, dok se na neke ne može uticati. To znači da će i

mere prenaponske zaštite da budu podeljene na one koje sprečavaju pojavu prenapona na uređajima i na one koje deluju na prenapon koji se pojavio na uređaju.

Zaštita od prenapona uređaja na niskonaponskom nivou može se sprovesti i njihovim postavljanjem u magnetno zaštićene prostorije gde se vrši minimizacija spoljašnjih magnetnih polja kao mogućih izvora prenapona. Jedan od aspekata elektromagnetne zaštite je smanjivanje polja u okolini jakih elektromagnetnih izvora koji mogu da ometaju ili onemoguće rad obližnjih osetljivih elektronskih sistema. Kao primer mogu se uzeti prostorije medicinskih ustanova u kojima se koristi magnetna rezonancija. Masivni superprovodni magneti koji daju indukciju veću od 1T oklapaju se feromagnetnim štitom čime se sprečava uticaj na ostalu instrumentaciju[11]. Od uređaja u domaćinstvu, jak izvor elektromagnetnog zračenja je mikrotalasna pećnica koja je obložena efikasnim zaštitnim kavezom. Postoje dva principa zaštite prostorija od magnetnog polja: a) pasivna i b) aktivna zaštita. Najčešće se koristi pasivna zaštita, koja se sastoji u oklapanju prostorije limovima od provodnih i feromagnetnih materijala. Kada pasivna zaštita nije dovoljna, vrši se takođe i aktivna zaštita pomoću sistema električnih namota postavljenih oko štice prostorije. Pomoću senzora indukcije i sistema povratne sprege namoti se napajaju strujama koje generišu polje iste jačine ali suprotnog smera od spoljašnjeg, čime dolazi do poništavanja. Pri konstrukciji prostorija sa rekordno niskim indukcijama, primenjuje se istovremeno i pasivna i aktivna zaštita.

Magnetna zaštita se postiže oblaganjem zidova prostorije pločama od feromagnetnog materijala velike permeabilnosti. Najbolji oblik zaštićene zapremine je loptast, ali se takav oblik retko koristi u praksi. Cilindar je drugi povoljan oblik, ali iz praktičnih razloga, većina zaštićenih prostorija oblikuje se u vidu kvadra ili kocke. Oštre ivice predstavljaju mesta sa slabijom zaštitom, pa se ivice zaobljavaju i dodatno zaštićuju. Kao što je ranije rečeno, magnetni fluks se raspodeljuje na način da ukupni magnetni otpor bude minimalan. Veći deo fluksa usmerava se duž feromagnetnih zidova, a manjim delom kroz prostor koji se zaštićuje. Jačina polja u zaštićenoj zapremini se može smanjiti, ali se ne i svesti na nulu. Povećanjem broja zaštitnih slojeva, koji se usađuju jedan u drugi, postiže se pojačano smanjivanje polja. Smanjivanje ima asimptotski karakter što znači da se, bez obzira na broj slojeva, polje unutar prostorije ne može svesti na nulu.

Majkl Faradej je zaslužan za pronalazak efikasne zaštite od električnih polja. Zaštitni sistem, tzv. Faradejev kavez, predstavlja prostoriju ograđenu od okoline gustom žičanom mrežom ili zidovima od provodnog lima[12]. Savremeni Faradejevi kavezi se mahom oblažu aluminijumskim limom velike provodnosti. Osim od električnih polja, kavez štiti i od radiofrekvencijskih elektromagnetnih signala. Naizmenično magnetno polje upravno na provodnu ploču, indukuje u njoj vrtložne struje, koje stvaraju polje suprotnog smera od upadnog. Na površini ploče struje imaju najveću gustinu, koja sa porastom dubine opada prema eksponencijalnom zakonu. Pri izradi kaveza je potrebno da se spreči prodiranje polja kroz sastavne ivice, pukotine i otvore kao što su vrata, mesta provlačenja električnih instalacija, vodovoda, klimatizacije i dr. Mali otvori su posebno kritični kod visokofrekventnih elektromagnetnih talasa sa submilimetarskim talasnim dužinama. Pri nižim učestanostima zaštita na principu vrtložnih struja je sve neefikasnija. U slučaju ustaljenog polja, kao što je polje Zemlje, aluminijumske (i bakarne) ploče ne pružaju nikakvu zaštitu. Za potiskivanje magnetnih polja niskih frekvencija koriste se zaštitni slojevi od feromagnetnih materijala. Kompleksnost izrade magnetno zaštićenih prostorija, kao i ekonomski efekat izrade takvih prostorija za smeštaj i zaštitu minijaturnih komponenata, ograničavaju njihovu primenu u zaštiti uređaja na niskonaponskom nivou od elektromagnetnih uticaja i prenapona.

Elementi za prenaponsku zaštitu na niskonaponskom nivou mogu se podeliti na nelinearne i linearne. U nelinearne elemente spadaju prenaponske diode, varistori i gasni odvodnici prenapona, dok u linearne spadaju različite vrste električnih filtera. U praksi se često koristi kombinacija ovih elemenata, zbog činjenice da većina komercijalnih filtera nije predviđena za korišćenje protiv smetnji koje dostižu nekoliko hiljada volti. Osim toga vrlo je teško obezbediti potreban nivo zaštite uz upotrebu samog filtera.

Osobine realnih elemenata prenaponske zaštite su sledeće[13]:

- Prag reagovanja realnog nelinearnog elementa prenaponske zaštite je postepen, a ne oštar, odnosno nelinearni element odlikuje se konačnom vrednošću koeficijenta nelinearnosti.

- Vrednost napona u šticenoj tački uređaja u manjoj ili većoj meri zavisi od struje koja prolazi kroz nelinearni zaštitni element.

- Mogućnost apsorbovanja energije realnih nelinearnih zaštitnih elemenata je ograničena.

- Nelinearni elementi prenaponske zaštite kao i električni filteri pokazuju svojstva starenja, odnosno promene karakteristika u funkciji broja aktiviranja, vršne vrednosti struja koje provode kao i dužine trajanja tranzijenata. Promena karakteristika ovih elemenata uočava se i u uslovima promene temperature ambijenta i zračenja.

- Uticaj nekih elemenata prenaponske zaštite na normalan rad uređaja u vreme odsustva prenaponske pojave ne može se zanemariti što može voditi pogoršanju karakteristika uređaja.

Bitne karakteristike na osnovu kojih se mogu porediti elementi prenaponske zaštite su: zavisnost struje od napona u području u kome rade kao zaštitni, vreme reagovanja, energija na zaštitnom elementu, snaga disipacije prenaponskih elemenata. Problem efikasne zaštite osetljivih elektronskih uređaja blisko je vezan i za poznavanje nivoa stabilnosti pojedinih elemenata prenaponske zaštite. U cilju razvoja elemenata prenaponske zaštite bitno je ispitivati uticaje spoljnih faktora na stabilnost relevantnih karakteristika : temperature, broja aktiviranja (broja prethodnih prorada) i zračenja.

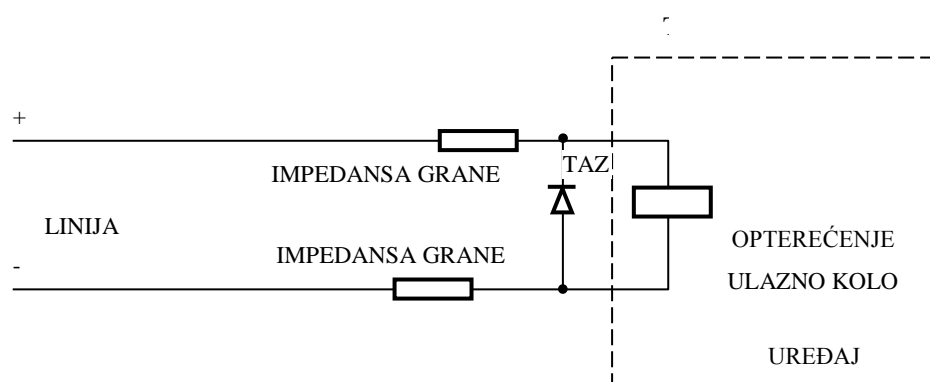
2.5. Komponente za koordinaciju izolacije na niskonaponskom nivou

Koordinacija izolacije predstavlja skup mera i postupaka usklađivanja izolacionih karakteristika električne opreme sa zaštitnim karakteristikama zaštitnih komponenti, pri čemu se vodi računa pored tehničkih i o ekonomskim aspektima. Komponente koje se koriste u koordinaciji izolacije na niskonaponskom nivou su: prenaponske diode, varistori, gasni odvodnici prenapona i različite vrste električnih filtera.

2.5.1. Prenaponske diode

Prenaponske diode se po principu rada ne razlikuju od klasične Zener diode. Nastale su unapređenjem karakteristika Zenerovih dioda u procesu razvoja dioda za upijanje prenaponskih impulsa (Transient Absorption Zener). Po konstrukciji to su poluprovodničke diode čiji se rad zasniva na Zenerovom efektu i lavinskom efektu. One

se mogu koristiti za zaštitu od prenapona intenziteta od 5V do 300V. Za razliku od klasičnih Zener dioda kod ovih komponenti povećana je površina PN spoja što omogućava kraće vreme reagovanja, bolje hlađenje, manju inverznu struju zasićenja, kao i manju otpornost provođenja u odnosu na klasičnu Zener diodu. Prenaponske diode su najbrži prenaponski zaštitni element brzine odziva reda veličine 10 ps. U toku provođenja, impedansa prenaponske diode može iznositi oko 10 mΩ. Loša osobina prenaponskih dioda je njihova osetljivost na veće intenzitete struje, kao i relativno visoka kapacitivnost PN spoja (reda nekoliko nF) [14,15]. Ova kapacitivnost može izazvati slabljenje korisnog signala pa se u kolima prenaponske zaštite često vezuje nekoliko prenaponskih dioda redno. Druga mera za smanjivanje kapacitivnosti je vezivanje niskokapacitivne diode na red sa prenaponskom diodom. Na Slici 2.13.[13] prikazana je principna šema zaštite uređaja od prenapona sa linije napajane jednosmernim naponom.

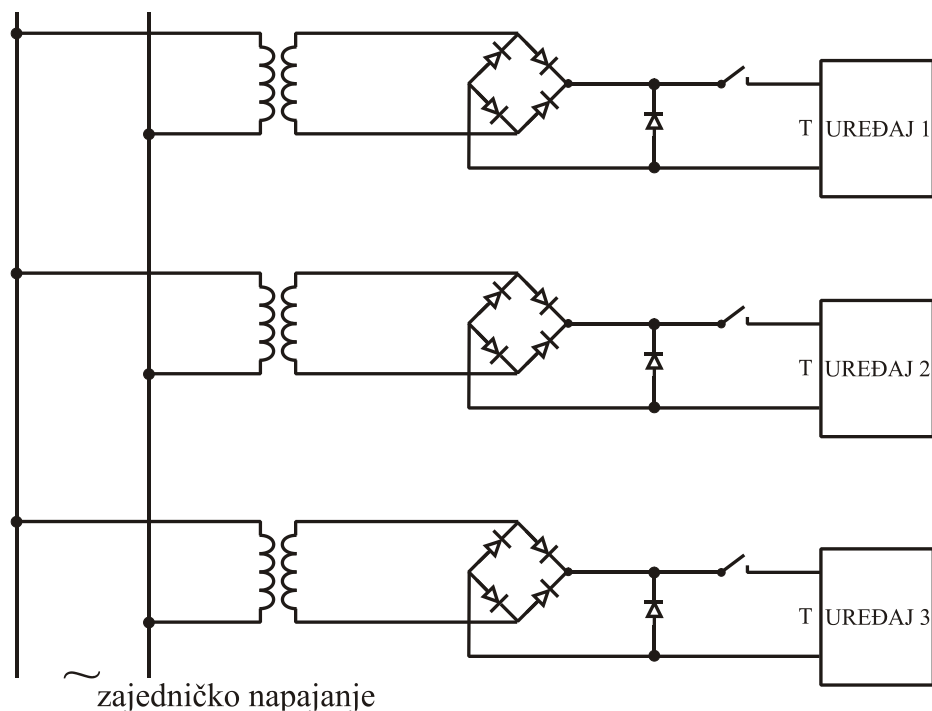


Slika 2.13. Zaštita uređaja od prenapona[13]

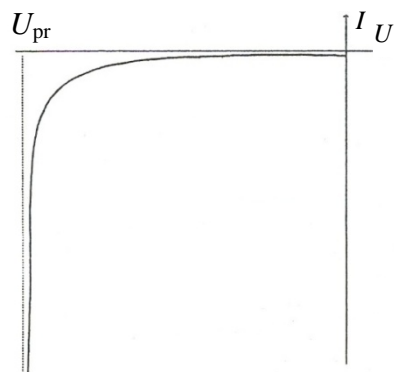
Ako je više uređaja vezano na isti izvor napajanja tada se na svakom uređaju mora vršiti zaštita od prenapona kao što je prikazano na Slici 2.14.

Prenaponska dioda spada u takozvane "tvrde" ograničavajuće elemente, odnosno elemente sa jako izraženom nelinearnošću strujno-naponske karakteristike. Princip funkcionisanja prenaponske diode zasniva se na proboju P-N barijere u oblasti inverzne polarizacije. Kada napon inverzne polarizacije prekorači neku određenu vrednost, dolazi do naglog porasta struje, tako da na kraju struja raste praktično bez

daljeg porasta napona. Karakteristika proboja diode u inverznom području data je na Slici 2.15[16].



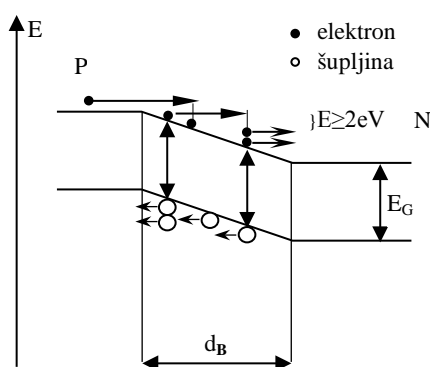
Slika 2.14. Otklanjanje prenapona na mestu nastanka[13]



Slika 2.15. Strujno-naponska karakteristika proboja diode[16]

Naponi kod kojih dolazi do skokovite promene struje kreću se kod prenaponskih dioda u opsegu od 2 pa sve do 800 V, u zavisnosti od tehnologije izrade. Vrednost napona U_{pr} kod koga dolazi do skokovitog porasta struje, naziva se probojni napon, a pojave koje dovode do toga objašnjavaju se svojstvima, odnosno probojem P-N barijere. Postoje dva uzroka koja dovode do proboja P-N barijere. Kod vrlo uskih

barijera, koje se dobijaju vrlo jakim onečišćenjem poluprovodnika P i N tipa (koncentracije akceptorskih i donorskih nečistoća su velike), može doći do tunelovanja valentnih elektrona kroz barijeru. Ta pojava se objašnjava talasnom prirodom elektrona, a proboj takvog tipa naziva se Zenerov proboj. Kod širih barijera, manjinski nosioci koji prolaze preko barijere mogu kod većih jačina polja dobiti dovoljne brzine da razbiju valentne veze unutar barijere i na taj način se stvaraju dodatni parovi elektron-šupljina, koji doprinose porastu struje. Taj proboj se naziva lavinskim probojem, slično Taunzendovom mehanizmu proboja u gasu. Mehanizam lavinskog proboja prikazan je na Slici 2.16.



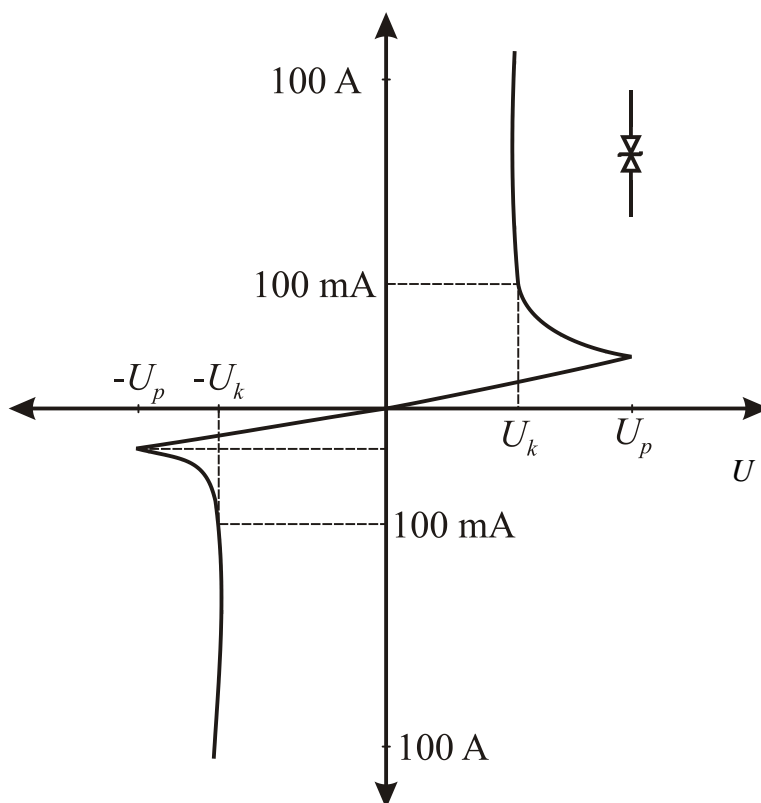
Slika 2.16. Ilustracija mehanizma lavinskog proboja[16]

Izvedeni su zaključci da je Zenerov mehanizam dominantan za diode čiji je probojni napon manji od 5V, dok je kod dioda sa probojnim naponom većim od 8V dominantan lavinski mehanizam proboja, a u opsegu između 5 i 8 volti oba mehanizma deluju simultano[13].

Ako je struja kroz prenaponsku diodu veća od maksimalno dozvoljene struje i dioda zbog toga otkáže, anoda i katoda ostaju u kratkom spoju. Ova osobina ima dve posledice, a to je da neispravna dioda i dalje štiti uređaj i identifikuje se kvar u funkciji uređaja jer su najčešće dva provodnika linije kratko spojena. Iako je nepogodna za rad samog uređaja, ova posledica pregorevanja prenaponske diode signalizira njenu neispravnost, a uređaj ne ostaje ni najmanji period vremena bez prenaponske zaštite.

U prenaponskoj zaštiti koriste se i diode sa povratnom karakteristikom. To je takođe poluprovodnička dioda čiji je princip rada Zenerov i lavinski efekat. Ova dioda je dvosmerni element, sastoji se od PNP i NPN spojeva. Na Slici 2.17.[13] prikazana je

U-I karakteristika ovih dioda. Zbog vraćanja napona na manju vrednost od probojnog napona (U_p) ova dioda je nazvana diodom sa povratnom karakteristikom. Osnovna poboljšanja kod ovih dioda su povećana dozvoljena snaga disipacije i velika zaravnjenost karakteristike u provodnom području (najmanju zavisnost napona od struje u području proboja), odnosno mala Zenerova otpornost. Vreme reagovanja diode sa povratnom karakteristikom je znatno veće od vremena reagovanja prenaponske diode.



Slika 2.17. U - I karakteristika diode sa povratnom karakteristikom[13]

Poluprovodnički zaštitni elementi u koje spadaju Zenerove diode, prenaponske diode i diode sa povratnom karakteristikom ne menjaju karakteristike u toku upotrebe kao ostali zaštitni elementi, a kada se uzme u obzir da pri preopterećenju ostaju u kratkom spoju, zaključak je da se kontrola ovih elemenata svodi na najmanju meru.

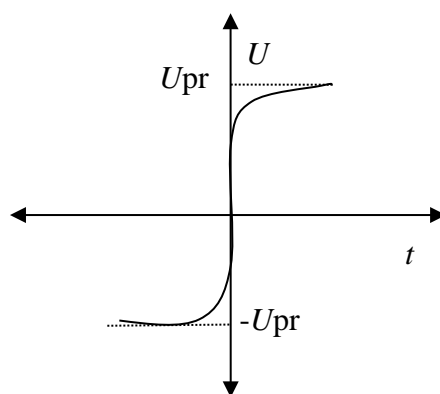
2.5.2. Varistori

Varistori su naponsko zavisni nelinearni elementi približno simetrične karakteristike. Mogu se koristiti za zaštitu od prenapona u opsegu od nekoliko desetina

do nekoliko hiljada volti. U pogledu brzine odziva cinkoksidni varistori se nalaze između prenaponskih dioda i gasnih odvodnika prenapona (vreme odziva za metaloksidne varistore je tipično 25 ns), što važi i za energetska izdržljivost i cenu. Za razliku od nekada korišćenih silicijum-karbidnih varistora danas se koriste metaloksidni varistori (cinkoksidni varistori) zbog boljih karakteristika ograničavanja prenapona. U pogledu "tvrdoće"(izražene nelinearnosti strujno-naponske karakteristike) metaloksidni varistori zaostaju za prenaponskim diodama. Varistori se u kolima prenaponske zaštite koriste dvojako: da zaštite neki uređaj od spoljašnjih prenapona i da otklone smetnje nastale u nekom uređaju i zaštite njegovo električno okruženje.

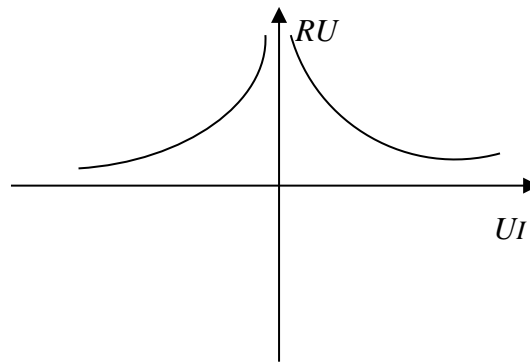
Metaloksidni varistor sastoji se od cinkoksida ZnO , pa se i naziva cinkoksidni varistor. Varistor se izrađuje sinterovanjem praha cinkovog oksida sa malim količinama aditiva (bizmutov oksid $B_{12}O_3$, manganov oksid MnO_2 i antimonov oksid Sb_2O_3) [17,18]. Funkcionisanje varistora vezuje se za proces formiranja potencijalne barijere u površinskom sloju zrna cink oksida, stvaranjem inverzne tačke na preseku krivih koncentracija Zn i O-vakancija, kao nosioca akceptorskih i donorskih osobina [19].

Na Slici 2.18. data je idealizovana naponsko-strujna karakteristika varistora. Data karakteristika je simetrična sa područjem malih struja pri malim naponima i područjem proboja koga karakteriše veliko povećanje struje pri malim promenama napona. Druga zavisnost prikazuje promenu otpornosti varistora sa promenom napona i prikazana je na Slici 2.19.

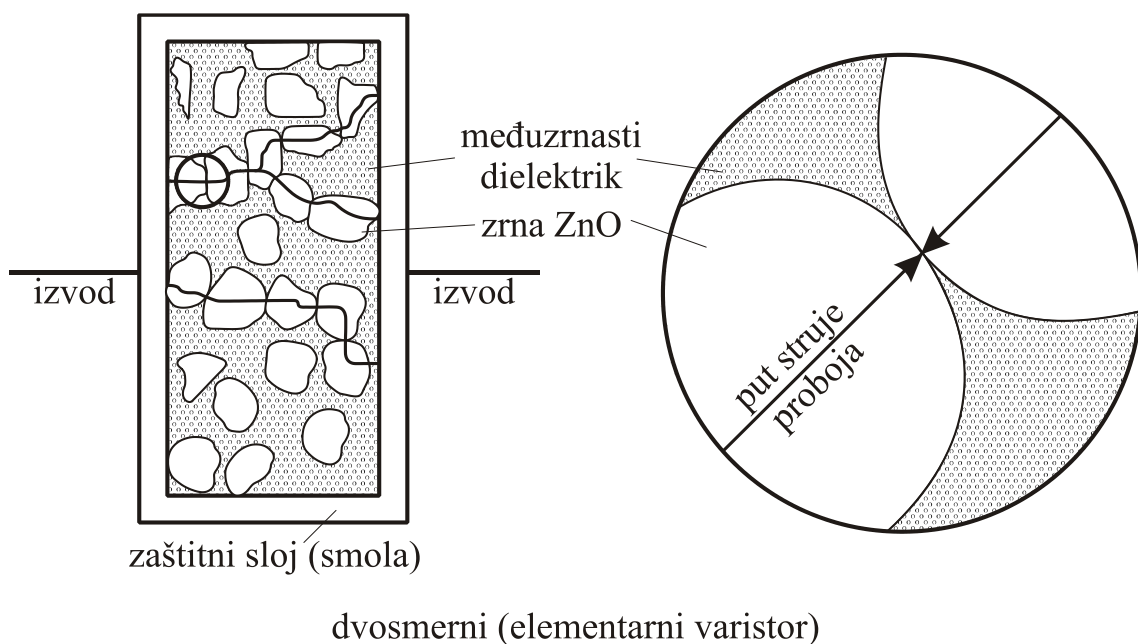


Slika 2.18. Idealizovana naponsko-strujna karakteristika varistora[13]

Mehanizam proboja u varistoru baziran je na nizu proboja na "elementarnim" varistorima koji su od jednog varistora do drugog vezani na red i paralelno. Prikaz strukture varistora i jednog "elementarnog" varistora dat je na Slici 2.20[13].



Slika 2.19. Promena otpornosti varistora u zavisnosti od napona[13]



dvosmerni (elementarni varistor)

Slika 2.20. Struktura i princip rada cinkoksidnog varistora[13]

Utvrđen je probojni napon jednog takvog "elementarnog" varistora i on iznosi između 3V i 3,8V [13,18]. Probojni napon varistora jednak je sumi probojnih napona "elementarnih" varistora koji se nalaze između izvoda varistora, odnosno jednak je probojnom naponu "elementarnog" varistora pomnoženog sa brojem graničnih sučeljavanja susednih zrna ZnO .

$$U_p = \left(\frac{d}{v} - 1\right) u_p \quad (2.5.)$$

gde je d -debljina varistora, v -veličina zrna ZnO, U_p -probojni napon varistora, u_p -probojni napon "elementarnog" varistora.

Može se zaključiti da se pomoću veličine zrna ZnO može podešavati probojni napon varistora. Da bi debljina tela varistora ostala u srazmerno malom opsegu, varistori se proizvode od praha čija zrna mogu biti različite veličine. Koristeći zrna mikronske veličine mogu se dobiti varistori čiji su probojni naponi u opsegu od 5V do 1000V, a da pri tome njihova debljina ne pređe vrednost od desetak milimetara. Varistori se proizvode u formi diska čiji prečnik varira u opsegu od 5 do 20 mm.

Izbor varistora se vrši prema kriterijumima koji garantuju ispravan rad uređaja i varistora u normalnom radnom režimu i u intervalima postojanja prenapona. Kriterijumi za izbor optimalnog varistora mogu se podeliti u sledeće grupe:

1. Reagovanje varistora mora biti iznad radnog napona uređaja.
2. Najveće dozvoljene vrednosti struje kroz varistor, energije i snage na varistoru moraju biti veće od najvećih mogućih vrednosti koje omogućava konkretno kolo koje je varistorom štićeno.
3. U slučaju prenaponskog impulsa povećanje napona na varistoru prema *UI* karakteristici ne sme biti takvo da prevazilazi najveći dozvoljeni napon u tačkama koje se štite.
4. U normalnom radu otpornost i kapacitivnost varistora treba da su takvi da ne pogoršavaju električne i prenosne karakteristike štićenog uređaja.

Tokom eksploatacije dolazi do promena karakteristika varistora, odnosno do izobličenja *UI* karakteristike. Uzroci starenja varistora su priključeni napon i impulsna struja usled prenapona. Varistor koji je promenio karakteristike može da ugrozi ispravan rad uređaja u uslovima bez prenapona, a takođe da izgubi sposobnost efikasne zaštite u uslovima prenaponskih pojava. Varistor se posle preopterećenja ponaša dvojako. Pri impulsnim preopterećenjima varistor pregori i posle opterećenja ostaje u prekidu. Pod opterećenjem koje traje duže u varistoru dolazi do stapanja elementarnih varistora i varistor ostaje u kratkom spoju što je sa aspekta zaštite samog uređaja i otkrivanja otkaza varistora povoljniji slučaj.

2.5.3. Gasni odvodnici prenapona

Gasni odvodnici prenapona imaju široku primenu u prenaponskoj zaštiti tako da će se u ovom radu posebna pažnja posvetiti njihovim karakteristikama. Rade na principu električnog proboja gasova i mogu se koristiti za zaštitu od prenapona

intenziteta od nekoliko desetina volti do nekoliko desetina hiljada volti. U pogledu energetske izdržljivosti oni su najizdržljiviji, a u pogledu cene najjeftiniji elementi za zaštitu od prenapona. Prednost gasnih odvodnika prenapona nad ostalim elementima za zaštitu od prenapona su u opsegu zaštitnih nivoa, sposobnosti provođenja velikih impulsnih struja i snazi disipacije. Nedostaci su nešto manja brzina reagovanja što se u kombinovanoj zaštiti nadoknađuje poluprovodničkim elementima i nemogućnost rednog vezivanja.

Ova vrsta odvonika prenapona sastoji se od dve identične metalne elektrode zatopljene u keramičko ili stakleno kućište. Međuelektrodno rastojanje je reda veličine 1mm. Na unutrašnjem zidu kućišta se u nekim slučajevima nanose radioaktivni izotopi radi povećanja brzine odziva (α -zračenje)[13]. Izolacioni medijum je plemeniti gas (neon, helijum, argon,...) ili smeša plemenitih gasova na pritisku od 0,01bar do 1bar. Funkcionisanje odvodnika vezano je za Taunzendov mehanizam proboja.

Ciljevi koje treba postići kod tehnološkog unapređenja gasnih odvodnika prenapona je povećanje brzine reagovanja uz zadržavanje reverzibilnosti procesa.

2.5.4. Električni filteri

Za prenaponsku zaštitu koriste se različite varijante električnih filtera. U najprostije spadaju kondenzator, koji služi za odvođenje energije smetnje, odnosno induktivitet koji se vezuje redno prema šticeu uređaju i služi za ograničenje brzine porasta strujnog tranzijenta. Često se koriste i filteri složenije konstrukcije. Princip zaštite filterom sastoji se u reflektovanju dela energije tranzijenta (koji leži van propusnog opsega filtera) nazad u mrežu, odnosno njenoj transformaciji na unutrašnjim aktivnim otpornostima filtera, u toplotu. Glavni problem koji se pojavljuje pri korišćenju filtera za zaštitu od delovanja tranzijenata je u činjenici da su oni projektovani za unapred poznatu i definisanu vrednost opterećenja, što većina šticeu uređaja ne zadovoljava, pa se u tom slučaju frekventna karakteristika filtera izobličava usled pojave "pikova propuštanja", tako da filteri sami za sebe ne predstavljaju pouzdanu zaštitu od delovanja tranzijenata.

Kondenzatori kao elementi filtera ili samostalni zaštitni elementi spadaju u najosetljiviju komponentu električnih filtera. Kondenzatori na bazi sintetičkih polimera (poliester, polikarbonat, polipropilen, polietilen, itd) koji se koriste u filterima, pored

dobrih svojstava kao što su: mali stepen gubitaka, veliki kapacitet prema relativno malim dimenzijama, mogu biti u zavisnosti od vrste polimera, manje ili više podložni porastu stepena gubitaka sa temperaturom i oštećenja dielektrika izazvanim jonizujućim zračenjem. Takođe dielektrik kondenzatora je podložan procesima starenja[20]. Savremeni materijali koji se koriste za izradu induktiviteta i otpornika koji se upotrebljavaju u sklopu filtera (ili samostalno) čine ih u pogledu otpornosti na spoljašnje temperaturne i radijacione uticaje, kao i u pogledu starenja, tako otpornim da se stabilnost njihovih karakteristika u poređenju sa kondenzatorom može smatrati skoro idealnom [21].

3. GASNI ODVODNICI PRENAPONA ZA KOORDINACIJU IZOLACIJE NA NISKONAPONSKOM NIVOU

Gasni odvodnici prenapona su nelinearni elementi koji se koriste za zaštitu od prenapona. Označavaju se kao SVP (Surge Voltage Protector), češće kao GDT (Gas Discharge Tube), a najčešće se koristi oznaka GFSA (Gas Filled Surge Arresters), mada nemački naziv Osigurač sa plemenitim gasom (Edel gas sicherung) najviše odgovara funkciji. Rade na principu električnog proboja gasova pri niskom pritisku i mogu se koristiti za zaštitu od prenapona intenziteta od nekoliko desetina volti do nekoliko desetina hiljada volti. U pogledu energetske izdržljivosti oni su najizdržljiviji, a u pogledu cene najjeftiniji elementi za zaštitu od prenapona na niskonaponskom nivou. Prednost gasnih odvodnika prenapona nad ostalim elementima za zaštitu od prenapona su: mogućnost provođenja velikih struja (do 60 kA), niskoj sopstvenoj kapacitivnosti (reda veličine 1pF što ih čini podesnim za primenu u području visokih frekvencija)[22] gde kapacitivnost potiče od kondenzatora koga čine elektrode u stanju bez struje i ona je zanemarljiva u odnosu na kapacitivnost ostalih elemenata prenaponske zaštite (kod prenaponskih dioda ona iznosi 12000 pF, a kod metaloksidnih varistora i do 15000 pF) i ogromnoj i nepromenljivoj otpornosti (pri naponima nižim od napona paljenja ona iznosi $10^8\Omega$ - $10^{10}\Omega$, a u stanju provođenja je reda 0,1 Ω). Funkcionisanje gasnog odvodnika vezano je za Taunzendov mehanizam proboja gasova[23,24].

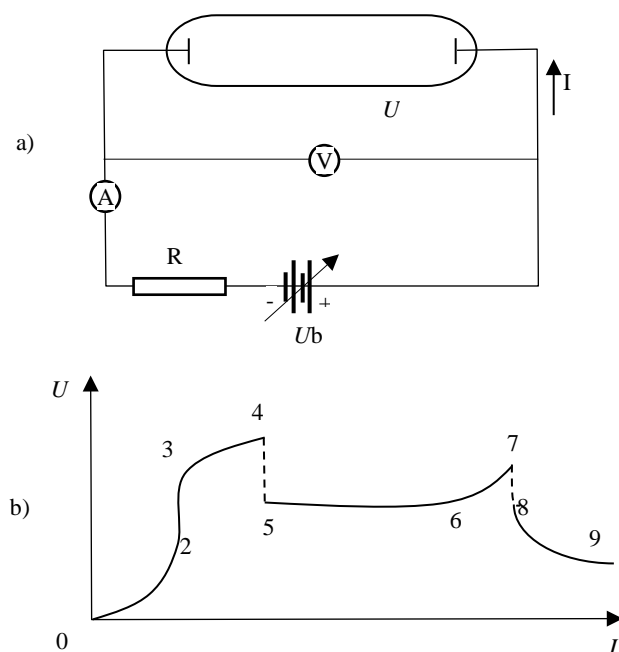
3.1. Princip rada

Na primeru elektronske cevi punjenje plemenitim gasom (pritiska 10^{-6} bar do 0,08 bar) koji je obično neon, argon, helijum ili njihova smeša, može se analizirati princip rada gasnog odvodnika prenapona[13]. Nastanak električnog pražnjenja u gasu može se objasniti po Taunzendovoj teoriji.

Na slici 3.1.[13] prikazana je *UI* karakteristika cevi punjene inertnim gasom kao modela gasnog odvodnika prenapona i šema za snimanje karakteristike.

Deo karakteristike od tačke 0 – 4 predstavlja oblast Taunzendovog pražnjenja. U tački 4 dovoljan broj elektrona dostiže jonizacionu energiju za samoodržavanje procesa, napon na cevi opada što pokazuje da je za održavanje procesa jonizacije gasa

dovoljan manji napon nego za njegovo započinjanje. Napon u tački 4 se zove napon paljenja cevi, a cev se osvetli svetlošću koja je različita za različite vrste gasa, smeše gasa, pritiska gasa i rastojanja elektroda. Proces između tačaka 5 i 6 naziva se procesom svetlog pražnjenja. U tački 7 počinje proces lučnog pražnjenja kada napon na cevi opadne do vrednosti jonizacionog potencijala za dati gas koji može biti 15 V – 20 V pri strujama od nekoliko stotina ili hiljada ampera. Problem u kolima prenaponske zaštite predstavlja činjenica da je za održavanje lučnog pražnjenja dovoljna struja intenziteta 0.1 A, pa se gašenje cevi može postići jedino smanjenjem struje na zanemarljive vrednosti ili njenim prekidanjem.

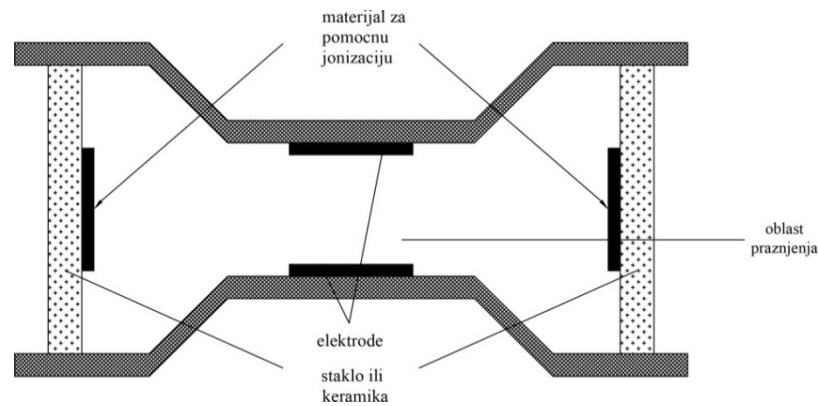


Slika 3.1. UI karakteristika cevi punjene inertnim gasom i šema za njeno snimanje[13]

3.2 Konstrukcija gasnih odvodnika

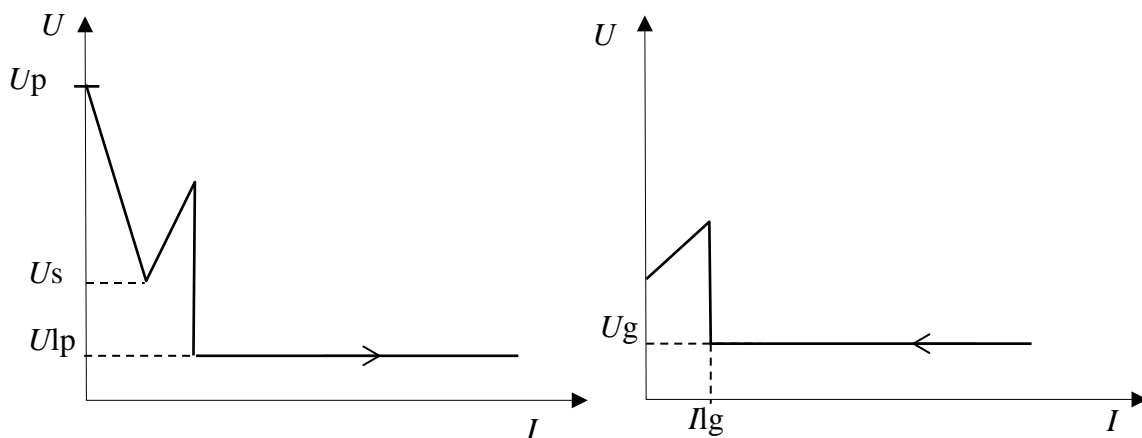
Gasni odvonik prenapona sastoji se od dve identične metalne elektrode zatopljene u keramičko ili stakleno kućište. Međuelektrodno rastojanje je reda veličine 1mm. Na unutrašnjem zidu kućišta se u nekim slučajevima nanose radioaktivni izotopi radi povećanja brzine odziva(α -zračenje). Izolacioni medijum je plemeniti gas (neon,

helijum, argon,...) ili smeša plemenitih gasova na pritisku od 0,01bar do 1bar. Kućište odvodnika mora biti od neporoznog materijala pošto plemeniti gasovi kao što je poznato, imaju popunjenu poslednju atomsku orbitu i oni se javljaju isključivo u atomskoj formi, malih dimenzija i lako difunduju kroz porozne sudove[13]. Karakterističan presek jednog odvodnika prenapona dat je na Slici 3.2.



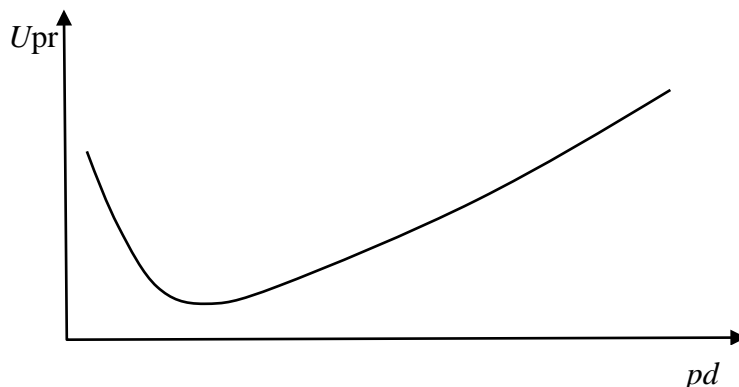
Slika 3.2 Karakterističan presek odvodnika prenapona[13]

Na Slici 3.3. prikazane su tipične UI karakteristike gasnog odvodnika prenapona. Uočavaju se sledeće karakteristične vrednosti: U_p – napon paljenja (vrednost napona pri kome dolazi do prorada gasnog odvodnika prenapona (probojni napon)), U_{sp} – napon svetlog pražnjenja (napon pri kome dolazi do emisije svetlosti talasne dužine iz oblasti vidljivog dela spektra iz međuelektrodnog prostora odvodnika prenapona), U_{lp} – napon pri kome dolazi do paljenja električnog luka, U_g – napon gašenja električnog luka (napon pri kome dolazi do prekidanja lučnog pražnjenja) i I_{lg} – struja gašenja električnog luka.



Slika 3.3. Tipična naponsko-strujna karakteristika gasnog odvodnika[16]

Analiza pokazuje da je probojni napon funkcija proizvoda pritiska gasa i međuelektrodnog rastojanja $U = f(pd)$. Ovaj zakon je poznat kao Pašenov zakon. Izgled ove zavisnosti dat je na Slici 3.4.



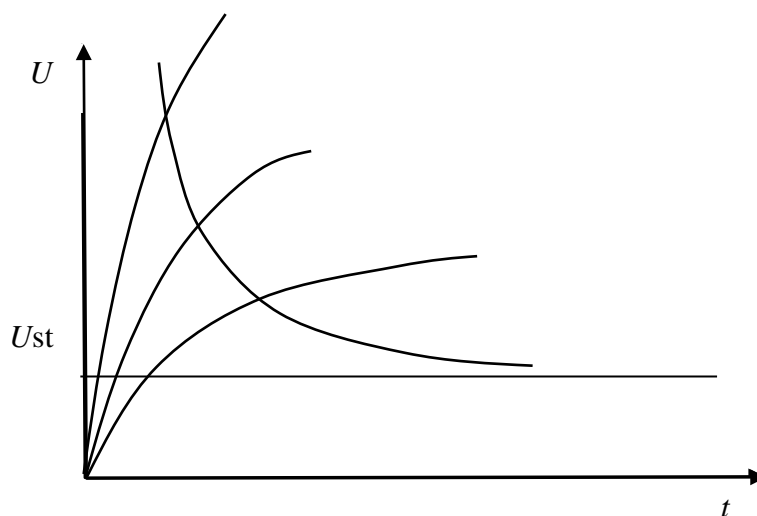
Slika 3.4. Zavisnost probojnog napona od proizvoda pritiska i međuelektrodnog rastojanja[16]

Kao što se sa grafika vidi, zavisnost $U = f(pd)$ ima minimum koji odgovara optimalnim uslovima jonizacije, a ova zavisnost je poznata pod nazivom "Pašenova kriva". Oblik Pašenove krive i Pašenov zakon posledica su zakona sličnosti[25].

Radna tačka gasnih odvodnika prenapona smešta se na one delove Pašenove krive na kojima je promena napona najmanje zavisna od promene veličine pd . U tu svrhu preporučljivo je koristiti tačke levo od Pašenovog minimuma uz primenu blago nehomogenog električnog polja. U tim tačkama uz uslov postojanja blagog i kontinualnog porasta dužine linija električnog polja, što se postiže konstruktivnim rešenjem u profilisanju elektroda, moguće je dobiti zaravnjen (paralelan pd osi) deo Pašenove krive. Ova pojava je posledica prelaska iz domena Taunzendovog mehanizma proboja gasova u domen proboja vakuuma. U toj prelaznoj oblasti je moguće da u tačkama levo od Pašenovog minimuma u kojima treba očekivati pretežno vakuumski mehanizam proboja, do proboja dolazi gasnim mehanizmom pri čemu varnica bira put duž neke duže linije električnog polja. Dužina te linije polja biva tako izabrana da njen proizvod sa vrednošću pritiska odgovara pd vrednosti minimuma Pašenove krive.

Vrednost probojnog napona odvodnika zavisi od brzine porasta prednje ivice prenaponskog impulsa i ova zavisnost se predstavlja impulsnom karakteristikom

[13,26,27]. Impulsna (volt-sekundna) karakteristika definiše zavisnost probojnog napona jedne konkretne dvoelektrodne konfiguracije izolovane gasom, odnosno prenaponskog odvodnika, od vremena trajanja naponskog impulsa koji na nju deluje. Kako se smanjuje vreme porasta napona raste i statističko vreme (naziva se statističko zbog činjenice da je verovatnoća pojave inicijalnog elektrona podvrgnuta statističkim zakonima), a time i vrednost probojnog napona, pa impulsna karakteristika ima karakterističan oblik prikazan na Slici 3.5. (U_{st} – statički probojni napon).

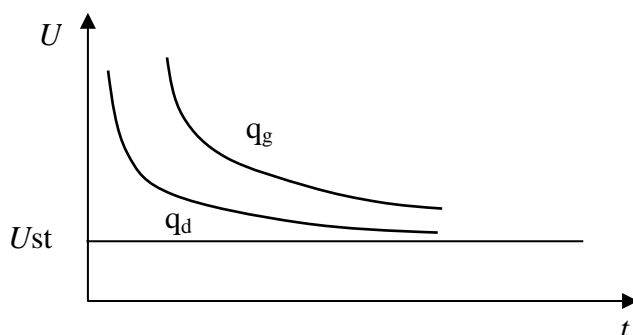


Slika 3.5. Impulsna (volt-sekundna) karakteristika gasnog odvodnika[16]

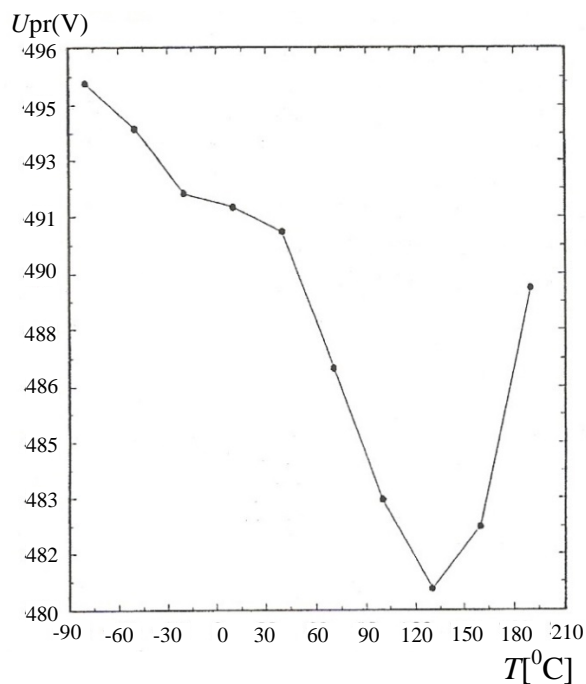
Zbog probojnog napona dolazi do širenja impulsne karakteristike na jednu oblast u naponsko vremenskoj ravni omeđenu granicama koje odgovaraju unapred određenim kvantilima statističke raspodele slučajne promenljive "dinamički probojni napon", što je dato na Slici 3.6. Unutar te površine nalaze se sve tačke "probojni napon" i "doprobajno vreme" posmatrane dvoelektrodne konfiguracije sa verovatnoćom određenom usvojenim graničnim kvantilima. Na datoj slici je sa q_g i q_d označen gornji odnosno donji kvantil.

U cilju analize ponašanja gasnog odvodnika prenapona pri različitim temperaturama potrebno je poći od Pašenovog zakona koji daje zavisnost statičkog probojnog napona od vrednosti pd (proizvod pritiska u kućištu odvodnika i međuelektrodnog rastojanja). Kao rezultat analize izvodi se zaključak da probojni napon gasnog odvodnika prenapona ne zavisi od temperature. U cilju provere izvedenog zaključka poslužiće i rezultati testiranja [16] komercijalnog odvodnika prenapona čiji je

deklarisani statički probojni napon iznosio 470 V. Ispitivanja su obavljena sporo promenljivim jednosmernim naponom oblika "rampe" (brzina porasta oko 100 V/s). Zavisnost statičkog probojnog napona od temperature data je na Slici 3.7. Promena probojnog napona je zanemarljiva (oko 5% u čitavom temperaturskom opsegu), sa minimumom na 130 °C mogla bi se objasniti temperaturskom dilatacijom elektroda prenaponskog odvodnika, kao i nelinearnim dilatacionim osobinama sistema keramičko kućište-lepak (kojim su spleljene elektrode za kućište odvodnika)-elektrode, što utiče na promenu međuelektrodnog rastojanja d , a samim tim i na probojni napon.



Slika 3.6. Ilustracija širenja impulsne karakteristike u naponsko-vremenskoj ravni (realna impulsna karakteristika)[16]



Slika 3.7. Promena statičkog probojnog napona sa temperaturom[16]

3.3. Karakteristike gasnih odvodnika

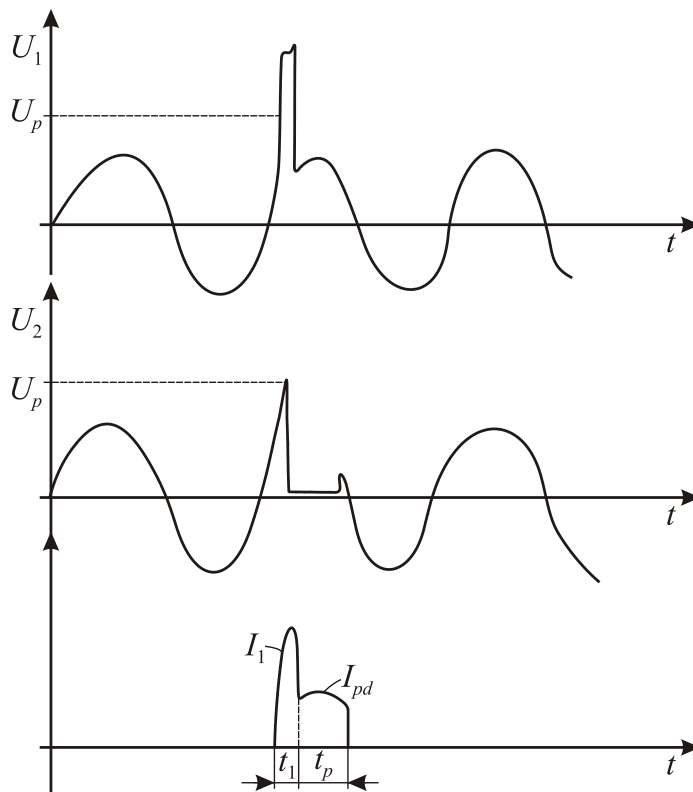
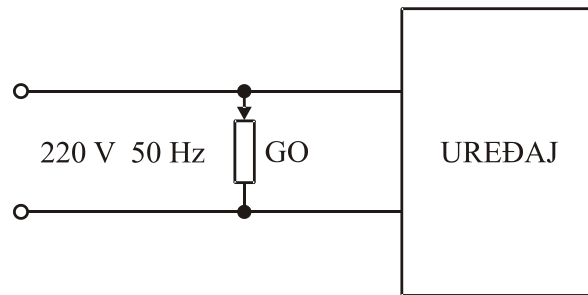
Otpornost gasnog odvodnika pre reagovanje je veoma velika i nepromenljiva za razliku od varistora. Pri naponima nižim od napona reagovanja otpornost gasnih odvodnika je $10^8 \Omega$ do $10^{10} \Omega$, do je u stanju prorada odnosno pri lučnom pražnjenju reda $0,1 \Omega$. Sa aspekta otpornosti odvodnik se u normalnom radu može zanemariti, odnosno ne unosi nikakvo slabljenje ili prigušenje bez obzira na veličinu impedanse.

Vrednost kapacitivnosti koja potiče od kondenzatora koga čine elektrode u stanju bez struje je uvek manje od 10 pF tako da se vrlo često može zanemariti, što nije slučaj kod drugih realnih zaštitnih elemenata na niskonaponskom nivou.

Na karakteristici koja prikazuje zavisnost napona na odvodniku i struje kroz odvodnik od bitnog značaja su: napon paljenja, napon svetlog pražnjenja, napon lučnog pražnjenja i napon gašenja koji je određen konfiguracijom kola u trenutku kada struja opadne ispod vrednosti struje gašenja.

Mogućnost provođenja velikih impulsnih struja i velikih naizmjeničnih struja izazvanih naponom distributivne mreže su bitne karakteristike gasnih odvodnika prenapona. Karakteristike provođenja impulsnih struja daju se za talasni oblik $(8/20) \mu\text{s}$, a mogućnost provođenja naizmjeničnih struja izazvanih spojem sa distributivnom mrežom za period vođenja od 1 s sa ponavljanjem 10 puta sa razmacima od po 3 minuta. Odnos ovih struja je oko 1000 . Kod izbora gasnih odvodnika za zaštitu od impulsnih smetnji koje dolaze preko mrežnog napajanja treba obratiti pažnju na struju produženog delovanja (follow-on current)[13]. Na Slici 3.8. prikazano je takvo kolo gde gasni odvodnik čiji je napon paljenja iznad mrežnog napona treba da zaštiti uređaj od prenaponskih impulsa koji se mogu pojaviti zajedno sa mrežnim naponom. Struja produženog delovanja je posledica paljenja odvodnika impulsnim prenaponom i traje sve dok se ne postignu uslovi za gašenje odvodnika i mada manja po intenzitetu može predstavljati značajno opterećenje za gasni odvodnik.

Za gasni odvodnik prenapona karakteristična je pojava starenja (ireverzibilnosti) karakteristika u toku eksploatacije uzrokovana promenom na površinama elektroda. Do ove promene na površinama elektroda dolazi usled proboja međuelektrodnog prostora odvodnika.

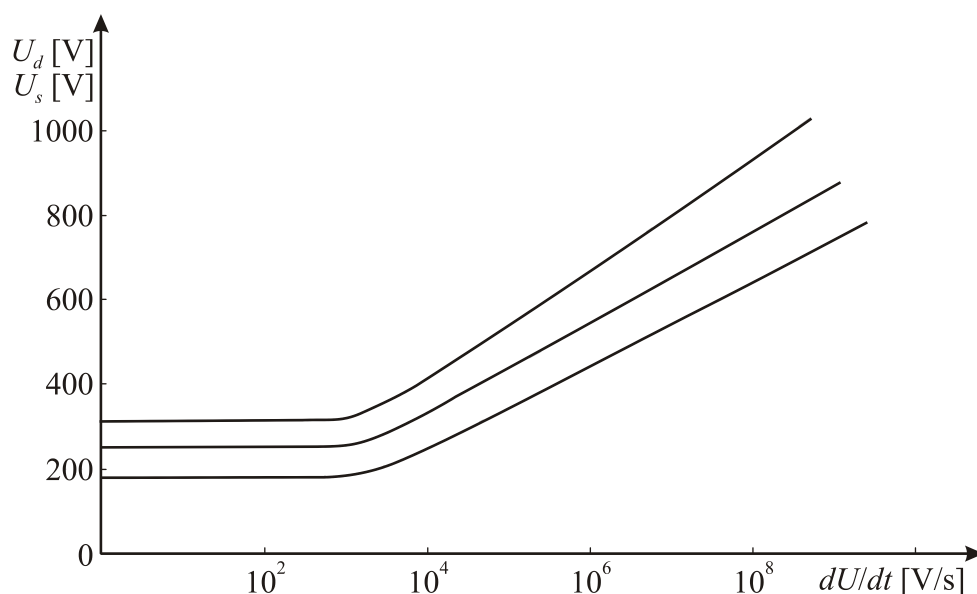


Slika 3.8. Zaštita uređaja od prenapona u distributivnoj mreži: U_1 – napon distributivne mreže sa prenaponskim impulsom; U_2 – napon na gasnom odvodniku; I_2 – struja kroz gasni odvodnik; I_1 – struja usled prenaponskog impulsa; I_{pd} – struja produženog delovanja.[13]

3.3.1. Vreme reagovanja

U poređenju sa karakteristikama ostalih komponenti za koordinaciju izolacije na niskonaponskom nivou, vreme reagovanja gasnih odvodnika prenapona spada u lošije karakteristike i tehnološko unapređenje ovih zaštitnih komponenti je usmereno na povećanje brzine reagovanje uz zadržavanje reverzibilnosti procesa.

Kod gasnih odvodnika postoji statički i dinamički nivo reagovanja. Napon pri kome se odvodnik pali pod uticajem prenaponskih impulsa sa blagim porastom do 10000 V/s je statički nivo reagovanja[28]. Ovaj nivo se naziva i jednosmernim (DC) naponom paljenja. Statički nivo reagovanja je određen razmakom elektroda, vrstom gasa, pritiskom gasa u odvodniku i prejonizacije u odvodniku. Pri većim brzinama promene napona proces jonizacije gasa u odvodniku se događa sporije od promene napona, tako da odvodnik kasnije reaguje. Dinamički nivo reagovanja se naziva i nivoom reagovanja na impulse, zavisi i od brzine porasta napona na odvodniku. Na Slici 3.9. je prikazana zavisnost dinamičkog nivoa od brzine porasta napona za odvodnik čiji je statički nivo reagovanja 230 V.



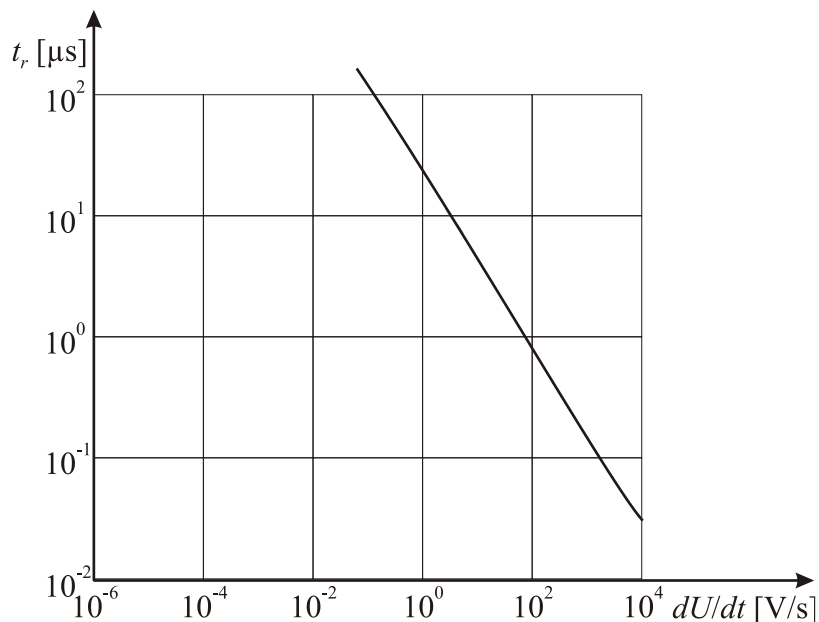
Slika 3.9. Statički nivo reagovanja ($U_s=230$ V) i zavisnost dinamičkog nivoa reagovanja od brzine porasta prenaponskog impulsa[13]

Vreme reagovanja se može definisati kao vreme za koje se napon promeni od statičkog do dinamičkog nivoa reagovanja pri određenoj brzini porasta napona:

$$t_r = \frac{U_d - U_s}{dV/dt} \quad (3.1.)$$

Sa Slike 3.9. vidi se da dinamički nivo raste sporije od brzine porasta napona, tako da se za brže impulse dobija kraće vreme reagovanja. Na Slici 3.10[13] prikazana je zavisnost vremena reagovanja od brzine porasta prenapona. Za vrlo brze smetnje

preko 50 kV/ μ s gasni odvodnici reaguju za vreme koje je slično vremenima ragovanja varistora i sporijih poluprovodničkih zaštitnih komponenata.



Slika 3.10. Zavisnost vremena reagovanja od brzine porasta prenaponskog impulsa[13]

3.3.2. Izvori nestabilnosti dinamičkog odziva gasnih odvodnika prenapona

Kao što je već navedeno osnovni nedostatak gasnih odvodnika prenapona je u brzini reagovanja. Prenaponi atmosferskog porekla i prenaponi indukovani nuklearnim eksplozijama imaju vremenske konstante uporedljivog reda veličine sa karakterističnim vremenom procesa pražnjenja u gasovima. Ovo dovodi, što će u nastavku rada biti detaljnije objašnjeno, do toga da je vrednost napona prorada (impulsnog probojnog napona gasnih odvodnika prenapona), stohastička veličina koja se određuje na osnovu reprezentativnog statističkog uzorka. Samim tim nije moguće dati nominalnu (determinističku) vrednost napona prorada, čak ni u slučaju poznavanja spektra prenapona od kojih treba štititi uređaje. Zbog toga se nivo zaštite gasnih odvodnika prenapona može izraziti samo terminima verovatnoće, odnosno odgovarajućim kvantilima verovatnoće prorada (proboja).

Kako ovi kvantili verovatnoće za dati tip gasnih odvodnika prenapona zavise od brzine porasta prenapona (impulsnog napona), najobjektivnije karakterisanje zaštitne

efikasnosti odvodnika je preko impulsnih karakteristika, odnosno krivih približno hiperboličnog oblika u naponsko-vremenskoj ravni, koje za velike vrednosti vremena asimptotski teže vrednosti DC probojnog napona. U praksi se te granice postavljaju obično između 1 % i 99 % verovatnoće, odnosno u slučaju strogih zahteva između 0,1% i 99,9 %.

Prilikom projektovanja gasnih odvodnika prenapona cilj je dobiti impulsne karakteristike koje su položene i zahvataju što je moguće manju površinu naponsko-vremenske ravni.

Pored brzine reagovanja, gasni odvodnici prenapona imaju i nedostatak u dugovremenskoj nestabilnosti radne tačke (DC probojni napon, pd vrednosti). Kako je gasni odvodnik prenapona konstruisan tako da funkcioniše na podpritiscima reda veličine mbar i sa međuelektrodnim rastojanjima reda mm, tokom rada dolazi do promene proizvoda pd što menja vrednost DC probojnog napona odnosno položaja impulsne karakteristike. Do ovoga dolazi zato što je veza između DC probojnog napona i proizvoda pritiska i međuelektrodnog rastojanja data Pašenovom krivom koja ima oblik asimetrične U krive relativno strmog uspona sa obe strane Pašenovog minimuma. Iz toga razloga male promene vrednosti proizvod pd prouzrokuju značajne promene DC probojnog napona. Do pomenutih promena proizvoda pd dolazi usled difuzije atoma plemenitog gasa kroz omotač gasnog odvodnika prenapona i usled promene međuelektrodnog rastojanja d promenom topografije elektrodnih površina formiranjem kratera kao posledice prorada gasnog odvodnika. Difuziju je teško konstruktivno sprečiti jer je ispunjena gasnog odvodnika po pravilu plemeniti gas koji ima atome kao konstruktivne elemente koji su angstromskih dimenzija pa lako nađu mogućnost da difunduju.

Da bi se konstruktivnim rešenjima izbegla pomenuta nestabilnost potrebno je povećati radijus krivine u oblasti minimuma i postaviti radnu tačku u sredinu tako formiranog platoa.

Dva prethodno pomenuta problema u funkcionisanju gasnih odvodnika prenapona (brzina reagovanja i dugovremenska nestabilnost radne tačke), uglavnom su manje ili više rešena. Međutim, najozbiljniji problemi za proizvođače i korisnike su problemi memorijskog efekta i efekta dekondicioniranja. Ova dva efekta predstavljaju

vremensku zavisnost funkcionisanja gasnih odvodnika prenapona u odnosu na trenutak prethodne prorade (proboja).

Memorijski efekat je efekat koji se javlja u kratkom vremenskom periodu nakon prorade odvodnika, odnosno u vremenu tokom kojeg se odvodnik nije vratio u svoje stacionarno stanje usled prethodnog proboja. Ovaj efekat može da dovede i do višestrukih proboja i pri nominalnom naponu, što vodi ka potrebi zamene odvodnika. Ova pojava nije toliko opasna za štice uredaj pošto ne omogućava ulaz prenapona u uredaj.

Druga vremenska karakteristika gasnog odvodnika prenapona (dekondicioniranje) je ujedno najveći problem, kako za proizvođače, tako i za korisnike gasnih odvodnika. Naime posle vremena reda veličine sati, odnosno dana unutar kojeg nije bilo proboja usled prenapona, dolazi do dekondicioniranja sistema što za efekat ima da je za prvih nekoliko narednih DC ili impulsnih proboja, vrednost više puta veća od nominalne DC vrednosti, odnosno od očekivane vrednosti impulsnog probojnog napona.

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 dekondicioniranog sistema. To što Šoveneov kriterijum odbacuje vrednosti prvih impulsnih probojnih napona dekondicioniranog sistema nije nikakva uteha za korisnike gasnih odvodnika pošto ova pojava omogućava da prenaponi znatno većeg intenziteta od onih od kojih štiti uredaj, uđu u njega i izazovu njegovo trajno oštećenje.

3.4. Efekti zračenja na karakteristike gasnih odvodnika prenapona

Od bitnog značaja za rad gasnih odvodnika prenapona je i uticaj radioaktivnog zračenja na njihove karakteristike. Promena karakteristika gasnih odvodnika prenapona kao posledica uticaja zračenja odnosi se ne samo na povećanje brzine odziva odvodnika kao i suženje volt-sekundne karakteristike, nego i smanjenje disperzije statičkog probojnog napona.

3.4.1. Efekti oštećenja izazvani dejstvom jonizujućeg zračenja

Pod jonizujućim zračenjem podrazumevamo prvenstveno X zrake. U zavisnosti od energije X zraka oni interaguju sa materijalom putem tri osnovna tipa neelastičnih apsorpcionih procesa:

1. Fotoelektrični efekat – koji se javlja pri niskim energijama reda keV. Ako zrak prodre u unutrašnjost elektronske ljuske atoma i preda mu svu svoju energiju on momentalno biva anihiliran. Ova energija pobuđuje atom, što uzrokuje izbacivanje jednog od elektrona iz unutrašnje ljuske i dovodi do jonizacije atoma. Izbačeni, lako pokretni elektron predaje deo svoje energije anihilovanom zraku kao kinetičku energiju. Drugi elektron u atomu sada deeksituje atom gubeći energiju u elektronskoj ljusci već zauzetoj izbačenim elektronom. Razlika energije u rešetki elektrona u starom i novom stanju se tada gubi u atomu u vidu izračenog fotona. Ovaj izračeni foton predstavlja fluorescentno zračenje. Taj foton ima manju energiju od inicijalnog, tj. veću talasnu dužinu, koja se nalazi u ultraljubičastoj ili vidljivoj oblasti spektra u zavisnosti od materijala.

2. Compton-ov efekat – za visokoenergetske fotone. Ovaj efekat predstavlja sudar upadnog fotona i slobodnog elektrona, pri čemu se deo energije fotona predaje elektronu, koji je i bio slabo vezan i sada napušta atom jonizujući ga. Foton koji nastaje kao rezultat rasejanja ima manju energiju, odnosno veću talasnu dužinu.

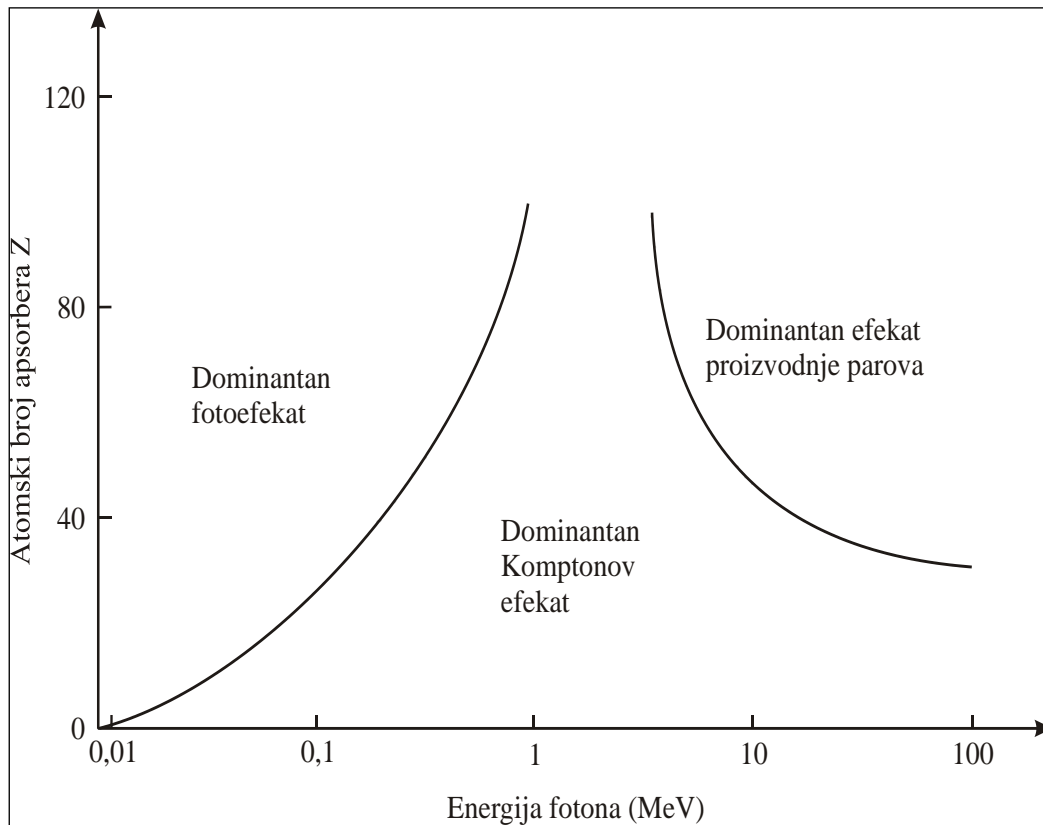
3. Proizvodnja para – za vrlo visokoenergetske fotone. Ako se foton dovoljne energije nađe blizu atomskog jezgra on se može spontano anihilirati. Na tom mestu se pojavljuje brzi elektron i brzi pozitron. Pri tom važi zakon održanja energije i zakon održanja količine kretanja, pri čemu je impuls elektrona, impuls pozitrona i impuls ostatka jezgra jednak impulsu inicijalnog gama fotona.

Relativna zastupljenost ova tri procesa u zavisnosti od energije prikazana je na Slici 3.11.

3.4.2. Jonizaciona oštećenja

Sva tri tipa fotonskih interakcija (fotoelektrični efekat, Compton-ov efekat i proizvodnja para) su jonizacioni procesi u kojima se stvaraju slobodni elektroni i parovi

elektron-šupljina. Takođe, elektroni poreklom iz elektron – jon para, mogu sami jonizovati atome.



Slika 3.11. Relativna zastupljenost procesa u zavisnosti od energije [16]

U osnovi jonizacijom indukovane promene u materijalu dovode do povećanja provodnosti kroz sledeće efekte:

1. Proizvodnju spoljašnjih nosilaca naelektrisanja (elektrona i šupljina)
2. Zahvat naelektrisanja
3. Proizvodnju električnog i magnetnog polja
4. Hemijske efekte.

Nakon relaksacije iz jonizovanog atoma, slobodni elektroni sa dovoljnom energijom se eksituju iz valentne zone i preko zabranjene zone zauzimaju energetske nivoe u provodnoj zoni, stvarajući parove elektron – šupljina. Razlika energija koju ima elektron troši se ili na formiranje drugih parova elektron – šupljina ili se u rešetki pretvara u toplotnu energiju. Nakon gubitka energije, elektron ima dovoljnu energiju da zauzme energetska stanja malo ispod gornje granice valentne zone. Broj stvorenih

parova elektron – šupljina po upadnom zračenju apsorbovanom u materijalu je konstantan i ne zavisi od temperature.

U izolatorima, višak nosilaca stvoren jonizujućim ozračivanjem parova elektron – šupljina uglavnom iz homopolarne Si–O₂ veze biva driftovan usled unutrašnjeg električnog polja stvorenog razdvajanjem naelektrisanja pod dejstvom zračenja. Dejstvo jonizujućeg zračenja dovodi do povećanja provodnosti, ali nema značajan uticaj na nivo rekombinacije naelektrisanja i ona bivaju zahvaćena u materijalu izolatora. U slučaju viokokvalitetnih dielektrika sa malim tgδ nosioci bivaju zahvaćeni u stanja kompleks defekata. To dovodi do pogoršanja dielektričnih svojstava izolatora, čak i kod onih, koji su električno neutralni. Različiti tipovi defekata mogu narušiti homopolarnu hemijsku strukturu i dovesti do stalnih promena hemijske strukture materijala.

3.4.3 Ispitivanje gasnih odvodnika prenapona na uticaj zračenja

Jedan od mogućih načina ispitivanja odvodnika je ispitivanje uticaja neutronske zračenja koje samo po sebi ne spada u jonizujuće, međutim, od posledica procesa neutronske zahvata u materijalu kućišta, elektroda i u materijalu za pomoćnu jonizaciju (ukoliko je ugrađen) odvodnika, dolazi do pojave radionuklida (aktivacija materijala) čije jonizujuće zračenje uzrokuje povećanje verovatnoće nalaženja primarne jonizujuće čestice odnosno γ fotona u međuelektrodnom prostoru, koje direktno vrše jonizaciju atoma gasa, što dovodi do promena karakteristike ovog elementa. Neutronske zračenje iz izvora interaguje sa jezgrima atoma materijala pri čemu su od interesa oni procesi koji vode stvaranju, preko zahvata neutrona, složenog jezgra. Usled zahvata neutrona jezgro postaje pobuđeno. Ovakvo jezgro može preći u osnovno stanje na više konkurentnih načina i to rezonantnim rasejanjem, neelastičnim rasejanjem i čestičnom emisijom. Kao posledice neke od pomenutih reakcija, nastaje jezgro sa različitim brojem neutrona od onog sadržanog u jezgru mete. U većini slučajeva ova jezgra su nestabilna i emisijom γ -kvanta vraćaju se u osnovno stanje. Takođe, moguća je emisija elektrona, pozitrona i elektronski zahvat. Nastalo jezgro može biti još uvek pobuđeno, tako da beta raspad često prati emisiju gama zračenja. Koncentracija i-tog izotopa u materijalu odvodnika od koga zahvatom neutrona nastaje radioaktivni izotop koncentracije n_i određuje se proračunom [29]. Potrebno je pomenuti da su za gasni odvodnik bitniji oni izotopi nastali u procesu ozračenja neutronima, koji se raspadaju uz

ispuštanje α i β čestica, od onih čiji je raspad praćen ispuštanjem γ -kvanata, što se objašnjava većom verovatnoćom interakcije čestičnog zračenja sa atomima gasa u međuelektrodnom prostoru odvodnika. Međutim, kako je α raspad karakterističan samo za transuranide, praktično jedini prisutan tip raspada izotopa stvorenih u materijalu odvodnika neutronske zračenjem bio je β i γ tipa.

U pogledu ispitivanja odvodnika statičkim naponom, eksperimenti su pokazali da u slučaju ozračenja odvodnika prenapona dolazi do značajnog opadanja disperzije statičkog probojnog napona, što je uzrokovano povećanjem verovatnoće inicijalizacije jonizacionog akta, odnosno povećanjem fluksa jonizujućih čestica i γ -kvanata kroz međuelektrodni prostor[16]. Disperzija statičkog probojnog napona opada do jedne određene granice posle čega se više praktično ne menja. Srednja vrednost probojnog napona se kako u slučaju ozračenog, tako i u slučaju neozračenog odvodnika praktično nije promenila. Ispitivanja prenaponskih odvodnika impulsnim naponom pokazala su da ozračeni odvodnik brže reaguje, ima užu voltsekundnu karakteristiku, odnosno manje rasipanje vrednosti dinamičkog probojnog napona. Brže reagovanje odvodnika uslovljeno je skraćanjem statističkog vremena što je posledica povećanja fluksa jonizujućih čestica kroz međuelektrodni prostor. Suženje voltsekundne karakteristike uslovljeno je većom verovatnoćom nalaženja jonizujuće čestice ili γ -kvanta u međuelektrodnom prostoru. Određeni proizvođači kao što je Siemens, proizvodili su gasne odvodnike prenapona sa ugrađenim radioaktivnim izvorom koji obezbeđuje konstantan prinos elektrona u međuelektrodnom prostoru. Zbog problema sa odlaganjem upotrebljenih odvodnika i opasnosti od moguće kontaminacije okoline, takvo konstruktivno rešenje gasnog odvodnika prenapona se pokazalo ekološki neprihvatljivo.

4. INTERAKCIJA ZRAČENJA SA MATERIJALOM

Na osnovu eksperimentalnih istraživanja iz oblasti zračenja, dobijenih pražnjenjem u gasovima pod niskim pritiskom u električnom polju, utvrđeno je da postoji nekoliko osnovnih formi zračenja koje se, po svojim osobinama, mogu podeliti na pozitivne, katodne i X- zrake[29]. Kasnije otkriće prirodno radioaktivnih nuklida uticalo je na podelu zračenja na α -čestice, β -čestice i γ -zrake.

4.1. Osnovne čestice

Demokrit (oko 440. p.n.e.) bio je mišljenja, da je sva materija sačinjena od nevidljivih i nedeljivih čestica – atoma. Dalton (Dalton) je 1803. godine uveo u hemiju Demokritovu ideju o atomu kao osnovnoj čestici, čime je pojam atoma od filozofskog prešao u kvantitativnu hipotezu. Raderfordovim eksperimentom je dokazano da atom nije nedeljiv (kao što mu ime kaže) već da ima podstrukturu. Nakon tog saznanja fizika je krenula u potragu za drugim, nedeljivim (osnovnim) česticama.

Pod osnovnim česticama fizike podrazumevaju se one čestice koje nemaju očiglednu podstrukturu. Kompleksno jezgro, iako stalno istog sastava, nije osnovna čestica, jer se može predstaviti kao skup sačinjen od neutrona i protona. Neutron i proton se, međutim danas, uslovno, smatraju osnovnim česticama, pošto se njihovo rastavljanje u prostije delove nije moglo izvesti i pošto za njih važe svi zakoni očuvanja. Takve osnovne čestice ne moraju neophodno da budu stabilne, ali se one mogu raspadati samo u druge čestice istog opšteg tipa, a u saglasnosti sa zakonima očuvanja. Prema ovom principu, u elementarne čestice spadaju:

1. elektron i proton – naelektrisane čestice poznate iz atomske fizike,
2. neutron – neutralna čestica, koja nastaje u velikom broju kao rezultat nuklearnih reakcija i koja je važan sastojak jezgara,
3. neutrino – neutralna čestica nulte mase mirovanja (ili mase mirovaja bliske nuli), pretpostavljena kod tumačenja β - raspada,
4. foton – kvant elektromagnetskog zračenja, poznat iz atomske fizike i od sličnog značaja u nuklearnoj fizici,

5. π - mezon i mion – čestice, čije su mase između masa elektrona i protona, koje su važne za teoriju jakih sila i za tumačenje fenomena kosmičkog zračenja, respektivno.

Međutim, napredak u fizici elementarnih čestica je doneo nova shvatanja o njihovoj prirodi i podeli. Prvi način podele elementarnih čestica je bio prema masi na tri klase: jednu čini samo foton, a druge dve su leptoni i hadroni.

Prema ovoj podeli elementarne čestice su i leptoni kojih ima šest (koji takođe imaju šest odgovarajućih antičestica), u koje spadaju: elektron, elektronski neutrino, mion, mionski neutrino, τ - čestica i τ - neutrino.

Na osnovu ove podele kvarkovi (hadroni su složene nuklearne čestice koje su, sačinjene od kvarkova i gluona) i leptoni predstavljaju elementarne (nedeljive) čestice i spadaju u fermione, tj. čestice sa polovinskim spinom. Pored njih, elementarne čestice mogu biti i bozoni, tj. čestice sa celobrojnim spinom, koje prenose dejstvo sila.

Svaka čestica, obično poznata pod navedenim imenom, podleže opštoj dualnosti čestica - talas, što je jedna od karakteristika mikrofenomena i često se javlja u atomskim i podatomskim pojavama. U cilju klasifikacije, obično je pogodnije navoditi samo čestičniaspekt.

Masa, naelektrisanje i ugaoni moment (spin) su klasične veličine i mogu se definisati i meriti kod makroskopskih tela. Kod tih tela navedene veličine poprimaju kontinualan niz vrednosti. Međutim kod elementarnih čestica mase imaju izvesne diskretne vrednosti, dok naelektrisanje i spin mogu imati diskretne (kvantovane) vrednosti koje su umnošci nekih osnovnih vrednosti.

Glavne karakteristike nekih osnovnih čestica navedene su u Tabeli 4.1.

Navedeno vreme života Tabela 4.1 odnosi se na čestice u slobodnom stanju. U tom slučaju se one raspadaju po eksponencijalnom zakonu, to jest, ne nestaju pri interakciji sa drugim česticama. Zakon raspada je poznat iz zakona prirodne radioaktivnosti:

$$N_t = N_0 e^{-t/\tau} \quad (4.1.)$$

gde je N_t , broj čestica prisutan u trenutku t , N_0 je broj prisutan u trenutku $t = 0$ a τ je period poluraspada ili srednje vreme života čestice.

Pretpostavka, da svaka čestica ima antičesticu suprotnog naelektrisanja, ali jednake mase mirovanja, potekla je iz teorije pozitrona, koju je postavio Dirak, a Pauli i Vajskopf (Weisskopf) proširili na druge čestice, što je kasnije eksperimentalno potvrđeno. Za slučaj neutrona i drugih neutralnih teških čestica, razlika između čestice i antičestice se bazira na relativnom pravcu vektora, koji predstavljaju spin i magnetski moment. Za neutrino, razlika je komplikovanija. Za foton i neutralni mezon ne postoji razlika i formalno posmatrano, svaka od tih čestica je sama sebi antičestica (samo - konjugovana).

Tabela 4.1. Karakteristike osnovnih čestica [29]

Naziv čestice	Oznaka čestice	Anti-čestica	Masa mirovana u odnosu na masu elektrona	Naelektrisanje u odnosu na naelektrisanje elektrona	Spin u jedinica ma \hbar	Period poluraspada (s)	Način raspada
Elektron	e^-	e^+	1	± 1	1/2	stabilna	–
Proton	p	\bar{p}	1836	± 1	1/2	stabilna	–
Neutron	n	\bar{n}	1839	0	1/2	939,6	$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$
Neutrino	ν	$\bar{\nu}$	0	0	1/2	stabilna	–
Foton	γ	-	0	0	1	stabilna	–
Naelektrisani π - mezon	π^+	π^-	273	± 1	0	$2,6 \times 10^{-8}$	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$
Neutralni π - mezon	π^0	-	264	0	0	10^{-16}	$\pi \rightarrow 2\gamma$
μ - mezon (mion)	μ^-	μ^+	207	± 1	1/2	$2,2 \times 10^{-6}$	$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}$

4.2. Interakcija između čestica

Uzajamno dejstvo jedne čestice na drugu, odnosno njihova međusobna interakcija, odvija se u vidu jednog od sledeća četiri tipa:

1) gravitacione interakcije, koje su poznate iz klasične fizike zbog sile dugog dometa, za koje važi zakon opadanja intenziteta sa kvadratom rastojanja.

2) elektromagnetne interakcije, takođe su poznate iz klasične fizike i one su takođe dugog dometa. One uključuju sile između naelektrisanja u miru i u kretanju, kao i dejstva električnog i magnetnog polja na naelektrisanje.

3) slabe interakcije, koje opisuju proizvođenje i ponašanje leptona (na primer, kod β - raspada), kao i proces raspada većine čudnih čestica.

4) jake interakcije, gde se specifično javljaju nuklearne sile između nukleona, koje su odgovorne za vezivanje tih čestica u nekom jezgru.

Slabe i jake interakcije su kratkog dometa, reda dimenzije jezgra, pa se zbog toga, ne pojavljuju u makroskopskim efektima, koji su vezani za gravitacione i električne sile, odnosno, one se manifestuju jedino u eksperimentima na nuklearnom nivou. Gravitaciona interakcija između čestica, mada neobično važna u astronomiji zbog njene kumulativne prirode, potpuno je zanemarljiva za atomske i nuklearne čestice, u poređenju sa drugim interakcijama. Identifikacija ostalih interakcija elektromagnetskih, slabih i jakih, omogućava dalju klasifikaciju čestica po njihovoj ulozi. Elektromagnetika i slaba interakcija su uspešno ujedinjene u takozvanu elektrostabilnu interakciju, a radi se i na njenom ujedinjenju sa jakim interakcijama.

Čestice, koje su nosioci fundamentalnih sila nazivaju se bozoni. One su sami sebi antičestice. Poznati i teorijski predviđeni bozoni su:

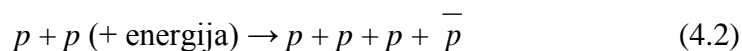
- a) Foton, koji prenosi elektromagnetne sile;
- b) W - i Z - bozoni, koji prenose slabe nuklearne sile;
- c) Gluoni, koji prenose jake nuklearne sile (indirektno pokazan);
- d) Hiksov (Higgs) bozon, koji daje mase česticama (još uvek nije uočen);
- e) Graviton, koji prenosi gravitacione sile (još uvek nije uočen).

4.3. Zakoni očuvanja

Sve navedene interakcije ograničene su opštim principima. Osnovni među njima su zakoni očuvanja mehaničkih veličina: totalne energije, linearnog momenta i angularnog momenta. To su klasične veličine, za koje je poznato da mogu da imaju kontinualan niz vrednosti u makroskopskoj fizici. Kada se javlja potreba primene

kvantne mehanike to jest, kada de Brogljeva talasna dužina čestice nije više zanemarljiva u poređenju sa dimenzijama sistema ili dela prostora gde se javlja, pretpostavlja se da zakon očuvanja energije i linearnog momenta još uvek važi, mada granice date relacijom neodređenosti postaju važne u specijalnim slučajevima. Kod mnogih problema kao što je prosti harmonijski oscilator ili atom vodonika, energija i ugaoni moment imaju diskretne vrednosti, to jest, kvantovane, na način koji se ne sreće u klasičnoj fizici. Ti zakoni očuvanja se mogu povezati sa izvesnim specijalnim osobinama sistema prostora i vremena, u kojem se proces događa.

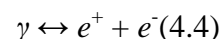
Pored toga, postoje i zakoni očuvanja koji su aditivni, dobijeni na bazi eksperimenata, a koji se odnose na broj čestica i na naelektrisanja. Tako se smatra da je ukupan broj nukleona u svemiru (broj antičestica se kod toga oduzima), konstantan, što znači da ako se stvori novi proton, njega uvek prati antiproton, na primer:



Raspad neutrona ne remeti broj nukleona:



Zakon održanja nukleona pretpostavljen je kod opisa svih nuklearnih procesa, uz neophodno proširenje na sve hiperone. Postoji dovoljno podataka o grupnoj proizvodnji (ili anihilaciji) parova pozitron - elektron pod pogodnim uslovima, prema šemi:



Očuvanje broja elektrona ne važi, zbog procesa raspada, međutim, ako se neutrino i mioni uzmu u obzir, može se, opravdano, postaviti zakon očuvanja leptona.

Ubedljiv razlog za postavljanje zakona o očuvanju broja nukleona sledi iz razmatranja eventualnog procesa tipa:



što bi imalo za posledicu, ako bi bilo moguće sa poluživotom kratkim na kosmološkoj vremenskoj skali, da Kosmos, kakav znamo, postepeno nestaje (što se naravno ne može isključiti). Zakon očuvanja broja čestica sledi iz zakona očuvanja naelektrisanja, jer čestice i antičestice imaju potpuno jednaka suprotna naelektrisanja.

Kod tretiranja nuklearnih procesa uvek se pretpostavlja očuvanje masenog broja (A) i broja naelektrisanja (Z).

4.4. Vrste prirodne radioaktivnosti

Postoje tri forme prirodne radioaktivnosti, poznate kao α , β i γ – raspad:

α – čestica se sastoji od dva protona i dva neutrona (jezgro helijuma) i predstavlja najstabilniji sistem nukleona u prirodi. Pošto jaka nuklearna sila ima osobinu zasićenja (kao i kovalentne veze na molekularnom nivou) može se pretpostaviti da su konfiguracije tipa α – čestice, prisutne u jezgru (kao i molekuli H₂ uvodoniku). Kod masivnih jezgara, koja sadrže veliki broj protona i neutrona, jaka nuklearna sila, koja drži na okupu protone u jezgru, samerljiva je sa elektrostatičkim silama, koje deluju odbojno, budući da protoni poseduju jednako (istoznačno) naelektrisanje. Kod radioaktivnih jezgara, kao što je jezgro uranijuma, energija potrebna da bi se iz njega oslobodile α – čestice, dovoljno je mala, tako da neke od njih, pre ili kasnije, tuneluju kroz energetske barijere jakih sila i oslobađaju se.

β – čestica je elektron, koji poseduje visoku energiju. Kod nekih elemenata, nukleoni su slabo povezani, tako da je slaba nuklearna sila samerljiva sa jakom, što dovodi do raspada neutrona i pored prisustva protona. Kao što je ranije rečeno, prilikom raspada neutrona oslobađa se visokoenergetski elektron, koji se naziva β^- – čestica.

γ – čestica je foton, koji poseduje visoku energiju, i koji se, pored toga, naziva γ – zrakom. Oni (γ – zraci su) su nuklearni ekvivalent x – zraka na atomskom nivou. Naime, ukoliko protoni ili neutroni promene energetske nivo u okviru jezgra, emituje se ili apsorbuje foton. Međutim, budući da je sila između protona i neutrona u jezgru mnogo jača, nego što je sila između protona i elektrona, odgovarajući energetske nivoi su znatno udaljeniji, tako da fotoni koji se ovom prilikom emituju, imaju veoma velike energije. Po pravilu, γ – emiteri su pobuđena jezgra, koja nastaju kao produkt α – ili β – raspada.

Ove tri vrste radioaktivnosti se veoma razlikuju po prodornoj moći čestica koje su njihov proizvod. Tako je α – čestice lako zaustaviti, dovoljna je prepreka u vidu papira, β^- – čestice je teže zaustaviti, za njih je potrebna, na primer, aluminijumska folija, dok je γ – zrake najteže zaustaviti i mogu čak da prođu i kroz sloj olova debljine nekoliko (i više) centimetara. Ovakve razlike je lako objasniti. Naime, molekuli materije sastoje se od pozitivno naelektrisanih jezgara i negativno naelektrisanih elektrona.

α - čestice su teške i imaju dvostruko pozitivno elementarno naelektrisanje i kao takve bivaju privlačene i odbijane od strane električnih polja drugih molekula, tako da brzo gube energiju. β - čestice se kreću znatno brže i imaju dvostruko manje naelektrisanje, tako da lakše prodiru kroz materiju. γ - zraci ne poseduju naelektrisanje i kreću se brzinom svetlosti, tako da su veoma prodorne.

4.5. Efekti prolaska zračenja kroz materijal

Pošto se u cilju poboljšanja karakteristika gasnog odvodnika prenapona koriste gasni odvodnici prenapona sa ugrađenim α izvorom i pošto je tokom ovoga rada korišćen α izvor za stimulisanje generisanja slobodnih, potencijalno inicijalnih elektrona, ovde treba posebnu pažnju posvetiti interakciji α zračenja sa materijalom.

Naelektrisane čestice (α, β , protoni, deuteroni, tritoni, itd.) kao i γ i X-fotoni mogu jonizovati atome ili molekule materijala kroz koji prolaze i zato se nazivaju jonizaciono zračenje. Sobzirom na to da radijacija dovodi do jonizacije, ona može uzrokovati značajno oštećenje materijala, pogotovu bioloskih tkiva.

Naelektrisane čestice, kao što su α, β , protoni, uzrokuju jonizaciju ili eksitaciju zbog električne sile. Pri kretanju kroz materijal, one mogu privući ili odbiti elektrone dovoljno jako da ih uklone iz atoma ili molekula, ili mogu samo eksitovati atome ili molekule. Kako su energije α - i β -čestice izradionuklida reda MeV, a za jonizaciju atoma i molekula je potrebno samo reda 10 eV, jasno je da će α i β -čestice stvoriti hiljade jona. Eksitovani atomi pri deeksitaciji emituju elektromagnetsko zračenje koje dalje može izazvati jonizaciju ili eksitaciju.

Takođe γ i X-fotoni jonizuju materiju kroz koju prolaze tako što izbacuju elektrone iz atoma i molekula fotoelektričnim efektom i Komptonovim rasejanjem. Ako je energija γ i X veća od $2m_e c^2 = 1,02$ MeV, može doći do proizvodnje para pozitrona i elektrona. Novostvorene naelektrisane čestice zatim mogu izazvati dalju jonizaciju.

Neutroni, naprotiv, interaguju sa materijom uglavnom sudarima sa jezgrima sa kojima intenzivno interaguju u različitim procesima (elastičnim ili neelastičnim rasejanjem, radiativnim zahvatom, n, α -procesom, n, p -reakcijom, fisijom itd.). Jezgro dobija dovoljno energije da dolazi do dezintegracije molekula čiji je ono deo.

Radijacija pri prolasku kroz materijal može izazvati značajno oštećenje. Metali i drugi materijali pravilne strukture postaju krti i njihova jačina opada pri intenzivnom zračenju (najviše kao posledica pomeraja atoma u kristalnoj rešetki). Jonska jedinjenja (npr. keramike) nisu podložna uticaju jonizacije, a strukturalne promene nastaju pomerajem atoma. Kovalentna jedinjenja (gasovi, tečnosti, organska jedinjenja) su usled jonizacije podložna disocijaciji molekula, što se naziva radiolizom. Znatno oštećenje materijala radijacijom se dešava kod nuklearnih elektrana (čiji je vek ograničen na 30 godina) i svemirskih brodova koji prolaze kroz područja jakog kosmičkog zračenja.

Radijaciono oštećenje biološkim organizmima prvenstveno jonizacije radiolize, čime dolazi do poremećaja sastava ćelija. Ćelija može da ugine, da nastavi život u svom izmenjenom obliku ili da bude obnovljena.

4.6. Intetrakcija α -čestica sa materijalom - Bragova kriva

Pošto se u cilju poboljšanja karakteristika gasnog odvodnika prenapona koriste gasni odvodnici sa ugrađenim α izvorom i pošto je tokom ovoga rada korišćen α izvor za stimulisanje generisanja slobodnih, potencijalno inicijalnih elektrona, ovde treba posebnu pažnju posvetiti interakciji α zračenja sa materijalom.

Pri bombardovanju materijala teškim česticama (α – česticama), specifičan je fenomen interakcije sa vezanim elektronima. U neelastičnim sudarima upadne čestice i atoma mete, α – čestice gube energiju. Pri tome dolazi do jonizacije atoma, odnosno molekula mete. Gubitak energije po jedinici puta definišemo kao specifični gubitak ako mislimo na upadnu česticu, a kao zaustavnu moć ako mislimo na metu.

Klasično razmatranje daje Bohr-ovu teorijsku verovatnoću za totalni gubitak energije po jedinici puta[29].

$$-\frac{dE}{dS} = \frac{4\pi z^2 e^4 NZ}{m_0 v^2} \ln \frac{1,123 m_0 v^2}{2\pi v^2 z e^2} \quad (4.6)$$

gde je:

Z – naelektrisanje upadne čestice i redni broj materijala mete

m_0 – masa elektrona

v – brzina upadne čestice

N – broj atoma (centara interakcije) po cm^3 mete

J – srednja frekvencija oscilovanja elektrona u materijalu

Kvantnomehantičko razmatranje primenjuje se u slučaju da je amplituda rasejanog talasa mala u odnosu na amplitudu upadnog talasa, tada je

$$-\frac{dE}{dS} = \frac{4\pi z^2 e^4 NZ}{m_0 v^2} \left(\ln \frac{m_0 v^2}{l} - \frac{C_k}{Z} \right) \quad (4.7)$$

l – srednja energija pobude atoma

C_k – eksperimentalna korekcija za efikasnost

Specijalno za teške čestice domet se računa preko diferencijala

$$dS = \frac{dE}{\frac{dE}{dS}} = \frac{M m_0}{4\pi z^2 e^4 N} \frac{v^3 dv}{B(v)}, \quad B = Z \left(\ln \frac{m_0 v^2}{l} - \frac{C_k}{Z} \right) \quad (4.8)$$

B – zaustavni broj

Statistika usporavanja upadnih čestica na elektronima materijala metedovodi do toga da su dometi grupisani oko tzv. srednjeg dometa R_s , pri čemu je standardna devijacija:

$$\frac{\sigma_k}{R^2} = \frac{2m_0}{M} \frac{1}{\ln \frac{2m_0 v^2}{l}} \quad (4.9)$$

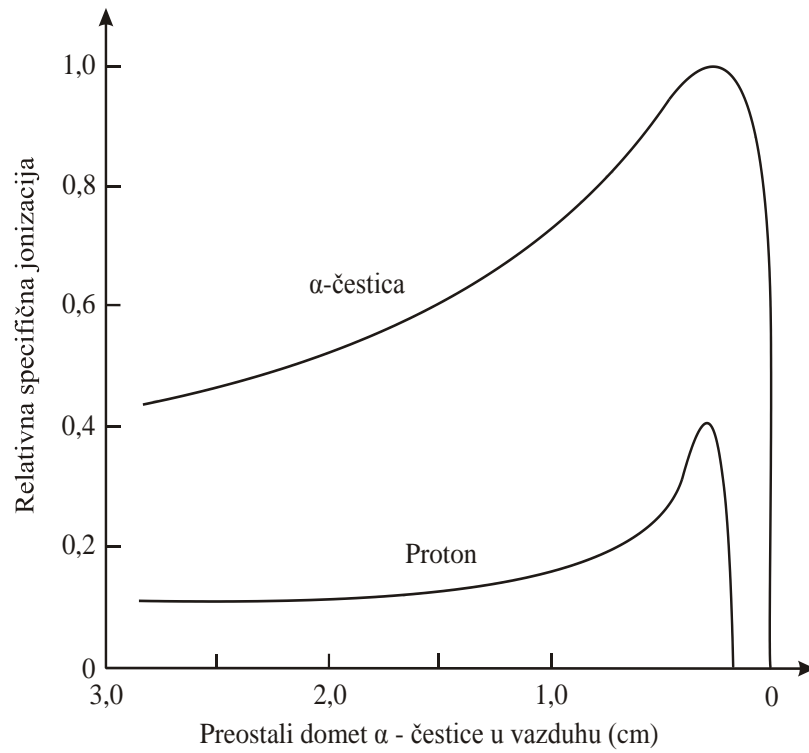
S druge strane, za domete važi Gauss-ova (normalna) raspodela, broj čestica sa dometima između x i dx je

$$dn = \frac{n_0}{\sigma_R \sqrt{\pi}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x-R}{\sigma_R} \right)^2} dx \quad (4.10)$$

Između ekstrapolisanog dometa i standardne devijacije postoji veza

$$R_{ext} = \left(\frac{\pi}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \sigma_R + R_s \quad (4.11)$$

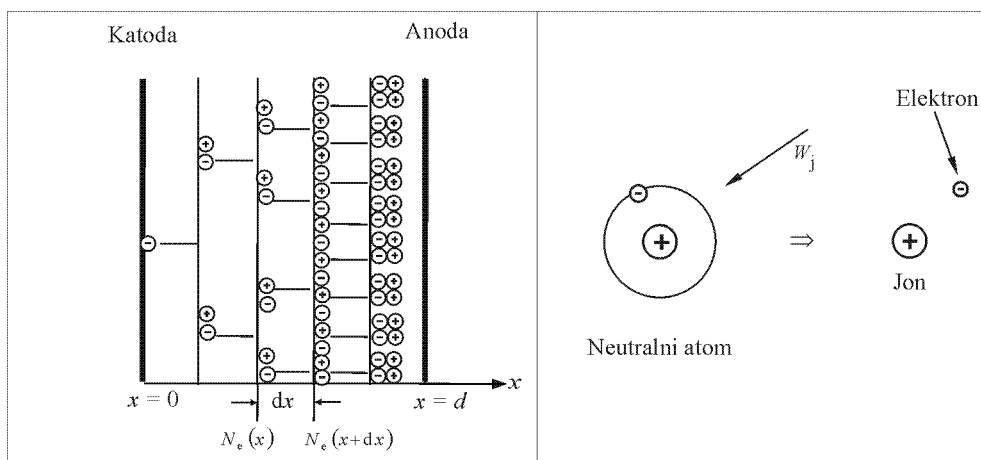
Ako u sistemu detekcijeradioaktivnih čestica i merenja njihovih dometa bude zadovoljen uslov da je gubitak energije na određenom delu puta proporcionalan promenama napona (npr. na jednokanalnom analizatoru) može se iz odgovarajućih $\Delta U/\Delta s$ konstruisati Bragova kriva, koja karakteriše specifičnu jonizaciju i domet čestica (Slika 4.1).



Slika 4.1. Specifična jonizacija za α -česticu i proton u vazduhu na 15 °C i atmosferskom pritisku[29]

5. ELEKTRIČNI PROBOJ GASOVA

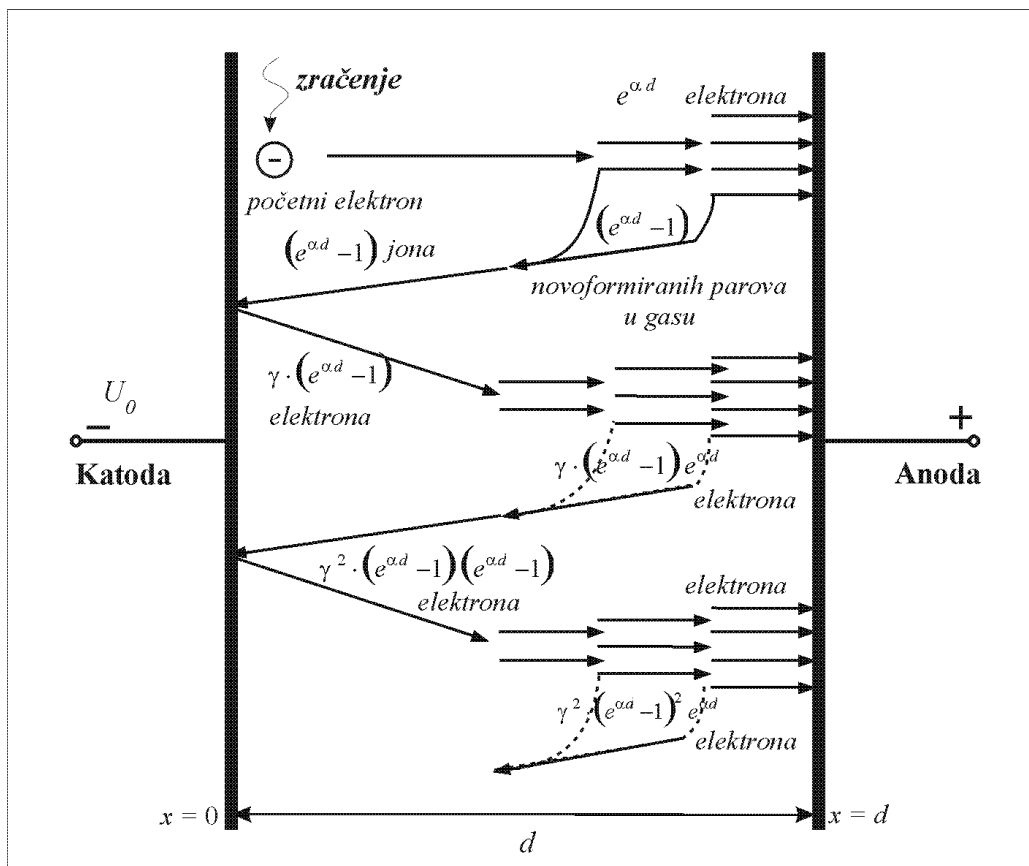
Gasovi pod normalnim uslovima sadrže, pored neutralnih molekula, odnosno atoma, slobodne elektrone i jone. Ako se u gasu uspostavi spoljašnje električno polje, doći će do usmerenog kretanja elektrona i jona po pravcu polja, pri čemu elektroni, kao mnogo lakše čestice, preuzimaju nesrazmerno više energije između dva sudara. Ukoliko jedan slobodni elektron, na srednjoj slobodnoj dužini puta između dva sudara sa neutralnim molekulom ili atomom, preuzme od električnog polja dovoljno energije da pri sudaru izvrši jonizaciju, on postaje inicijalni elektron. U prvom sudaru 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 5.1. 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[30,31,32].



Slika 5.1. Nastajanje lavine elektrona udarnom elektronskom jonizacijom[8]

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 Taunzendovom (Townsend) mehanizmu proboja gasa, koji je karakterističan za potpritiske gasa i mala međuelektrodna rastojanja. Ako su dominantni sekundarni

procesu u gasu, radi se o strimerskom mehanizmu proboja, koji je karakterističan za natpritiske i veća međuelektrodna rastojanja. Granica između Taunzendovog i strimerskog mehanizma proboja nije oštra i u graničnoj oblasti se električni proboj odvija kombinacijom ova dva mehanizma.

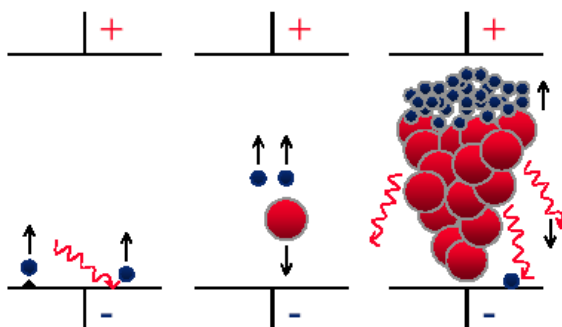


Slika 5.2. Tumačenje Taunzendovog mehanizma proboja[8]

5.1. Taunzendov mehanizam proboja

Taunzendov proboj se bazira na pojavi sukcesivnih sekundarnih lavina do nastanka proboja. Pretpostavimo postojanje slobodnog elektrona (izazanog nekim spoljnim efektom kao što je radioaktivnost ili kosmička radijacija) u gasu gde postoji električno polje. Ukoliko je primenjeno polje dovoljno jako, doći će do jonizacije jednostavnim sudarom koji rezultira pojavom dva elektrona i pozitivnog jona. Ova dva elektrona daljim sudarima dovode do pojave tri pozitivna jona i četiri elektrona. Ovaj proces je kumulativan, pa će se broj slobodnih elektrona povećavati sa daljim kretanjem

pod dejstvom električnog polja. Roj elektrona i pozitivnih jona proizvedenih na ovaj način naziva se elektronska lavina. Na dužini prostora od nekoliko milimetara, lavina se može povećavati dok se broj elektrona ne poveća na oko milion. Ovaj proces je prikazan na Slici 5.3.



Slika 5.3. Mehanizam Taunzendovog pražnjenja[8]

Pri stvaranju modela električnih gasnih pražnjenja elementarni procesi se opisuju preko takozvanih lavinskih koeficijenata α, η, δ i μ .

Ti koeficijenti koji se još nazivaju i primarnim Taunzendovim koeficijentima definišu se na sledeći način:

- α Prvi Taunzendov koeficijent - predstavlja broj elektrona nastalih jonizujućim procesom po jedinici puta slobodnog elektrona u pravcu polja;
- η Koeficijent pripajanja - predstavlja broj elektrona po centimetru puta u pravcu polja, pripojenih elektronegativnim atomima ili molekulima;
- δ Koeficijent odvajanja - predstavlja broj elektrona po centimetru puta u pravcu polja, odvojenih od negativnih atomskih ili molekularnih jona;
- μ Koeficijent jonsko molekularnih sudara - predstavlja broj jonsko molekularnih sudara, po centimetru puta u pravcu polja, koji ne utiču na ukupan bilans naelektrisanja.

Ovako definisani lavinski koeficijenti nemaju konstantnu vrednost već se menjaju u zavisnosti od vrste gasa, električnog polja i pritiska.

Kada se primenjeni napon između elektroda povećava, struja kroz međuelektrodni prostor sporo raste, pošto se elektroni emitovani sa katode kreću kroz gas srednjom brzinom određenom njihovom pokretljivošću. Udarne jonizacije elektrona je najvažniji proces u probiju gasa, ali sam ovaj proces nije dovoljan da se prouzrokuje probij. U cilju tumačenja procesa definišemo sledeće parametre:

n_0 – broj elektrona emitovanih sa katode,

n_x – broj elektrona koji se kreću, na rastojanju x od katode ($n_x > n_0$ zbog postojanja jonizacije),

α - broj elektrona nastalih jonizujućim procesom po jedinici puta slobodnog elektrona u pravcu polja (Taunzendov prvi jonizacioni koeficijent),

$1/\alpha$ - prosečna dužina puta koji elektron pređe između dva sudara.

Ako se posmatra sloj debljine dx , na rastojanju x od katode n_x elektrona će proći kroz posmatrani sloj pri delovanju polja E , a priraštaj broja elektrona na dužini puta dx će iznositi $dn_x = \alpha \cdot n_x \cdot dx$.

Daljim sređivanjem i integracijom se dobija:

$$\int_{n_0}^{n_x} \frac{dn_x}{n_x} = \alpha \int_0^x dx \quad (5.1)$$

$$\ln\left(\frac{n_x}{n_0}\right) = \alpha x \quad (5.2)$$

$$n_x = n_0 \cdot e^{\alpha x} \quad (5.3)$$

Ukoliko je anoda na rastojanju $x = d$ od katode, tada broj elektrona koji udaraju u anodu u sekundi iznosi:

$$n_d = n_0 \cdot e^{\alpha d} \quad (5.4)$$

Prosečan broj novih elektrona (i pozitivnih jona) koje proizvede svaki od elektrona koji napuste katodu je $(n_d - n_0)/n_0$.

U stacionarnom stanju, broj pozitivnih jona koji pristižu do katode mora biti jednak broju novoformiranih elektrona koji dolaze do anode. Prema tome, struja je jednaka:

$$I = I_0 \cdot e^{\alpha d}, \text{ gde je } I_0 \text{ inicijalna fotoelektrična struja na katodi.}$$

Pored navedenih primarnih elementarnih procesa, karakterisanih primarnim Taunzendovim koeficijentima, postoje sekundarni procesi, koji se prikazuju

koeficijentom sekundarne Taunzendove jonizacije γ , koji su od presudnog značaja za fenomen proboja. Sekundarni procesi se dele na procese aktivne na katodi (jonsko izbijanje, fotoemisija, izbijanje metastabilom) pri čemu se međuelektrodni prostor ispunjava slobodnim elektronima i svaki sledeća lavina elektrona prevazilazi prethodnu po broju novostvorenih elektrona.

Koeficijent sekundarne Taunzendove jonizacije γ , koji predstavlja ukupan elektronski prinos sekundarnim procesima po jednoj primarnoj jonizaciji, stvara pri proračunu probojnih napona velike teškoće. Merenja, koja su uspešna samo do pritiska od 0,5 bar-a pokazuju da γ u mnogome zavisi od stanja elektrodnih površina i čistoće gasa [33]. Uobičajene vrednosti za γ leže između 10^{-9} i 10^{-1} [34].

Posmatra se porast broja elektrona uzimajući u obzir postojanje sekundarnih mehanizama pražnjenja, pri čemu je:

γ - srednji broj sekundarnih elektrona proizvedenih na katodi po sudaru u međuelektrodnom rascepu (Taunzendov drugi jonizacioni koeficijent),

n_0 – broj primarnih fotoelektrona emitovanih sa katode,

n_0' – broj sekundarnih elektrona proizvedenih na katodi,

n_0'' – ukupan broj elektrona koji polaze sa katode.

Svaki elektron koji napusti katodu proizvede $e^{cd} - 1$ sudara u međuelektrodnom zazoru, stvarajući $n_0''(e^{cd} - 1)$ jonizujućih sudara. Tako je, po definiciji:

$$\gamma = \frac{n_0'}{n_0''(e^{cd} - 1)} \Rightarrow n_0' = \gamma \cdot n_0''(e^{cd} - 1) \quad (5.5)$$

$$\text{Kako je } n_0'' = n_0 + n_0' \Rightarrow n_0'' = n_0 + n_0''(e^{cd} - 1) \cdot \gamma \Rightarrow n_0'' = \frac{n_0}{1 - \gamma(e^{cd} - 1)}.$$

Broj elektrona na rastojanju d od katode je: $n_d = n_0'' \cdot e^{cd} = \frac{n_0 e^{cd}}{1 - \gamma(e^{cd} - 1)}$, pa je

izraz za struju u stacionarnom stanju: $I = \frac{I_0 \cdot e^{cd}}{1 - \gamma(e^{cd} - 1)}$. Poslednja jednačina opisuje

porast srednje vrednosti struje neposredno pred nastanak proboja. Sa porastom primenjenog napona, e^{cd} i $\gamma \cdot e^{cd}$ se povećavaju dok $\gamma \cdot e^{cd} \rightarrow 1$ (pod pretpostavkom da je $e^{cd} \gg 1$), kada imenilac izraza za struju postaje nula i $I \rightarrow \infty$. Broj elektrona koji dopiru do anode se povećava bez granica. U ovom slučaju, struja će biti ograničena

samo otpornošću izvora i provodnog gasa. Uslov za proboj gasa se može definisati kao: $\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1$ i ovakav uslov je poznat kao Taunzendov kriterijum za proboj gasa. Lavinski proboj se razvija relativno dugo vremena, tipično oko 1 μ s i uglavnom se ne dešava primenom impulsnog napona.

5.1.1. Proboj u elektronegativnim gasovima

U prethodnim analizama, nije razmatrano pripajanje elektrona neutralnim molekulima. Pripajanje elektrona umanjuje broj elektrona u gasu, dajući tako gasu veliku dielektričnu čvrstoću. Gasovi koji u svojoj spoljašnjoj ljusci imaju 6 ili 7 vezanih elektrona i iskazuju veliki afinitet ka popunjavanju 2 ili 1 upražnjeno mesto nazivaju se elektronegativni gasovi (primer je sumporheksafluorid).

Koeficijent pripajanja η se može definisati kao broj elektrona po jedinici puta u pravcu polja pripojenih elektronegativnim molekulima. Sada se izraz za srednji porast struje u homogenom polju može prikazati sledećom jednačinom:

$$I = I_0 \cdot \frac{\left[\frac{\alpha}{\alpha - \eta} e^{(\alpha - \eta)d} - \frac{\eta}{\alpha - \eta} \right]}{1 - \gamma \frac{\alpha}{\alpha - \eta} [e^{(\alpha - \eta)d} - 1]}, \text{ pa je odgovarajući kriterijum za proboj}$$

Taunzendovim mehanizmom: $\gamma \frac{\alpha}{\alpha - \eta} [e^{(\alpha - \eta)d} - 1] = 1$. Ukoliko je $\alpha > \eta$, proboj je moguć za

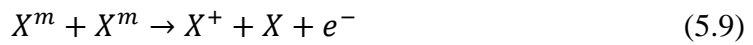
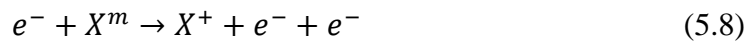
dovoljno velike vrednosti d , dok za $\alpha < \eta$, neće doći do proboja. Prilikom izvođenja uslova za proboj gasa Taunzendovim mehanizmom, prepostavili smo da inicijalni elektron na svakoj srednjoj slobodnoj dužini puta između dva sudara od polja preuzima isti iznos energije. Ova pretpostavka je opravdana samo za slučaj homogenog električnog polja. U slučaju da električno polje nije homogeno, uslov za proboj gasa Taunzendovim mehanizmom postaje [35-38]:

$$\gamma \int_0^d e^{\int_0^x (\alpha - \eta) dx} \alpha \cdot dx = 1 \quad (5.6)$$

5.1.2. Proboj u plemenitim gasovima

Sudarni procesi u plemenitim gasovima tokom pražnjenja i posle prekida pražnjenja dovode do formiranja atomskih jona, molekularnih jona, kratkoživećih eksitiranih atoma i metastabilnih atoma. Proces se odvija po sledećim relacijama[28]:

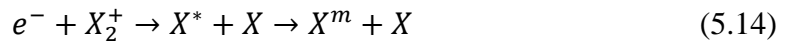
Formiranje atomskih jona:



Formiranje molekularnih jona:



Formiranje metastabilnih atoma:



Gubitak jona:

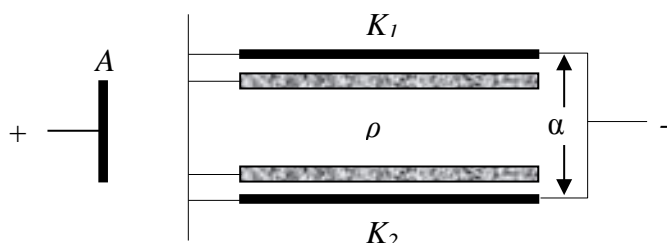


U ovim reakcijama X predstavlja atom plemenitog gasa u osnovnom stanju, X^* eksitirani kratkoživeći atom čije je vreme života oko 10^{-8} s, X^m metastabilni atom i X^{+} i X_2^{+} atomski i molekularni jon, redom.

Posle prekida pražnjenja u plemenitim gasovima dolazi do veoma brze rekombinacije elektrona i jona kao i gašenja eksitiranih kratkoživećih atoma dok se metastabilni atomi zadržavaju izvesno vreme posle prekida pražnjenja.

5.1.3. Efekat šuplje katode

Šupljinu unutar katode moguće je posmatrati kao dve paralelne katode K_1 i K_2 (Slika 5.4.). Ako je rastojanje između katoda K_1 i K_2 dovoljno veliko da može doći do nesmetanog formiranja oblasti katodnog pada, katode neće uzajamno dejstvovati ali će povećavati gustinu jonizacije u katodnoj oblasti. Ovo se može objasniti tako što elektron emitovan sa katode K_1 bude u oblasti negativnog tinjanja katode K_2 odbijen i ponovo upućen ka katodi K_1 . Pošto se ovakvo štanje elektrona ponavlja sve dok on ne izgubi svoju energiju elastičnim ili plastičnim sudarom, šupljina u katodi sa aspekta verovatnoće jonizacije deluje kao povećanje gustine gasa. Za ovo razmatranje položaj anode je nebitan.

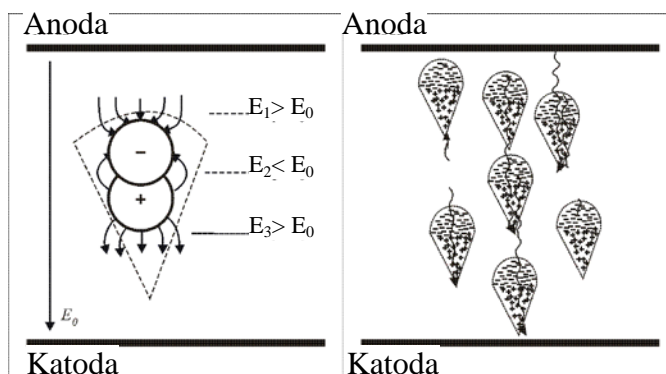


Slika 5.4. Efekat šuplje katode

5.2. Strimerski mehanizam proboja

Za razliku od Taunzendovog mehanizma proboja gasa, prema kome proboj nastupa tek kada se gustina elektrona izazvana sekundarnim procesima izjednači sa gustinom 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 5.5.

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[39,40,41].



Slika 5.5. Uz tumačenje strimerskog mehanizma proboja.[8]

Tip električnog proboja proizilazi iz dodatnog efekta polja čestica nastalih pri proboju i fotoelektronskoj jonizaciji u prostoru gasa. Dok Taunzendov proboj podrazumeva difuzni oblik pražnjenja, u praksi je češća pojava pražnjenja vlaknastih i nepravilnih oblika. Teorija strimera predviđa razvoj lučnog pražnjenja iz jedne lavine čestica. Čestice naelektrisanja proizvedene u lavinskom procesu prouzrokuju distorziju električnog polja, tako da se slobodni elektroni kreću prema glavi lavine pri tome generišući dalje lavine u procesu koji brzo postaje kumulitivan. Kako elektroni brzo napreduju, pozitivni joni ostaju iza njih u obliku sporokrećućeg repa. Polje će biti pojačano ispred fronta lavinske glave. Iza lavinske glave, polje između elektrona i pozitivnih jona je nasuprot primenjenom polju, pa je resultantna jačina električnog polja manja.

Zahvaljujući pojačanom električnom polju između lavinske glave i anode, količina naelektrisanja raste, izazivajući dalje pojačanje polja oko anode. Ukoliko dužina lavine poraste iznad kritične vrednosti dužine x_c , tada se naelektrisanje stvoreno u lavinskoj glavi transformiše u jonizacioni kanal koji se može produžiti do katode i anode. Ovaj proces je izuzetno brz i pozitivno naelektrisane čestice se proširuju do katode tako formirajući strimer. Broj elektrona u lavinskoj glavi se kreće od 10^6 do 10^8 : $n = e^{\alpha x_c} = 10^6 - 10^8$. Kriterijum za početak pojave strimera je $\alpha x_c = 18 - 20$.

5.3. Jonizacioni koeficijenti

Da li će do proboja u nekom konkretnom slučaju doći Taunzendovim ili strimerskim mehanizmom zavisi od mnogo faktora. Uopšte važi da su uslovi za

Taunzendov proboj povoljniji ako sekundarni procesi aktivni na katodi igraju važniju ulogu od sekundarnih procesa aktivnih u gasu i obrnuto. Prema tome, za male vrednosti proizvoda pritiska i međuelektrodnog rastojanja(pd) treba očekivati Taunzendov mehanizam pražnjenja, a za velike pd vrednosti strimerski. U literaturi se sreće kvantitativno razgraničenje ova dva mehanizma pomoću vrednosti koeficijenta sekundarne jonizacije γ , tako da se sa $\gamma > 10^{-8}$ predviđa odvijanje proboja Taunzendovim lavinama, a sa $\gamma < 10^{-8}$ strimerom, no ovako određena granica nije čvrsto potvrđena eksperimentom.

Polazeći od izraza 5.4 odnosno iz njega izvedenog izraza za struju $I = I_0 \cdot e^{\alpha d}$ Taunzend je za α dao sledeću opštu zavisnost:

$$\alpha(x) = pC_1 e^{\left[\frac{C_2}{E(x)/p} \right]} \quad (5.17)$$

gde su C_1 i C_2 konstante koje se za određeni gas i oblast primenljivosti prikazani tabelom 5.1.

Specijalno za plemenite gasove, Takeiši je dao sledeći izraz za α :

$$\alpha(x) = pK_1 \left[1 - e^{\left[\frac{E(x)/p - K_2}{K_3} \right]} \right] \quad (5.18)$$

gde su K_1 , K_2 i K_3 konstante koje se za određeni gas i oblast primenljivosti daju tabelarno, tabelom 5.2 [42].

Ovakav semiempirijski način izvođenja jonizacionih koeficijenata daje dobre rezultate za vrednosti pritiska p i međuelektrodnog rastojanja d pri kojima su konstante u izrazima (C_1 , C_2 , K_1 , K_2 i K_3) određene, što se jasno vidi iz kolone "Oblast primenljivosti" (Tabela 5.1 i 5.2). Iz tog razloga je interesantno odrediti koeficijente jonizacije polazeći od kinetičke teorije gasova uz posmatranje gasa kao smeše gasova koja se sastoji od molekula gasa, gasa slobodnih elektrona i gasa slobodnih jona. Svi gasovi u toj smeši se mogu smatrati međusobno nezavisnim. Raspodele po brzinama konstitutivnih elemenata takve gasne smeše odgovaraju Maksvel-Bolcmanovoj raspodeli nezavisno od pritiska gasa p i međuelektrodnog rastojanja d [24].

Tabela 5.1. Vrednosti konstanti C_1 i C_2 , prema Nebojša Arsić, Predrag Osmokrović, Tehnika visokog napona, Univerzitet u Prištini, 1996.

Gas	$C_1(1/Pam)$	$C_2(V/pam)$	Oblast primenljivosti $E(x)/p$ (V/Pam)
Vazduh	10,9	273,5	112 do 450
N ₂	9,3	256,5	112 do 450
H ₂	3,75	97,5	112 do 300
CO ₂	15,0	349,5	375 do 750
H ₂ O	9,7	216,8	112 do 750
He	2,1	25,5	15 do 112
Ne	3,0	75	75 do 300
Ar	10,2	135	75 do 450
Kr	12,75	180	75 do 750
Xe	19,5	262,5	150 do 600
Hg	15,0	277,5	150 do 450
SF ₆	10,2	223,5	67,5 do 112,5

Tabela 5.2. Vrednosti konstanti K_1, K_2 i K_3 , prema Nebojša Arsić, Predrag Osmokrović, Tehnika visokog napona, Univerzitet u Prištini, 1996.

Gas	K_1 (1/Pam)	K_2 (V/pam)	K_3 (V/pam)	Oblast primenljivosti $E(x)/p$ (V/Pam)
He	2,23	6	120	6 do 225
Ne	3,14	7,05	150	7,05 do 300
Ar	10,45	18,38	341,25	18,38 do 1200
Kr	12,88	19,88	382,5	19,88 do 1500
Xe	20,88	31,35	585	31,35 do 1800

Polazeći od te pretpostavke moguće je izvesti izraze [43] :

$$\alpha(T_e) = 4 \frac{M \sigma_{i0}}{R \sqrt{\pi}} \cdot p \cdot \frac{\varepsilon_i + 2T_e}{T_e} \exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{T_e}\right) \quad (5.19)$$

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

$$T_e = \xi \lambda e E = C_2 \frac{U_d}{pd} \quad (5.20)$$

Konstanta C_2 je zavisna od proizvoda pritiska i međuelektrodnog rastojanja (pd).

Pokazalo se međutim da jonizacioni koeficijenti određeni na ovaj način uz određivanje konstante C_2 i faktora forme na bazi eksperimentalnih rezultata da se ne razlikuju bitno od vrednosti odgovarajućih koeficijenata dobijenih po Taunzendu (5.17) i Takeišiju (5.18). Takođe, određivanje vrednosti DC probojnog napona na osnovu izraza (5.19) je numerički složenije, pa se u daljem radu koriste izrazi Taunzenda, osim u slučaju proračuna vrednosti DC probojnog napona gasnih smeša u kojima je izraz (5.19) efikasniji.

5.4. Pašenov zakon

U mnogim oblastima inženjerske prakse "zakoni sličnosti"¹ pružaju mogućnost da se u fazi konstrukcije jednog sistema, osobine originala ispituju na odgovarajućim modelima. Primena ovih zakona je, takođe, od posebnog značaja u oblastima prirodnih nauka u kojima se tražene veličine ne mogu odrediti ili je postupak njihovog numeričkog proračuna veoma složen. Sličnost koja se u postupku koristi predstavlja proporcionalnost dve istorodne fizičke veličine (predstavljene istom diferencijalnom jednačinom) u dva geometrijski slična sistema sa funkcionalno zavisnim koeficijentima proporcionalnosti. Takve fizičke osobine se nazivaju analogne osobine.

U slučaju električnog pražnjenja u gasovima, osnovni uslov za važenje zakona sličnosti je ispunjen, pošto je pražnjenje uslovljeno potencijalnim poljem u gasu, do čije vrednosti se dolazi rešavanjem Laplasove diferencijalne jednačine:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0 \quad (5.21.)$$

Dva elektrodna sistema izolovana gasom se mogu smatrati sličnim u slučaju upotrebe istog gasa, istih konstrukcionih materijala i konstantnih međusobnih geometrijskih odnosa (među koje se ubraja i srednja slobodna dužina puta elektrona)[44,45].

¹ Često se za zakone sličnosti sreće i naziv "zakon modela".

Najpoznatija posledica zakona sličnosti, primenjenog na oblast gasnih pražnjenja, je Pašenov zakon. Po tom zakonu, električno gasno pražnjenje u homogenom električnom polju jednoznačno zavisi od proizvoda pritiska i međuelektrodnog rastojanja²[46]. Ovaj stav se lako dokazuje preko jednačine gasnog stanja:

$$pV = \frac{m}{M}RT \quad (5.22)$$

Nakon deljenja izraza zapreminom V , izraz (5.22) prelazi u oblik:

$$p = \rho \frac{RT}{M} \quad (5.23.)$$

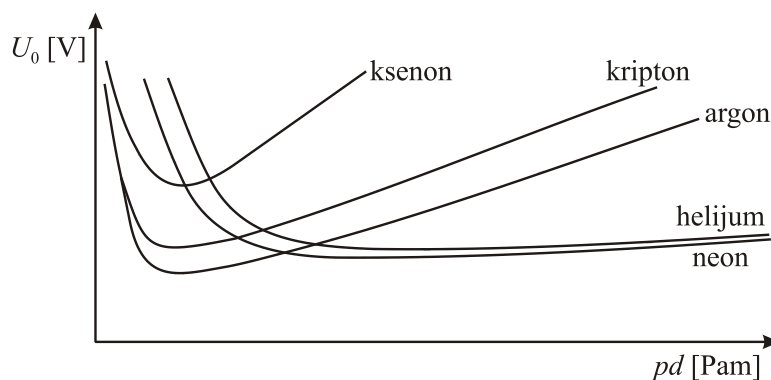
gde je ρ –gustina posmatranog gasa. Pošto je ρ obrnuto proporcionalna srednjoj slobodnoj dužini puta elektrona, λ , sledi:

$$p \lambda = const \quad (5.24.)$$

a kako prema zakonu sličnosti odnosi geometrijskih veličina moraju biti konstantni, uključujući srednju slobodnu dužinu puta elektrona λ , dobija se:

$$pd = const \quad (5.25.)$$

gde je d –međuelektrodno rastojanje.



Slika 5.6. Pašenove krive za različite plemenite gasove[8]

Odavde sledi da je proizvod pritiska i međuelektrodnog rastojanja nezavisna promenljiva u slučaju električnog pražnjenja u gasovima. Taj zaključak ima za

² U uopštenoj formi Pašenov zakon važi i za nehomogene elektrodne konfiguracije.

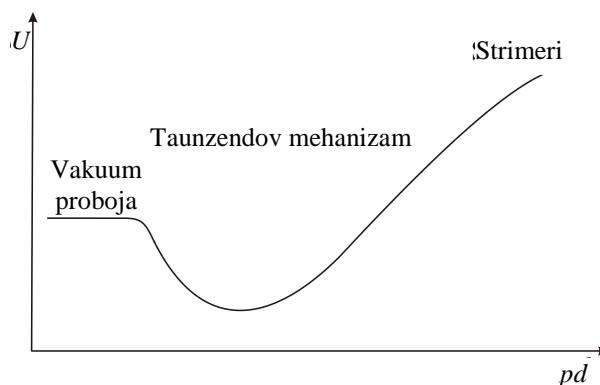
praktičnu posledicu mogućnost smanjivanja dimenzija sistema izolovanih gasom proporcionalno povećanju pritiska[47].

Zavisnost probojnog napona nekog gasa u homogenom električnom polju od proizvoda pd naziva se Pašenova(Paschen) kriva. Odgovarajuća kriva (Slika 5.6) ima oblik nesimetrične U -krive sa minimumom (Pašenov minimum), za sve gasove, u oblasti vrednosti proizvoda pd reda 10^{-6} barm. Do analitičkog izraza za Pašenuvu krivu nekog gasa može se doći polazeći od Taunzendovog, odnosno strimerskog, uslova proboja i zavisnosti lavinskih koeficijenata od odnosa električnog polja i pritiska[48,49,50].

Za veoma male vrednosti proizvoda pd , dešava se pojava minimalnog probojnog napona. Ovaj fenomen Pašenovog minimuma se objašnjava na sledeći način: posmatrajući međuelektrodni prostor konstantnog rastojanja, u kome se sa smanjenjem pritiska smanjuje i gustina gasa pa samim tim i elektron koji se kreće u pravcu anode ima manje sudara sa molekulim gasa. Kako svaki sudar rezultira gubitkom određene količine energije, zaključujemo da je manja energija dovoljna elektronu da bi dostigao potrebnu kinetičku energiju jonizacije sudarom. U blizini minimuma Pašenove karakteristike, gustina gasa je mala i prisutan je mali broj sudara. Uzimajući u obzir činjenicu da se ne podrazumeva jonizacija molekula gasa pri sudaru sa elektronom, čak i ako je energija elektrona veća od jonizacione energije, šansa za pojavu jonizacije je konačna. Ukoliko je gustina gasa, a samim tim i broj sudara redukovan, proboj se može desiti samo ako se verovatnoća jonizacije poveća, a to se postiže povećanjem primenjenog napona levo od Pašenovog minimuma. Značajno je zapažanje da ukoliko je gustina gasa konstantna, proboj gasa levo od Pašenovog minimuma se događa češće na većim dužinama puta[51]. Za male i veoma velike vrednosti pritiska (u poređenju sa atmosferskim), Pašenov zakon prestaje da važi. Takođe, Pašenov zakon je validan za temperature do 1100°C . Dalje povećavanje temperature dovodi do prestanka važenja Pašenovog zakona zbog pojave termičke jonizacije.

5.5. Klasifikacija tipova pražnjenja

Posmatrajući krivu procesa pražnjenja, može se izvršiti klasifikacija tipa pražnjenja prema promenama napona proboja za različite vrednosti proizvoda pd .



Slika 5.7. Kriva procesa pražnjenja[8]

Sledeći podaci se odnose na pojavu pražnjenja u vazduhu:

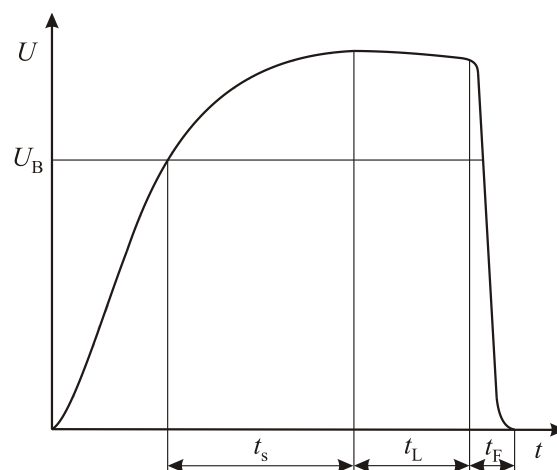
- za vrednost proizvoda pritiska i međuelektrodnog rastojanja $pd < 0,133 \cdot 10^{-7}$ barm, elektron prelazi međuelektrodno rastojanje bez sudara;
- za vrednost proizvoda $13,33 < pd < 26,66 \cdot 10^{-4}$ barm, Pašenova kriva je u delu gde se odvija Taunzendov proboj, a gde je stvaranje elektronskih lavina u odnosu na sekundarne emisije sa katode dominantno
- za $26,66 \cdot 10^{-4} < pd < 533,28 \cdot 10^{-4}$ barm Taunzendov i strimerski mehanizam proboja se uzimaju u obzir u zavisnosti od specifičnih uslova (npr. geometrije elektroda, karakteristika gasa...)
- za $533,28 \cdot 10^{-4} < pd < 133,32 \cdot 10^{-2}$ barm Taunzendova i Pašenova teorija ne važi, dominira strimerski mehanizam proboja
- za $pd > 133,32 \cdot 10^{-2}$ barm proboj pomoću lidera

5.5. Dinamika električnog proboja gasa

U dosadašnjem razmatranju pojave električnog proboja gasa nije vođeno računa o obliku naponskog opterećenja, već se smatralo da je električno polje, potrebno kao izvor energije elementarnim procesima električnog pražnjenja u gasovima, makroskopski nepromenljivo u međuelektrodnom prostoru. Ovakvim posmatranjem se dolazi do pojma statičkog proboja, koji, za praktične potrebe, biva realizovan sporo rastućom potencijalnom razlikom između elektroda. Međutim, česta pojava atmosferskih i komutacionih prenapona nameće potrebu za proučavanjem proboja kao posledice promenljivog električnog polja, sa brzinom promene uporedivom sa

globalnom brzinom mikroskopskih fenomena električnog pražnjenja u gasovima, odnosno dinamičkog proboja. Za ispitivanje dinamičkog proboja gasa koristi se impulsni napon. Na Slici 5.8.[52,53] je prikazan karakterističan oblik impulsnog napona kojim je ostvaren proboj gasa.

Na Slici 5.8 sa t_s je označeno statističko vreme. Ono predstavlja vremenski period od prekoračenja minimalne vrednosti probojnog napona U_B do pojave inicijalnog elektrona (slobodnog elektrona koji se nalazi na energetski povoljnom mestu, što mu omogućava pokretanje lavinskog procesa). Napon U_B odgovara probojnom naponu koji bi bio ostvaren statičkim opterećenjem bez uzimanja u obzir promene polja prostornim naelektrisanjem. Na istoj slici je sa t_L označeno vreme formiranja lavine, odnosno vreme koje počinje sa pojavom prve lavine, a završava početkom glavnog pražnjenja. Vreme potrebno za formiranje termalnog kanala varnice je označeno sa t_F i naziva se formativno vreme.

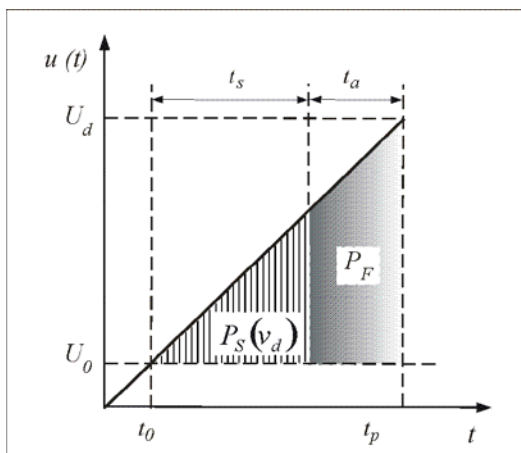


Slika 5.8. Karakterističan tok impulsnog napona kojim je ostvaren proboj[52]

Trenutak nastanka inicijalnog elektrona određen je verovatnoćom pojave slobodnog elektrona na energetski povoljnom mestu na kome može, duž srednje slobodne dužine puta, preuzeti od električnog polja energiju veću ili jednaku energiji jonizacije gasa. Iz toga proizlazi da je dinamički probojni napon stohastička veličina, za razliku od statičkog probojnog napona, koji je deterministička veličina. Za procenu vrednosti slučajne promenljive "dinamički probojni napon" neke dvoelektrodne konfiguracije izolovane gasom, koristi se takozvani zakon površina. On omogućava da

se sa određenom pouzdanošću odredi oblast u naponsko-vremenskoj ravni, u kojoj se vrednost dinamičkog probojnog napona nalazi, bez obzira na oblik primenjenog impulsnog napona. Ta oblast se naziva impulsna karakteristika i važan je pokazatelj ponašanja gasne izolacije.

Sam zakon površina se zasniva na empirijskoj činjenici da je, bez obzira na oblik primenjenog naponskog impulsa $u(t)$, površina u naponsko-vremenskoj ravni između krivih $u = U_0$ i $u = u(t)$ konstantna, odnosno $P_F + P_S(v_d) = \text{const}$ (Slika 5.9.). Prema tome, moguće je, na osnovu merenja (ili numeričkog određivanja) statičkog probojnog napona i jedne serije dinamičkih probojnih napona poznatim naponskim impulsom, odrediti vrednost te površine, što omogućava da se za svaki drugi oblik impulsnog napona proračuna oblast unutar koje se, sa unapred određenom verovatnoćom, nalazi vrednost probojnog napona.



Slika 5.9. Linearna aproksimacija impulsnog napona kojim je ostvaren proboj[8]

5.6.1. Statističko vreme

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

Vremensku raspodelu verovatnoće nastupanja jednog, za izazivanje lavine sposobnog elektrona moguće je odrediti uz pomoć zakona "zapremina - vreme". Ovaj zakon se zasniva na pretpostavci postojanja prosečno n_0 slobodnih elektrona u jedinici zapremine po jedinici vremena, jonizacione sposobnosti karakterisane, od intenziteta polja zavisnim, težinskim faktorom.

$$f(E) = 1 - \frac{n}{\alpha} \quad (5.26)$$

Integracijom ovako definisanog težinskog faktora po kritičnoj zapremini V_K , to jest po zapremini unutar koje je moguće odvijanje usmerenih jonizacionih procesa, te množenjem dobijene vrednosti prosečnim brojem slobodnih elektrona n_0 dobija se ukupan broj potencijalnih početnih elektrona u međuelektrodnom prostoru po jedinici vremena. Dalje se, statističkim razmatranjima, za verovatnoću pojavljivanja jednog početnog elektrona, nakon isteka vremena t od nastupanja povoljnih uslova, dobija izraz [54,55]:

$$W(t) = \frac{1}{1 + \frac{t}{n_0 \int_0^{V_K} \left(1 - \frac{n}{\alpha}\right) dt dV}} \quad (5.27)$$

Glavnim nedostatkom ovog modela se može smatrati to što uključuje samo fenomene jonizacije i pripajanja, a neopravdano zanemaruje elektronsku emisiju. I pored toga je zakon "zapremina - vreme" veoma koristan za kvalitativnu analizu pojave pražnjenja pri čemu za neke geometrije daje i zadovoljavajuće kvantitativne rezultate [56].

5.6.2. Vreme formiranja lavine

Pod vremenom izgradnje lavine se podrazumeva vremenski interval od nastanka prve lavine do početka glavnog pražnjenja. Tako definisano vreme izgradnje lavine moguće je odrediti uz pomoć površinskog zakona [57] koji polazi od empirijski ustanovljene činjenice da do proboja jedne konkretne elektrodne geometrije dolazi tek pošto se, u naponsko vremenskoj ravni premaši jedna konstantna površina F ,

$$F = \int_{t_0}^{t_d} |u(t) - U_B| dt, \quad (5.28)$$

Ovakva postavka površinskog zakona pretpostavlja postojanje početnog elektrona u trenutku prekoračenja napona U_B čime se zanemaruje statističko vreme što je, opet, opravdano isključivo u slučaju da je celokupni međuelektrodni prostor označen nekim intenzivnim jonizujućim zračenjem. Kako to, u praksi, nije čest slučaj potrebno je uopštiti površinski zakon dodavanjem površini F jedne, od verovatnoće pojavljivanja početnog elektrona w , zavisne površine, $F(w)$, koja odgovara statističkom vremenu i podleže normalnoj raspodeli [58].

5.6.3. Formativno vreme

Pod vremenom formiranja pražnjenja ili formativnim vremenom se podrazumeva vreme unutar koga kanal provodne plazme vrši premoštavanje međuelektrodnog prostora što, opet, ima za posledicu opadanje napona i otpornosti 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 [59] kojim se opisuje ova faza pražnjenja. Taj empirijski ustanovljen zakon povezuje, na sledeći način, otpornost kanala varnice R_k , međuelektrodno rastojanje d i količinu proteklog naelektrisanja kanalom varnice

$$R_k = \frac{K_T d}{\int_0^t i dt} \quad (5.29)$$

gde je K_T takozvana Toplerova konstanta a i struja u kanalu varnice.

Pretpostavljajući da se posmatrani elektrodni sistem može smatrati idealnim kondenzatorom dobija se za vremenski tok napona na elektrodama u toku proboja [60]:

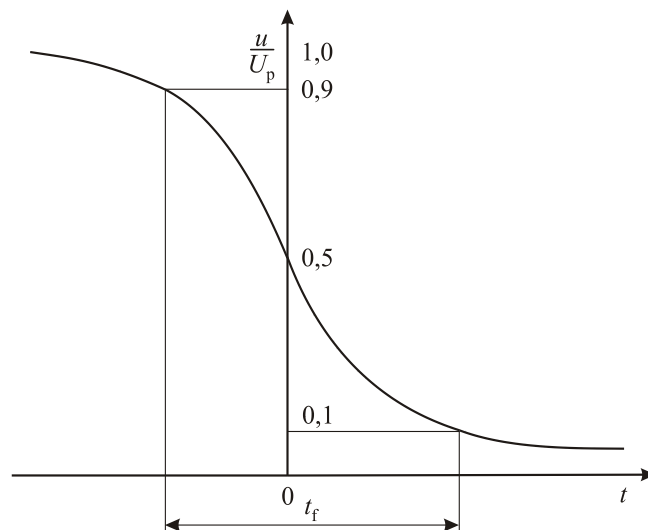
$$u(t) = \frac{U_p}{1 + \exp U_p(t) / dK_T} \quad (5.30)$$

pri čemu je tačka $t = 0$ trenutak u kom je proteklo pola formativnog vremena (Slika 5.10.) i U_p probojni napon. Ako se sada analitički definiše formativno vreme kao period za koji se napon između elektroda promeni od 90% do 10% svoje vršne vrednosti, dobija se

$$t_f = 4,4 \frac{dK_T}{U_p} \quad (5.31.)$$

Važenje ovako postavljenog "varničnog" zakona potvrđeno je za vazduh i sumporheksafluorid(SF6) pri čemu je u oba slučaja Toplerova konstanta K_T zavisna samo od intenziteta probojnog polja E_p .

Formativno vreme, kao i statističko vreme pražnjenja, takođe podleže statističkim fluktuacijama, a odgovarajuće srednje vrednosti su funkcije jonizacije gasa, vrste gasa i priključenog napona.



Slika 5.10. Analitička definicija formativnog vremena[60]

5.6.4. Vreme kašnjenja električnog proboja

Karakteristično za gasove je njihova veća inertnost pri proticanju električne struje u odnosu na provodnike. Mnoga eksperimentalna istraživanja su pokazala da proboj ne nastaje u trenutku priključivanja napona na gasnu komponentu, čak i onda kada postoji inicijalni elektron a priključeni napon veći od probojnog napona. To znači da se proboj dešava posle određenog vremena koje se naziva vreme kašnjenja električnog proboja. Pojava kašnjenja električnog proboja se javlja kod svih gasova , uključujući radioaktivne gasove kod kojih je vreme kašnjenja električnog proboja veoma kratko.

Najčešće korišćena definicija za vreme kašnjenja je da je to vreme koje protekne od momenta priključenja radnog napona na gasnu komponentu, koji je veći od probojnog napona, pa do momenta pojave proboja, tj. postizanja struje kroz gas koju je moguće detektovati[61,62]. Podrazumeva se da je vreme porasta napona tokom njegovog priključivanja zanemarljivo malo u odnosu na vreme kašnjenja. Osim toga potrebno je da unutrašnja otpornost izvora bude zanemarljivo mala, a na red sa gasnom komponentom vezana je omska otpornost. Vreme kašnjenja električnog proboja se označava sa t_d i predstavlja zbir intervala statističkog vremena kašnjenja t_S , vremena formiranja lavine t_L i vremena formiranja pražnjenja t_F , odnosno $t_d = t_S + t_L + t_F$ (Slika 5.8.)

Vreme kašnjenja električnog proboja zavisi od više parametara kao što su: vrsta i pritisak gasa, vrsta materijala katode i kvalitet njene površine, prenapon, temperatura gasa, međuelektrodno rastojanje. Jedan od važnih parametara koji utiče na vreme kašnjenja električnog proboja je vreme relaksacije τ (posleprobojni period) koje predstavlja vreme proteklo od momenta prekida pražnjenja kroz gasnu komponentu do momenta ponovnog priključivanja napona koji je veći od probojnog napona. U praksi se zbog stohastičkog karaktera vremena kašnjenja električnog proboja t_d koristi srednja vrednost ove veličine za datu vrednost vremena relaksacije[63].

Ako se meri ukupno vreme kašnjenja električnog proboja ($t_d = t_S + t_L + t_F$), pri proučavanju jednog dela, drugi deo se mora učiniti malim, kao na primer ako se želi informacija o procesima oslobađanja inicijalnih elektrona, tada uslovi eksperimenta moraju biti tako izabrani da je $t_F \ll t_S$, pa se t_S može smatrati približno jednakim t_d . Obrnuto, ako se želi informacija o sekundarnim procesima u gasu, t_S se mora svesti na najmanju meru ili bar učiniti mnogo manjim od t_F . Ozračivanjem prostora blizu katode ili same katode, zračenjem male talasne dužine, moguće je praktično eliminisati t_S i t_F , čak i kada je priključen napon znatno manji od statičkog probojnog napona[64].

5.6.5. Memorijski efekat u gasovima

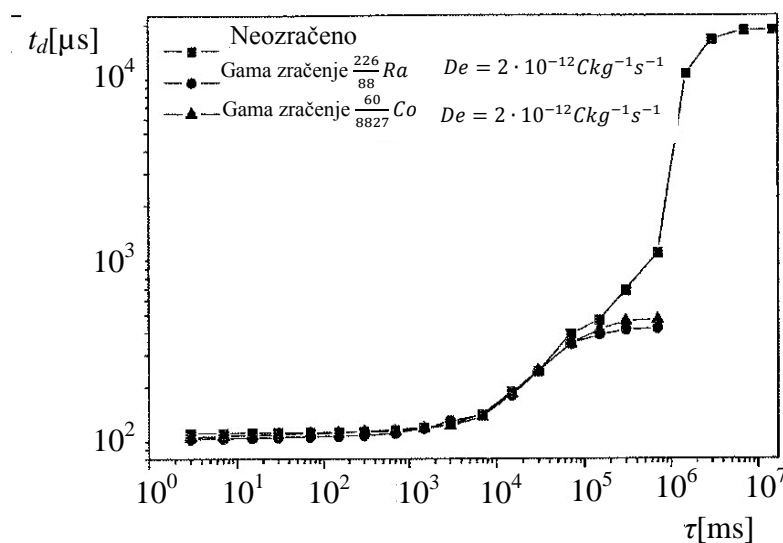
Jedna od važnih karakteristika gasa je da za duži vremenski period "pamti" da se u njemu desio električni proboj i kasnije električno pražnjenje, odnosno da je on bio provodnik struje. Ovo pamćenje je posledica formiranja naelektrisanih i neutralnih aktivnih čestica tokom proboja, pražnjenja i posle prekida pražnjenja. To se najbolje

može zapaziti merenjem vremena kašnjenja električnog proboja za različite vrednosti vremena relaksacije.

Ako se na gasnu komponentu priključi napon $U > U_B$ (Slika 5.8.) do proboja će doći pre ili kasnije, odnosno vreme kašnjenja električnog proboja t_d će biti kraće ili duže, što zavisi od toga kada će se pojaviti prvi elektron koji će inicirati proboj. Kada se uzmu u obzir svi mehanizmi koji mogu dovesti do pojave inicijalnog elektrona, dolazi se do zaključka da će do proboja doći za najkraće vreme ako se napon U priključi na gasnu komponentu neposredno posle prekida pražnjenja[65]. Tada su koncentracija jona i neutralnih aktivnih čestica koje su formirane prethodnim probom i pražnjenjem značajne, zbog čega će biti prisutan značajan broj elektrona sa katode ili iz gasa za iniciranje proboja i vreme kašnjenja električnog proboja će biti minimalno. Koncentracija ovih čestica se smanjuje sa povećanjem vremena relaksacije zbog njihove rekombinacije/deeksitacije na zidovima cevi, elektrodama i u zapremini gasa. Ovo ima za posledicu povećanje vremena kašnjenja električnog proboja, jer se smanjuje verovatnoća za pojavu inicijalnih elektrona koji će dovesti do proboja.

Posle određenog vremena relaksacije koje zavisi od pritiska i vrste gasa, vrste materijala katode i ozračenosti gasa, gasna komponenta dolazi u "stacionarno" stanje u kojem je verovatnoća proboja određena intenzitetom spoljašnjeg zračenja kojem je gasna komponenta izložena. Tada vrednost vremena kašnjenja proboja t_d neznatno fluktuiira oko neke srednje vrednosti koja zadržava približno konstantnu vrednost, naročito kada je prisutno jonizujuće zračenje. U praksi se zbog stohastiškog karaktera vremena kašnjenja električnog proboja koristi srednja vrednost ove veličine za datu vrednost vremena relaksacije. Ovaj postupak se izvrši za različite vrednosti vremena relaksacije da bi se dobila kriva zavisnosti srednje vrednosti vremena kašnjenja električnog proboja od vremena relaksacije koja je poznata pod nazivom "memorijska kriva" ("kriva pamćenja")[66]. Na osnovu ponašanja ove krive može se pratiti opadanje koncentracije pozitivnih jona i onih neutralnih aktivnih čestica koje sa katode mogu osloboditi sekundarne elektrone, odnosno može se pratiti memorijski efekat usled prisustva ovih čestica do tako niskih koncentracija, kada je verovatnoća oslobađanja inicijalnih elektrona ovim česticama porediva sa verovastnoćom izazavanom kosmičkim zračenjem i radioaktivnim zračenjem okoline.

Na Slici 5.11[67] date su memorijske krive za odvodnike prenapona za slučaj kada nisu ozračeni i kada su ozračeni gama zračenjem iz određenih radioaktivnih izvora[28]. Kako se gasni odvodnici prenapona pune plemenitim gasovima na niskom pritisku, to je i oblik memorijskih krivih sličan memorijskim krivima za cevi punjene plemenitim gasom. Javlja se plato kada srednja vrednost vremena kašnjenja neznatno zavisi od vremena relaksacije, zatim dolazi do naglog porasta sa porastom τ , posle čega nastaje saturacija, brže za slučaj kada su odvodnici ozračeni[28].



Slika 5.11. Memorijske krive za odvodnike prenapona firme CITELEL za slučaj kada oni nisu ozračeni i kada su ozračeni gama zračenjem iz radioaktivnih izvora $^{226}_{88}\text{Ra}$ čija je brzina ekspoziciona doza u međuelektrodnom prostoru iznosila $De = 2 \cdot 10^{-10} \text{Ckg}^{-1}\text{s}^{-1}$. Podaci za t_d su dobijeni za prenapon 50% [67]

5.6.6. Metode određivanja impulsne karakteristike

Pouzdanu eksperimentalno određivanje impulsnih karakteristika bilo bi izuzetno neekonomično u vremenskom i ekonomskom pogledu pošto bi podrazumevalo merenje velikog broja impulsnih probojnih napona korišćenjem impulsa različitog oblika. Ovo bi naročito došlo do izražaja u slučaju određivanja impulsnih karakteristika koje odgovaraju malim verovatnoćama događaja proboj (malih kvantila). Tu treba dodati i da bi tako veliki broj merenja vrednosti impulsnog probojnog napona nužno doveo do ireverzibilnih promena posmatranog elektrodnog sistema (promenom topografije

elektrodnih površina i čistoće izolacionog gasa) te se, stoga, u praksi, pribegava polu empirijskim algoritmima za određivanje impulsnih karakteristika posmatranih sistema. Najčešće primenjivani poluempirijski algoritam se zasniva na zakonu površina, a predložen je i algoritam zasnovan na zakonu porasta verovatnoće proboja, kojim su otklonjeni neki nedostaci algoritma zasnovanog na zakonu površina [68,69,70]. Međutim oba ova algoritma imaju zajednički nedostatak da su poluempirijska, tj. da je potrebno odrediti jedan reprezentativan statistički uzorak slučajne promenljive impulsnog probojni napon dobijen precizno definisanim impulsnim naponom.

5.6.6.1. Zakon površina

Određivanjem impulsnih karakteristika nekog dvoelektrodnog sistema izolovanog gasom primenom zakona površina uveden je poluempirijski metod. Zakon površina se, u stvari, zasniva na konstantnosti vremena izgradnje lavine i stohastičnosti statističkog vremena izgradnje lavine i zanemarivanje formativnog vremena. I ako je ovo, na prvi pogled gruba aproksimacija, rezultati koji se dobijaju njenom primenom su za inženjersku praksu često prihvatljivi, tako da je određivanje impulsnih karakteristika primenom zakona porasta, verovatno najčešće primenljiv postupak [68,69].

Predikcija ponašanja vrednosti impulsnog (dinamičkog) probojnog napona može se odrediti primenom zakona površina [71] koji polazi od pretpostavke da stopa širenja plazme u međuelektrodnom prostoru raste linearno sa prastom električnog polja:

$$V(x, t) = k[E(x, t) - E_s(x)] \quad (5.32.)$$

gde je k parametar koji zavisi od mehanizma električnog pražnjenja i elektrodne polarizacije, a E_s je električno polje koje odgovara DC probojnom naponu (U_s).

Pošto je probojni napon najmanja moguća vrednost probojnog napona neke elektrodne konfiguracije svaka vrednost impulsnog napona mora biti veća od U_s . Zanemarivanjem širenja naelektrisanja u međuelektrodnom prostoru može se napisati jednačina

$$E(x, t) = u(t) \cdot g(x) \quad (5.33.)$$

gde je $g(x)$ funkcija određena geometrijskom konfiguracijom elektroda.

Usvajanjem pretpostavke da se čitav proboj odvija Tauzendovim mehanizmom primenom izraza (5.30) i (5.31) i uzimanjem da je "k" konstantno u međuelektrodnom prostoru dobija se izraz:

$$\frac{1}{k} \int_{t_1}^{t_1+t_2} \frac{dx}{g(x)} = \int_{t_1}^{t_1+t_2} [u(t) - U_s] dt = P = const \quad (5.34.)$$

gde je $x = x_k$ tačka u kojoj Tauzendov mehanizam prelazi u strimerski a $t = t_1 + t_a$ odgovarajući vremenski trenutak.

Na osnovu izraza (5.34) sledi da je potrebno da se ima jedna konstantna geometrijska površina formirana u naponsko vremenskoj ravni između $u(t)$ i U_s da bi došlo do proboja (Slika 5.13.). Pošto je ta površina defisana impulsom i DC probojnim naponom U_s , što su karakteristike izolacije, sledi da je poznavanje tih veličina dovoljno za proračunavanje impulsne karakteristike.

Ovakva postavka površinskog zakona pretpostavlja postojanje početnog elektrona u trenutku prekoračenja napona U_B čime se zanemaruje statističko vreme što je, opet, opravdano isključivo u slučaju da je celokupni međuelektrodni prostor ozračen nekim intenzivnim jonizujućim zračenjem. Kako to, u praksi, nije čest slučaj potrebno je uopštiti površinski zakon dodavanjem površini F jedne, od verovatnoće pojavljivanja početnog elektrona w , završne površine, $F(w)$, koja odgovara statističkom vremenu i podleže normalnoj raspodeli [72].

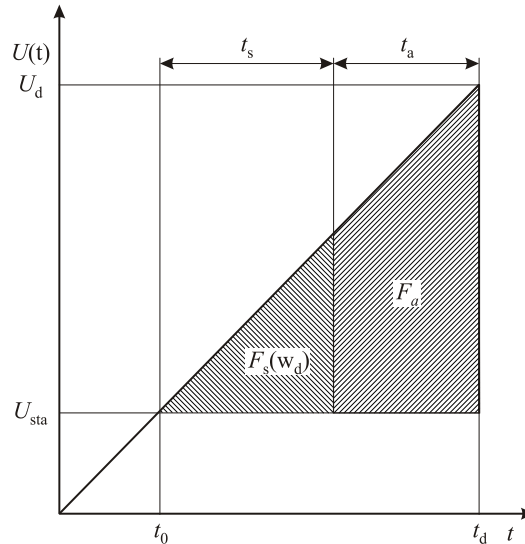
U posebno interesantnom slučaju kada se naponsko opterećenje homogene geometrije menja linearno sa vremenom strminom s (Slika 5.12.), moguće je, uzimajući u obzir da minimalni probojni napon odgovara verovatnoći $w = 0$, srednjoj verovatnoći $w = 0,5$ i maksimalnoj verovatnoći $w = 1$, pisati

$$F_{\min} = F_s(0) + F_a = \frac{1}{2s} (U_{\min} - U_B)^2 \quad (5.35.)$$

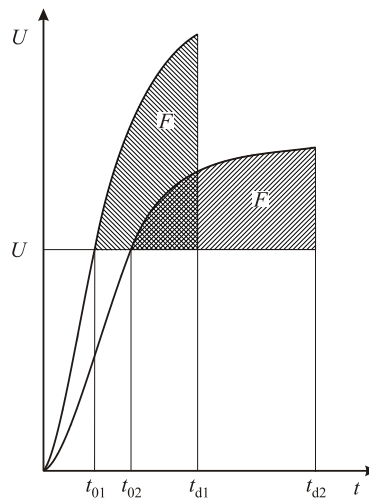
$$F_{\text{sred}} = F_s\left(\frac{1}{2}\right) + F_a = \frac{1}{2s} (U_{\text{sred}} - U_B)^2 \quad (5.36.)$$

$$F_{\max} = F_s(1) + F_a = \frac{1}{2s} (U_{\max} - U_B)^2 \quad (5.37.)$$

čime se omogućava određivanje zona naponsko vremenske ravni, takozvanih impulsnih karakteristika, unutar kojih se moraju, pod pretpostavkom važenja površinskog zakona, nalaziti tačke probojni napon - probojno vreme.



Slika 5.12. Grafička predstava naponsko vremenske površine u slučaju važenja površinskog zakona i linearnog impulsnog napona [72]



Slika 5.13. Karakteristične površine površinskog zakona za slučaj opterećenja homogene geometrije linearno rastućim naponom [72]

5.6.6.2. Zakon porasta verovatnoće proboja

Za dobijanje rezultata merenja obavljenih na malim modelima za primenjivanje na prave veličine izolacionih objekata, neophodno je uzeti u obzir efekte povećanja

obima. Sličan problem nastaje kada je trajanje opterećenja napona primenjenog na izolacionu strukturu produženo, na primer, kada se uporede trajanja laboratorijskih testova u trajanju od jednog radnog napona izolacije pritiska u sistemu. Nasuprot tome, smanjenje prostornih dimenzija izolacije strukture ili skraćanja trajanja pritiska mogu biti od interesa. Sa statističke tačke gledišta, svi ovi slučajevi mogu biti tretirani od strane Zakona porasta verovatnoće. Ono predstavlja praktičnu primenu multiplikacionog zakona, koji važi za verovatnoće nezavisnih događaja A i B: $P(A \cap B) = P(A) P(B)$ [73,74].

Termin Zakon porasta, "Vergrosserungsgesetz", može da se pripiše Vidmanu. Izraz "Zakon rasta" (Vachstumsgesetz) se takođe koristi (po Dokopoulosu), kao što je to "zakon površina ili zapremina" (Flachen-oder Volumengesetze).

Izolaciona struktura čije su prostorne i vremenske koordinate uvećane n puta se može posmatrati kao da se sastoji od n osnovnih, početnih elemenata. Faktor uvećanja se može definisati kao:

$$n = \frac{V_n T_n}{V_1 T_1}, \quad 0 < n < \infty \quad (5.38.)$$

gde su (V_n, T_n) i (V_1, T_1) dimenzije vreme i prostor uvećanog i početnog sistema, respektivno. Označavaju slom verovatnoće osnovnih elemenata kao p_{i1} ($i = 1, \dots, n$), verovatnoća proboja u proširenoj izolacionoj strukturi je izvedena iz multiplikacionog zakona. Izvođenje počinje pod pretpostavkom pražnjenja procesa koji se odvijaju paralelno u odnosu na prostor i vreme koji su nezavisni, i nastavlja se uzimajući u obzir verovatnoću komplementarnih "ne-proboj" događaja. Za homogenu i kontinuiranu srednju izolaciju, Zakon proširenja prostor-vreme je dobio oblik [75, 76]:

$$F_n(x) = 1 - \exp \left[\frac{1}{V_1 T_1} \int_0^{T_n} \int_0^{V_n} \ln(1 - F(x_e, \alpha, \beta)) dV dt \right] \quad (5.39.)$$

gde su $F_n(x)$ i $F(x_e, \alpha, \beta)$ distributivne funkcije probojnog napona slučajne promenljive za proširene i početne strukture, odnosno, sa α i β kao parametrima.

Ako je samo trajanje opterećenja napona produženo, jednačina (5.39) se smanjuje na Zakon proširenja vremena:

$$F_n(x) = 1 - \exp \left[\frac{1}{t_1} \int_0^{t_n} \ln(1 - F(x_0, \alpha, \beta)) dt \right] \quad (5.40.)$$

gde bi trebalo da promenljiva x_0 od diferencijalnog dt vremenskom intervalu bude predstavljena kao proizvod promenljive x u t_1 referentnom intervalu i vremenske funkcije.

5.6.6.3. Teoretsko-numerički algoritam

U cilju proračuna impulsnih karakteristika bez primene eksperimentalno dobijenog statističkog uzorka slučajne promenljive impulsni probojni napon nužno je isti numerički generalisati. To je moguće tako što se prvo- teoretski generiše statistički uzorak slučajne promenljive statističko vreme za pretpostavljeni oblik impulsnog napona. Nakon toga je jednostavno generalisati statistički uzorak odgovarajuće slučajne promenljive probojno vreme, odnosno statistički uzorak slučajne promenljive impulsni probojni napon.

Vremenska raspodela verovatnoće pojave jednog inicijalnog elektrona moguće je odrediti na osnovu zakona zapremina-vreme. Ovaj zakon se zasniva na pretpostavci postojanja, prosečno, n_0 slobodnih elektrona u jedinici zapremine po jedinici vremena, jonizacione sposobnosti karakterisane, od intenziteta polja, zavisnim težinskim faktorom

$$f(E) = 1 - \frac{\mu}{\alpha} \quad (5.41.)$$

Integracijom ovako definisanog težinskog faktora po kritičnoj zapremini V_K , tj. po zapremini unutar koje je moguća transformacija slobodnog elektrona u inicijalni, te množenjem dobijene vrednosti prosečnim brojem slobodnih elektrona n_0 dobija se ukupan broj potencijalnih inicijalnih elektrona u međuelektrodnom prostoru po jedinici vremena. Statističkim razmatranjem, posmatrajući lavinski mehanizam kao Markovljev proces, moguće je odrediti verovatnoću pojavljivanja jednog inicijalnog elektrona nakon isteka vremena t od trenutka kada se vrednost impulsnog napona izjednači sa odgovarajućom vrednosti DC probojnog napona, tj. od pojave kritične zapremine u međuelektrodnom prostoru. Ovo vreme je, ustvari, statističko vreme za zadatu verovatnoću pojave inicijalnog elektrona, određeno izrazom [77].

$$W(t) = \frac{1}{1 + n_0 \int_0^t \int_{V_K} \left(1 - \frac{\mu}{\varepsilon}\right) dt dV} \quad (5.42.)$$

Pod formativnim vremenom, kao što je rečeno, podrazumeva se vreme unutar kojeg kanal provodne plazme vrši premošćavanje međuelektrodnog prostora i nakon termojonizacije kratko spaja međuelektrodni prostor, čime se okončava proboj. Upravo osobina promene otpora kanala varnice, od početne beskrajno velike do konačne zanemarljivo male poslužila je transformaciji takozvanog varničnog zakona kojim se opisuju ova pražnjenja. Taj, empirijski ustanovljen zakon povezuje otpornost kanala varnice R_K , međuelektrodno rastojanje d i količinu proteklog naelektrisanja kanalom varnice izrazom [78,79].

$$R_K = \frac{K_T d}{\int_0^t i dt} \quad (5.43.)$$

gde je K_T takozvana Toplerova konstanta, a i - struja varnice.

Predpostavljajući da se posmatrani elektrodni sistem može smatrati idealnim kondenzatorom dobija se vremenski tok napona na elektrodama u toku proboja

$$u(t) = \frac{u_p}{1 + \exp\left(\frac{U_B(t)}{dK_T}\right)} \quad (5.44.)$$

pri čemu je trenutak $t=0$ trenutak u kome je proteklo pola formativnog vremena, U_B , vrednost napona pri pokretanju proboja, tj. vrednost impulsnog napona u trenutku t_0 (Slika 5.13.)

$$t_f = 4,4 \frac{dK_T}{U_B} \quad (5.45.)$$

Važenje ovako postavljenog varničnog zakona potvrđeno je za vazduh i SF_6 pri čemu je u oba slučaja Toplerova konstanta zavisna samo od vrednosti električnog polja u trenutku inicijalnog proboja.

Na osnovu poznavanja: 1- vremenske zavisnosti promene kritične zapremine; 2- zavisnost Taunzendovih koeficijenata od odnosa električnog polja i pritiska gasa i 3-

prosečne koncentracije slobodnih elektrona u međuelektrodnom prostoru, moguće je numerički (a u nekim slučajevima i analitički) primenom izraza (5.40) odrediti statističko vreme, za željeni kvantil verovatnoće proboja, nekog konkretnog izolacionog sistema izolovanog poznatim gasom na datom pritisku, što uz poznavanje vrednosti Toplerove konstante omogućava da se, primenom izraza (5.43), odredi vrednost formativnog vremena. Sabirajući vreme potrebno da se vrednost impulsnog napona izjednači sa vrednošću DC probojnog napona sa statističkim vremenom za unapred zadanim kvantom verovatnoće proboja i sa formativnim vremenom i dodajući tom zbiru lavinsko vreme koje je istog reda veličine kao i formativno vreme [80, 81,82], dobijaju se probojno vreme i impulsni probojni napon unapred zadatog kvantila verovatnoće proboja, tj. dobijaju se tačke impulsne karakteristike.

Zakon porasta verovatnoće proboja[43] i teoretsko-numerički algoritam [77] daju prema tvrdnji autora pouzdanije rezultate od Zakona površina, ali u ovom radu je za proračun impulsnih karakteristika korišćen ipak Zakon površina jer povećana pouzdanost na kojoj autori insistiraju, odnosi se na male kvantile verovatnoće proboja (bitno za sisteme kod kojih se ne sme desiti proboj), što nije bitno u slučaju gasnih odvodnika prenapona kod kojih je električni proboj upravo željeni efekat. Pored ove činjenice, odluka da se u ovom radu koristi Zakon površina je njegova jednostavnost i činjenica da su rezultati pouzdani u kvalitetnom smislu i samim tim zadovoljavaju sa aspekta ispitivanih fenomena.

6. EKSPERIMENT

Planiranje eksperimenta bazira se na dostupnim podacima vezanim za fizičke procese i slučajne promenljive koje ih prikazuju. Kod određivanja parametara ispitivanja i veličine uzorka, očekivanje i disperzija ispitivane promenljive moraju da se pretpostave. Što se ove pretpostavke više podudaraju sa kasnije dobijenim ispitnim rezultatima, to je preciznost izvedenog ispitivanja veća.

Merenja su vršena pod dobro kontrolisanim laboratorijskim uslovima, a komore korišćene tokom eksperimenta su kontrolisane. Ako bi se ustanovio stepen ireverzibilnih promena na izolacionom sistemu veći od 5%, komora je zamenjivana ili je obnavljana u zavisnosti od tipa komore. Korišćena su dva tipa komora: 1-komora sa podesivim parametrima izolacionog sistema (dva modela: sa i bez bočno postavljenog radioaktivnog izvora); 2- više komora sa fiksiranim izolacionim sistemom. Pored ovih ispitnih komora korišćena je i pomoćna komora koja je služila za određivanje položaja maksimuma Bragove krive pod uslovima eksperimenta. Parametri merenja su bili vrsta gasa (ili gasne smeše), pritisak gasa, oblik elektroda, međuelektrodno rastojanje, položaj i tip radioaktivnog izvora. Primenjeno je zračenje: α -zračenje, γ -zračenje, X -zračenje i neutronska zračenje.

6.1. Eksperimentalne komore korišćene tokom eksperimenta

Gasni odvodnici prenapona rade na principu električnog proboja gasova pri niskom pritisku i malim vrednostima međuelektrodnog rastojanja. U cilju ispitivanja njihovih karakteristika razvijeni su modeli gasnih komora kod kojih je bilo moguće menjati pritisak, međuelektrodno rastojanje, oblik elektroda, kao i ostale relevantne parametre gasnog pražnjenja koji mogu da utiču na karakteristike gasnih odvodnika prenapona.

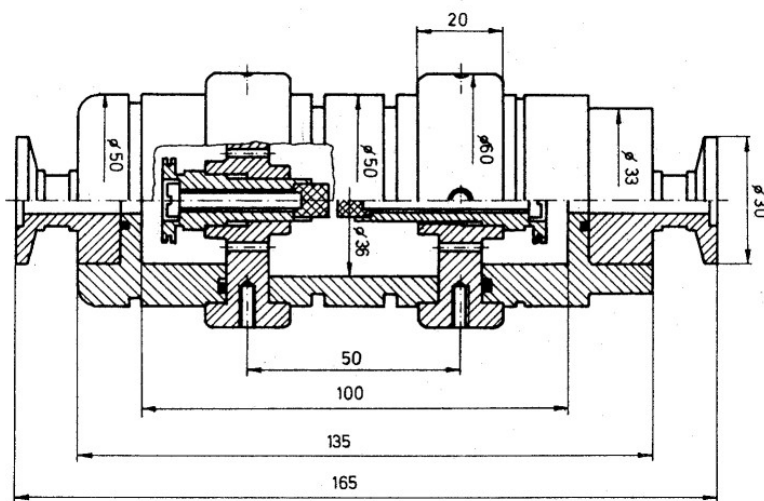
6.1.1. Komora sa zamenljivim elektrodnim sistemom

Komora sa zamenljivim elektrodnim sistemom prikazana na Slici 6.1 imala je fiksnu katodu i anodu sa pokretnim mehanizmom, prikazanim na Slici 6.2, kojim je, nakon određivanja nulte tačke merenjem omskog otpora podešavano rastojanje između elektroda upotrebom mernog sata tačnosti 0,0005 mm. Po postizanju željenog rastojanja

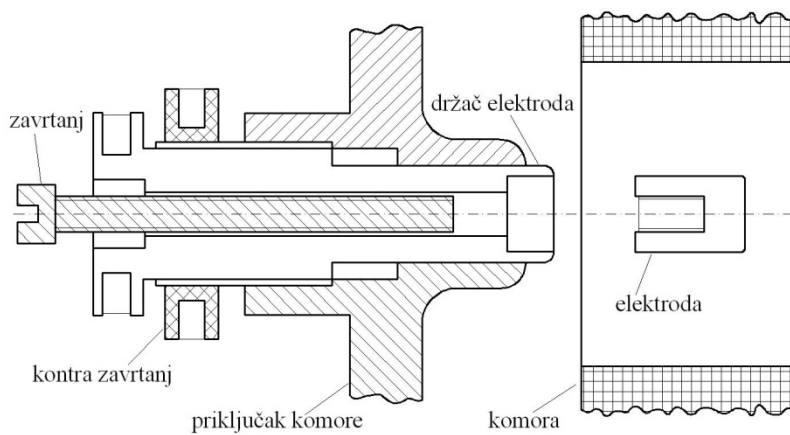
vršeno je fiksiranje anode kontra zavrtnjem, zatvaranje komore i njeno ugrađivanje u gasno kolo.



Slika 6.1a. Fotografija komore sa zamenljivim elektrodnim sistemom.



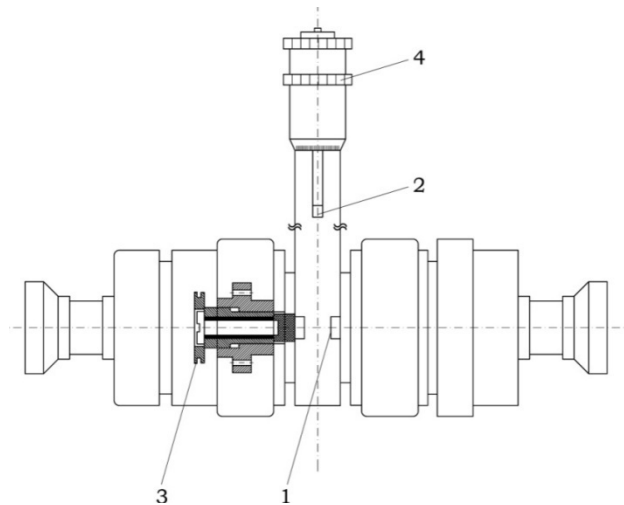
Slika 6.1b. Šema komore sa slike 6.1a.



Slika 6.2. Šema pokretnog mehanizma držača anode.

6.1.2. Komora sa radioaktivnim izvorom

Komora sa radioaktivnim izvorom i sistemom elektroda prikazan je na Slici 6.3.



Slika 6.3. Gasna komora i sistem elektroda: 1 – sistem elektroda, 2 – radioaktivni izvor na nosaču, 3 – odgovarajuće međuelektrodno rastojanje, 4 – mikrometarski zavrtnj [83]

Komora sa Slike 6.3. ima fiksnu katodu i anodu sa pokretnim mehanizmom prikazanim na Slici 6.2, kojim je nakon određivanja nulte tačke merenjem omske otpornosti 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.

Korišćene gasne komore (Slika 6.1. i Slika 6.3.) su konstruisane tako da omoguće formiranje dvoelektrodnih konfiguracija koje proizvode homogeno električno polje (simetrične Rogovski elektrode). Elektrode su bile pre ugradnje u komoru ili polirane do visokog sjaja ili peskirane. Međuelektrodna rastojanja su određena sa nesigurnošću 1 % tipa B. Nulto rastojanje između elektroda je određivano merenjem električne otpornosti. Elektrode u komorama su konstruisane tako da obezbede iste oblike električnog polja u obe komore prema teoriji sličnosti za električno pražnjenje gasa.

6.1.3. Korišćeni elektrodni sistemi

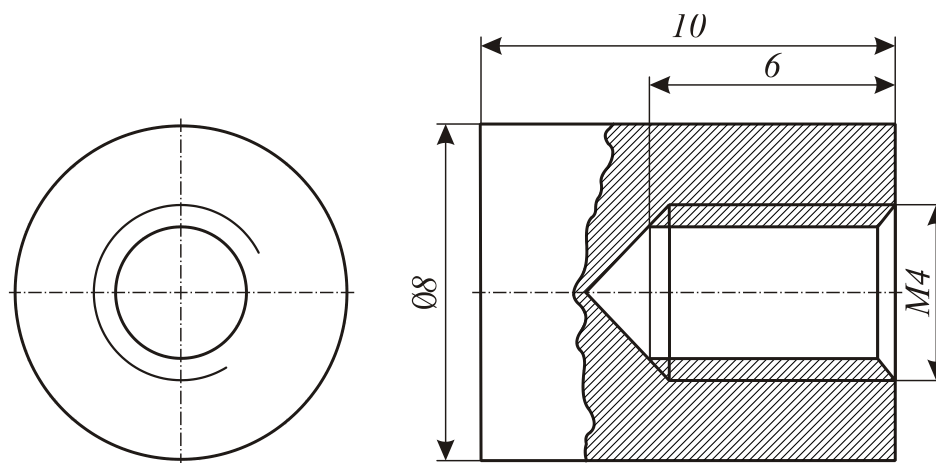
Površine elektroda formiraju fizičke granice između kojih se proboj dešava i na kojima se završava. Koeficijent sekundarne jonizacije γ zavisi od vrednosti izlaznog

rada metala od koga su izrađene elektrode (Tabela 6.1.)[8], pa je time i očekivani uticaj materijala elektroda na električni proboj. Probojni napon zavisi od stanja obrađenosti površina elektroda, njihove konfiguracije kao i zaprljanosti. U eksperimentu su korišćeni cilindrični elektrodni sistemi, elektrodni sistemi tipa Rogovski i kompozitni elektrodni sistemi.

Tabela 6.1. Izlazni rad materijala za izradu elektroda

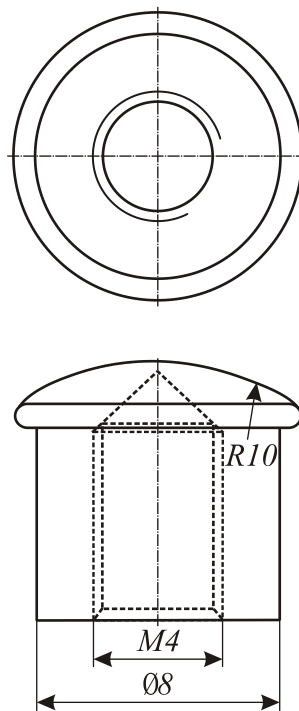
METAL	IZLAZNI RAD
Elektron	1,8 eV
Aluminijum	3,74 eV
Srebro	4,28 eV
Gvožđe	4,36 eV
Bakar	4,47 eV
Volfram	4,5 eV

U cilju realizacije približno homogenog električnog polja korišćene su cilindrične elektrode izrađene od mesinga obrađene u mlazu peska (Slika 6.4.)

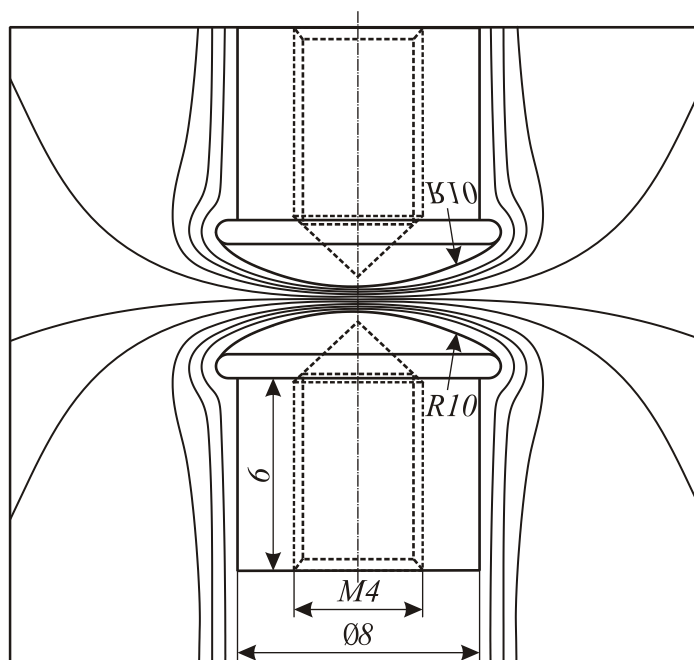


Slika 6.4. Cilindrična elektroda

Elektrode tipa Rogovski koje su korišćene u eksperimentu prikazane su na Slici 6.5., izrađene od mesinga i obrađene peskom. Na Slici 6.6 prikazane su ekvipotencijalne linije za homogenu konfiguraciju elektroda Rogovskog-elektroda Rogovskog.

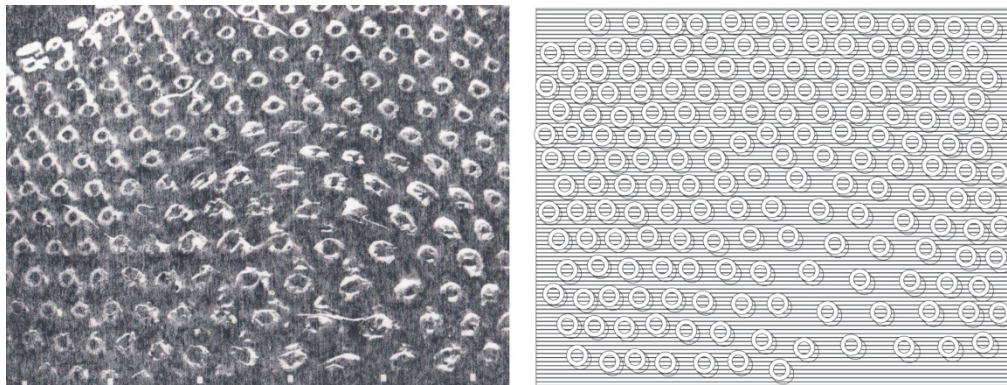


Slika 6.5. Elektroda tipa Rogovski



Slika 6.6. Ekvipotencijalne linije za homogenu konfiguraciju elektroda Rogovskog- elektroda Rogovskog

Kompozitna elektroda koja se sastoji od cevčica napravljenih od elektrona (kao matrica) utopljenih u telo od volframa prikazana je na Slici 6.7. Smisao ovakve elektrode je da se u cevčicama pojavi veća količina slobodnih elektrona hladnom emisijom iz elektrona i da se oni multipliciraju efektom šuplje katode.



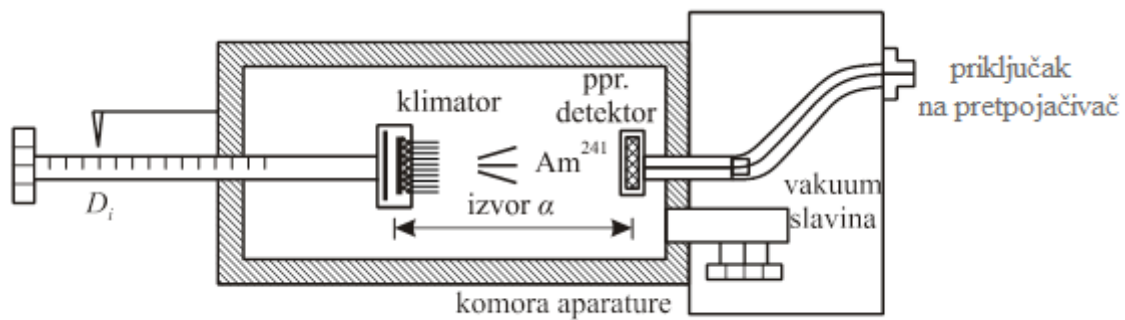
Slika 6.7. Kompozitna elektroda

Za potrebe određivanja regresionih krivih probojni napon prema aktivnoj elektrodnoj površini bile su izrađene i cilindrične elektrode koje su peskirene ili polirane do visokog sjaja.

6.1.4. Komora za pozicioniranje Bragovog maksimuma

Bragova kriva karakteriše specifičnu jonizaciju i domet čestica. Može se konstruisati iz odgovarajućih vrednosti $\Delta U/\Delta s$ ako u sistemu detekcije radioaktivnih čestica i merenja njihovih dometa bude zadovoljen uslov da je gubitak energije na određenom delu puta proporcionalan promenama napona.

Komora za pozicioniranje Bragovog maksimuma (Slika 6.8.) koji se prenosi u ekperimentalne komore sa podesivim i fiksiranim parametrima izolacionog sistema, sastoji se iz cilindrične komore u kojoj su smešteni radioaktivni α – izvor na pokretnom nosaču i poluprovodnički silicijumski detektor. Kao izvor se koristi Am^{241} intenziteta $100 \mu\text{Ci}$ ($T_{1/2} = 475$ god, $E_{\alpha} = 5,476$ i $5,443$ MeV).



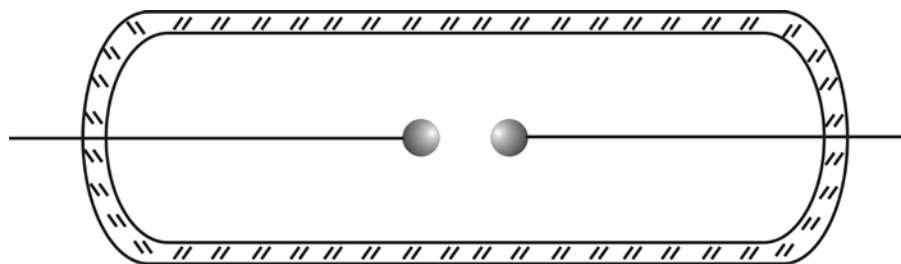
Slika 6.8. Aparatura sa komorom za merenje specifičnog gubitka energije i dometa α – čestica

Poluprovodnički detektor je silicijumski detektor sa površinskom barijerom radnog napona oko 50V.

6.1.5. Komora sa nezamenljivim elektrodnim sistemom

U eksperimentu su korišćene i gasne komore sa nezamenljivim (fiksni) položajem elektroda prikazane na Slici 6.9. Elektrode su napravljene od elektrolitičkog bakra, provodnici koji spajaju elektrode sa spoljašnjim napajanjem od molibdenove žice, a stakleni balon od stakla 8245 Jena Schott (laboratorijsko molibdenovo staklo) što je omogućilo pravljenje pouzdanih nepropusnih spojeva staklo-metal.

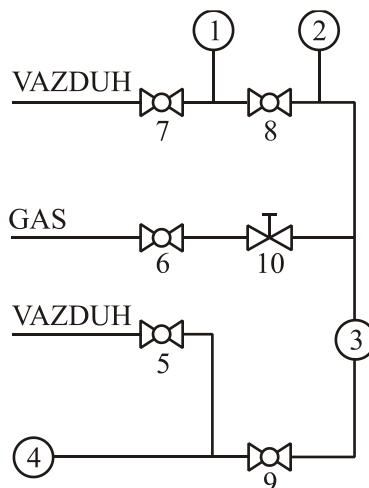
Korišćeno je nekoliko gasnih komora sa različitim pritiskom radnog gasa i međuelektrodnim rastojanjem, pri čemu su dimenzije elektroda bile konstantne. Razmak između elektroda određen je pri vrućem stanju tako da bi se nakon hlađenja dobilo traženo stanje elektroda sa tolerancijom $\pm 20 \mu\text{m}$. Za razliku od gasnih komora opisanih u 6.1.1. i 6.1.2., kod ovog tipa gasnih komora nema mogućnosti promene pritiska i međuelektrodnog rastojanja, tako da se one ne povezuju na gasno kolo.



Slika 6.9. Gasna komora sa nezamenljivim elektrodnim sistemom

6.1.6. Gasno kolo za komore sa promenljivim parametrima

Gasne komore sa promenljivim parametrima opisane u 6.1.1. i 6.1.2. povezane su u toku mernog postupka na gasno kolo prikazano na Slici 6.10. Gasna komora i kolo su konstruisani tako da obezbede stabilan pritisak gasa tokom svakog niza ispitivanja.



Slika 6.10. 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, i 10je ventil za mikrometarsko doziranje) [84]

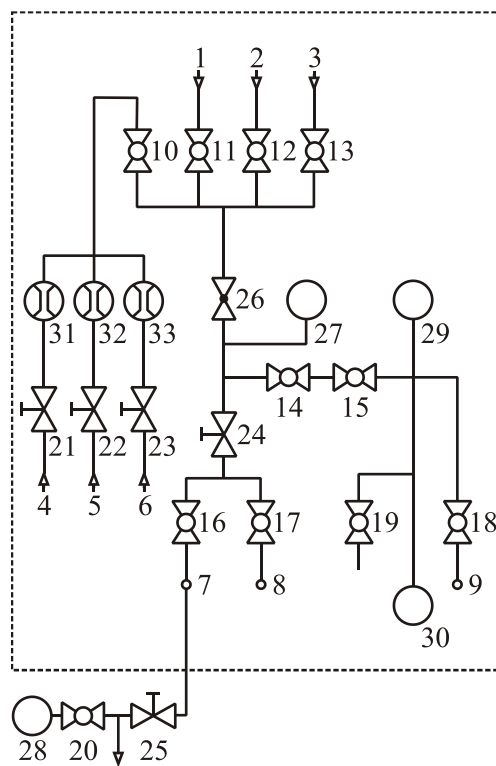
Za podešavanje željenog pritiska u komori korišćen je digitalni relativni merni instrument Dipton 2 tačnosti 0,1 mbar, firme Wallace & Tiernon, koji je na početku merenja obavezno, a pri nestabilnim atmosferskim uslovima i u toku merenja, baždaren apsolutnim mernim instrumentom FA-129 istog proizvođača. Ventili su imali pouzdanost veću od 0,3 mbar/h što je uz pretpostavku kvalitetnog dihtovanja komore i njenih priključaka, obezbeđivalo nepromenljivost podešenog pritiska. Dobro zapitivanje komore i priključaka obezbeđivali su vazelinom mazani O-prstenovi, teflonska traka na navojima i silikonska pasta po spojevima.

Sam postupak merenja odvijao se tako što bi se nakon 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 dvo-pozicionog ventila (8). 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 (1mbar-2,5 mbar) i podešenog međuelektrodnog rastojanja 0,1 do 2 mm.

6.1.7. Gasno kolo za formiranje gasnih smeša

Gasno kolo za formiranje gasnih smeša prikazano je na Slici 6.11. Konstruisano je tako da omogućava pražnjenje, čišćenje i punjenje ispitnih komora smešom gasova željenog sastava na željeni pritisak (obično sveden na 0 °C).



Slika 6.11. Šema gasnog razvoda (1-9 – dovodi gasa; 10-20 – dvopoložajni ventili; 21-25 – dozir ventili; 26 – reduktor pritiska; 27 – grubi merač pritiska; 28 – precizni merač pritiska; 29 – merač vakuma; 30 – vakum pumpa)[85]

Regulacioni ventili su mikrometarske preciznosti što je omogućava precizno određivanje protoka gasa pri podešavanju radnog pritiska u ispitnoj komori. Karakteristike vakum pumpe su takve da može u kratkom vremenu postići vakum u ispitnoj komori i gasnim vodovima do armatura gasnih boca manji od 0,01 mbar. Precizni instrument za merenje pritiska omogućava merenje pritiska u ispitnoj komori sa greškom manjom od 1 mbar. Za merenje vakuma koristi se precizni instrument koji

omogućava praćenje i merenje vakuma od 0,1 bar do 5 bara sa mernom nesigurnosti tip B 1%. Instrument za grubo merenje pritiska omogućava podešavanje na izlazu iz razdelnika pritiska, a dvopoložajni ventili služe za isključenje i zaštitu pojedinih delova gasnog kola.

Proces ispiranja komore vršen je tako što je ispitna komora više puta naizmenično punjena gasom dominantnog procenta u smeši (noseći gas) i vakumirana do pritiska 10^{-3} mbar. Nakon procesa ispiranja komore vršeno je formiranje gasne smeše na osnovu Zakona o aditivnosti parcijalnih pritisaka. Formiranje smeše opisano je sledećim postupkom.

Algoritam za izračunavanje gasne smeše se dobija polazeći od jednačine gasnog stanja za idealne gasove korigovane za realne gasove pomoću, od pritiska i temperature zavisnog, kompresionog faktora $z(p,T)$ [85].

$$pV = z(p,T) \cdot n \cdot R \cdot T \quad (6.1.)$$

U gasnu komoru zapremine V_k se posle ispiranja uvodi noseći gas (1) do pritiska p_1 , pa primenjujući izraz (6.1.) sledi:

$$p_1 V_k / (z(p_1, T) \cdot n_1) = R \cdot T \quad (6.2.)$$

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

$$p_2 V_1 / (z_1(p_2, T) \cdot n_1) = R \cdot T \quad (6.3.)$$

$$p_2 V_2 / (z_2(p_2, T) \cdot n_2) = R \cdot T \quad (6.4.)$$

gde su V_1 i V_2 zapremine gasa 1 i 2 respektivno.

Iz izraza (6.2) i (6.3) sledi:

$$p_1 = z_1(p_1, T) / z_1(p_2, T) \cdot V_1 / V_k \cdot p_2 \quad (6.5.)$$

gde je V_1/V_k zapreminski udeo gasa 1 u gasnoj smeši na pritisku p_2 , nakon punjenja komore sa oba gasa. Na osnovu izraza (6.5) dobija se algoritam za proizvodnju gasnih smeša sa k komponentata:

$$p_k = p_n \sum_{i=1}^k z_i(p_k, T) / (p_n, T) \cdot V_i / V_k \quad (6.6.)$$

Greška koja se javlja pri formiranju gasne smeše koristeći izraz 6.5 je:

$$dV_1 / V_1 = V_k / V_1 \cdot dp_1 / dp_2 - dp_2 / p_2 \quad (6.7.)$$

gde je $dp_1 = p_1 - p_{10}$ (razlika između podešenog pritiska p_1 i proračunatog pritiska p_{10}) i $dp_2 = p_2 - p_{20}$ (razlika između podešenog pritiska p_2 i proračunatog pritiska p_{20}). Greška algoritma za formiranje gasne smeše može se učiniti minimalnom tako što je potrebno u prvom punjenju uvesti gas sa vrednošću kompresionog faktora najbližim jedinici.

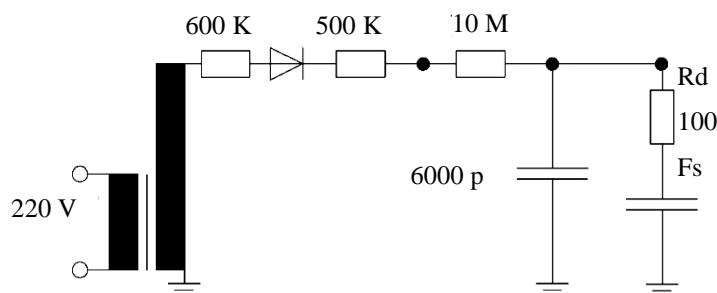
6.2. Merna oprema

Da bi se dobijene vrednosti mogle uzeti ne samo kao okvirne smernice već kao reproduktivne, svako izvođenje eksperimenta treba da koncipira korišćenu ekperimentalnu opremu tako da bude izvor minimalno moguće merne nesigurnosti tip B, što je osnovni preduslov za visok stepen reproduktivnosti. Takođe treba formirati i usvojiti pretpostavke odnosa merne opreme i merene veličine za pojedinačne izolacione sisteme u vezi načina na koji se slučajnost i nezavisnost ishoda merenja mogu obezbediti.

6.2.1. Oprema za merenje DC i impulsnog napona

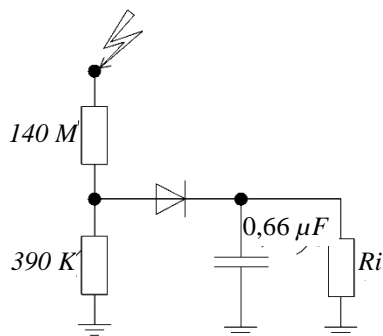
6.2.1.1. DC izvor

Za dobijanje DC napona korišćeno je kolo izgrađeno prema šemi sa Slike 6.12. Kao izvor napona služio je jedan (MWB) visokonaponski ispitni transformator (220/100 kV; 5 kVA) priključen na dva redno vezana upravljačka transformatora (Thoma-Regler). Prvi od ovih upravljačkih je bio sa ručnim podešavanjem, a drugi sa motornim, kontinualnim, što je omogućavalo linearan rast napona od 0 do 8 kV brzinom od 8 V/s. Sekundarni napon visokonaponskog transformatora bio je preko vodenog otpornika, 600 k Ω , povezan sa jednom (MWB) diodom (140 kV, 5 mA, 500 k Ω , 8W) kojom je ispravljan nakon čega je poravnat jednim MWB kondenzatorom od 6000 pF.



Slika 6.12. Šema kola za proizvodnju DC napona.

Merenje DC napona vršeno je naponskim razdelnikom, za tu priliku, izrađenim prema šemi sa Slike 6.13. Merni kondenzator, $0,66 \mu\text{F}$, se, u toku porasta napona, punio na merenu vrednost. Porast napona je praćen memorijskim voltmetrom firme Philips tačnosti $0,5 \text{ V}$ i u trenutku proboja očitavan.



Slika 6.13. Naponski razdelnik korišćen za merenje DC napona.

Posle proboja se merni kondenzator praznio preko unutrašnje otpornosti mernog instrumenta R_i . Ukupna greška ovakvog merenja procenjena je na manje od 3% pri čemu je najveći doprinos bio od talasnog oblika napona čijim je merenjem [86] ustanovljena maksimalna vrednost 2% na 75 kV. Merne nesigurnosti usled punjenja su dimenzionisanjem otpornosti R_2 , $390 \text{ k}\Omega$, svedene na manje od 15, a pad napona na diodi od $0,6 \text{ V}$, je bio zanemarljivo mali.

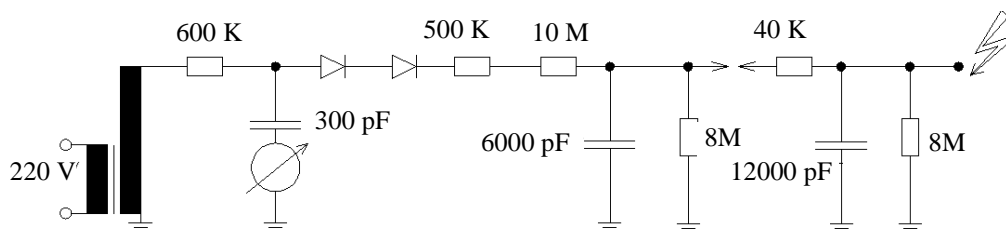
Za omogućavanje serija merenja i radi izbegavanja višestrukih proboja bila je izvršena automatizacija rada motornog upravljačkog transformatora. Time je postignuto da napon raste do proboja nakon čega trenutno padne na vrednost nula da bi posle jedne minute počeo ponovo rasti od vrednosti niže za 10% od vrednosti prethodnog probojnog napona[87]. Kao upravljački impuls korišćen je pri proboju nastali strujni impuls uobličen odgovarajućim uobličavačem³[88].

6.2.1.2. Impulsni izvor

Ista automatika je korišćena za okidanje impulsnog kola izrađenog prema šemi sa Slike 6.14. Kao izvor napona služio je jedan (MWB) visokonaponski ispitni transformator ($220/100 \text{ kV}$, 5 kVA) napajan preko upravljačkog transformatora

³Strujni impuls nastao pri proboju je suviše kratak, $0,5 \mu\text{s}$, da bi mogao delovati na Šmitovo kolo pa ga treba vremenski produžiti do oko 1 s .

(Thoma- Regler) koji je, uz dimenzije elemenata, služio za podešavanje strmine impulsa od oko $1 \text{ kV}/\mu\text{s}$. Paralelno sekundaru ispitnog transformatora je, preko vodenog otpornika od $600 \text{ k}\Omega$, bio postavljen MWB merni kondenzator sa njemu prilagođenim mernim instrumentom PVM koji je služio za praćenje napona punjenja.



Slika 6.14. Šema kola za proizvodnju impulsnog napona.

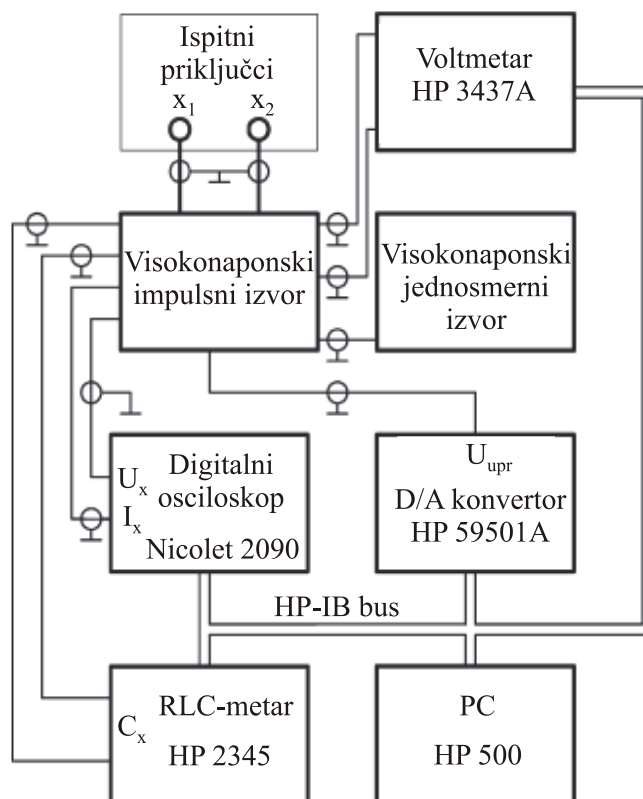
Naizmenični napon, ispravljen dvema redno vezanim (MWB) diodama (140 kV , 5 mA) je, preko (MWB) zaštitnog otpora $10 \text{ M}\Omega$, punio MWB impulsni kondenzator, 6000 pF , kojem je bio paralelno vezan otpornik ⁴ od $8 \text{ M}\Omega$. Impulsni kondenzator se praznio preko MWB varničara, ozračenog UV lampom, u opterećujuće kolo sačinjeno od otpornika $40 \text{ k}\Omega$, firme Hoefeli paralelne veze (MWB) kondenzatora 1200 pF sa predotpornikom $8 \text{ M}\Omega$. Rastojanjem elektroda varničara, položajem klizača upravljačkog trafoa i vrednošću elemenata impulsnog kola postizano je da strmina dobijenog impulsa iznosi $1 \text{ kV}/\mu\text{s}$. Pri ispitivanju uticaja nagiba čela impulsa na vrednost probojnog napona i pri određivanju njegove statističke raspodele vođeno je strogo računa o strmini impulsa pa je radi toga, između ostalog i okidanje kola sa Slike 6.14. vršeno ručno trigerovanjem.

6.2.1.3. 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 od 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

⁴Otpornici ovde nisu korišćeni u svojoj osnovnoj funkciji već su služili za pražnjenje kondenzatora, tj. smanjenje energije pražnjenja, a time i ireverzibilnih promena topografije elektrodnih površina.

6.15[83]. Sistem je konstruisan tako da bude veoma fleksibilan i omogući ispitivanje dvoelektrodnih sistema jednostavnim modifikovanjem softvera. PC softver je kontrolisao rad digitalno-analognog (D/A) konvertora, koji je generisao sve oblike talasa potrebne za ispitivanje dvoelektrodnih sistema. Pored toga, isti PC je kontrolisao i druge instrumente koji koriste magistralu (HPIB, IEEE488) i protokol Hewlett Packard-a.

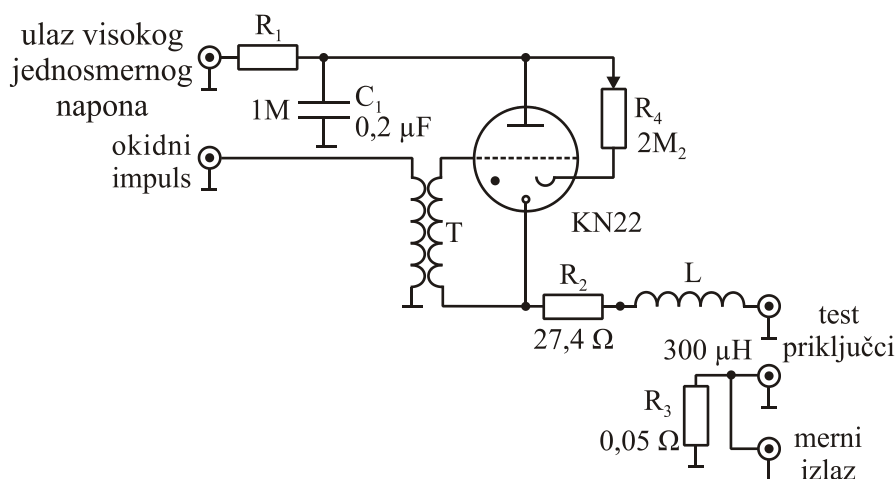


Slika 6.15. Blok dijagram ispitnog kola za određivanje vrednosti slučajnih promenljivih jednosmernog i impulsnog probojnog napona

Procedura određivanja slučajnih promenljivih jednosmernog i impulsnog probojnog napona na ispitivanom modelu vršena je ispitnim kolom prikazanim blok dijagramom na Slici 6.15. Počinjala je odabirom pomoću PC (preko D/A konvertora) odgovarajućeg režima rada (strujni izvor), čija je pojednostavljena šema za formiranje strujnog impulsa predstavljena na Slici 6.16. Nakon odabiranja sledi uspostavljanje napona na jednosmernom visokonaponskom izlazu, koje je praćeno punjenjem kondenzatora C_1 . Nakon toga se aktivirao krojatron KN-22 (hladna katodna cev punjena gasom namenjena za korišćenje u obliku vrlo brzog prekidača), formirajući

naponski impuls pomoću kola koje se sastoji od C_1 , R_2 i L . Signal se odvodio sa naponske sonde u digitalni osciloskop odakle se prosleđivao u računar na dalju obradu. Nakon toga se ponavljala procedura. Jednosmerno (statičko) ispitivanje modela odvodnika vršeno je jednosmernim naponom brzine porasta 8 V/s.

Za proračun impulsne karakteristike korišćen je poseban program "AREA"[16]. U Prilogu 1 rada dati su listinzi ovoga programa.



Slika 6.16. Pojednostavljena šema kola za formiranje strujnog impulsa

6.2.1.4. Merni sistem za pozicioniranje Bragovog maksimuma

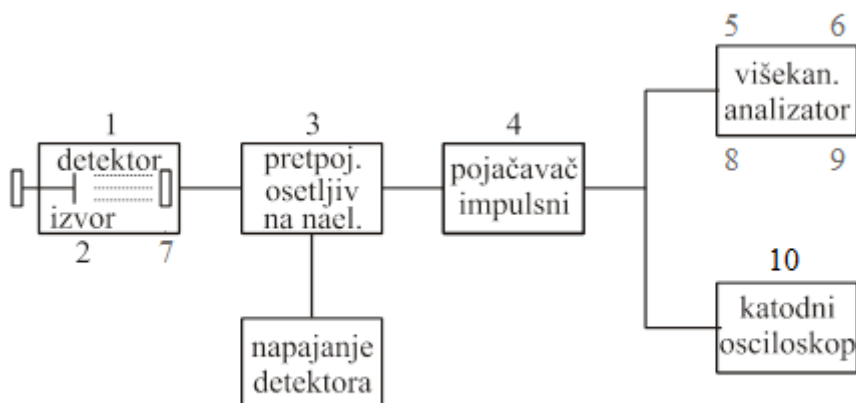
Elektronski deo aparature sastoji se iz standardnih elemenata i to predpojačavača impulsnog tipa osetljivog na naelektrisanje, impulsnog pojačavača, jednokanalnog ili višekanalnog analizatora i registratora (skalera ili slično) sa odgovarajućim napajanjima Slika 6.17.

6.2.2. Merni sistem za snimanje memorijskih krivih

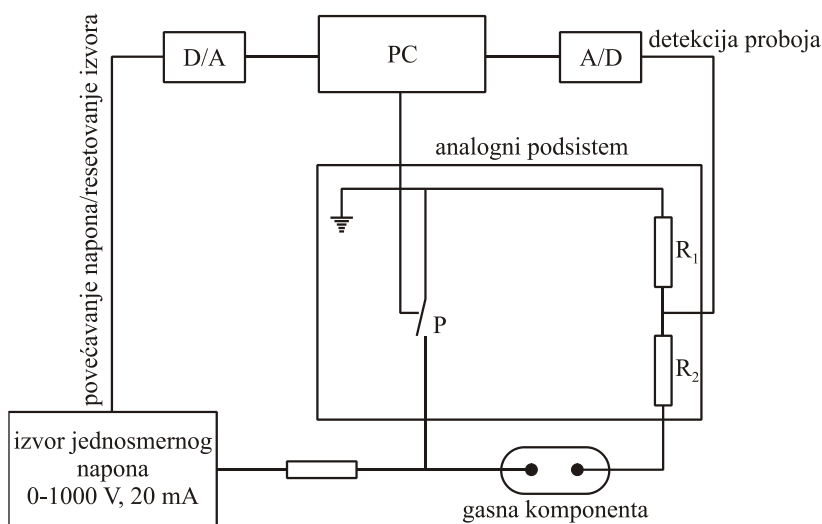
Za snimanje memorijskih krivih korišćen je sistem čiji je blok dijagram prikazan na Slici 6.18[28]. Sistem se sastoji iz analognog podsistema, digitalnog podsistema i stabilisanog izvora jednosmernog napona.

Preko prekidača P kontroliše se dovođenje napona na gasnu komponentu, a proboj se registruje padom napona na otporniku R_1 . Digitalni sistem se sastoji od PC i

kartice za akviziciju podataka i upravljanje ED2001 čiji je ključni koncept modularnost. Listing upravljačkog programa dat je u Prilogu 2 ovoga rada.



Slika 6.17. Šema elektronskog dela aparature sa Slike 6.4: 1-Cilindrična komora sa pokretnim nosačem za izvor i detektor, 2-Izvor Am^{241} , 100 μC ($T_{1/2} - 458$ godina, $E_{\alpha} = 5,458$ MeV i 5, 443 MeV), 3-Prepojačavač, 4-Impulsni pojačavač, 5-Višekanalni amplitudski analizator (ili jednokanalni amplitudski analizator-VIKIA), 6-Hronometar (na ekranu VIKIA), 7-Silicijumski poluprovodnički detektor (radni napon 50 V), 8-Jednokanalni analizator (kao alternativa 5), 9-Skaler (uz 8, na ekranu VIKIA), 10-Katodni osciloskop



Slika 6.18. Blok dijagram sistema

6.3. Eksperimentalni postupak

Pošto se tokom eksperimenta nije koristio za svako ispitivanje novi ispitni uzorak, eksperiment je trebalo koncipirati tako da se uvek ostvari zadovoljavajuća međusobna nezavisnost njegovog ishoda. Zavisnost rezultata pojedinačnog ispitivanja od prethodnih ispitivanja prouzrokovane su fizičkim promenama na ispitnom uzorku, a one su, pak, povezane sa samim uzorkom (izolacioni materijal, elektrode), tipom napona, konverzijom energije u prethodnim parcijalnim pražnjenjima ili probojima, kao i sa izabranim intervalima.

6.3.1. Određivanje DC i impulsnih Pašenovih krivih

Za snimanje DC i impulsnih Pašenovih krivih korišćena je komora sa zamenljivim elektrodnim sistemom opisana u 6.1.1. Nakon postavljanja željenog elektrodnog sistema u komoru, zaptivanja komore i određivanja nulte tačke rastojanja, formiran je elektrodni sistem na željenom međuelektrodnom rastojanju. Posle tako formirane ispitne komore (modela gasnog odvodnika prenapona), zaptivena komora je povezivana u gasno kolo prikazano na Slici 6.10. i opisanim postupkom je podešavan pritisak radnog gasa u komori. Pritisak radnog gasa u komori je podešavan ventilom za mikrometarsko doziranje (10) pri čemu je obrascem:

$$p(t) = (1 + t / 273,15) p(0) \quad (6.8.)$$

ambijentalna temperatura korigovana na temperaturu od 0 °C. Posle uspostavljanja željenog pritiska u komori, komora je dvo-pozicionim ventilima (5,6,7,8 i 9 sa Slike 6.6.) isključivana sa gasnog kola.

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. 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 da 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.

Postupak merenja se sastojao iz sledećih koraka:

1. Kondicioniranje izolacionog sistema sa 10 uzastopnih proboja difuznim električnim lukom (po celoj površini elektrode).

2. Merenje 20 uzastopnih vrednosti DC probojnog napona uz pauzu od 1 min. između dva uzastopna DC probojna napona.

3. Merenje 100 uzastopnih proboja impulsnim probojnim naponom uz pauzu od 1 min. između dva proboja. Impulsni napon je unapred definisanog oblika (podešavanjem vrednosti otpornika i kondenzatora jednostepenog ili višestepenog impulsnog generatora, Maksovog tipa). Nakon svakih 20 merenja primenom U- testa vršena je provera dobijenih rezultata slučajnih promenljivih impulsni probojni napon jedinstvenom statističkom uzorku.

Na osnovu tako uređenih parova (probojni napon i pd vrednosti) crtane su Pašenove krive zajedno sa odgovarajućim odstupanjima.

6.3.2. Određivanje položaja Bragovog maksimuma

Radioaktivni izvor treba postaviti na rastojanje l od detektora i snimati broj impulsa za vreme od 1 min. Postepeno povećavati rastojanje u skokovima od 1; 2; 4 mm i meriti brojeve impulsa za isto vreme. Kada se uz dalje povećanje rastojanja broj impulsa ne menja osetno merenja daju vrednost fona. Fon potiče od zagađenja detektora kosmičkog zračenja. Uzeti fon u obzir svakog merenja. Korišćenjem izraza (6.8) i podataka iz merenja potrebno je naći karakteristike dometa α – čestice u vazduhu.

Specijalno za teške čestice domet se računa preko diferencijala (4.8).

Nakon toga treba odrediti krivu baždarenja, tj. vezu između energije α - čestice i amplitude impulsa (u voltima) na izlazu iz pojačivača za uslove rada u eksperimentu. Izvakuumirati komoru i snimiti spektar α - čestica čiju srednju energiju uzeti iz karakteristika izvora, zatim uvesti vazduh u komoru.

Pomerati rastojanje izvora od detektora u skokovima od po 1, 2, odnosno 4 mm, od maksimalne vrednosti određene u tački 1. do minimalne vrednosti i snimiti spektre α - čestica. Iz svakog spektra odrediti, preko krive baždarenja, srednju energiju α - čestica u detektoru i naći vrednost izraza u funkciji srednje energije:

$$\frac{\Delta E}{\Delta x} = \frac{E_i - E_{i-1}}{x_i - x_{i-1}} \quad (6.9)$$

Pošto se poveže aparatura i radioaktivni izvor postavi na udaljenost l od detektora počinje se sa snimanjem spektra putem broja impulsa u intervalima vremena 20 s, na koliko je podešen merač vremena. Detektor se, zatim, postepeno udaljava od izvora. Sa merenjem se prekida kada se dođe u položaj kada se broj merenih impulsa ne menja osetno, što znači da smo u oblasti gde čestice ne mogu da dospeju do detektora. To ujedno znači da je pređen maksimalni domet i da se sada registruje samo fon.

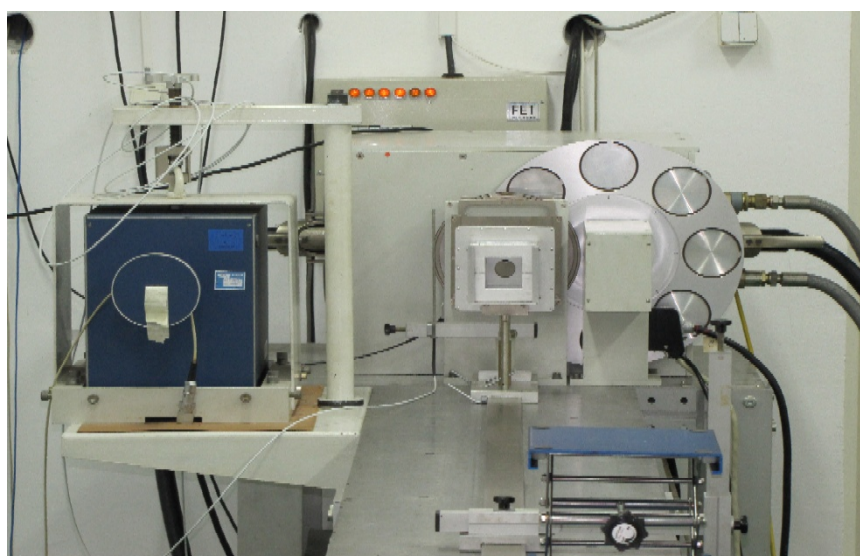
6.3.3. Određivanje volt-amperskih karakteristika

Eksperimentalna procedura određivanja volt-amperskih karakteristika sastojala se od sledećih koraka: 1) sklapanje modela gasnog odvodnika prenapona, postavljanje elektroda unutar gasno-vakumske komore i podešavanje međuelektrodnog rastojanja 2) povezivanje gasne komore na gasno-vakuumski sistem (pomoću odgovarajućih ventila, sa vakuumskom pumpom na jednoj strani i izvorom gasa u obliku metalnog gasnog cilindra na drugoj strani) i na merač pritiska, 3) vakuumiranje sistema i postizanje stabilnog pritiska, korišćenjem ventila koji vode do vakumske pumpe i ventila za fino podešavanje, 4) pozicioniranje gasne komore na lokaciju koja odgovara željenoj primljenoj dozi zračenja, odnosno postavljanje α izvora na odgovarajuće rastojanje sa ciljem da se locira pik Bragove krive u okviru međuelektrodne oblasti, 5) povezivanje modela u električno kolo, 6) održavanje sistema elektroda tako što je u određenom periodu bio u stanju pražnjenja, sa ciljem da se postignu stabilni radni uslovi koji bi obezbedili mogućnost da se merni rezultati ponavljaju, 7) merenje struje neposredno pre proboja budući da se napon postepeno povećava, 8) kondicioniranje elektrodnog sistema sa 50 uzastopnih proboja difuzionim električnim lukom, 9) merenje 1000 uzastopnih proboja impulsnim naponom nagiba $1 \text{ kV}/\mu\text{s}$, 10) merenje 20 uzastopnih DC proboja naponom brzine porasta 8 V/s promene uslova eksperimenta (međuelektrodno rastojanje, pritisak gasa, položaj α -izvora, odnosno doze γ i x zračenja).

Sam postupak merenja počinjao je tako što bi se nakon 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 (8). 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 (1mbar-2,5 mbar) i podešenog međuelektrodnog rastojanja 0,1 do 2 mm.

Ispitivanje uticaja α , γ i X-zračenja vršena su u laboratoriji za Zaštitu od zračenja Instituta za nuklearne nauke Vinča (Slika 6.19.).



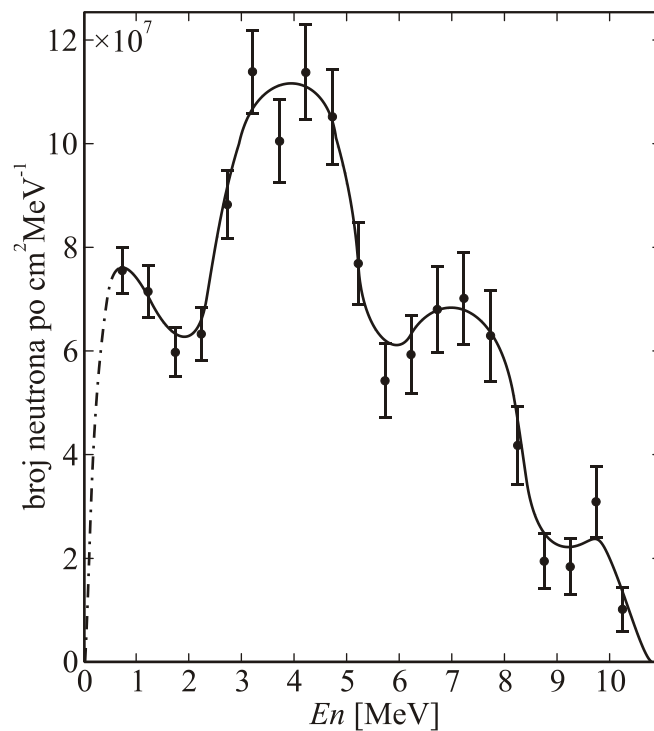
Slika 6.19. Laboratorija za Zaštitu od zračenja Instituta za nuklearne nauke Vinča

Izvor α čestica ^{241}Am , kojeg je moguće pomerati u radijalnom pravcu, je postavljen na suprotnoj strani u odnosu na međuelektrodni prostor. Njegova pozicija je menjana tokom eksperimenta u skladu sa prethodno određenim položajem Bragovog maksimuma, tako da je maksimum Bragove krive [89,90] za bilo koji zadati pritisak lociran u centru međuelektrodne oblasti. Maksimum Bragove krive se nalazi na poziciji pri kojoj su α čestice kreirale maksimalan broj parova elektron-jon.

Polje gama zračenja koje je korišćeno za ispitivanje modela gasnog odvodnika prenapona je ^{60}Co polje, sa srednjom energijom gama zraka od 1.25 MeV. Primljena količina zračenja u vazduhu je iznosila 96 cGy/h, 960 cGy/h i 1920 cGy/h. Razmak između radioaktivnog izvora i ispitivanih prenaponskih komponenata je iznosio 272 cm, 86 cm i 60 cm respektivno za tri gore pomenute vrednosti zračenja.

Rendgenski zraci (X-zraci) u eksperimentima su dobijeni korišćenjem generatora rendgenskih zraka Philips MG-320 čiji su parametri podešeni na sledeće vrednosti: visoki napon za uski spektar je iznosio 300kV, srednja energija 250 keV, električna struja 15 mA. Korišćena su tri različita filtera, koji su doveli do tri različita vrednosti energije rendgenskih zraka od 45 keV, 115 keV i 250 keV.

Eksperimentalni rad u neutronsom polju obavljen je u dobro kontrolisanim laboratorijskim uslovima Zavoda za fiziku tehničkih fakulteta Univerziteta u Beogradu-Laboratorija za nuklearnu tehniku i primenjenu nuklearnu fiziku. Kao izvor zračenja korišćen je Pu-Be smešten u cilindar dijametara 3 cm, dužine 4,5 cm. Na Slici 6.20. prikazan je spektar izvora neutronske zračenja. Uređaj kojim je mereno je Dineutron.



Slika 6.20. Spektar izvora neutronske zračenja Pu-Be

Vršena su sledeća merenja:

1. merenje u slučaju neutronske izvora van vodenog bazena, aksijalna osa cilindra normalna na osu na kojoj se nalaze pozicije za ozračivanje uzorka, aksijalna osa na $r = 4,5$ cm; tangenta ravan na površ omotača cilindra na $r = 6$ cm; rastojanje uzorka od aksijalne ose cilindra $x = r - 6$ cm, r -rastojanje na metalnom lenjiru.

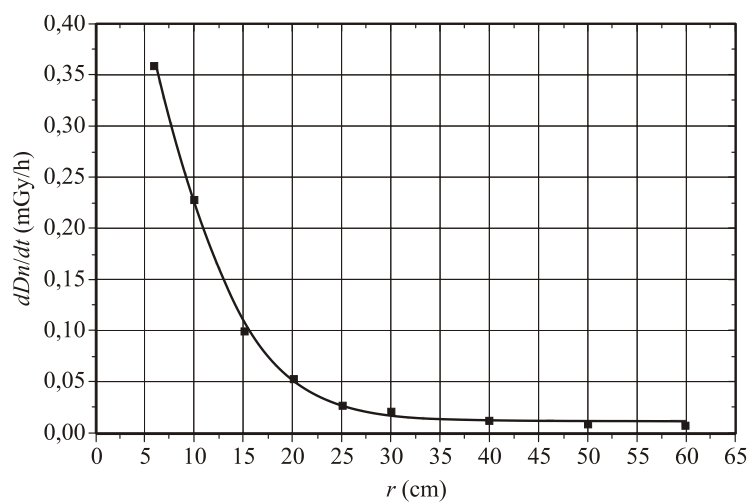
2. merenje u slučaju neutronske izvora u vodi, izvor na dubini od 49 cm.

Fitovanje krivih zavisnosti jačine apsorbovane doze (dD/dt) (Slika 6.21.) i jačine ekvivalentne doze (dH/dt)(Slika 6.22.) od rastojanja u neutronsom polju Pu-Be, vršeno je prema:

$$y = y_0 + \frac{A}{w\sqrt{\pi/2}} e^{-2\frac{(x-x_c)^2}{w^2}} \quad (6.10)$$

Tabela 6.2. Parametri za crtanje krivih zavisnosti (dD/dt) i (dH/dt) od rastojanja u neutronsom polju Pu-Be

parametar	Vrednost parametra za $y=dH/dt$ (mSv/h)	vrednost parametra za $y=dD/dt$ (mGy/h)
y_0	0.09802	0.01307
x_c	-54.16816	-8.96535
w	45.98353	23.30948
A	3907.45927	23.20942

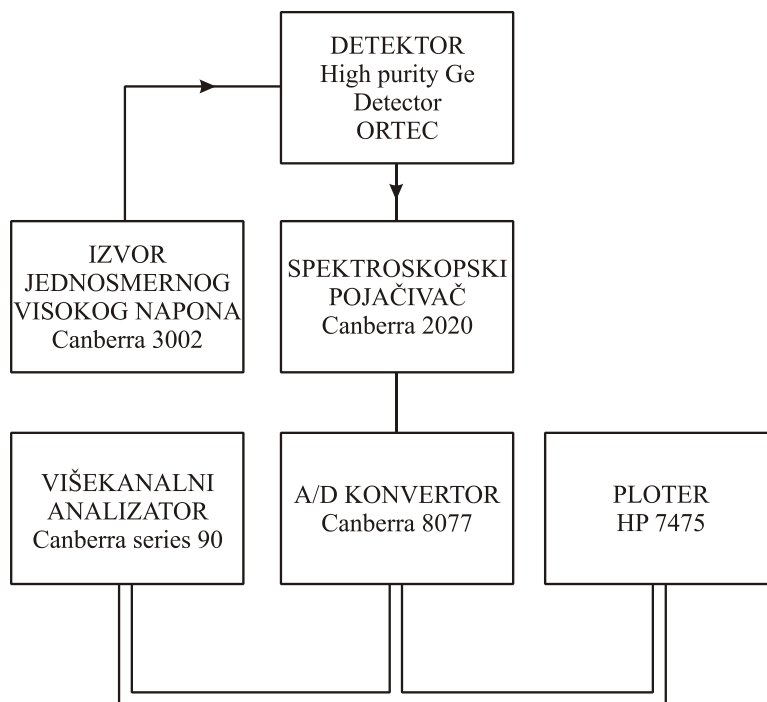


Slika 6.21. Jačina apsorbovane doze u neutronsom polju Pu-Be

CANBERRA, 6) analognog unimera ISKRA MI 7006, 7) digitalnog multimetra LDM - 852 A, 8) promenljivog otpornika MA 2110 i 9) koaksijalnih kablova i konektora.

6.3.4. Određivanje impulsnih karakteristika

Eksperimentalna procedura za određivanje impulsnih karakteristika opisana je u okviru procedure u delu 6.3.4. Na Slici 6.24. prikazana je šema opreme za aktivacionu analizu pomoću koje se može objasniti efekat zračenja neutronima na model gasnog odvodnika. Uprkos tome što neutroni utiču malo ili ni malo na direktnu jonizaciju, ozračivanje neutronima utiče na karakteristike modela aktiviranjem njegovih konstruktivnih materijala. Radijacija koja potiče od deaktivacije strukturalnih materijala modela povećava broj slobodnih elektrona (koji su skoro svi inicijalni) što dovodi do sužavanja impulsnih karakteristika.



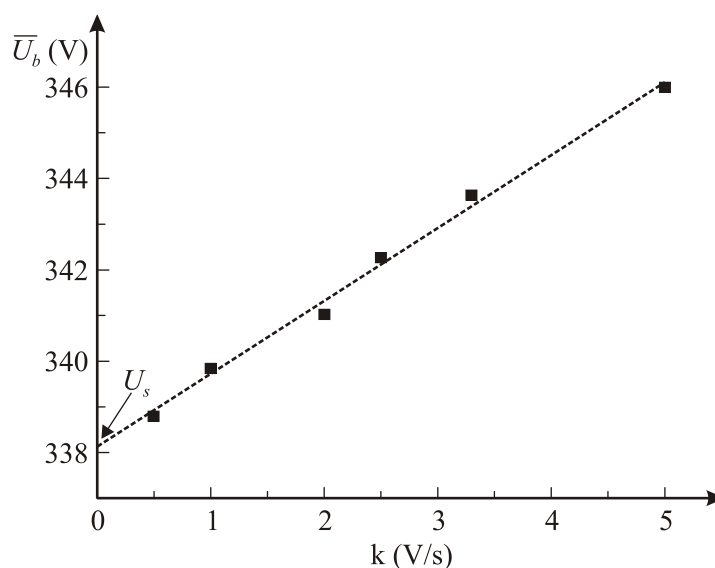
Slika 6.24. Blok dijagram opreme za aktivacionu analizu [83]

Volt-sekundne karakteristike kvantila verovatnoće 0.1 % i 99.9 % dobijene su korišćenjem zakona površina, eksperimentalno određenim jednosmernim naponom proboja i statističkim uzorkom slučajne promenljive impulsnog probojnog napona za napone brzine porasta od 1 kV/ μ s, za neozračeni odvodnik prenapona, za odvodnik

prenapona koji je ozračen gama zracima kao i za odvodnik prenapona koji je ozračen X zracima.

6.3.5. Određivanje memorijskih efekata

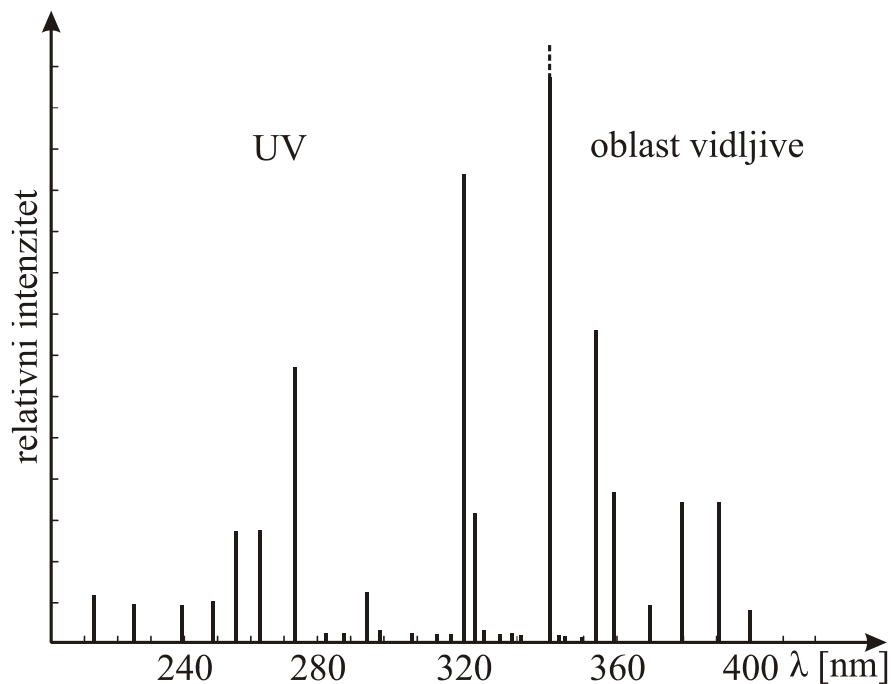
Da bi se snimila memorijska kriva potrebno je na komoru sa nezamenljivim elektrodnim sistemom (Slika 6.9.) priključiti napon U_w , veći od statičkog probojnog napona U_s . Statički probojni napon se može definisati kao najveći napon U_w za koji je verovatnoća proboja jednaka nuli. Zbog stohastičkih procesa u gasu, statički probojni napon se ne može direktno odrediti, već se vrši njegova procena. Statički probojni napon može se na zadovoljavajući način proceniti na osnovu dinamičkog probojnog napona U_b , u funkciji brzine porasta napona k . Postupak se sastoji u snimanju zavisnosti srednje vrednosti dinamičkog probojnog napona \bar{U}_b u funkciji brzine porasta napona k . Brzina porasta napona k predstavlja odnos naponskog koraka U_p i vremena trajanja naponskog koraka t_p . Ekstrapolacijom eksperimentalnih podataka rezultata $\bar{U}_b = f(k)$ polinomom određenog reda i presekom ekstrapolirane krive sa \bar{U}_b osom, što odgovara vrednosti $k = 0$, procenjuje se vrednost statičkog probojnog napona U_s . Primer određivanja statičkog probojnog napona prikazan je Slici 6.25.



Slika 6.25. Primer određivanja statičkog probojnog napona za komoru

Tačke na Slici 6.25. predstavljaju srednju vrednost od 100 podataka za U_b za svaku vrednost brzine porasta napona. Eksperimentalne podatke veoma dobro opisuje prava linija, a presek sa \bar{U}_b osom određuje statički probojni napon.

Za određivanje memorijskih krivih korišćeni su izvori zračenja i uslovi opisani u 6.3.5. Kao izvor UV-zračenja korišćena je komercijalna živina sijalica niskog pritiska čiji je spektar zračenja prikazan na Slici 6.26. Spektar je sniman monohromatorom SPM-2, sa kvarcnom prizmom, firme Carl Zeiss, Jena. Analiza transparentnosti zračenja za laboratorijsko molibdenovo staklo (8245 Jena Schott) od koga je izrađen stakleni balon komore sa nezamenljivim elektrodama, pokazuje da više od 90 % svetlosti talasnih dužina većih od 400 nm(vidljivo zračenje) prolazi kroz staklo, a za talasne dužine manje od 400 nm (područje UV zračenja: 100-400 nm) zavisi od talasne dužine i za talasne dužine manje od 300 nm transparentnost je jednaka nuli.



Slika 6.26. Karakteristične linije spektra živine sijalice niskog pritiska

6.3.6. Određivanje dekondicioniranih efekata

U delu 3.3.2. ovoga rada naglasili smo da je sa aspekta pravilnog funkcionisanja gasnog odvodnika prenapona najvažniji efekat dugog vremenskog dekondicioniranja izolacionog sistema. Kao što je napomenuto ovaj efekat posebno dolazi do izražaja u

slučaju vremenski retkih prorada gasnih odvodnika prenapona. Samim tim, po našem mišljenju predstavlja najsloženiji nedostatak sa praktične tačke gledišta pošto rezultira direktno propuštanjem prenapona znatno većeg od nominalno dozvoljenog u štici sklop, što vrlo često dovodi do njegovog funkcionalnog ispada.

U cilju određivanja vremenske konstante uspostavljanja dekonicioniranih efekta i ispitivanja mogućnosti njegovog smanjenja i dovođenja u prihvatljive vrednosti, vršena su sledeća merenja.

Nakon uspostavljanja stabilne radne tačke po već opisanom postupku 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. Za razliku od merenja opisanih u delu 6.3.1. ovoga rada, pre ovih merenja nije vršeno kondicioniranje sistema primenom difuznog električnog luka.

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

Na osnovu tog rezultata odlučeno je da se pojava dekonicioniranja 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, 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 varirani parametri su bili: oblik elektroda, materijal elektroda, način obrade elektrodnih površina, međuelektrodno rastojanje, vrsta gasa, sastav gasa i pritisak gasa. Takođe, ekperimentisano je i sa blago uvećanim modelom komercijalnog gasnog odvodnika prenapona za rad na višim naponima i energijama.

Treba napomenuti da je zbog dugoročne prirode merenja tokom eksperimenata povezanih sa određivanjem efekata dekontaminiranosti izolacionog sistema, posebna pažnja bila posvećena stabilnosti parametara izolacionog sistema (pritiska i stanja elektrodnih površina), koje su praćene na prethodno opisan način: deterministički-merenjem i poređenjem sa izraženom mernom nesigurnosti tip B i statistički.

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.

6.4. Obrada mernih rezultata

Izvor promenljive koja opisuje proces proboja zavisi od konkretnog tehničkog problema koji se posmatra. Promenljiva probojni napon se direktno ispituje u većini eksperimenata pri čemu merni instrumenti omogućuju njegovo direktno očitavanje. Funkcija izvodnica probojnog napona može da se uporedi sa nivoom izolacije, ispitnim naponom i funkcijom raspodele prenapona. Pored toga u mnogim situacijama preporučuje se da se uzme i promenljiva probojno vreme.

Prilikom obrade rezultata merenja u razmatranju koje sledi od brojnih matematičko-statističkih koncepata, pravaca i metoda, uzeti su samo oni relevantni za posmatrani skup statističkih uzoraka.

6.4.1. Obrada mernih rezultata za dobijanje DC i impulsnih Pašenovih krivih

Izmerene vrednosti DC napona poređene su sa odgovarajućim proračunatim vrednostima prema izrazima (5.17) i (5.18) u zavisnosti od očekivanog mehanizma proboja, pri čemu su prethodno definisane oblasti u kojima se može očekivati jedan, odnosno drugi mehanizam proboja i korišćenjem izraza prema Taunzendu, odnosno izraza izvedenih prema kinetičkoj teoriji gasova u slučaju gasnih smeša.

U slučaju da se proboj odvijao u oblasti takozvanog anomalnog Pašenovog efekta, integralnom kvadraturom linija polja duž kojih je najvećom verovatnoćom vršen proboj prema izrazima (5.17) i (5.18) i ta vrednost je uzimana u obzir.

Ukoliko bi se proračunate i eksperimentalno dobijene vrednosti razlikovale za više od 3 %, merenje je odbacivano i ponavljano.

Ako bi ova razlika bila manja od 3 %, crtane su odgovarajuće Pašenove krive.

Izmerene vrednosti impulsnog probojnog napona u slučaju dobijeni statistički uzorak slučajne promenljive impulsni probojni napon obrađivan je na sledeći način:

1. Primenjivan je modifikovani Šoveneov kriterijum za odbacivanje nepouzdanih merenja (modifikacija se sastojala u primeni Šoveneovog kriterijuma samo na desni kraj raspodele te za više vrednosti probojnih napona, pošto bi nemodifikovan Šoveneov kriterijum težio da statistički uzorak svede na simetričnu raspodelu, odnosno raspodelu sa trećim centralnim momentom jednakim nulom).

2. Nakon toga je vršeno testiranje pripadnosti slučajne promenljive impulsni probojni napon nekoj od standardnih statističkih raspodela pri čemu je forsirano ispitivanje raspodela ekstremnih vrednosti zbog same prirode slučajne promenljive i nekih rezultata dostupnih iz literature [91], za očekivati da posmatrana slučajna promenljiva pripada ovim tipovima raspodele.

Testiranje pripadnosti vršeno je grafičkom metodom testom Kolmogorov i χ^2 testom.

3. Na bazi prvog i drugog centralnog momenta tako određene raspodele crtana je Pašenova kriva.

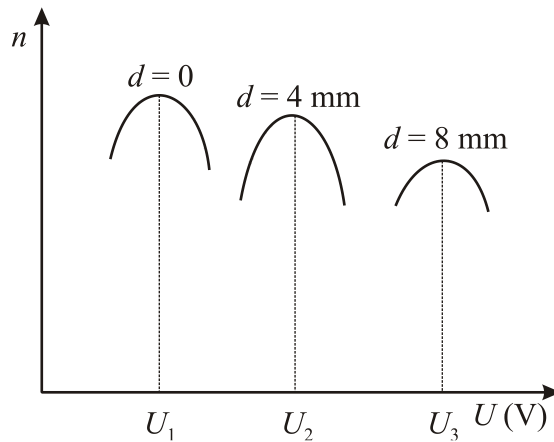
6.4.2. Obrada mernih rezultata za dobijanje Bragovog maksimuma

Za svako rastojanje snima se zavisnost $U-n$ (U je napon na jednokanalnom analizatoru, n je broj impulsa na skaleru sa širinom kanala 0,5 V oko svakog maksimuma broja impulsa n za određeno rastojanje d).

Vrednosti za d se biraju sledećim redom:

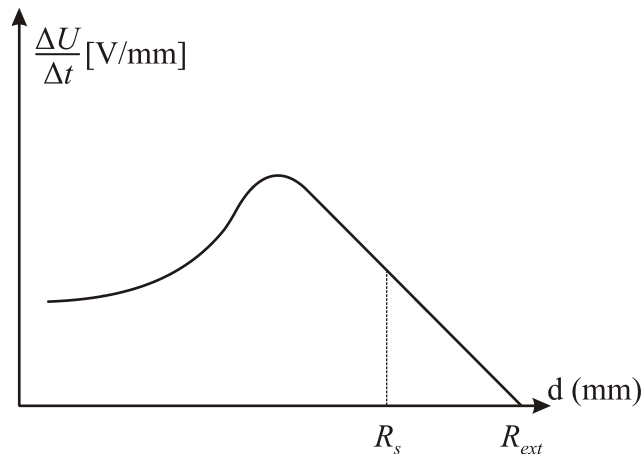
$d = 0, 4, 8, 12, 16,$	$20, 22, 24, 26, 28$	$29, 30, 31, 32$
skokovi po 4 mm	skokovi po 2 mm	skokovi po 1 mm

Zatim se rezultati predstavljaju grafički na sledećem dijagramu, gde je d parametar.



Slika 6.27. Spektri određeni višekanalnim analizatorom

Za konstruisanje Bragove krive potrebno je: $\Delta U/\Delta S \sim \Delta E/\Delta S$. Zato se sa dijagrama očitavaju U koji odgovaraju maksimalnom n za određeno d i predstavljaju grafički na sledećem dijagramu (Slika 6.28.) što predstavlja Bragovu krivu.



Slika 6.28. Bragova kriva

Sa nje se produženjem linearnog dela dobija ekstrapolisani domet $R_{ext} = d_{ext}$, a i srednji domet R_s . Srednji domet dobijamo na sredini linearnog dela a ekstrapolisani produženjem linearnog dela do preseka sa osnovnim nivoom. Zatim se iz dobijenih vrednosti određuje standardna devijacija dometa.

$$\sigma_R = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} (R_{ext} - R_s) \quad (6.11)$$

Iz dometa se zatim izračuna energija čestica na osnovu aproksimativnog obrasca datog u poglavlju 4. ovoga rada.

6.4.3. Obrada mernih rezultata za dobijanje volt-amperskih karakteristika

Postupkom opisanim u delu 6.3.3. ovoga rada, određene su vrednosti predprobojnih struja i odgovarajućih napona (pre početka merenja izolacioni sistem je bio kondicioniran sa 50 uzastopnih proboja difuznim električnim lukom), tj definisani su uređeni parovi (predprobojna struja, odgovarajući napon) uz parametre izolacionog sistema i intenzitet ili dozu zračenja kao parametar. Nakon toga su primenom Šoveneovog kriterijuma odbačeni sumnjivi rezultati merenja, a posle toga su prečišćeni rezultati prikazivani grafički.

6.4.4. Obrada mernih rezultata za dobijanje impulsnih karakteristika

Određivanje impulsnih karakteristika vršeno je po sledećem postupku.

Za konkretni izolacioni sistem nakon što je on kondicioniran sa 50 uzastopnih proboja difuznim električnim lukom vršeno je merenje 1000 uzastopnih vrednosti probojnog napona impulsima tačno određenog oblika amplitude znatno veće od očekivane vrednosti probojnog napona. Takav odnos amplitude, primenjenog napona i očekivane vrednosti impulsnog probojnog napona je obezbeđivao da se proboj desi uvek na uzlaznom delu (čelu) impulsnog napona.

Najčešće korišćen impulsni napon brzine porasta čela impulsa $1 \text{ kV}/\mu\text{s}$ su korišćeni za eksperimentalnu proveru dobijenih impulsnih karakteristika.

DC probojni napon određivan je iterativnim postupkom na osnovu uslova za proboj prema Taunzendovom mehanizmu ili prema strimerskom mehanizmu (u zavisnosti od očekivanog mehanizma proboja za posmatranu pd vrednost pri kojoj je mehanizam vršen). Pri tome su korišćeni izrazi za Taunzendove koeficijente prema Taunzendu pošto je ustanovljeno da je njihova primena jednostavnija i da daje približno iste rezultate za posmatrani domen pd vrednosti kao i izrazi dobijeni na osnovu konetičke teorije gasova uz pretpostavku posmatranja izolacionog gasa kao gasne smeše čiju jednu komponentu predstavlja gas slobodnih elektrona.

Dobijene vrednosti statističkog uzorka slučajne promenljive impulsni probojni napon su pre primene za određivanje impulsnih karakteristika očišćene od sumnjivih rezultata primenom modifikovanog Šoveneovog kriterijuma. Na osnovu tako pročišćenog statističkog uzorka određivana je odgovarajuća statistička raspodela na osnovu grafičkog testa χ^2 i testa Kolmogorov[92].

Takva odgovarajuća statistička raspodela tražena je među raspodelama ekstremnih vrednosti pri čemu je uvek pretpostavljano da slučajna promenljiva impulsni probojni napon pripada i normalnoj raspodeli. U svim slučajevima se pokazalo da slučajna promenljiva impulsni probojni napon ima treći centralni momenat različit od nule i da se najbolje uklapa (fituje) u troparametarsku Vejbulovu raspodelu. Nakon određivanja parametara takve Vejbulove raspodele za neki konkretan statistički uzorak (što je vršeno momentnom metodom i metodom maksimalne verodostojnosti), vršeno je određivanje malih i velikih kvantila verovatnoće za određivanje graničnih oblasti impulsnih karakteristika (vrednosti ovih kvantila su obično bile 0,1 % i 99,9 % ili 1 % i 99 %). Sa tako određenim kvantilima verovatnoće i vrednosti DC probojnog napona crtane su odgovarajuće impulsne karakteristike na kojima su u cilju provere njihove primenljivosti crtane i uređeni parovi (impulsni probojni napon, probojno vreme) dobijeni drugim oblicima impulsnog napona.

U potpisu tako dobijenih karakteristika su navođeni parametri eksperimenta, tj pritisak gasa, vrsta gasa, međuelektrodno rastojanje i vrsta i intenzitet ili doza zračenja polja zračenja u kojem je vršen eksperiment.

6.4.5. Obrada mernih rezultata za praćenje memorijskih efekata

Postupkom opisanim u delu 6.3.5. vršeno je merenje zavisnosti DC probojnog napona od brzine porasta DC napona, a nakon toga je vršeno snimanje memorijskih krivih. Snimanje je vršeno uz napred usvojene vrednosti radnog napona koja je za određeni koeficijent bila veća od DC probojnog napona. Tom prilikom su određivane vrednosti kašnjenja električnog proboja u funkciji vremena relaksacije.

Pošto vreme kašnjenja električnog proboja predstavlja stohastičku veličinu vršeno je 50 merenja za određivanje jednog uređenog para (vreme kašnjenja električnog proboja, vreme relaksacije). Kao i u prethodnim slučajevima statistički uzorak slučajne promenljive vreme kašnjenja električnog proboja je pročišćavan Šovenovim

kriterijumom, a njegova srednja vrednost određivana je momentnom metodom i metodom maksimalne verodostojnosti. Nakon tako dobijenih eksperimentalnih podataka crtane su memorijske krive i krive zavisnosti DC probojnog napona u zavisnosti od brzine porasta DC probojnog napona.

Dobijeni rezultati su prikazani grafički, a u potpisu grafika su dati parametri: vrsta gasa, pritisak gasa, međuelektrodno rastojanje, vrsta i intenzitet ili doza polja zračenja u kome je vršen eksperiment.

6.4.6. Obrada mernih rezultata za dobijanje dekondicioniranih efekata

Na osnovu dobijenih vrednosti probojnih napona uzimajući u obzir vreme mirovanja, crtani su histogrami Šoveneovim kriterijumom odbačenih prvih vrednosti probojnih napona nakon pomenutih pauza (3 za DC probojni napon i 5 za impulsni probojni napon). Korišćena je klasa histograma $k=[1 + 3,3 \log_{10} n]$, gde je n broj slučajnih promenljivih probojni napon dekondicioniranog kontakta. Rađeno je sa takođe i sa klasama histograma $k = \sqrt{n}$ i $k = 1 + \frac{1}{2} \sqrt{n}$, međutim rezultati dobijeni ovim klasama nisu uzeti u obzir pošto su davali vrlo slične histograme, a njihova se primena pokazala komplikovanijom.

Na osnovu tako dobijenih histograma uz vreme mirovanja između dve serije proboja kao parametar, procenjeno je koji bi od podskupova vrednosti probojnih napona mogli pripadati istoj statističkoj raspodeli. Takvom procenom formirani su statistički uzorci slučajne promenljive DC i impulsni probojni napon dekondicioniranih kontakata. Na takve slučajne promenljive primenjen je Šoveneov kriterijum pri čemu nije ustanovljeno bilo kakvo sistematsko odbacivanje pojedinačnih slučajnih promenljivih kao što je to često bio slučaj ukoliko bi se prethodno pomenuti statistički uzorci širili dodavanjem odgovarajućih slučajnih promenljivih iz hronoloških graničnih statističkih uzoraka.

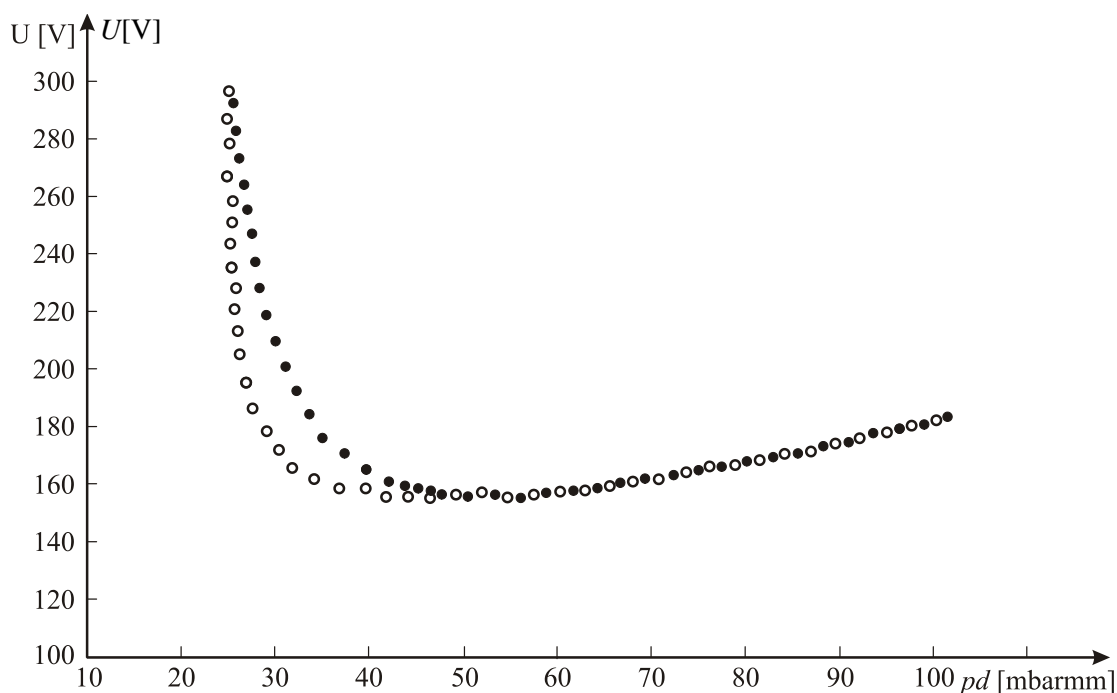
Dalji postupak se sastojao u ispitivanju pripadnosti ne prethodni način formirane slučajne promenljive poznatim statističkim raspodelama pri čemu su testirani pored normalne i raspodele ekstremnih vrednosti (dupla eksponencijalna, dvo i troparameterska Vejbulova raspodela). Pri tome je pripadnost ispitivanim raspodelama određivana zavisnošću koeficijenta varijacije od vremena mirovanja gasnog odvodnika prenapona. Na bazi tako određene raspodele bilo je moguće odrediti kvantile

verovatnoće prorade gasnog odvodnika prenapona posle tačno određenog vremena mirovanja uz momentnom metodom određene očekivane vrednosti napona (prve, druge i treće za DC probojni napon i prve, druge, treće, četvrte i pete za slučaj impulsnog probojnog napona).

Prethodno opisani postupak je ponavljan za varijacije parametara prethodno opisanog eksperimentalnog postupka.

6.5. Rezultati i diskusija

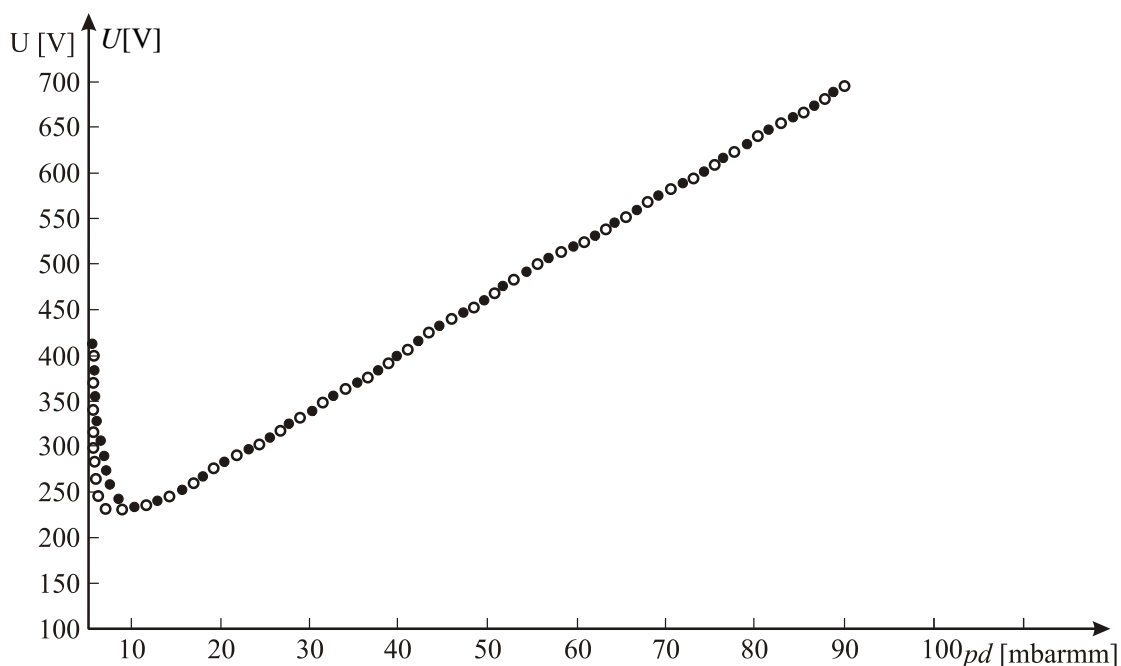
Na Slici 6.29. su prikazane Pašenove krive za Helijum dobijene primenom cilindričnih elektroda i elektroda tipa Rogovskog.



Slika 6.29. Pašenove krive za Helijum dobijene primenom cilindričnih elektroda (•) i elektroda tipa Rogovskog (○)

Sa Slike 6.29. se vidi da primenom elektroda tipa Rogovskog dolazi do širenja oblasti u kojoj je nagib Pašenove krive znatno blaži što pogoduje postavljanju radne tačke u tu oblast iz razloga stabilnosti nominalnog napona. Ovaj efekat je posledica anomalnog Pašenovog efekta koji se javlja u tačkama levo od Pašenovog minimuma i koji se objašnjava pojavom da varnica bira duži put čija dužina pomnožena sa pritiskom

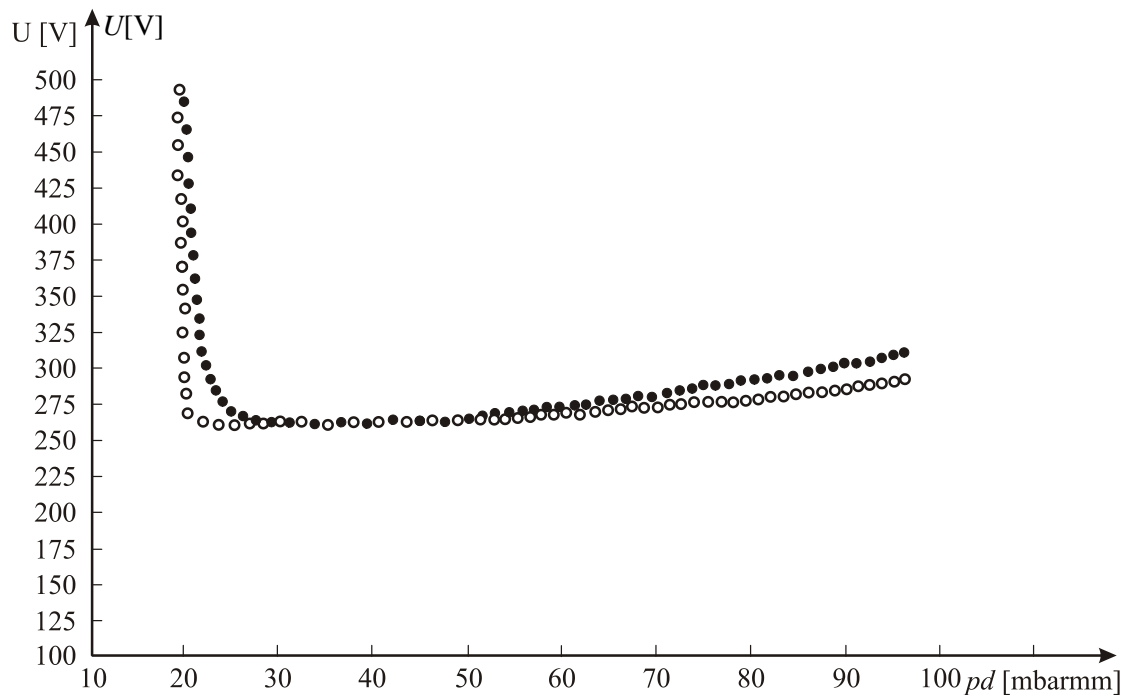
odgovara proizvodu pritiska i međuelektrodnog rastojanja . Ovakav oblik Pašenove krive primenom elektroda tipa Rogovskog se ne bi dobio, naravno da je eksperimentalnim postupkom menjano međuelektroдно rastojanje, a ne pritisak. Međutim, kako bi takav eksperiment bio teško izvodljiv, a ne bi odgovarao ni realnom uzroku nestabilnosti radne tačke komercijalnih odvodnika prenapona (do kojeg dolazi usled difuzije atoma plemenitog gasa iz kućišta odvodnika što omogućava mala dimenzija konstruktivnih gasova). Na Slici 6.30. prikazana je Pašenova kriva za Argon dobijena primenom cilindričnih elektroda i elektroda tipa Rogovski. Kao i u slučaju Helijuma primena elektroda tipa Rogovskog smanjuje nagib Pašenove krive sa leve strane Pašenovog minimuma neposredno kraj njega, što se, takođe, objašnjava anomalnim Pašenovim efektom.



Slika 6.30. Pašenova kriva za Ar dobijena primenom cilindričnih elektroda (●) i elektroda tipa Rogovskog (○)

Na Slici 6.31. prikazana je Pašenova kriva dobijena primenom cilindričnih elektroda tipa Rogovski za gasnu smešu $0,7\text{He}+0,3\text{Ar}$. Sinergistički efekat ove gasne smeše u pogledu mogućnosti stabilizacije radne tačke je maksimalan ali se uočava i za sve varijacije procentualnog udela Ar između 20% i 60%. Na Slici 6.31. se uočava da sinergija gasne smeše uz primenu elektroda tipa Rogovski smanjuje nagib Pašenove krive i levo i desno od minimuma. To znatno proširuje mogućnost stabilizacije radne

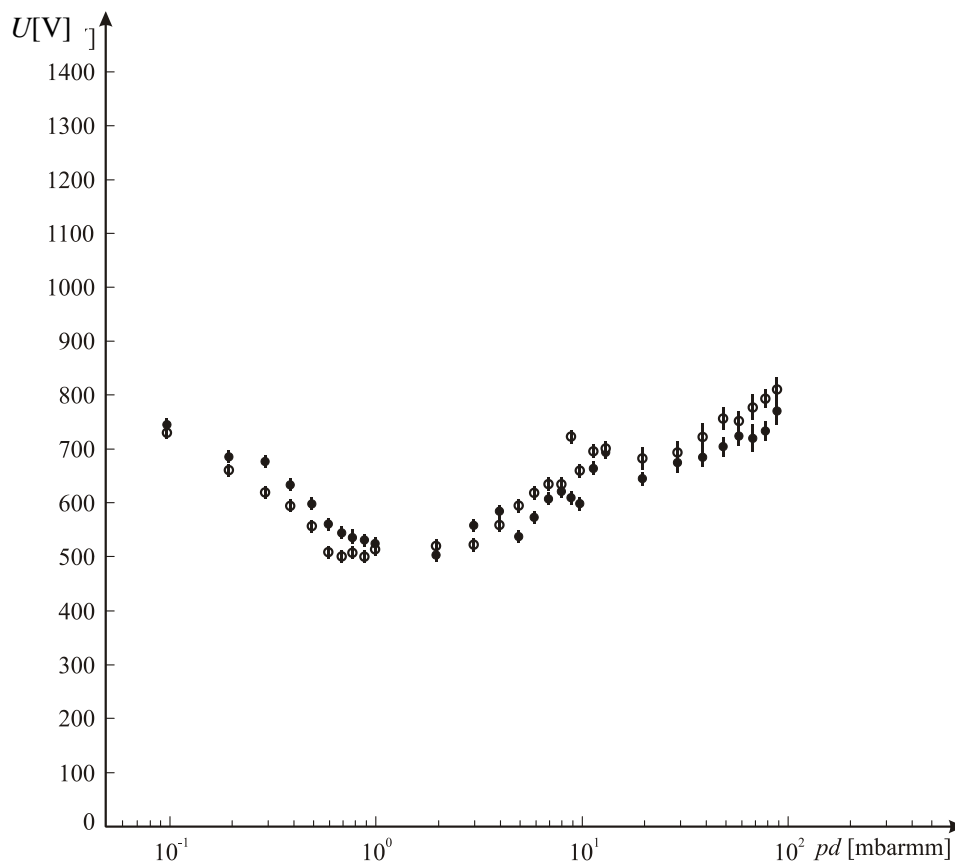
tačke, odnosno nominalnog napona gasnog odvodnika prenapona. Eksperimenti određivanja uticaja materijala elektroda i topografije elektrodnih površina na oblik Pašenove krive pokazali su da on ne zavisi od tih parametara.



Slika 6.31. Pašenova kriva za gasnu smešu 0,7He+0,3Ar dobijena primenom cilindričnih elektroda (•) i elektroda tipa Rogovskog (◊)

Na Slici 6.32., 6.33. i 6.34. prikazane su zavisnosti impulsnog probojnog napona od proizvoda pd . Na Slici 6.32 su prikazane krive dobijene cilindričnim elektrodama i elektrodama tipa Rogovski izrađenim od mesinga u gasnoj smeši 0,7He+0,3Ar impulsnim naponom nagiba 1 kV/ μ s. Sa slike 6.32. se vidi da vrednosti impulsnih probojnih napona dobijene elektrodama tipa Rogovski imaju neznatno proširenje platoa oko minimuma u odnosu na krive dobijene cilindričnim elektrodama. To da je efekat anomalnog Pašenovog efekta manje izražen pri impulsnom nego pri DC naponu posledica je stohostičnosti pojave slobodnog elektrona u međuelektrodnom prostoru u kome je, sa velikom verovatnoćom, svuda ostvaren uslov da on postane inicijalni elektron pri čemu je zapremina u centralnim delovima međuelektrodnog prostora znatno veća od zapremine oko ivičnih elektroda unutar koje bi se trebalo inicirati proboj anomalnim Pašenovim efektom (tj. geometrijska verovatnoća, koja je odnos te dve

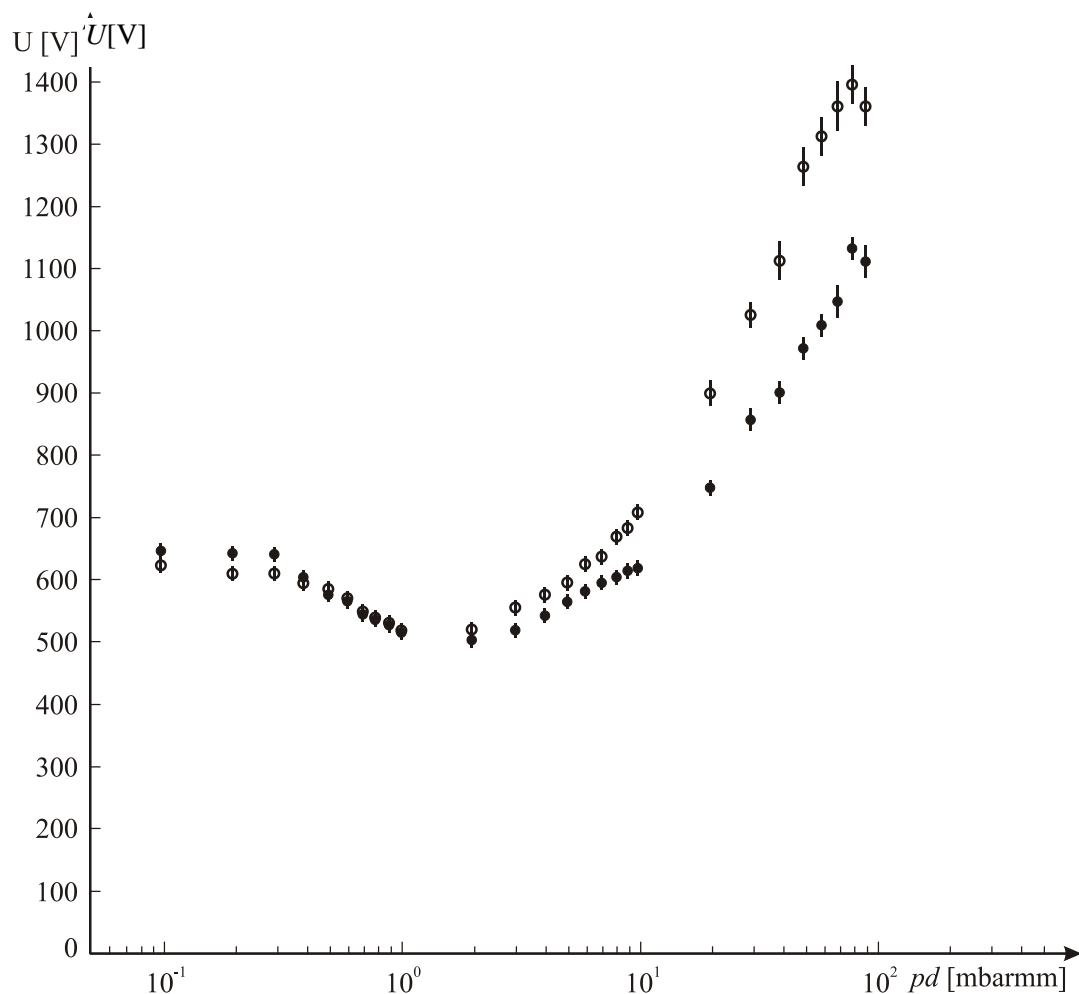
zapremine sa ukupnom zapreminom mnogo je veća za iniciranje proboja iz centralnih oblasti međuelektrodnog prostora).



Slika 6.32. Krive zavisnosti impulsnog probojnog napona od proizvoda pd dobijene primenom cilindričnih elektroda (●) i elektroda tipa Rogovskog (○) (gas smeša 0,7He+0,3Ar, impulsni napon nagiba 1 kV/μs)

Na Slici 6.33. su prikazane krive dobijene elektrodama tipa Rogovski izrađenim od elektrona i kombinacije cevčica elektrona i volframa (u daljem tekstu kompozitne elektrode), u gasu Ar impulsnim naponom nagiba 1 kV/μs. Sa Slike 6.33. se vidi da vrednosti impulsnih probojnih napona dobijene na kompozitnim elektrodama imaju niže vrednosti probojnog napona., od elektroda izrađenih od elektrona kao materijala. Ova pojava dolazi naročito do izražaja pri višim vrednostima proizvoda pd , u tačkama desno od minimuma. Ovakav odnos krivih se može objasniti efektom šuplje katode. Naime i ako su obe elektrode izrađene potpuno, ili delimično od elektrona koji ima izrazito nisku vrednost izlaznog rada pa hladnom emisijom (ili na drugi način) emituje veći broj slobodnih elektrona u slučaju kompozitnih elektroda dolazi usled efekta šuplje katode.

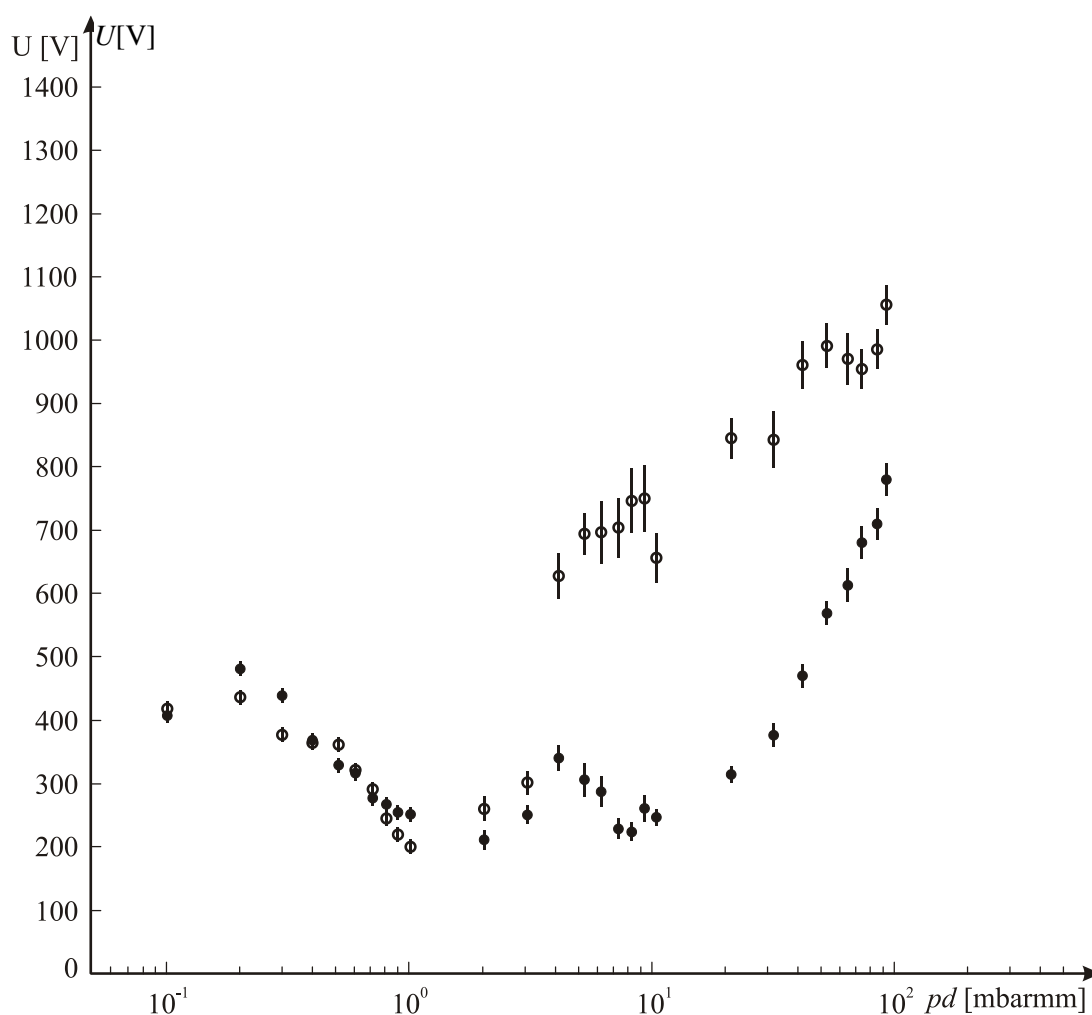
Ova tvrdnja je očigledna pošto se razlika između vrednosti impulsnih probojnih napona za elektrode od elektrona i za kompozitne elektrode povećava pri višim vrednostima proizvoda pd (tj. pri višim pritiscima pod uslovima eksperimenta), a do toga dolazi usled skraćanja srednje slobodne dužine puta elektrona sa porastom pritiska što, opet, intenzivira efekat šuplje katode, odnosno, povećava broj slobodnih elektrona emitovanih ovim efektom u katodnu oblast.



Slika 6.33. Krive zavisnosti impulsnog probojnog napona od proizvoda pd dobijene elektrodama tipa Rogovskog izrađene od elektrona (\circ) i od kompozitnog materijala (gas Ar, impulsni napon nagiba $1 \text{ kV}/\mu\text{s}$)

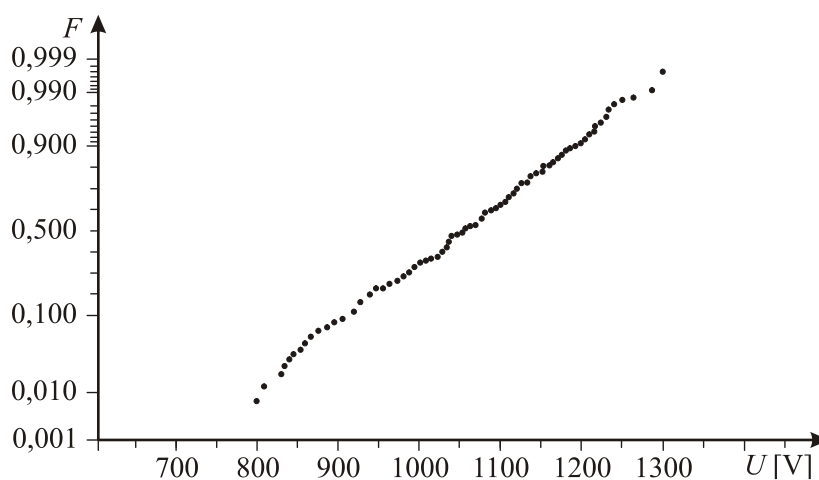
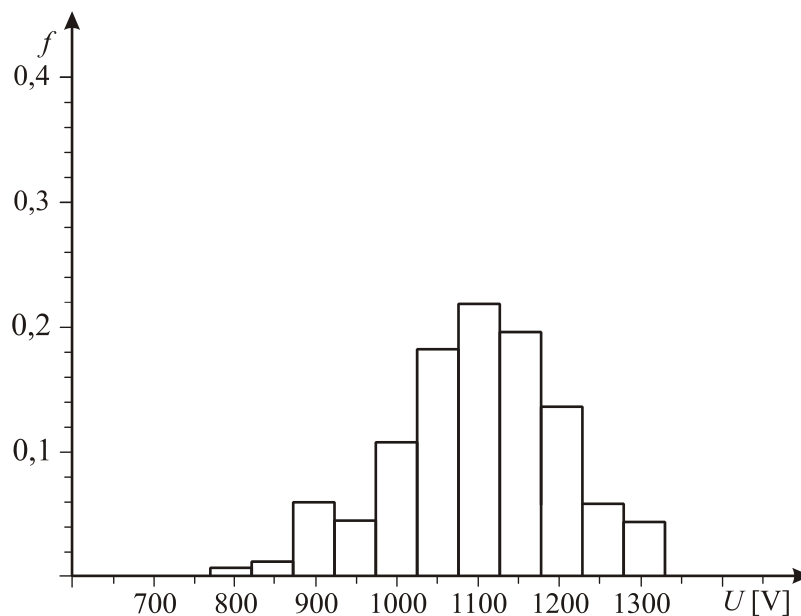
Na Slici 6.34. su prikazane krive dobijene elektrodama tipa Rogovski izrađenim od mesinga u gasu He impulsnim naponom $1 \text{ kV}/\mu\text{s}$ sa i bez radioaktivnog izvora α zračenja podešenog da Bragov maksimum pada tačno u centar međuelektrodnog prostora. Sa Slike 6.34. je očigledno da efekat jonizacije α česticama u

međuelektrodnom prostoru znatno snižava vrednost impulsnog probojnog napona i to utoliko više ukoliko je proizvod pd veći (tj. pritisak pod uslovima eksperimenta). To je posledica činjenice da je pri većoj gustini gasa (pritisku) intenzivnija jonizacija, odnosno generacija slobodnih elektrona tim putem, što znatno smanjuje statističko vreme, a time i vrednost probojnog napona (i njemu odgovarajuću vrednost statističkog rasipanja). U tačkama levo od Pašenovog minimuma zračenje ne proizvodi nikakav efekat pošto je u toj oblasti za očekivati vakuumski mehanizam proboja na koji efekti u rezidualnom gasu ne proizvode nikakav efekat.

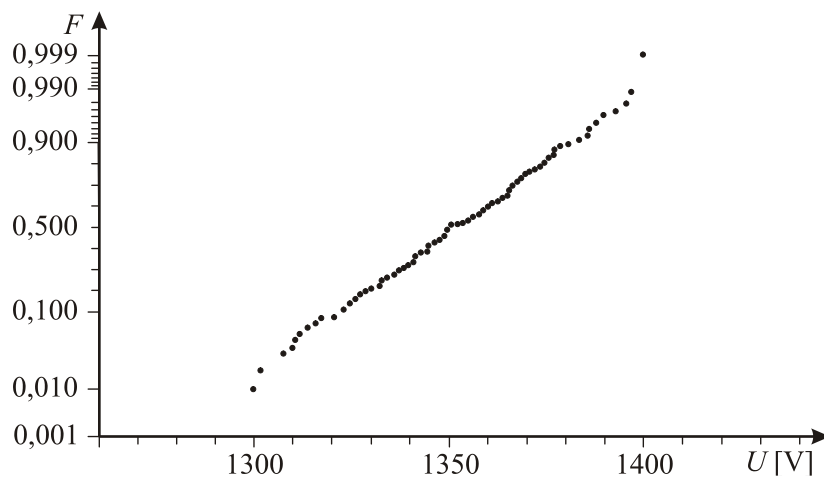
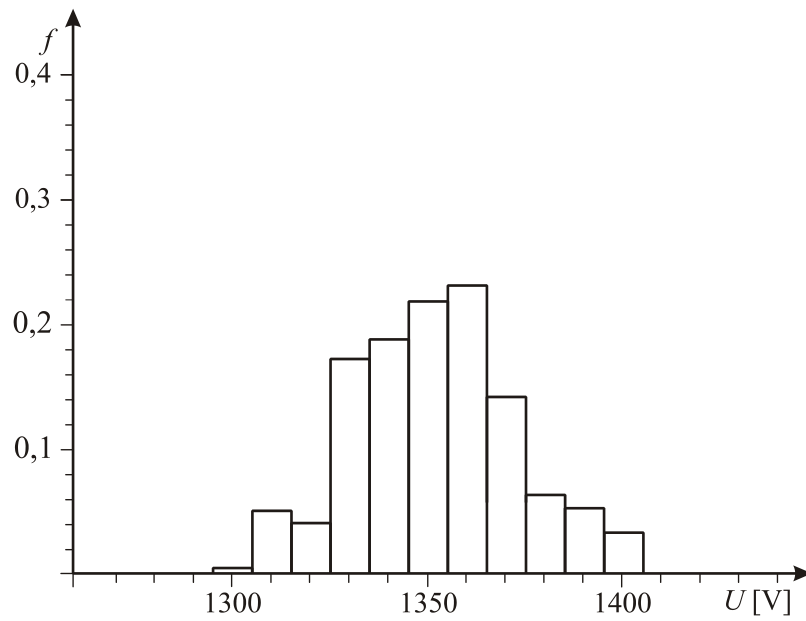


Slika 6.34. Krive zavisnosti impulsnog probojnog napona od proizvoda pd dobijene elektrodama od mesinga bez radioaktivnog izvora (○) i sa radioaktivnim izvorom (●) (gas He, impulsni napon nagiba 1 kV/ μ s)

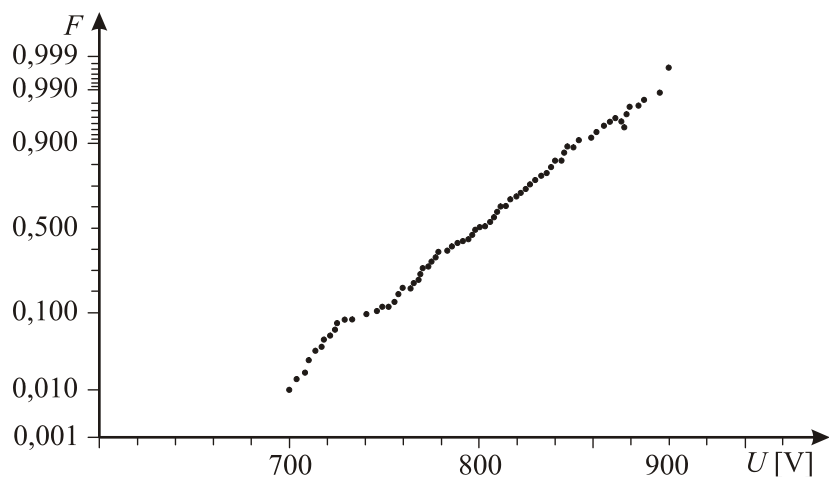
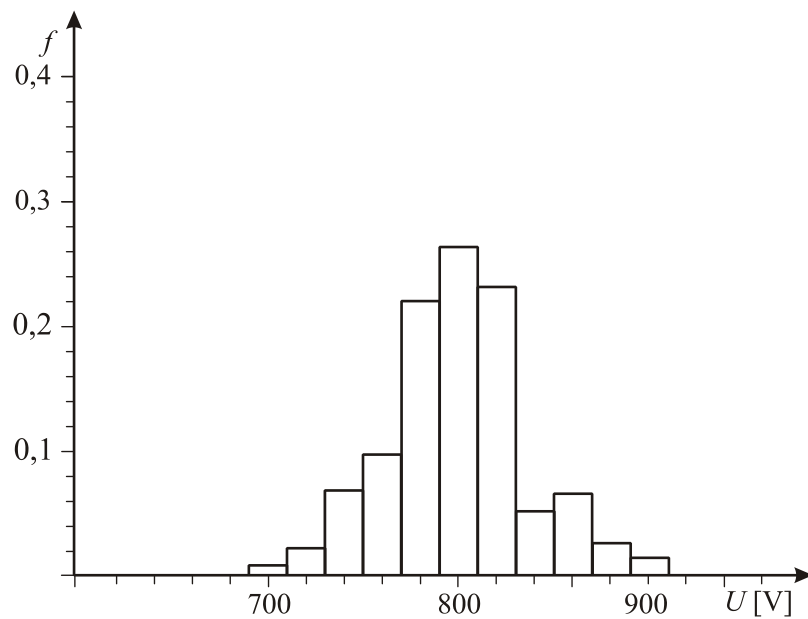
Na Slikama 6.35, 6.36. i 6.37. su prikazani histogrami, prethodno obrađenog, statističkog uzorka slučajne promenljive DC probojni napon za He, Ar i gasnu smešu 0,7He+0,3Ar uz odgovarajući prikaz na Vejbulovom papiru verovatnoće.



Slika 6.35. Histogram vrednosti impulsnog probojnog napona sa odgovarajućom raspodelom na Vejbulovom papiru verovatnoće (gas He, elektrode tipa Rogovskog od mesinga, nagib impulsa 1 kV/ μ s)



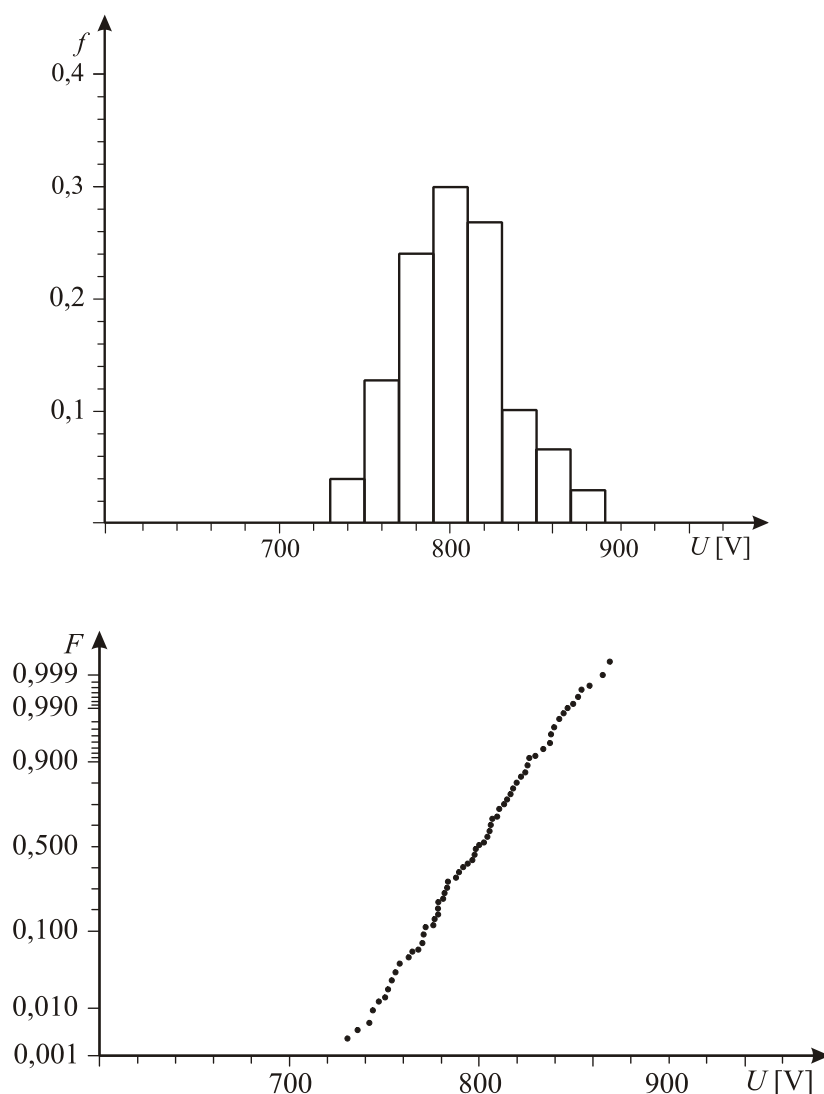
Slika 6.36. Histogram vrednosti impulsnog probojnog napona sa odgovarajućom raspodelom na Weibulovom papiru verovatnoće (gas Ar, elektrode tipa Rogovskog od mesinga, nagib impulsa 1 kV/ μ s)



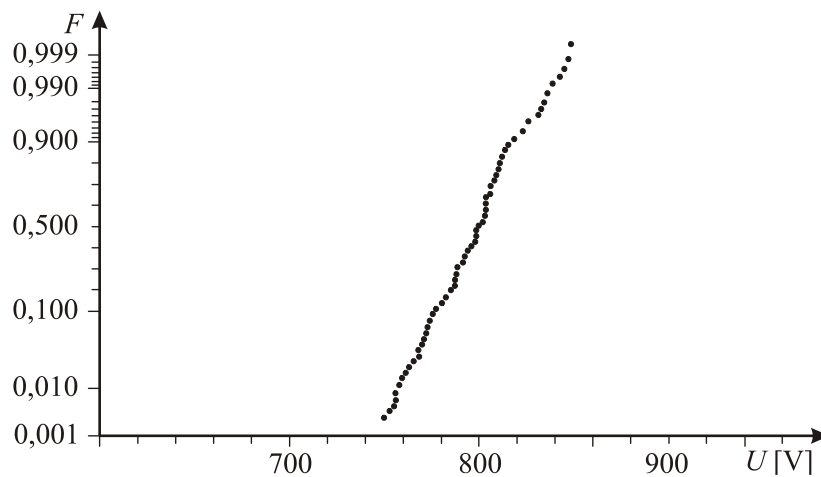
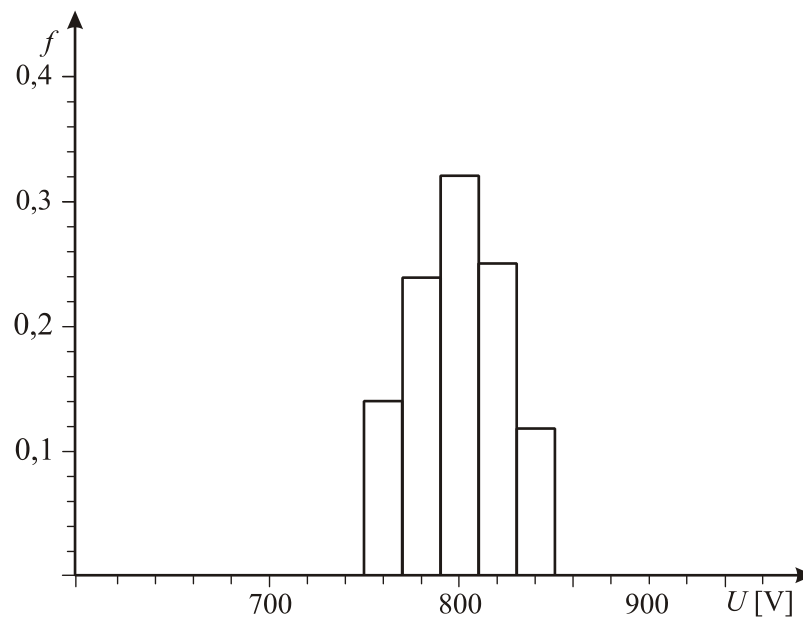
Slika 6.37. Histogram vrednosti impulsnog probojnog napona sa odgovarajućom raspodelom na Vejbulovom papiru verovatnoće (gas smeša 0,7He+0,3Ar, elektrode tipa Rogovskog od mesinga, nagib impulsa 1 kV/ μ s)

Na osnovu rezultata prikazanim na Slikama 6.35., 6.36. i 6.37. se vidi da slučajna promenljiva impulsni probojni napon pripada troparametarskoj Vejbulovoj raspodeli. Ovakav zaključak čak je i potvrđen je χ -testom i testom Kolmogorova (uz

statističku nepouzdanost 5%). To da slučajna promenljiva impulsni probojni napon pripada troparametarskoj Vejbulovoj raspodeli, koja pripada tipu raspodela ekstremnih vrednosti, se objašnjava činjenicom da probojni napon nije podložan uravnoteženim uticajima.. Naime, ne postoje efekti koji tokom ispitivanja mogu da utiču na povećanje vrednosti impulsnog probojnog napona, a postoje efekti koji doprinose smanjenju njegove vrednosti. Usled toga odgovarajuća raspodela slučajne promenljive impulsni probojni napon ne može biti simetričan tj. ne može da ima treći centralni moment jednak nuli. Takva vrsta slučajnih promenljivih najbolje se fituje raspedelama tipa ekstremnih vrednosti od kojih je izuzetno pogodna troparametarska Vejbulova raspodela, pošto se fituje po tri parametra što obezbeđuje bolje slaganje rezultata.



Slika 6.38. Histogram vrednosti impulsnog probojnog napona sa odgovarajućom raspedelom na Vejbulovom papiru verovatnoće (gas He, kompozitne elektrode, nagib impulsa 1 kV/ μ s)

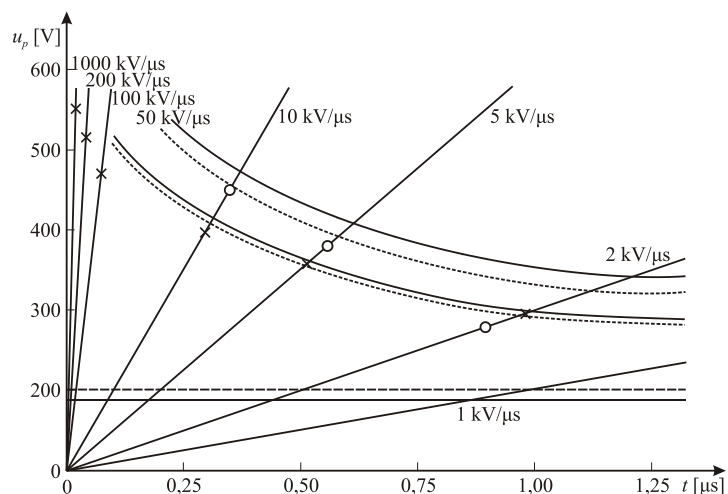


Slika 6.39. Histogram vrednosti impulsnog probojnog napona sa odgovarajućom raspodelom na Weibulovom papiru verovatnoće (gas He, primena radioaktivnog izvora, nagib impulsa 1 kV/ μ s)

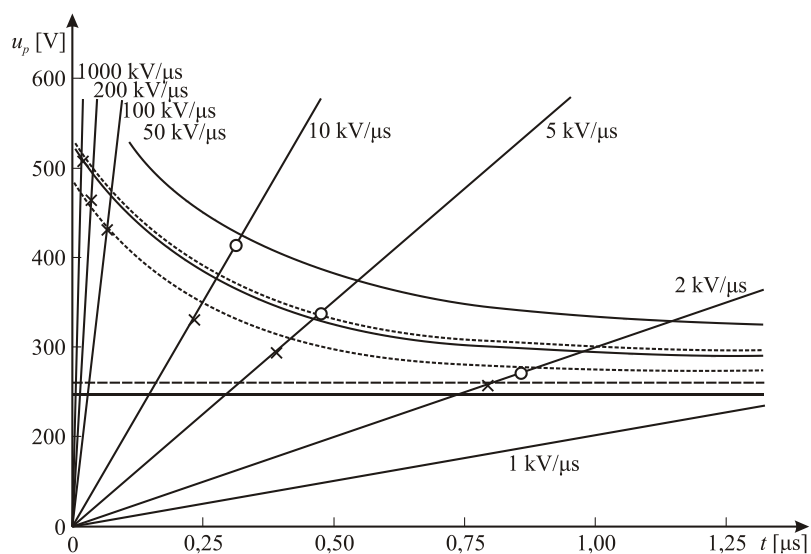
Na Slikama 6.38. i 6.39. prikazani su histogrami i odgovarajuće kumulativne raspodele na Weibulovom papiru verovatnoće primenom kompozitnih elektroda i radioaktivnog izvora. Sa Slika 6.38. i 6.39. jasno se vidi da se raspodele dobijene ovim elektrodama dobro fituju Weibulovom raspodelom i da su uže od drugih raspodela (tj. imaju manje statičko rasipanje) što je prednost sa aspekta primene za gasne odvodnike

prenapona. Naravno kao najbolja u tom smislu pokazuje se raspodela dobijena radioaktivnim izvorom Slika 6.39.

Uticaj parametara izolacionog sistema (istovremeno i parametara eksperimenta) na impulsni probojni napon je od prvorazrednog interesa za konstrukcije pouzdanih gasnih odvodnika prenapona. Najbolji način za prikazivanje ovih zavisnosti odziva izolacionog sistema na dejstvo impulsnog napona proizvoljnog oblika je preko impulsnih (volt-sekundnih) karakteristika. Na Slici 6.40. prikazane su impulsne karakteristike dobijene Zakonom površina za izolacioni sistem sa cilindričnim elektrodama i elektrodama tipa Rogovski u gasu He impulsima $1 \text{ kV}/\mu\text{s}$. Sa Slike 6.40. se jasno vidi da elektrode tipa Rogovski daju nešto položeniju i užu oblast između impulsnih karakteristika kvantila verovatnoće 0,1% i 99,9%. Međutim taj efekat primene elektroda tipa Rogovskog nije dovoljno izražen da bi mogao da bude, u tom smislu, bitan za konstruktore gasnih odvodnika prenapona. Sam efekat uočljiv na Slici 6.40. je jednostavno posledica veće aktivne površine elektroda tipa Rogovski kao veće aktivne zapremine međuelektrodnog prostora. Za razliku od ovoga, manje značajnog uticaja, elektroda tipa Rogovskog na oblik impulsne karakteristike, primenom kompozitnih elektroda i jonizujućeg zračenja moguće je znatno uticati na oblik impulsne karakteristike. Na Slici 6.41. su prikazane impulsne karakteristike dobijene Zakonom površine za kompozitne elektrode u kombinaciji u gasu Ar. Sa Slike 6.41. se vidi da kompozitne elektrode izrađene od elektrona i volframa znatno obaraju impulsnu karakteristiku u oblasti brzih impulsa u odnosu na impulsne karakteristike dobijene pod istim uslovima i elektrodama izrađenim od elektrona. Ovaj rezultat potvrđuje prethodno iznesenu pretpostavku da se dobar efekat ostvaruje efektom šuplje katode. Isti efekat je odgovoran i za to što je površina u volt-sekundnoj ravni između impulsnih karakteristika kvantila 0,1% i 99,9%, znatno manja u slučaju elektroda izrađenih od elektrona. Isti efekti, samo izraženiji, su postignuti i primenom radioaktivnog zračenja, Slika 6.42. Na Slici 6.42. su prikazani rezultati dobijeni kompozitnim elektrodama sa i bez radioaktivnog izvora Bragov maksimumom u centru međuelektrodnog prostora. Za impulsne karakteristike sa Slike 6.37. korišćeni su isti parametri kao i u prethodnim eksperimentima sa tim što je kao izolacioni gas korišćena gasna smeša $0,7\text{He}+0,3\text{Ar}$. Sa Slike 6.42. je očigledno da se najbolji rezultati dobijaju kombinacijom elektroda sa cevčicama od elektrona u volframu i radioaktivnim izvorom.



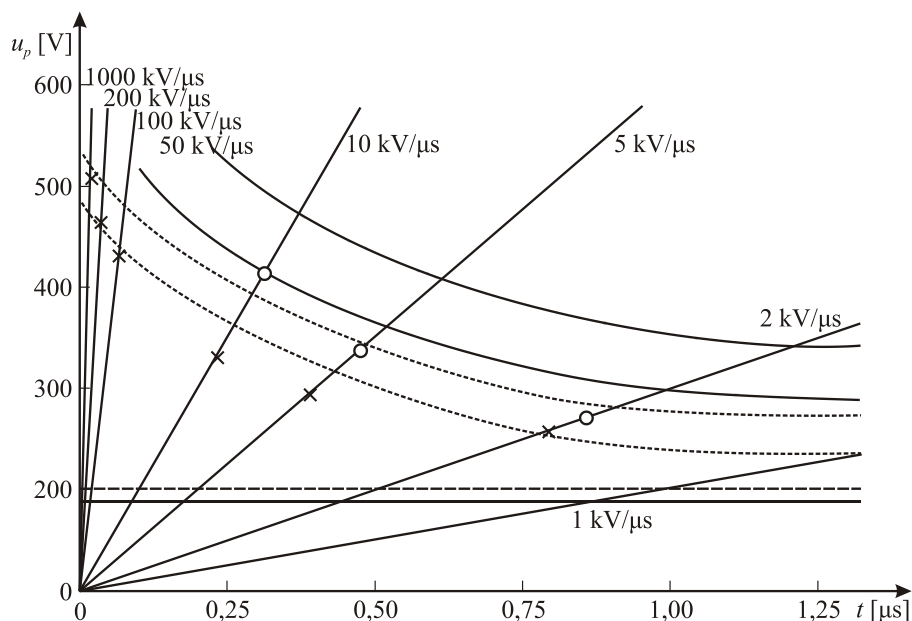
Slika 6.40. Impulsne karakteristike dobijene cilindričnim elektrodama (—) i elektrodama tipa Rogovskog pri $pd=30$ mbarmm(----) (gas He,nagib impulsa $1 \text{ kV}/\mu\text{s}$)



Slika 6.41. Impulsne karakteristike dobijene kompozitnim elektrodama (----) i elektrodama tipa Rogovskog izrađenim od elektrona (—) pri $pd=30$ mbarmm (gas Ar,nagib impulsa $1 \text{ kV}/\mu\text{s}$)

Što se tiče veka trajanja nominalnih karakteristika izolacionih sistema izolovanih gasom, utvrđeno je da on ne zavisi od vrste gasa, ali zavise od pritiska gasa, vrednosti otpornosti preko koje je izolacioni sistem uzemljen i materijala elektroda. Što se tiče pritiska gasa on utiče na trajnost nominalnih karakteristika tako što višim pritiscima gasa odgovaraju više vrednosti probojnog napona što rezultira većim razaranjem i

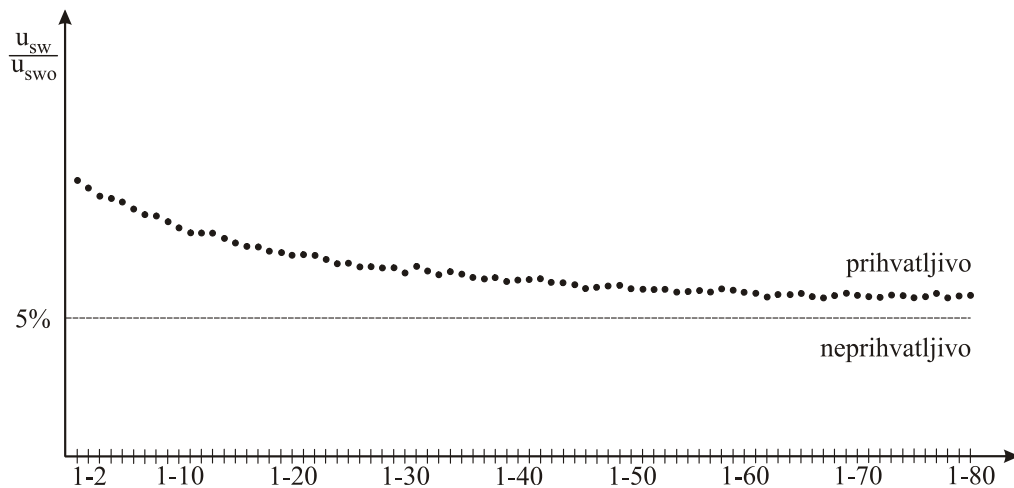
promenama topografije elektroda. Ovaj efekat moguće je smanjiti samo izborom radne tačke pri nižim pd vrednostima. Otpornost preko koje je elektrodni sistem uzemljen utiče na amplitudu probojne struje koja je najodgovornija za razaranje topografije elektrodnih površina. Međutim velika vrednost ove otpornosti bi produžila vreme pražnjenja čime se, prilikom projektovanja prenapon optimizira. Jedini parametar kojim se može uticati na radnu trajnost (dozvoljeni broj provoda) gasnog odvodnika prenapona je izbor materijala elektroda.



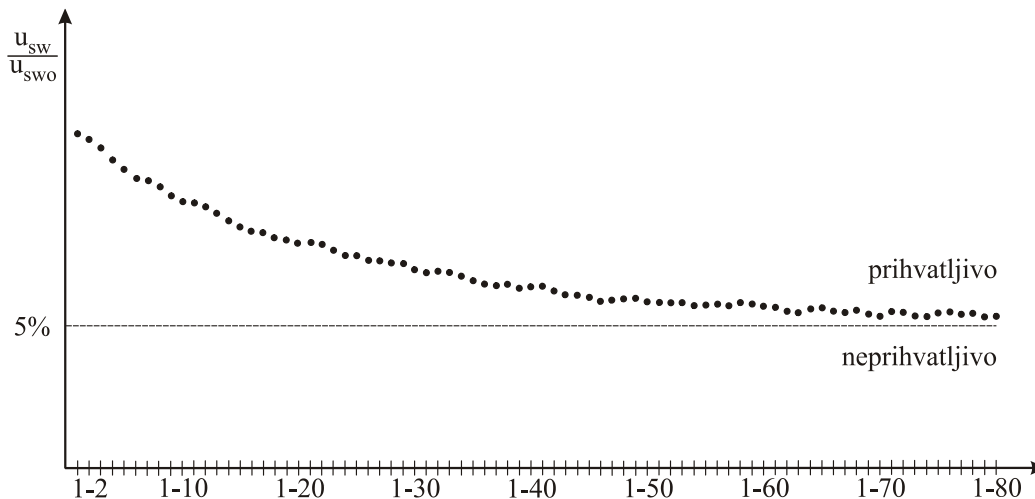
Slika 6.42. Impulsne karakteristike dobijene kompozitnim elektrodama uz prisustvo radioaktivnog izvora(---), bez radioaktivnog izvora (—) (gas He, nagib impulsa 1 kV/ μ s)

Na Slikama 6.43., 6.44. i 6.45. su prikazani rezultati U-testa primenjenog na statistički uzorak od 2000 slučajnih veličina podeljenih na 80 podstatističkih uzoraka od 25 slučajnih veličina impulsni probojni napon. Na Slici 6.43. su prikazani rezultati dobijeni elektrodama tipa Rogovski izrađenim od volframa. Na Slici 6.44. su prikazani rezultati dobijeni kompozitnim elektrodama i na Slici 6.45. su prikazani rezultati dobijeni elektrodama tip Rogovski izrađenim od elektrona, pri konstantnosti ostalih parametara. Sa Slike 6.43., 6.44. i 6.45. se vidi da do najmanje degradacije izolacionog sistema dolazi u slučaju elektroda izrađenih od volframa. Međutim izolacioni sistem sa elektrodama kompozitnog tipa ne zaostaje puno za elektrodnim sistemom sa elektrodama

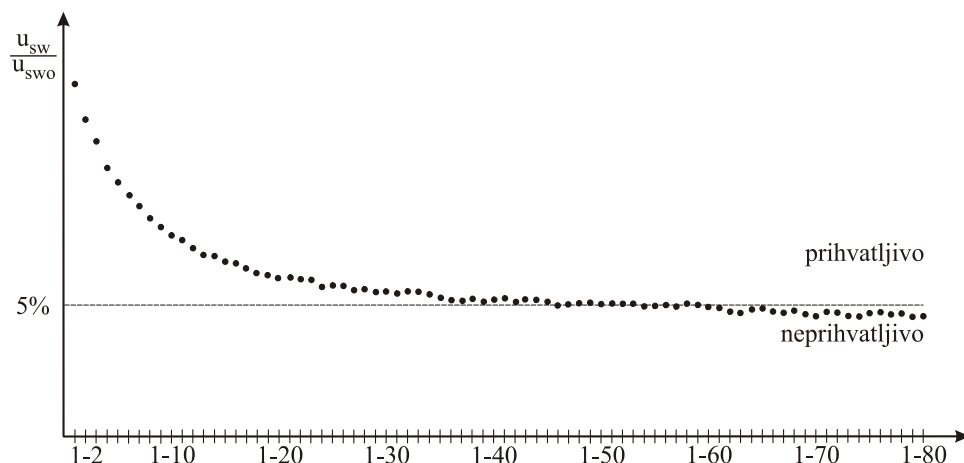
od volframa. Najslabije karakteristike, u ovom pogledu, pokazuje sistem sa elektrodama od elektona. Ovakva sličnost elektrodnog sistema sa elektrodama kompozitnog tipa posledica je, verovatno činjenice da najveći deo energije proboja preuzme telo elektroda koje je od volframa, te takav sistem se manifestuje kao da su elektrode izrađene od volframa.



Slika 6.43. Rezultati U-testa za elektrode tipa Rogovskog izrađene od volframa (gas Ar, nagib impulsa 1 kV/ μ s)

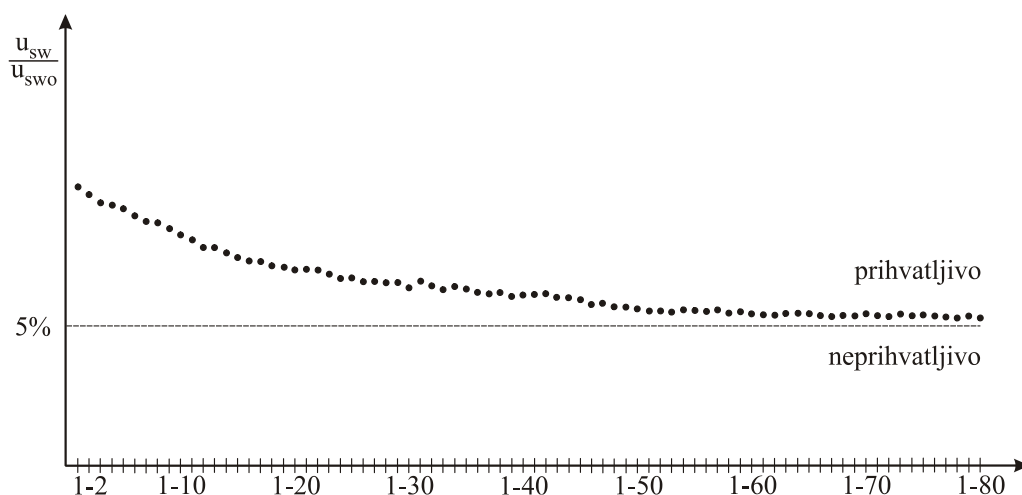


Slika 6.44. Rezultati U-testa za kompozitne elektrode (gas He, nagib impulsa 1 kV/ μ s)

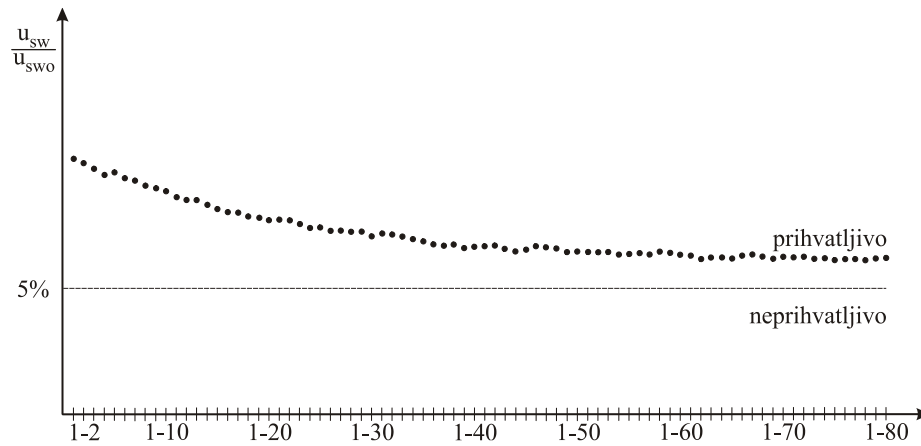


Slika 6.45. Rezultati U-testa za elektrodetipa Rogovskog izrađene od elektrona (gas He, nagib impulsa 1 kV/ μ s)

Na Slikama 6.46. i 6.47. prikazani su rezultati U-testa primenjenog na elektrodni sistem sa elektrodama tipa Rogovskog uz vrstu gasa kao parametra. Sa Slika 6.46. i 6.47. vidi se da se najmanje promene javljaju u slučaju smeše gasova 0,7He+0,3Ar, a da je gas He nešto slabiji od gasa Ar. Ovo drugo se može objasniti nešto jednostavnijom strukturom Helijuma (popunjena samo prva ljuska), a najbolja stabilnost gasne smeše posledica je efekta do kojeg dolazi usled pobuđivanja kako viših energetskih nivoa Ar, tako i njegovih rotacionih i vibracionih stanja što smanjuje ekvivalentnu temperaturu odgovarajućeg Maksvelovog spektra gasa slobodnih elektrona. Manja ekvivalentna temperatura Maksvelovog spektra gasa smanjuje nestabilnost izolacionog sistema što ukupno umanjuje ireverzibilne promene na njemu.

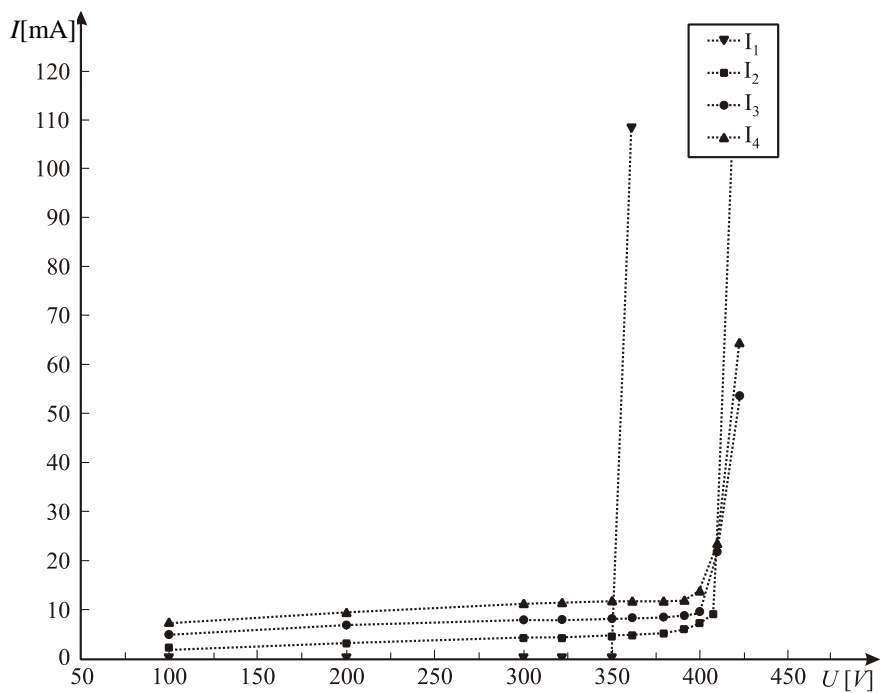


Slika 6.46. Rezultati U-testa za elektrodama od elektrona (gas He, nagib impulsa 1 kV/ μ s)

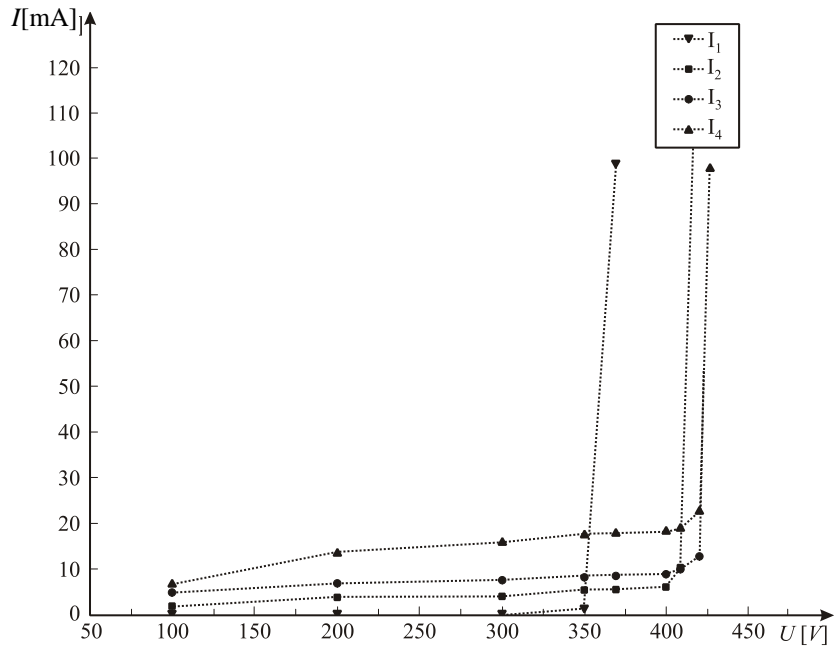


Slika 6.47. Rezultati U-testa sa elektrodama od elektrona (gasna smeša 0,7He+0,3Ar, nagib impulsa 1 kV/ μ s)

Na Slikama 6.48. i 6.49. prikazane su volt-amperske karakteristike dobijene pri različitim vrednostima pritiska Argona cilindrične elektode izrađene od mesinga uz međuelektrodno rastojanje i dozu spoljašnjeg γ ili X zračenja kao parametra.

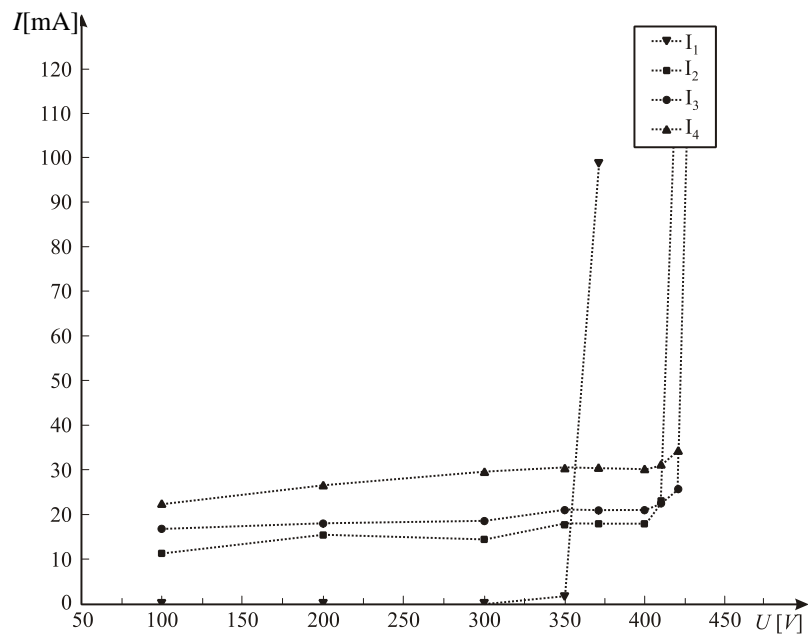


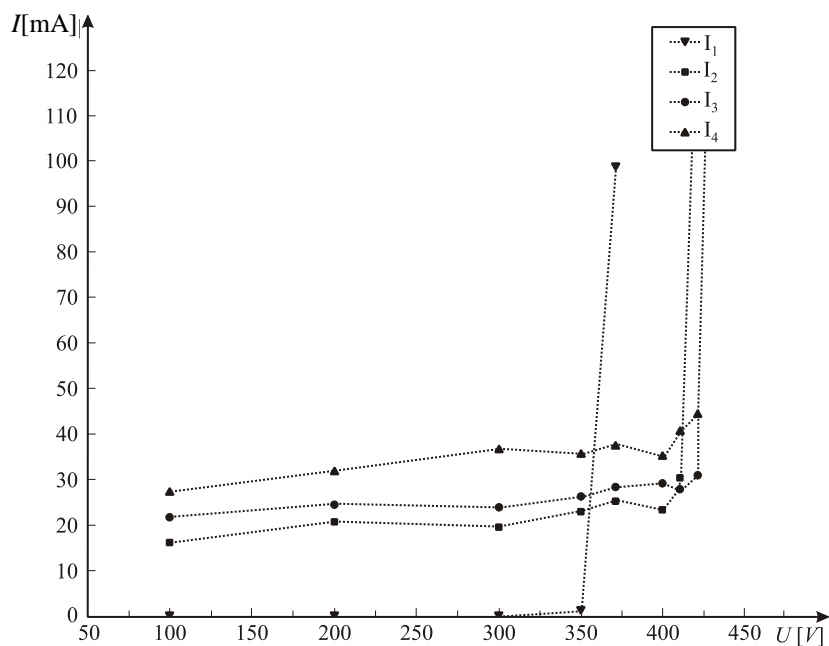
a)



b)

Slika 6.48. Zavisnost predprobojne struje od primenjenog napona u polju γ zraka (I_1 = nema zračenja, $I_2 = 0.96$ Gy/h, $I_3 = 9.6$ Gy/h i $I_4 = 19.2$ Gy/h), a) međuelektrodno rastojanje 0,5 mm, pritisak 60 mbar, b) međuelektrodno rastojanje 0,1 mm, pritisak 300 mbar





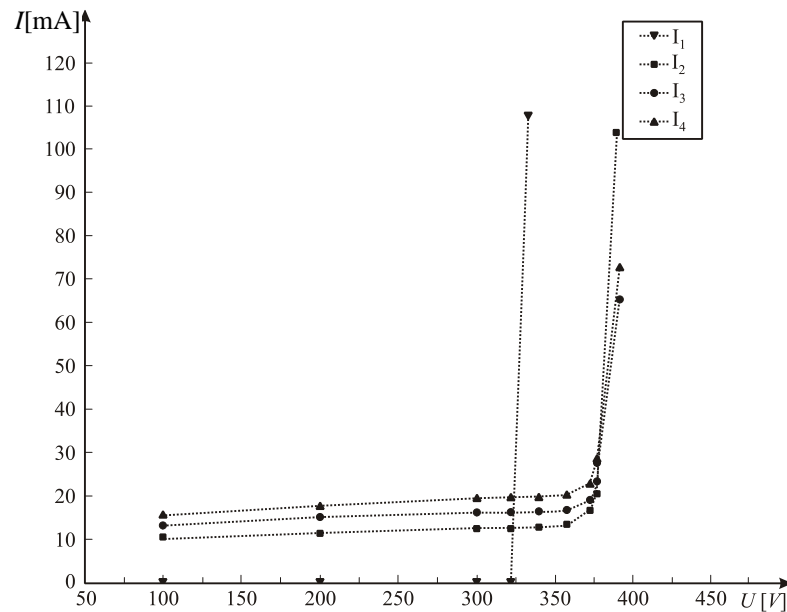
b)

Slika 6.49. Zavisnost predprobajne struje od primenjenog napona u polju X zraka. (I_1 = nema zračenja, $I_2 = 45$ keV, $I_3 = 115$ keV i $I_4 = 250$ keV), a) međuelektrodno rastojanje 0.5 mm, pritisak 60 mbar; b) međuelektrodno rastojanje 0.1 mm, pritisak 300 mbar

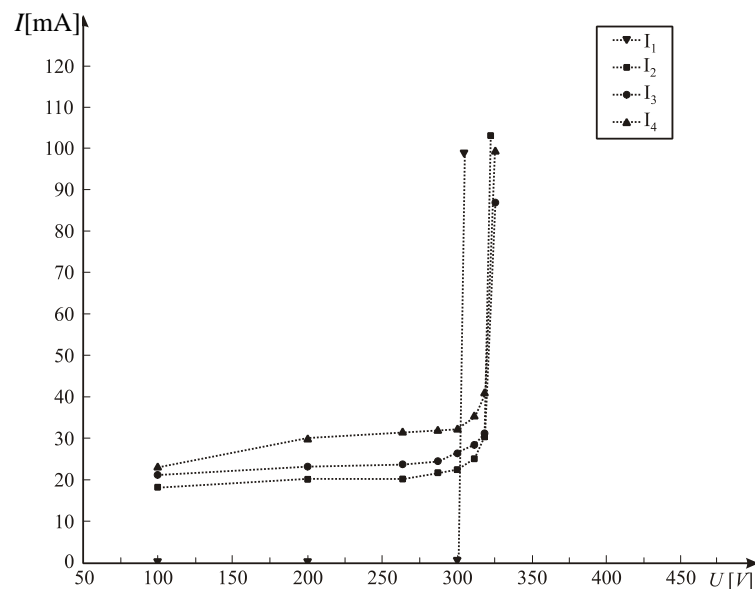
Na osnovu Slika 6.48. i 6.49. se vidi da volt-amperske karakteristike imaju standardni oblik, tj. oblast zasićenja kada se svi elektronsko-jonski parovi nastavljaju u jedinici vremena odvojene elektode što čini struju konstantnom i oblast nastaka lavinskog efekta u kojem dolazi do naglog porasta struje usled jonizacionog procesa elektronsko-atomskih sudara (u ovoj oblasti slobodni elektroni na jednoj srednjoj slobodnoj dužini puta dobiju dovoljno energije od električnog polja, tj. dobiju energiju veću od energije veze izolacionog gasa što dovodi do pomenutih jonizacionih procesa). Uticaj zračenja je uočljiv na taj način da zračenje neelastičnim, odnosno jonizacionim efektima, povećava broj elektronsko-jonskih parova što dovodi do povećanja struje zasićenja dok na lavinsku struju ne utiču bitno. Sa ovih slika je takođe uočljivo da X zračenje ima veći uticaj na struju zasićenja od γ zračenja. Ovaj efekat je na prvi pogled neočekivan pošto je γ zračenje znatno veće energije od X zračenja. Međutim to je posledica činjenice da efikasni presek za interakciju X zračenja i atoma argona znatno veći od odgovarajućeg efikasnog preseka za interakciju γ zračenja i atoma pošto je X zračenje veće talasne dužine uporedljive sa dimenzijama atoma pa ono "vidi" atom kao celinu i interreaguje sa njim, za razliku od γ zračenja koje ima znatno manje talasne

dužine tj. "vidi" složenu strukturu atoma i jonizaciju može da vrši jedino direktnim interakcijama sa elektronima što ima znatno manju verovatnoću, tj. efikasni presek.

Na Slikama 6.50. i 6.51. prikazane su volt-amperske karakteristike dobijene pri različitim pritiscima He i smeše 0,7He+0,3Ar i cilindrične elektrode izrađene od mesinga uz međuelektrodno rastojanje i dozu spoljašnjeg γ ili X zračenja kao parametra.

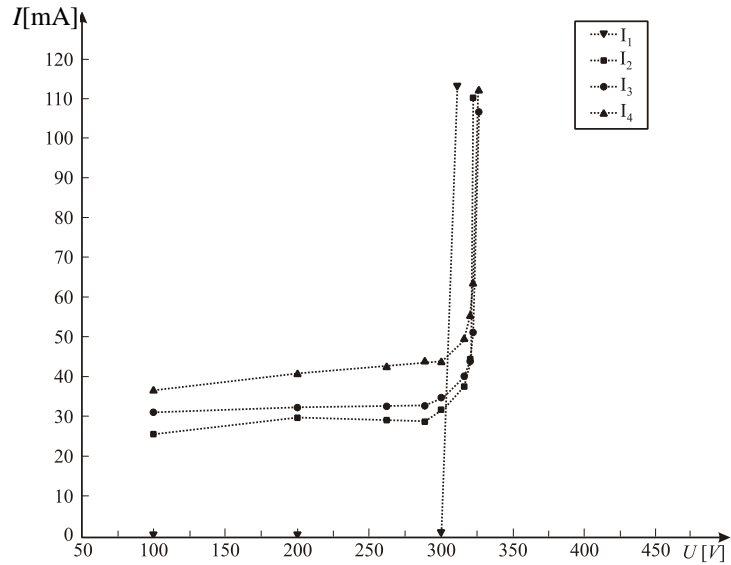


a)

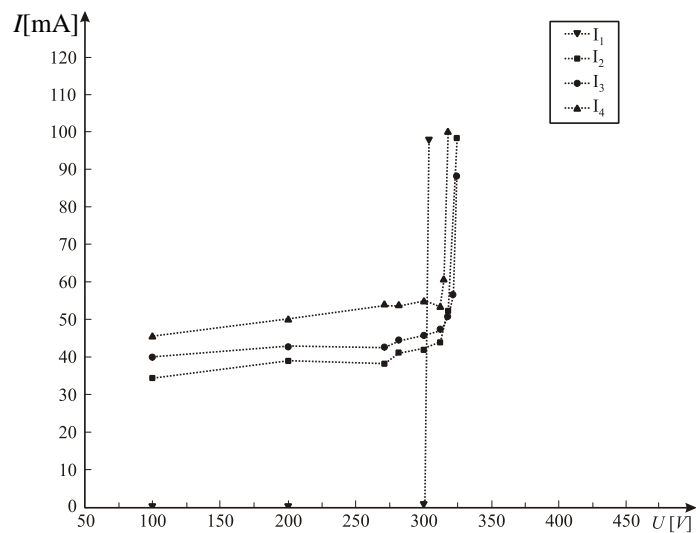


b)

Slika 6.50. Zavisnost predprobojne struje od primenjenog napona u polju γ zraka ($I_1 =$ nema zračenja, $I_2 = 0.96$ Gy/h, $I_3 = 9.6$ Gy/h i $I_4 = 19.2$ Gy/h), a) međuelektrodno rastojanje 0,5 mm, pritisak 60 mbar, b) međuelektrodno rastojanje 0,1 mm, pritisak 300 mbar



a)



b)

Slika 6.51. Zavisnost predprobojne struje od primenjenog napona u polju X zraka (I_1 = nema zračenja, I_2 = 45 keV, I_3 = 115 keV i I_4 = 250 keV), a) međuelektrodno rastojanje 0.5 mm, pritisak 60 mbar; b) međuelektrodno rastojanje 0.1 mm, pritisak 300 mbar

Na osnovu Slika 6.48., 6.49., 6.50. i 6.51. vidi se da struje zračenja za He imaju veću vrednost od odgovarajućih struja za Ar, a da struje zasićenja smeše gasova $0,7\text{He}+0,3\text{Ar}$ imaju vrednosti približno iste kao što su u slučaju čistog Ar. U oba slučaja oblast lavinskog efekta je pri nižim naponima. Ovakav rezultat se može objasniti kombinacijom dva efekta tj. nižim jonizacionim potencijalom jonizacije He nego Ar i većim efikasnim presekom za interakciju elektron-atom Argona. Efekat nižeg

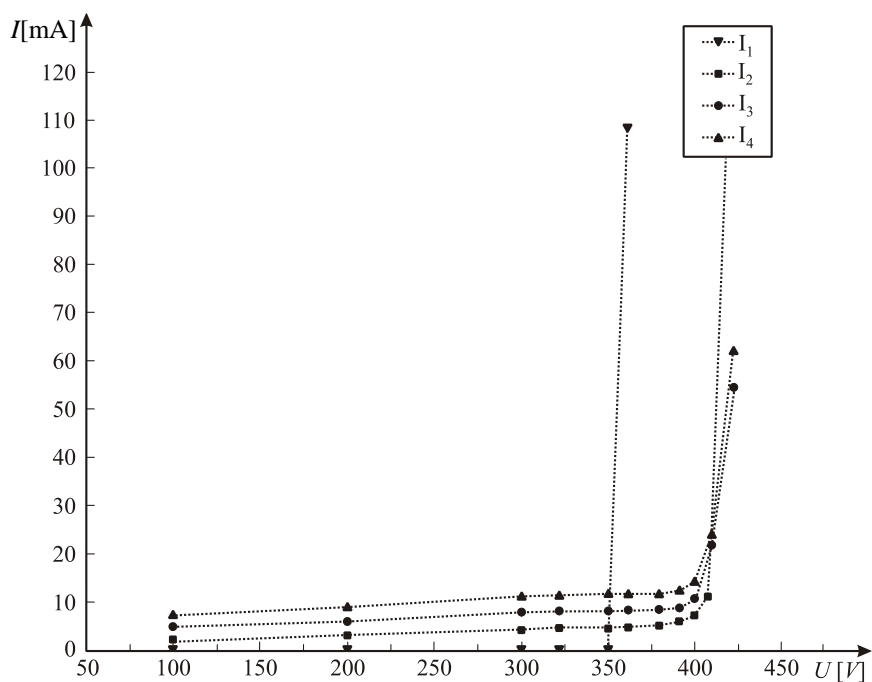
jonizacionog potencijala He dolazi do izražaja u slučaju struje zasićenja i to dovodi do povećanja njegove vrednosti. Efekat većeg efikasnog preseka za jonizacionu interakciju elektron-atom Ar i efekat manje vrednosti jonizacionog potencijala He deluju sinergistički (prihvatljivo) na sniženje vrednosti napona pri kojem se pokreće lavinski mehanizam. Na Slici 6.52. prikazane su volt-amperske karakteristike pri različitim pritiscima smeše gasova $0,7\text{He}+0,3\text{Ar}$ dobijene kompozitnim elektrodama uz međuelektrodno rastojanje i dozu spoljašnjeg zračenja kao parametar.

Na Slici 6.53. prikazane su volt-amperske karakteristike pri različitim pritiscima smeše gasova $0,7\text{He}+0,3\text{Ar}$ dobijene mesinganim elektrodama tipa Rogovski i primenom radioaktivnog izvora α zračenja (sa pozicioniranjem Bragovog maksimuma u centar međuelektrodnog prostora) uz međuelektrodno rastojanje i dozu spoljašnjeg zračenja kao parametar.

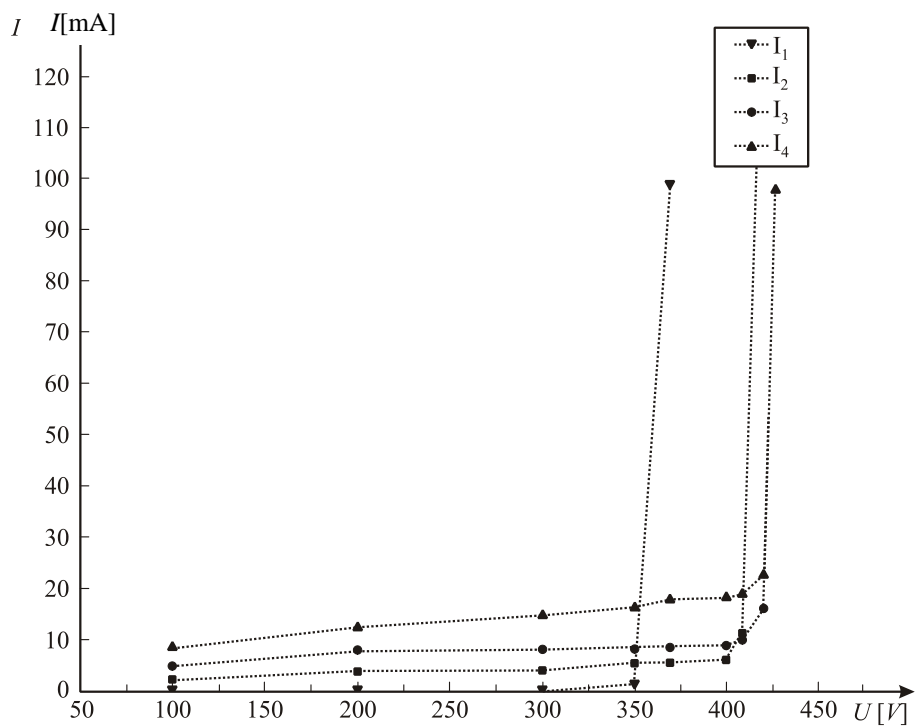
Na osnovu Slike 6.52. se može zaključiti da kompozitne elektrode ne utiču ili skoro ne utiču, na volt-ampersku karakteristiku. Naime kada se pogledaju numeričke vrednosti napona i struja sa Slike 6.48. uočljivo je da su struje prosečno za par procenata više nego u slučaju primene mesinganih elektroda uz istovetne parametre eksperimenta. Međutim na osnovu toga se, ne može ništa pouzdano zaključiti pošto je ta razlika veoma bliska vrednosti kombinovane merne nesigurnosti. Takav rezultat je bio za očekivati pošto pod uslovima eksperimenta nije bilo dovoljno vremena da se značajnije pokrene mehanizam efekta šuplje katode, što bi nesumljivo povećalo predprobojnu struju.

Sa Slike 6.53. se vidi da jonizujuće α zračenje znatno povećava predprobojnu struju i time povećava verovatnoću proboja. To je, takođe, očekivan rezultat pošto je efekat jonizacije α čestice u Bragovom maksimumu izrazito velika i znatno nadmašuje efekte jonizacije kosmičkog zračenja i sudara nejonizovanih atoma sa repa Maksvelovog spektra. Na osnovu Slike 6.48b i 6.52b se takođe može zaključiti da se oblikom elektroda (cilindrični ili tip Rogovskog) ne postiže nikakav primetan efekat. Sam oblik elektroda i ne bi trebao da utiče na volt-ampersku karakteristiku, međutim u okviru, ovde opisanog eksperimenta aktivna površina elektroda tipa Rogovskog je veća što dovodi do povećanja predprobojne struje usled povećanog efekta katodne hladne emisije. Međutim povećanje struje hladne emisije, je u ovom slučaju, kompenzovana efektom ivičnog pražnjenja kod cilindričnih elektroda (do efekta ivičnog pražnjenja

dolazi bez obzira što su ivice cilindričnih elektroda bile zaobljene pošto se na njima javlja povećanje električnog polja).

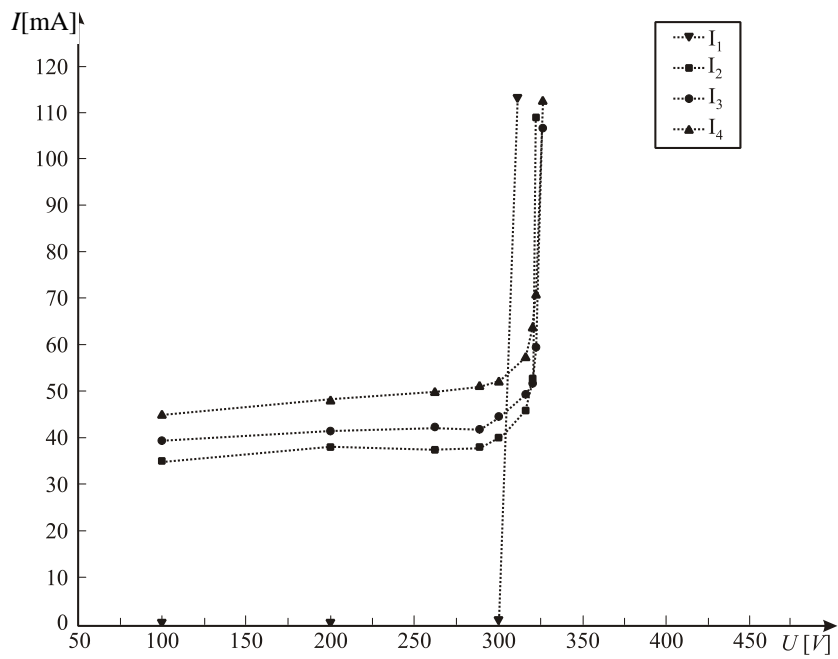


a)

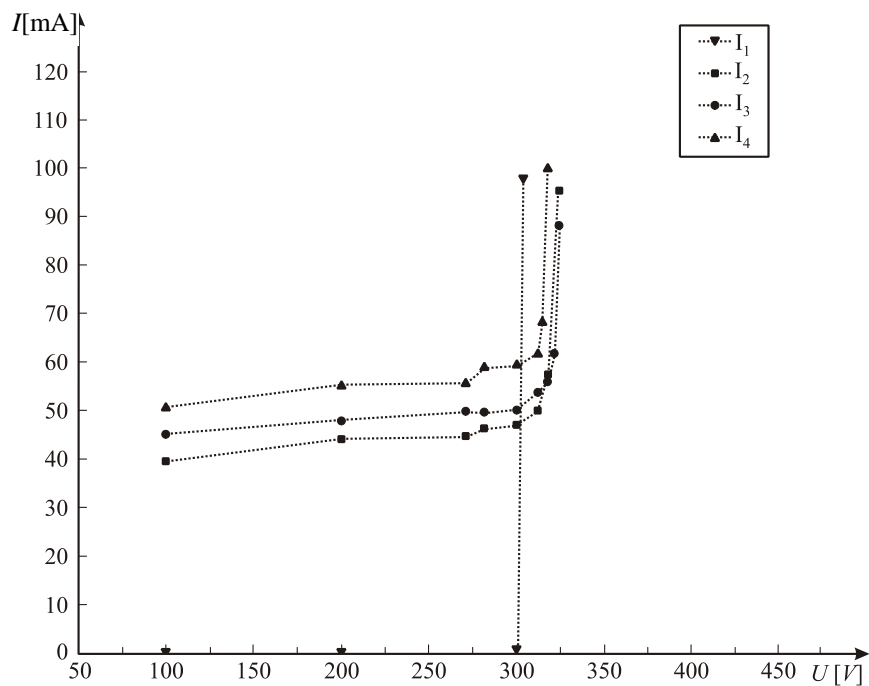


b)

Slika 6.52. Zavisnost predprobojne struje od primenjenog napona u polju γ zraka (I_1 = nema zračenja, I_2 = 0.96 Gy/h, I_3 = 9.6 Gy/h i I_4 = 19.2 Gy/h), a) međuelektrodno rastojanje 0,5 mm, pritisak 60 mbar, b) međuelektrodno rastojanje 0,1 mm, pritisak 300 mbar



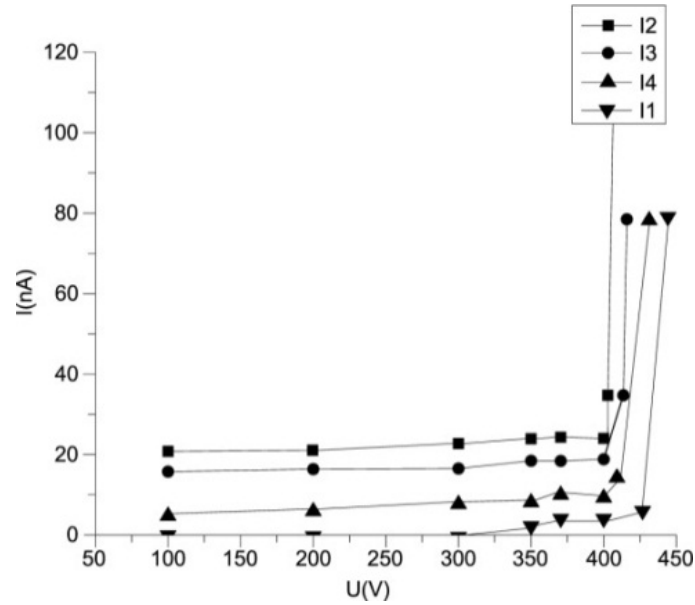
a)



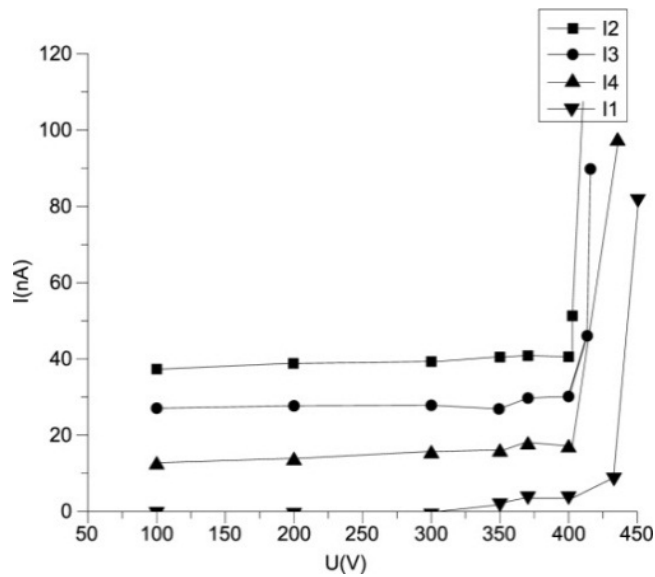
b)

Slika 6.53. Zavisnost predprobojne struje od primenjenog napona u polju α zračenja (I_1 = nema zračenja, I_2 = 45 keV, I_3 = 115 keV i I_4 = 250 keV), a) međuelektrodno rastojanje 0.5 mm, pritisak 60 mbar; b) međuelektrodno rastojanje 0.1 mm, pritisak 300 mbar

Na Slici 6.54. prikazane su volt-amperske karakteristike dobijene pri različitim vrednostima pritiska Argona i cilindričnim elektrodama izrađenim od mesinga vreme od ozračenja fluksom brzih neutrona $5 \cdot 10^{11} \text{ n/cm}^2$ i vremenom proteklim nakon prestanka pražnjenja kao parametrom.



a)



b)

Slika 6.54. Zavisnost predprobojne struje od primenjenog napona u polju neutronskeg zračenja (I_1 = nema zračenja, I_2 – 1000 s nakon ozračenja, I_3 – 4252 s nakon ozračenja i I_4 - 100000 s nakon ozračenja); a) međuelektrodno rastojanje 0.5 mm, pritisak 60 mbar; b) međuelektrodno rastojanje 0.1 mm, pritisak 300 mbar

Sa Slike 6.54. se vidi da neutronska zračenja ne proizvodi neki direktni efekat, tj. slabo ili nikako ne menja predprobojnu struju. To je posledica činjenice da se radi o neutronske zračenja i da Kulonova jonizaciona interakcija neutrona koja bi dovela do jonizacije gasa je direktni neutronske-protonski sudar, što je u ovom slučaju manje verovatno, tj. postoji mali efikasni presek za tu interakciju, pošto energije neutrona nisu dovoljno velike da "vide" izdvojene protone u jezgru, a radi se i o gasovima na niskim pritiscima, tj. malih gustina. Međutim do dejstva neutrona na volt-amperske karakteristike kao i na ostale karakteristike modela gasnog odvodnika prenapona dolazi nakon neutronske zračenja. Naime, materijal konstruktivnih komponenta gasnog odvodnika prenapona (ili njegovog modela) se aktiviraju zahvatom neutrona i postaju, po pravilu, β i γ radioaktivne, sa konačnim vremenom poluraspada) što za posledicu ima jonizaciju gasa u međuelektrodnom prostoru i povećanje predprobojne struje.

Uobičajena karakteristika rezultata na Slikama 6.50., 6.51., 6.52., 6.53. i 6.54. je da pozicija ravni zasićenja krive i vrednost napona pri kojoj dolazi do naglog porasta broja parova jon-elektron zavisi od tipa zračenja, njegovog intenziteta i primljene doze. Porast ravni zasićenja ($I=\text{const}$) pri malim vrednostima međuelektrodnog rastojanja i malim pritiscima gasa je više izražen. Evidentno je da pod istim uslovima ranije pojavljivanje multiplikativnih procesa ne zavisi od međuelektrodnog rastojanja i pritiska gasa. Ovaj efekat se može objasniti nižom koncentracijom slobodnih, potencijalno inicijalnih elektrona u međuelektrodnoj oblasti kada je međuelektrodno rastojanje malo, a vrednost pritiska niska. Iz ovog razloga, efekat jonizacije γ -zračenje značajno povećava broj raspoloživih parova jon-elektron, rezultujući većim vrednostima zasićenja. Ovaj efekat je teže uočiti u slučaju većih međuelektrodnih rastojanja i viših vrednosti pritiska. Uprkos razlikama u poziciji nivoa zasićenja, multiplikativni proces se dešava na sličan način, bez obzira na međuelektrodno rastojanje i pritisak gasa. Ovo je posledica apsorpcije velikih doza zračenja koje uslovljavaju porast kinetičke energije slobodnih jonizacionih nosilaca, što dovodi do nagle jonizacije koja nastaje pri nižim naponima za veće doze.

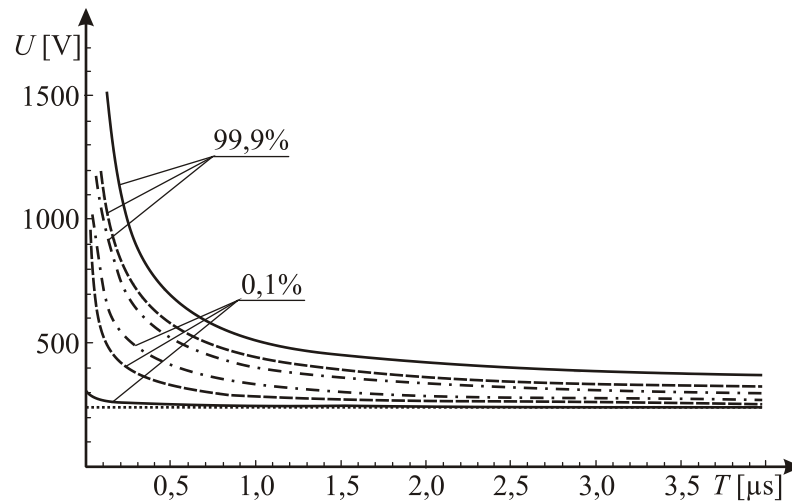
Gama zračenje značajno utiče na predprobojnu struju modela gasnog odvodnika prenapona. Bez prisustva gama izvora do dostizanja probojnog napona, predprobojna struja se ne menja sa porastom napona. U prisustvu gama izvora primetan je stalni porast predprobojne struje sa povećanjem napona. Ovaj porast je izraženiji što je veća

doza zračenja i pritisak gasa pri istoj vrednosti pd proizvoda. U slučaju X -zračenja predprobojna struja ima konstantnu vrednost koja je utoliko veća ukoliko je energija X -zračenja veća, dok je ovaj efekat izraženiji nego u slučaju γ -zračenja. To se može objasniti većom jonizujućom efikasnošću X -zračenja pošto X zraci usled svoje veće talasne dužine (uporedljive sa dimenzijama atoma) intereaguju sa atomom u celini predajući mu energiju veću od energije veze, a γ -zraci intereaguju sa pojedinačnim elektronima (foto električni efekat ili Komptonov efekat) usled čega jonizaciji γ -zracima odgovara manja energija nego jonizaciji X -zracima. Efekat α -zračenja na predprobojnu struju je najizraženiji u pogledu njenog porasta. To se objašnjava znatno većom jonizacionom efikasnošću α -zračenja nego X i γ -zračenja, pogotovo pod uslovima eksperimenta, tj. usled postavljanja Bragovog maksimuma u međuelektrodni prostor. Kao i u slučaju γ i X -zračenja i u slučaju primene α -zračenja uočeni efekti su znatno izraženiji u slučaju viših vrednosti proizvoda pd , tj. uz uslov važenja zakona sličnosti za gasna pražnjenja. Ovo se može objasniti manjom srednjom slobodnom dužinom puta u slučaju viših pritisaka.

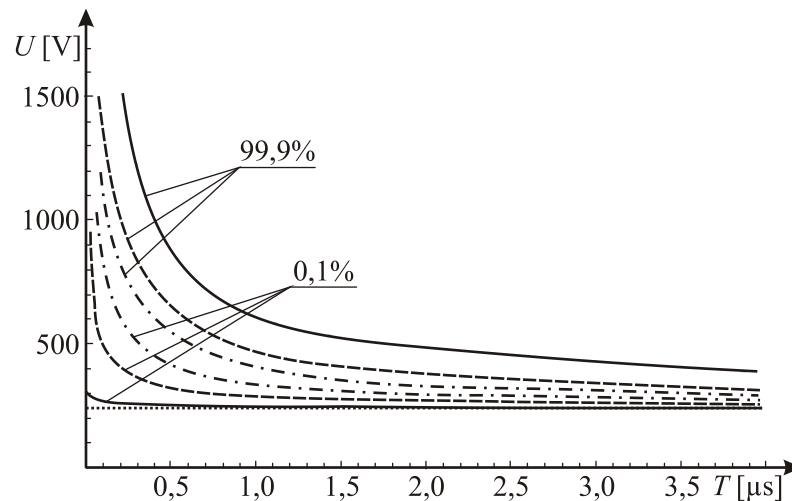
Slika 6.55. prikazuje volt-sekundne karakteristike kvantila verovatnoće 0.1 % i 99.9 % koje su dobijene korišćenjem zakona površina, eksperimentalno određenim jednosmernim naponom proboja i statističkim uzorkom slučajne promenljive impulsni probojni napon za napone brzine porasta od 1 kV/ μ s, za neozračeni odvodnik prenapona, za odvodnik prenapona koji je ozračen γ zracima kao i za odvodnik prenapona koji je ozračen X zracima.

Karakteristike dobijene na Slikama 6.55. (a) i (b) pokazuju da efekat zračenja dovodi do sužavanja volt-sekundnih karakteristika, odnosno njihovo poboljšanje u pogledu praktičnih primena. Uža volt-sekundna karakteristika ukazuje na umanjeno rasipanje impulsnog napona proboja što je od vitalnog značaja za predviđanje ponašanja odvodnika prenapona punjenih gasom u praktičnim uslovima. Efekat zračenja takođe uvećava broj slobodnih, potencijalno inicijalnih elektrona i na taj način smanjuje vrednost impulsnog napona proboja, približavajući je nominalnim vrednostima jednosmernog napona. Kao što se može uočiti isti efekat je više izražen u slučaju izloženosti X -zračenju nego γ -zračenju. Ovo je posledica činjenice da X -zračenje (zbog svojih talasnih dužina) najčešće reaguje sa celim atomom, prenoseći na njega energiju koja obično dovodi do jonizacije, dok γ -zračenje (zbog svoje talasne dužine) reaguje

direktno sa graničnim elektronima, uzrokujući jonizaciju. Prvi proces je karakterističan po većem efektivnom poprečnom preseku, čime je njegov uticaj značajniji.



a)

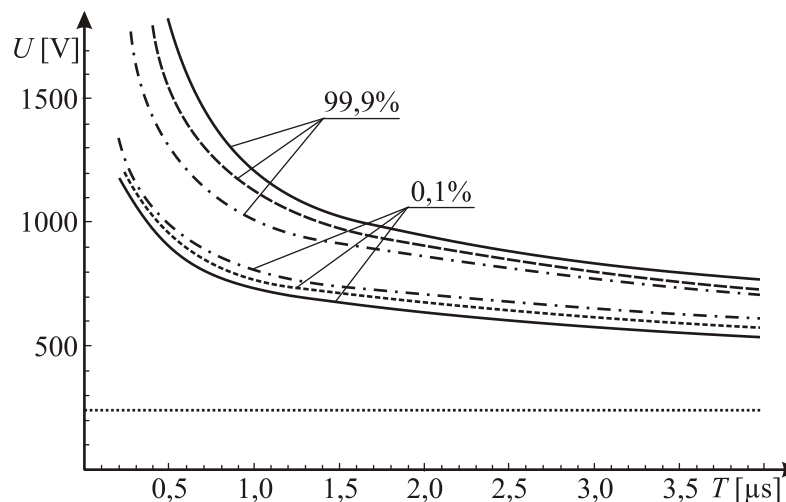


b)

Slika.6.55. Volt-sekundna karakteristika bez energije zračenja (—), sa energijom u γ polju zračenja od 19.2 Gy/h (---), sa energijom u X polju zračenja od 250keV(- · -); a) međuelektrodno rastojanje 0.1 mm, pritisak gasa 100 mbar; b) međuelektrodno rastojanje 0.01 mm, pritisak gasa 1000 mbar

Slika 6.56. prikazuje volt-sekundne karakteristike za odvodnik prenapona koji nije izložen zračenju i za odvodnik prenapona koji je ozračen neutronima. Ova slika jasno pokazuje sužavanje volt-sekundnih karakteristika za 0.1 % i 99.9 % kvantila,

prouzrokovano većom verovatnoćom da se jonizaciona čestica ili γ kvant nađu u međuelektrodnoj oblasti.

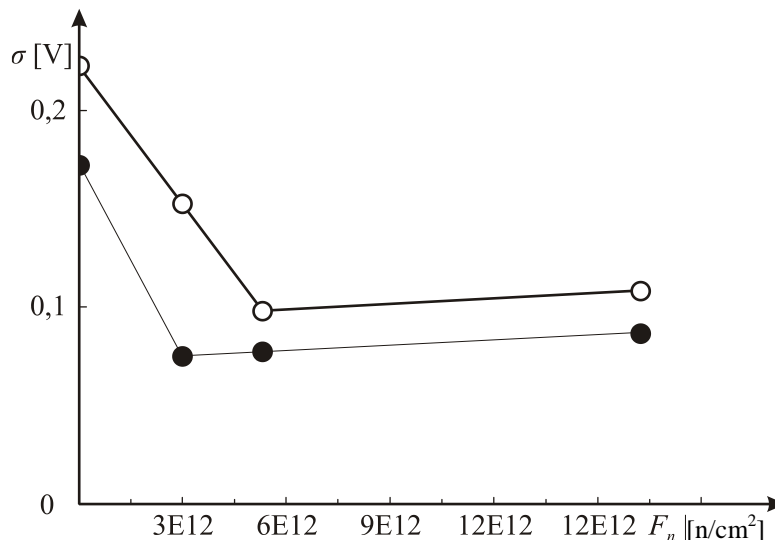


Slika 6.56. Volt-sekundna karakteristika odvodnika prenapona bez zračenja (—), neposredno posle ozračivanja neutronima (---) i 30 min nakon ozračivanja neutronima (- · -); međuelektrodno rastojanje 0.5 mm, pritisak gasa 200 mbar [98]

Uticaj sva tri zračenja (γ , X i α) na vrednost jednosmernog probojnog napona je zanemarljiv. Međutim dinamički probojni napon izražen preko volt-sekundnih karakteristika iskazuje isto ponašanje kao i predprobojna struja. Naime što je jonizaciona efikasnost veća impulsne karakteristike omeđene kvantilima verovatnoće 0.1 % i 99.9 % formiraju manju površinu u volt-sekundnoj oblasti, što gasno pražnjenje čini stabilnijim. Ovo se može objasniti skraćivanjem statističkog vremena (vremena do pojave slobodnog elektrona i njegove transformacije u inicijalni elektron) usled uvećanja gustine slobodnih elektrona u međuelektrodnom prostoru usled dejstva jonizujućeg zračenja.

Ispitivanje modela gasnog odvodnika prenapona statičkim naponom na dejstvo neutronske zračenja je pokazalo da u slučaju ozračenja dolazi do značajnog opadanja disperzije statičkog probojnog napona, što je uzrokovano povećanjem verovatnoće inicijalizacije jonizacionog procesa, odnosno povećanjem fluksa jonizujućih čestica i γ -kvanata kroz međuelektrodni prostor. Promena rasipanja statičkog probojnog napona u funkciji fluensa neutrona data je na slici 6.57. Sa grafika se uočava da disperzija statičkog probojnog napona opada do određene granice posle čega se više praktično ne

menja. Srednja vrednost statičkog probojnog napona se kao u slučaju ozračenog, tako i u slučaju neozračenog modela gasnog odvodnika prenapona nije promenila.

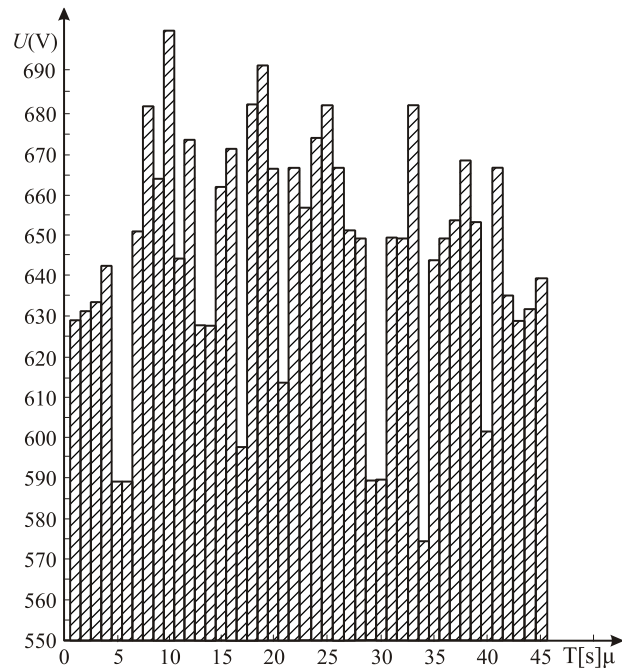


Slika 6.57. Promena rasipanja srednje vrednosti statičkog probojnog napona u funkciji fluensa neutrona

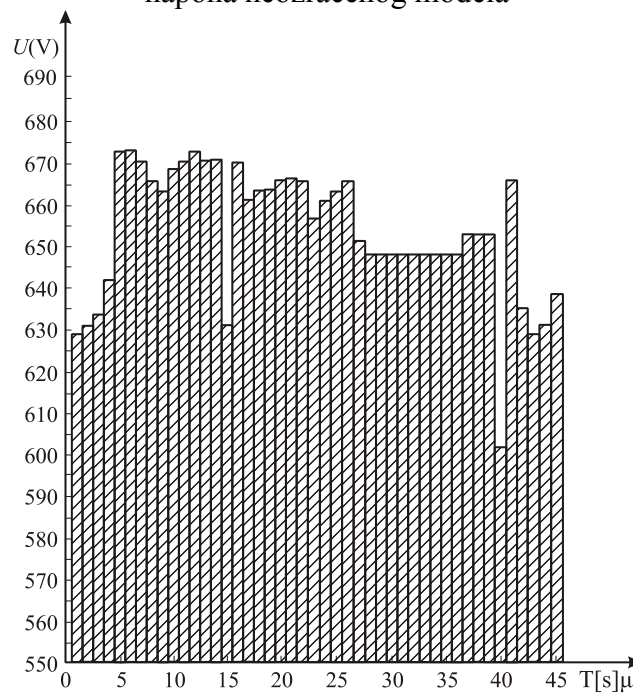
Ispitivanje modela gasnog odvodnika prenapona impulsnim naponom pokazala su da ozračeni odvodnik brže reaguje, ima užu volt-sekundnu karakteristiku, odnosno manje rasipanje vrednosti dinamičkog probojnog napona. Naime, pre ozračenja rasipanje dinamičkog probojnog napona iznosilo je 3.11 % dok je posle izlaganja fluensu od $5.4148 \cdot 10^{11} n/cm^2$ rasipanje ove promenjive opalo na 1.84 %. Brže reagovanje modela gasnog odvodnika prenapona uslovljeno je skraćanjem statističkog vremena što je posledica povećanja fluksa jonizujućih čestica kroz međuelektrodni prostor. Na Slici 6.58. dat je hronološki niz probojnog napona neozračenog modela, dok su na Slici 6.59. prikazane iste karakteristike ozračenog modela ($F_u = 5.4148 \cdot 10^{11} n/cm^2$).

Razlika u hronološkom nizu dinamičkih napona proboja slučajnih promenljivih, koji su prikazani na Slikama 6.58 i 6.59., predstavlja posledicu jonizacionog efekta. Efekat jonizacije povećava broj slobodnih elektrona u međuelektrodnom prostoru, što značajno smanjuje rasipanje dinamičkog napona proboja slučajne promenljive. Ovo je posledica činjenice da u homogenom električnom polju skoro cela međuelektrodna zapremina predstavlja kritičnu zapreminu, odnosno deo prostora u okviru koga slobodan

elektron može da primi dovoljno energije od električnog polja uz glavnu slobodnu putanju kako bi pokrenuo lavinski proces prilikom sledećeg sudara, odnosno da postane inicijalni elektron.

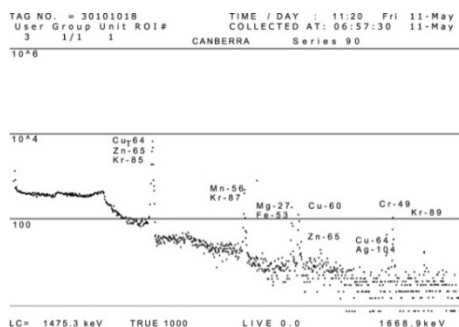


Slika 6.58. Hronološki niz vrednosti dinamičkog probojnog napona neozračenog modela

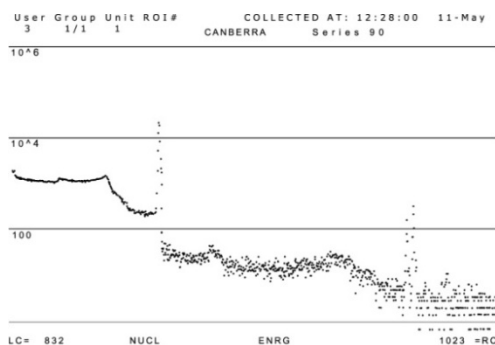


Slika 6.59. Hronološki niz vrednosti dinamičkog probojnog napona ozračenog modela

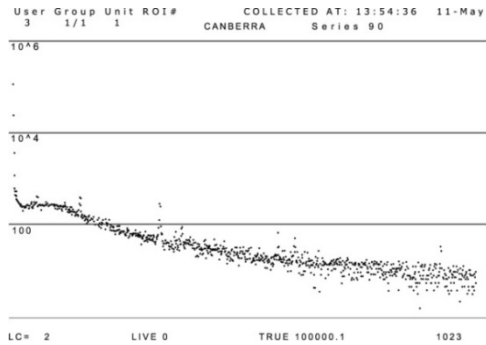
Efekat zračenja neutronima na modelu gasnog odvodnika prenapona može biti objašnjen na sličan način. Uprkos tome što neutroni proizvode malo ili ni malo direktne jonizacije, ozračivanje neutronima utiče na karakteristike modela aktiviranjem njegovih konstruktivnih materijala, Slika 6.60. Zračenje koje potiče od deaktivacije strukturalnih materijala modela, povećava broj slobodnih elektrona (koji su skoro svi inicijalni, usled homogene geometrije), što dovodi do sužavanja impulsnih karakteristika. Kako aktivnost strukturalnih materijala opada, tako opada i efekat njihovog zračenja na koncentraciju slobodnih elektrona. Na ovaj način se može zaključiti da ozračivanje neutronima poboljšava karakteristike modela gasnog odvodnika prenapona (sužava njegove impulsne karakteristike) u periodu vremena (koji je određen vremenom poluraspada radioaktivnog jezgra aktivnih materijala). Ovo poboljšanje se gubi tokom vremena, Slike 6.56., 6.60., 6.61. i 6.62.



Slika 6.60. Dijagram aktivizacione analize gasnog odvodnika prenapona neposredno posle ozračivanja (vreme merenja 1000 s)



Slika 6.61. Dijagram aktivizacione analize gasnog odvodnika prenapona 6 sati posle ozračivanja (vreme merenja 4252 s)

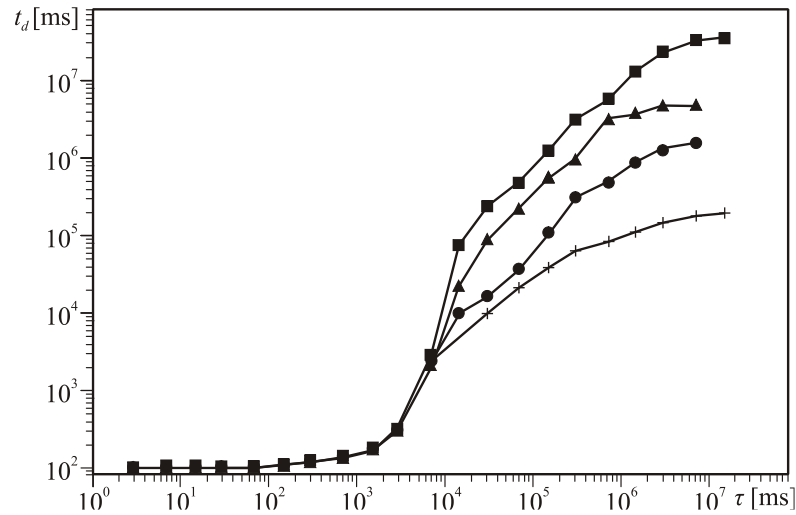


Slika 6.62. Dijagram fona ispitne komore (vreme merenja 100000 s)

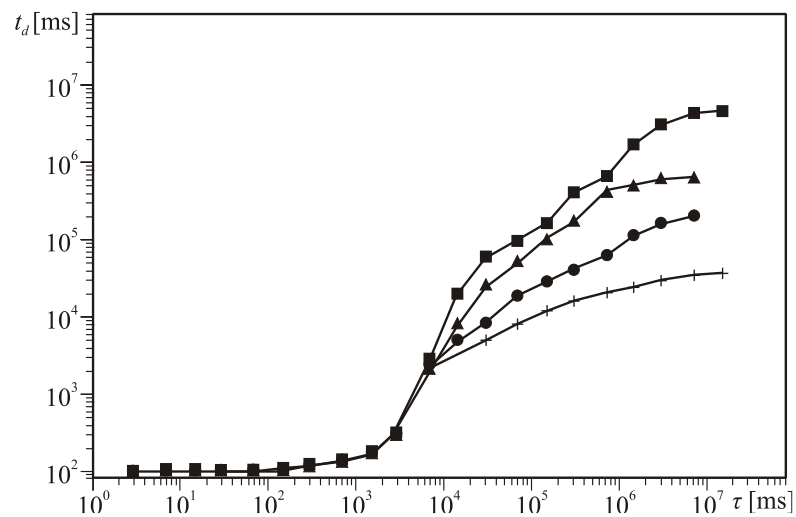
U eksperimentu je istraživana uticaj polja jonizujućeg zračenja na karakteristike modela gasom punjenog odvodnika prenapona. Pod dobro kontrolisanim laboratorijskim uslovima, uz kombinovanu mernu nesigurnost manju od 5 % izvršeni su eksperimenti u polju α -zračenja, γ -zračenja, X -zračenja i neutronske zračenja. Dobijeni rezultati ukazuju na činjenicu da svi oblici jonizujućeg zračenja poboljšavaju aktivne karakteristike gasnog odvodnika prenapona, a degradiraju njegove statičke karakteristike. Oba efekta su više izražena u slučajevima višeg pritiska gasa i manjeg međuelektrodnog rastojanja pri istoj vrednosti proizvoda pd . Dobijeni rezultati najviše dolaze do izražaja za slučaj α -zračenja, a najmanje u slučaju γ -zračenja (izuzimajući neutrone koji pripadaju indirektnom jonizujućem zračenju). Uočeni efekti se mogu objasniti većom koncentracijom slobodnih elektrona, potencijalno inicijalnih, čije prisustvo u međuelektrodnom prostoru skraćuje vreme odziva tj. predprobojno vreme. Time se poboljšava aktivna karakteristika gasnog odvodnika prenapona. Međutim isti taj efekat (povećanje broja slobodnih elektrona u međuelektrodnom prostoru) dovodi do povećanja predprobojne struje koja bi za idealan gasni odvodnik prenapona trebala biti nula. Veća efikasnost X -zračenja od γ -zračenja se objašnjava njihovom većom jonizacionom efikasnošću koja je posledica činjenice da im je talasna dužina reda veličine dimenzija atoma, pa reaguju sa atomom u celini, a ne sa pojedinačnim elektronima, kao u slučaju γ -zračenja. Slično se objašnjava i velika efikasnost α -zračenja, pogotovo što je eksperiment bio koncipiran tako da je maksimum Bragove krive pao tačno u međuelektrodni prostor. Neutronske efekte su nešto drugačiji. Neutroni naime ne spadaju u direktno jonizujuće zračenje. Njihov efekat se odražava aktivacijom materijala gasnog odvodnika prenapona koji onda u sekundarnim deeksitacijama jonizuje radni gas i povećava broj slobodnih elektrona u njemu. Da su

ovi efekti izraženiji pri višim pritiscima (odnosno gustinama) gasa posledica je činjenice da su u tom slučaju veći i efektivni preseći za jonizaciju.

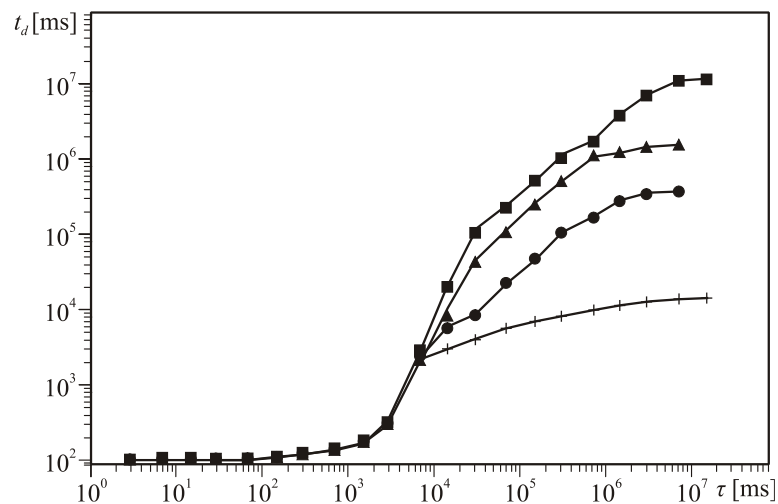
Na slikama 6.63, 6.64. i 6.65. prikazane su memorijske krive dobijene uz varijaciju parametara vrste gasa, pritiska gasa i tipa elektroda.



Slika 6.63. Memorijske krive dobijene sa i bez zračenja (gas He, pritisak 2 mbar, međuelektrodno rastojanje 2 mm, polirane mesingane elektrode): ■ – neozračeno, ▲ - gama zračenje $dc = 7,7 \times 10^{12} \text{Ckg}^{-1} \text{s}^{-1}$, ● - UV zračenje, + - X zračenje



Slika 6.64. Memorijske krive dobijene sa i bez zračenja (gas 0,9He+0,1SF₆, pritisak 2 mbar, međuelektrodno rastojanje 2 mm, polirane mesingane elektrode): ■ – neozračeno, ▲ - gama zračenje $dc = 7,7 \times 10^{12} \text{Ckg}^{-1} \text{s}^{-1}$, ● - UV zračenje, + - X zračenje



Slika 6.65. Memorijske krive dobijene sa i bez zračenja (gas He, pritisak 2 mbar, međuelektrodno rastojanje 2 mm, kompozitne elektrode): ■ – neozračeno, ▲ - gama zračenje $dc = 7,7 \times 10^{12} \text{Ckg}^{-1} \text{s}^{-1}$, ● - UV zračenje, + - X zračenje

Na osnovu dobijenih rezultata zaključak je da se memorijski efekat najviše manifestuje u slučaju plemenitih gasova, a najslabije u slučaju elektronegativnih gasova. Međutim pokazuje se da kombinacija elektropozitivnih i elektronegativnih gasova (uz mali procenat elektropozitivnih gasova) daje rezultate približne vrednosti kao i rezultati koji su dobijaju za čiste elektronegativne gasove.

Što se tiče elektrodnog materijala, primenjeni efekat snižavanja probojnog napona nakon prethodnog proboja je maksimalno izražen u slučaju elektroda izrađenih od elektrona(materijal), što se može tumačiti usled male vrednosti izlaznog rada u slučaju ovog materijala. Ovo se poklapa sa očekivanim i u literaturi poznatim rezultatima koji su pokazali da se praćenje pojedinih čestica tokom vremena relaksacije može efikasno ostvariti na osnovu sekundarne emisije elektrona koja nastaje njihovom rekombinacijom ili deeksitacijom na katodi cevi punjene gasom. Ovo praćenje je moguće ostvariti merenjem vremena kašnjenja električnog proboja u funkciji vremena relaksacije, tj snimanjem odgovarajućih krivih.

Praćenjem efekta zračenja na oblik memorijske krive pokazalo se da je najefikasnije X-zračenje. Efikasnost X-zračenja ne zavisi u tolikoj meri od energije X-zračenja već zavisi od odnosa dimenzija konstitutivnih elemenata gasa i talasne dužine X-zračenja, tako da se pokazuje da što je talasna dužina približnija konstitutivnog elementa gasa, toliko je efekat obaranja memorijske krive izraženiji. Objasnjenje ovog

efekta proističe iz činjenice da je talasna dužina X -zraka istog reda veličine kao i dimenzije atoma odnosno molekula gasa, te "vidi" konstitutivni element gasa u celini i reaguje sa njim u celini predajući mu energiju kao jedinstvenom kvantnomehaničkom sistemu sa efektom eksitacije do jonizacije.

Mnogo manje izražen efekat γ -zračenja na obaranje memorijske krive i pored znatno veće energije od one koju nosi X -zračenje je posledica male talasne dužine γ -zračenja što za posledicu ima da γ -zračenje konstitutivne elemente atoma (elektrone i jezgro), a pri većim energijama i same konstitutivne elemente jezgra (neutrone i protone), "vidi" kao pojedinačne čestice i sa takvima reaguje. Ovo za posledicu ima znatno manji stepen jonizacije što prati odgovarajuću malu promenu neozračene memorijske krive.

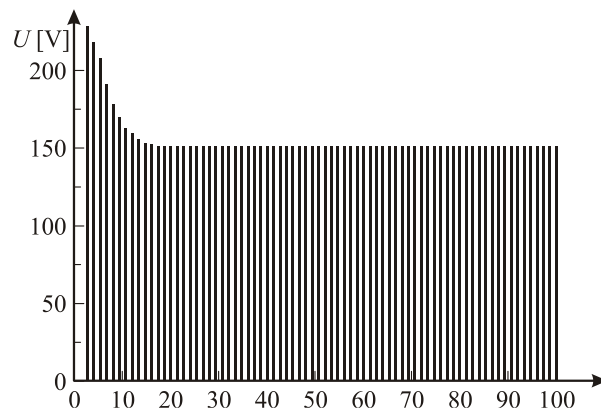
Primena UV -zračenja je "brutalan" kolektivan način pomeranja Maksvelovog spektra u desno pri čemu se jonizacioni efekti omogućavaju samo u sudarnim efektima konstitutivnih elemenata gasa sa desnog kraja Maksvelovog spektra (pošto je pod dejstvom UV -zračenja efekat termojonizacije isključen).

Pomeranje memorijske krive kako su eksperimenti pokazali najizraženije je u slučaju plemenitih gasova, a najmanje izraženo kod elektronegativnih gasova. Ovaj efekat se lako objašnjava niskom energijom veze plemenitih gasova uz mogućnost promptne rekombinacije u cilju formiranja stabilnijeg negativnog jona. Isti ovi efekti se reflektuju u potpunosti i na zavisnosti DC probojnog napona.

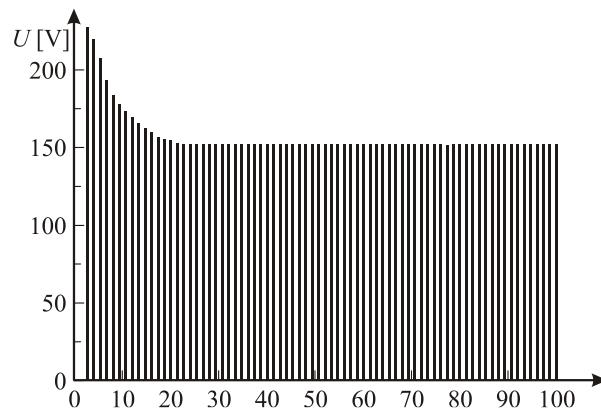
Na Slici 6.66. prikazan je hronološki niz 100 uzastopnih vrednosti DC probojnog napona, a na Slici 6.67. hronološki niz 1000 uzastopnih vrednosti impulsnih probojnih napona za gas He, međuelektrodno rastojanje, pritisak i cilindrične polirane elektrode izrađene od mesinga. Sa Slike 6.66. i 6.67. se vidi da je tačna prethodno iznesena teorija da se dugotrajna dekontaminacija modela gasnog odvodnika prenapona manifestuje u slučaju prva tri proboja za DC probojni napon, a za impulsni probojni napon u slučaju prvih pet proboja. Ovi zaključci su potvrđeni i U-testom.

Na Slici 6.68a prikazana je zavisnost odnosa srednje vrednosti prve tri vrednosti DC probojnog napona nekondicioniranog sistema i odgovarajuće vrednosti kondicioniranog sistema od vremena mirovanja. Sa Slike 6.68a vidi se da dekontacioniranost nastupa negde oko tri do četiri sata mirovanja nakon stanja kondicioniranosti. Pri tome se određeni fenomeni dekontacioniranja manifestuju već

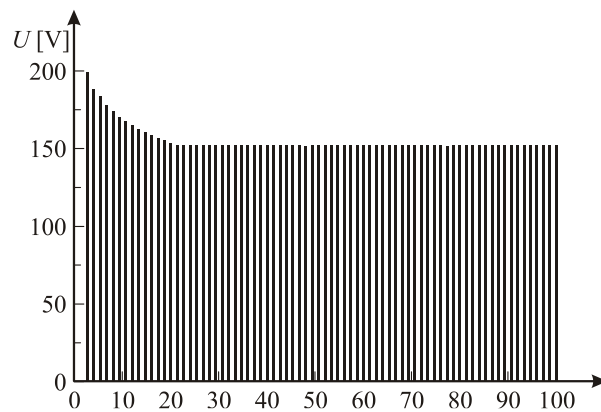
nakon 10 minuta mirovanja i rastu sa vremenom da bi već nakon tri sata krenuli u pravcu zasićenja.



a)

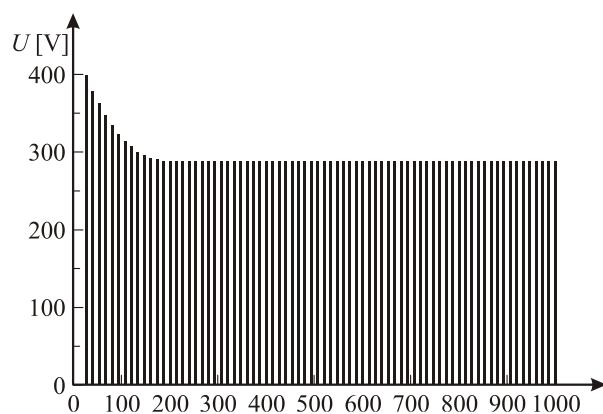


b)

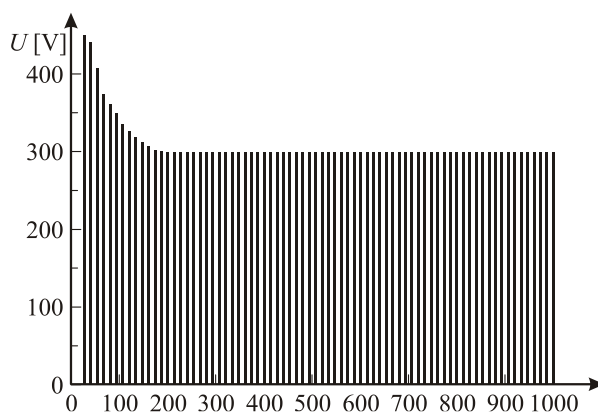


c)

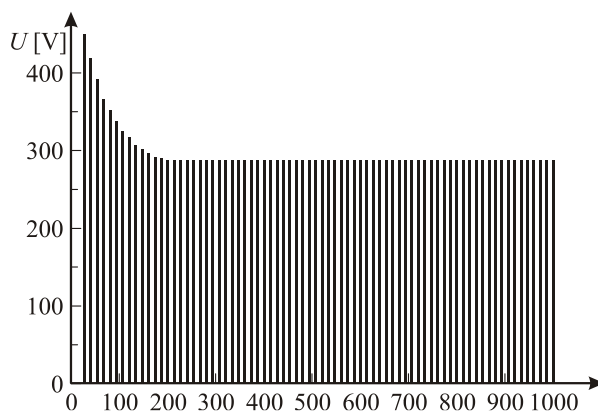
Slika 6.66. Hronološki niz 100 uzastopnih vrednosti DC probojnog napona: a) gas He, pritisak 5 mbar, međuelektrodno rastojanje 0,1mm i cilindrične polirane elektrode, b) gas He, pritisak 2,5 mbar, međuelektrodno rastojanje 0,2mm i cilindrične polirane elektrode, c) gas He, pritisak 1 mbar, međuelektrodno rastojanje 5mm i cilindrične polirane elektrode



a)



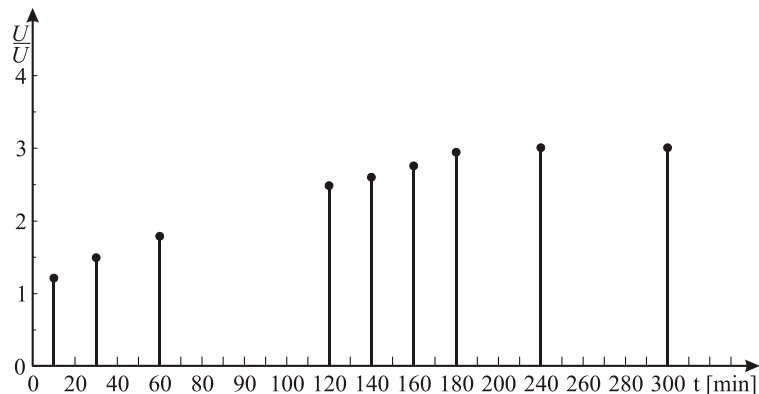
b)



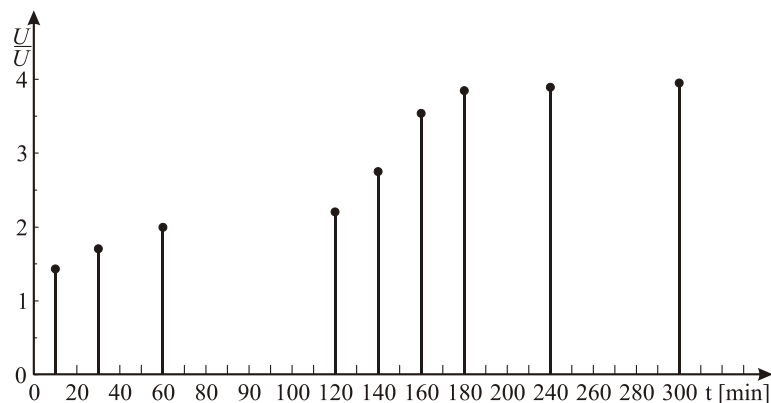
c)

Slika 6.67. Hronološki niz 1000 uzastopnih vrednosti impulsnog probojnog napona: a) gas He, pritisak 5 mbar, međuelektrodno rastojanje 0,1mm i cilindrične polirane elektrode, b) gas He, pritisak 2,5 mbar, međuelektrodno rastojanje 0,2mm i cilindrične polirane elektrode c) gas He, pritisak 1 mbar, međuelektrodno rastojanje 5mm i cilindrične polirane elektrode

Na Slici 6.68b prikazana je zavisnost odnosa srednje vrednosti prvih pet vrednosti impulsnog probojnog napona nekondicioniranog sistema i odgovarajuće vrednosti kondicioniranog sistema od vremena mirovanja. Sa Slike 6.68b se vidi da se posmatrani odnos ponaša identično kao i u slučaju DC napona sa tim što su sve vrednosti više kao i sama vrednost pri kojoj dolazi do zasićenja.

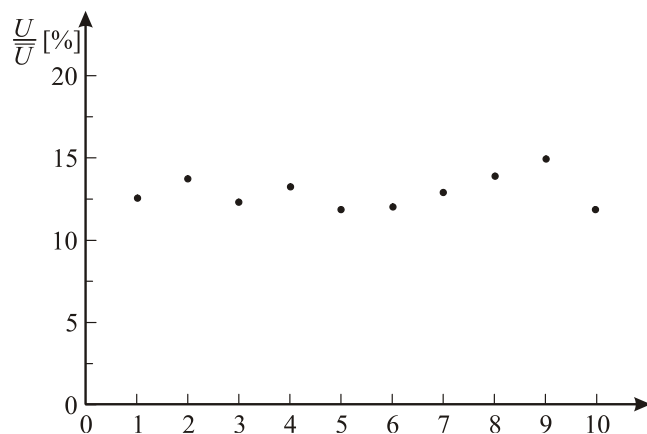


Slika 6.68a. Zavisnost odnosa srednje vrednosti prva tri DC probojna napona dekonicioniranog sistema i odgovarajuće vrednosti kondicioniranog sistema od vremena mirovanja (gas 0,7Ar+0,3He; pritisak 20 mbar, međuelektrodno rastojanje 0,3 mm, polirane cilindrične mesingane elektrode)

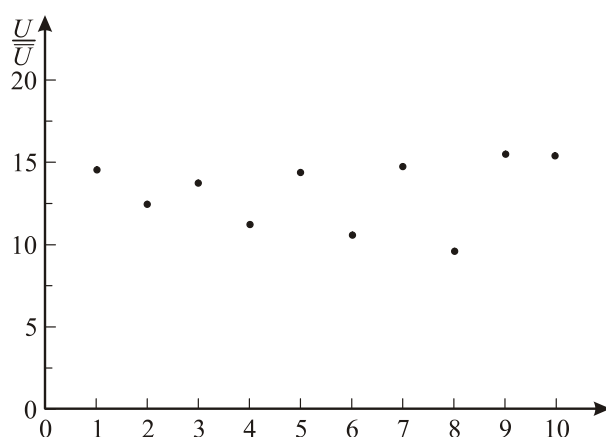


Slika 6.68b. Zavisnost odnosa srednje vrednosti prva tri impulsna probojna napona dekonicioniranog sistema i odgovarajuće vrednosti kondicioniranog sistema od vremena mirovanja (gas 0,7Ar+0,3He; pritisak 20 mbar, međuelektrodno rastojanje 0,3 mm, polirane cilindrične mesingane elektrode)

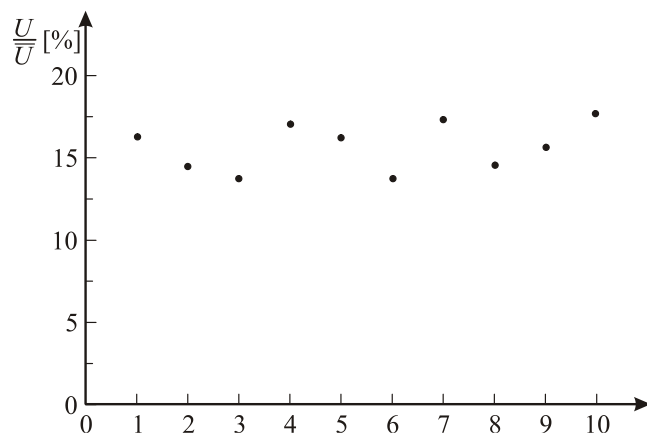
Na Slici 6.69. prikazan je odnos vrednosti prvog DC probojnog napona i odgovarajuće srednje vrednosti izolacionog sistema uz varijaciju parametara: vrsta gasa, pritisak gasa, oblik elektroda, materijal elektroda i način obrade elektrodnih površina.



a)



b)



c)

Slika 6.69. Niz vrednosti odnosa DC prvog probojnog napona nekondicioniranog sistema nakon 240 minuta mirovanja i odgovarajuće srednje vrednosti DC probojnog napona kondicioniranog sistema: a) gas He, pritisak 5 mbar, međuelektrodno rastojanje 1 mm i cilindrične polirane elektrode izrađene od mesinga, b) gas 0,7He+0,3Ar, pritisak 5 mbar, međuelektrodno rastojanje 1 mm i cilindrične polirane elektrode izrađene od mesinga, c) gas He, pritisak 0,5 mbar, međuelektrodno rastojanje 1 mm i cilindrične polirane elektrode izrađene od mesinga

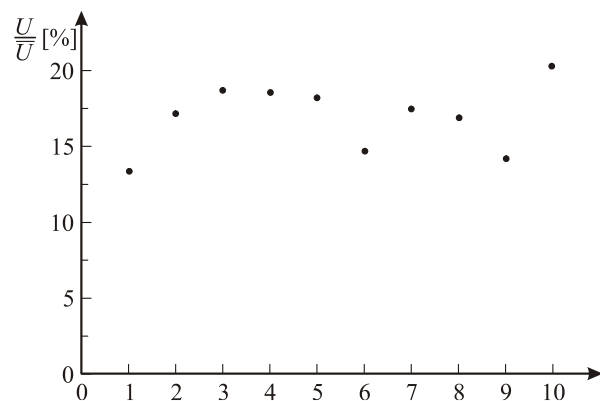
Na Slici 6.70. prikazan je niz vrednosti odnosa impulsnog probojnog napona nekondicioniranog sistema nakon 240 min mirovanja i odgovarajuće srednje vrednosti DC probojnog napona kondicioniranog sistema uz varijaciju parametara: vrsta gasa, pritisak gasa, oblik elektroda, materijal elektroda i način obrade elektrodnih površina.

Na Slici 6.71. prikazan je niz odnosa prve vrednosti DC probojnog napona nakon 240 minuta mirovanja i odgovarajuća vrednosti DC probojnog napona kondicioniranog sistema.

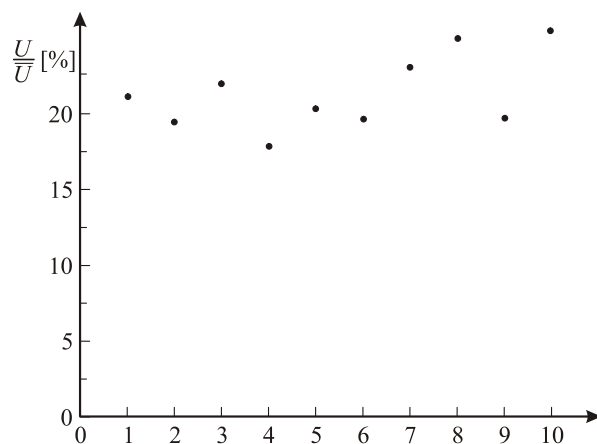
Na osnovu rezultata prikazanih na Slici 6.66. i ostalih ispitivanja koja su vršena može se zaključiti da prva vrednost DC probojnog napona i prva vrednost impulsnog probojnog napona zavisi jedino od pritiska i međuelektrodnog rastojanja.

Efekat velike vrednosti prvog probojnog napona je izraženiji ukoliko je pritisak manji. Ostali parametri elektrodnog sistema manje utiču na prve vrednosti probojnog napona osim načina obrade elektrodne površine i to samo u slučaju peskiranih i kompozitnih elektroda, Slika 6.71., kod kojih su prvi probojni naponi dekondicioniranog sistema niže vrednosti nego u slučaju poliranih elektroda. Izračunavanjem koeficijenta korelacije između statističkih uzoraka slučajne promenljive prvi DC probojni naponi nekondicioniranog sistema i statističkog uzorka slučajne promenljive DC probojni napon kondicioniranog sistema nije bilo moguće, dok je za koeficijent korelacije između statističkog uzorka slučajne promenljive prvi impulsni probojni napon nekondicioniranog sistema i statističkog uzorka impulsni probojni napon kondicioniranog sistema bilo moguće i rezultat se kretao između 075 i 095 za razne parametre elektrodnog sistema, ali bez jasne zavisnosti od tih parametara, što je potvrđeno ispitivanjem regresionih pravih, Slika 6.72. Ova ispitivanja su vršena na relativno malim statističkim uzorcima ($n=10$, što je nedovoljno prema Studentovom testu za zaključivanje sa visokim stepenom statističkog poverenja) međutim i pored toga dobijeni visoki stepen korelacije potvrđuje funkcionalnu zavisnost između posmatranih statističkih uzoraka slučajne promenljive.

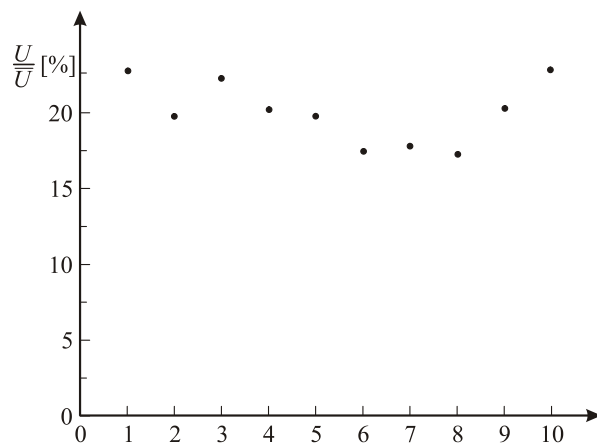
Na osnovu ovde prikazanih rezultata može se pretpostaviti da do znatnog povećanja prvih vrednosti probojnog napona dolazi usled absorpcije gasova i nečistoća na površini elektroda tokom dužeg mirovanja.



a)

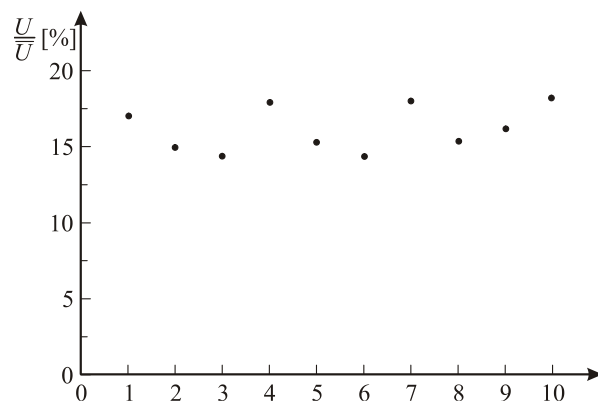


b)

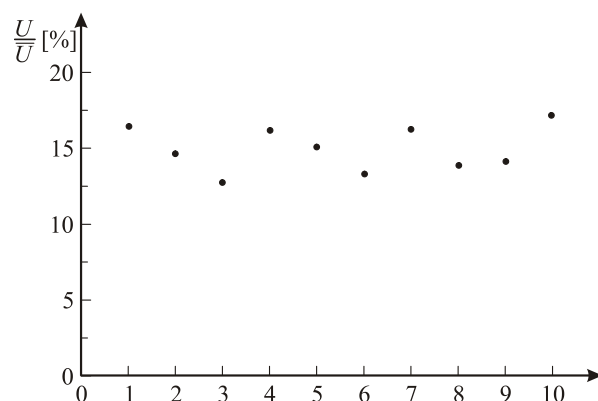


c)

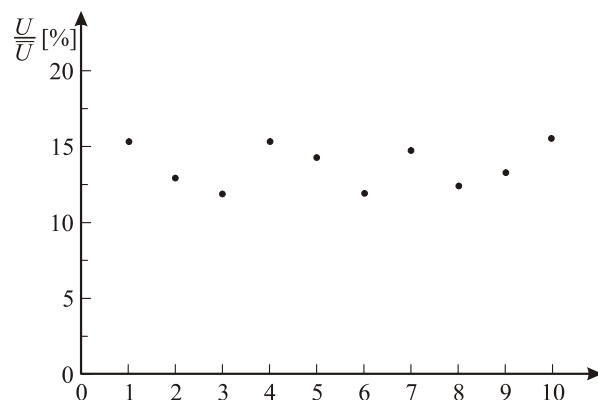
Slika 6.70. Niz vrednosti odnosa impulsnog probojnog napona nekondicioniranog sistema nakon 240 min mirovanja i odgovarajuće srednje vrednosti DC probojnog napona kondicioniranog sistema: a) gas He, pritisak 5 mbar, međuelektrodno rastojanje 1 mm i cilindrične polirane elektrode izrađene od mesinga, b) gas 0,7He+0,3Ar, pritisak 5 mbar, međuelektrodno rastojanje 1 mm i cilindrične polirane elektrode izrađene od mesinga, c) gas He, pritisak 0,5 mbar, međuelektrodno rastojanje 1 mm i cilindrične polirane elektrode izrađene od mesinga



a)



b)

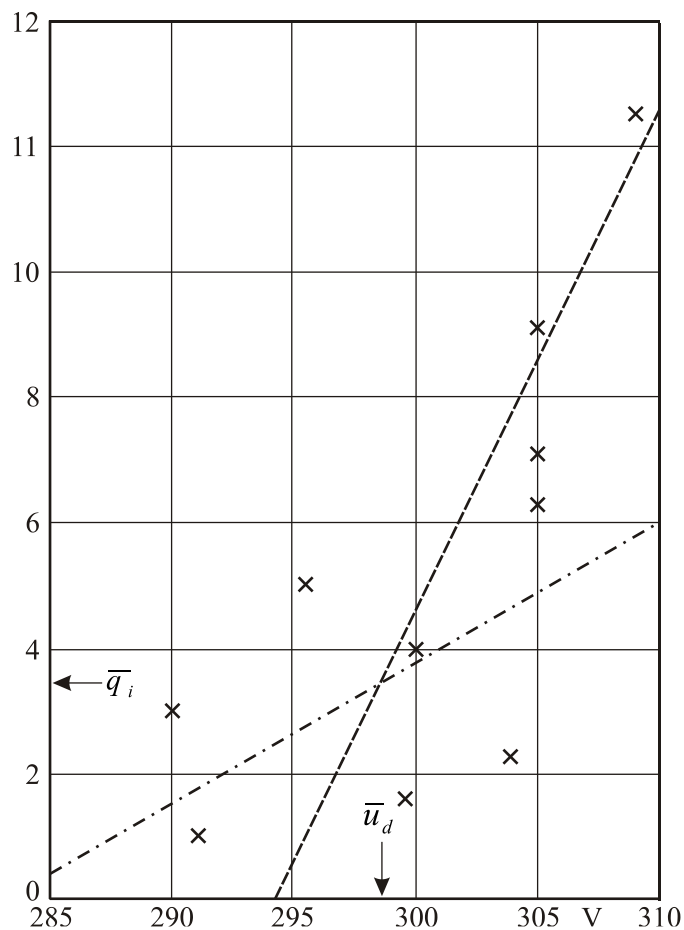


c)

Slika 6.71. Niz vrednosti odnosa DC prvog probjognog napona nekondicioniranog sistema nakon 240 minuta mirovanja i odgovarajuće srednje vrednosti DC probjognog napona kondicioniranog sistema: a) gas 0,7He+0,3Ar, pritisak 5 mbar, međuelektrodno rastojanje 1 mm i cilindrične polirane elektrode izrađene od mesinga, b) gas 0,5He+0,5Ar, pritisak 20 mbar, međuelektrodno rastojanje 1 mm i cilindrične polirane elektrode izrađene od volframa, c) gas He, pritisak 0,5 mbar, međuelektrodno rastojanje 1 mm i kompozitne elektrode

Ovaj proces je najverovatnije više izražen na površinama poliranih elektroda pošto elektrode na kojim se nalaze mikroemiteri mogu lakše da se dekondicioniraju strujom hladne emisije ili efektom hladne katode.

Na Slici 6.72. prokazane su regresione prave vrednosti prvog DC probojnog napona nekondicioniranog sistema i odnosa čeonog površine cilindrične elektrode prema čeonog površini osnovne cilindrične elektrode ($\phi = 8$ mm) u gasu He.



Slika 6.72. Regresione prave vrednosti prvog DC probojnog napona nekondicioniranog sistema i odnosa čeonog površine cilindrične polirane elektrode prema čeonog površini osnovne cilindrične elektrode ($\phi = 8$ mm) u gasu He, pritisak 0,5 mbar, međuelektrodno rastojanje 2 mm: - - - - Regresija vrednosti prvog DC probojnog napona nekondicioniranog sistema od odnosa čeonog površine elektrode prema čeonog površini osnovne cilindrične elektrode, - - - - Regresija odnosa čeonog površine cilindrične polirane elektrode prema čeonog površini osnovne cilindrične elektrode od vrednosti prvog DC probojnog napona nekondicioniranog sistema

7. ZAKLJUČAK

Na osnovu rezultata prikazanih u radu, kao i na osnovu ostalih rezultata dobijenih tokom opsežnih eksperimentalnih ispitivanja, može se zaključiti da je moguće novim konstruktivnim rešenjima optimizirati karakteristike gasnih odvodnika prenapona. Naime, pokazuje se da i ako je gasni odvodnik jednostavne strukture, tj. sastoji se od osnosimetričnog dvoelektrodnog sistema izolovanog gasom na podpritisku postoji mogućnost da se varijacijom parametara vrste gasa, pritiska gasa, međuelektrodnog rastojanja, oblika elektroda, materijala elektroda i načina obrade elektrodnih površina kao i indukovanih jonizacionih elemenata, poboljšaju njegovi parametri. Dobijeni rezultati pokazuju da je u cilju dugovremenske stabilizacije radne tačke gasnog odvodnika prenapona (minimalni probojni napon, pritisak \times međuelektrodno rastojanje) potrebno koristiti elektrode oblika Rogovskog, a proizvod pritiska i međuelektrodnog rastojanja locirati u blizini odgovarajućeg Pašenovog minimuma uz korišćenje kao izolacionog medijuma gasnu smešu $0,70\text{He}+0,30\text{Ar}$. Ovakav sistem ima i bolji dinamički odziv od sistema sa cilindričnim elektrodama i čistim plemenitim gasom kao izolacionim medijumom. Međutim, tokom ispitivanja se pokazalo da na dinamički odziv gasnog odvodnika prenapona, odnosno na njegovo ubrzanje (pošto je brzina odziva gasnog odvodnika ujedno i njegov najveći relativni nedostatak) presudno deluje gustina i energetski spektar gasa slobodnih elektrona. U tom smislu najefikasnije ubrzanje odziv gasnog odvodnika prenapona ugrađivanje u njega radioaktivnog izvora i to tako da se Bragov maksimum tog α zračenja nalazi u centru međuelektrodnog prostora. Ovakvo rešenje i ako se koristilo u proizvodnji gasnih odvodnika prenapona, ima značajan nedostatak koji bi trebalo da ga u potpunosti izbací iz prakse. Taj nedostatak se odnosi na nekontrolisanu upotrebu α radioaktivnih izvora u izuzetno velikoj količini (teško da postoji neki elektronski sklop koji nema prenaponsku zaštitu) koji je nemoguće kontrolisati u smislu Zakonskih odredbi o odlaganju radioaktivnog i njim kontaminiranog materijala. Međutim, u radu se pokazalo da se sličan efekat može postići efektom šuplje katode i to primenom elektroda kompozitnog tipa u kojima je šuplina u katodi izrađena od materijala sa izuzetno visokom vrednošću izolacionog rada, a telo elektrode od materijala sa visokom vrednošću temperature topljenja i dobrom toplotnom provodljivošću (da bi se sačuvao

visok stepen ireverzibilnosti izolacionih karakteristika gasnog odvodnika prenapona u uslovima eksploatacije). Ispitivanjem karakteristika gasnog odvodnika prenapona u polju zračenja, što je bitno kada su gasni odvodnici prenapona deo prenaponske zaštite visokih tehnologija (nuklearni reaktori, kosmičke letilice, nuklearni medicinski instrumenti, vojne tehnologije, ...) pokazano je da zračenje deluje na povećanje brzine odziva ali i na povećanje predprobojne struje i smanjenje memorijskog platoa. Sa aspekta praktične primene gasnih odvodnika prenapona je izuzetno aktuelno pitanje vrednosti prvog probojnog napona dekonicioniranog sistema. Ispitivanjem ovog slabo tretiranog problema dobijeni su neki preliminarni rezultati koji ukazuju da je moguće izborom vrste gasa, pritiska gasa i načina obrade elektrodnih površina smanjiti odnos prvih vrednosti probojnih napona (DC i impulsni) dugovremenski dekonicioniranih elektrodnih sistema. Ovaj problem zaslužuje dalja ispitivanja pošto je, kao što je rečeno, veoma aktuelan.

8. LITERATURA

- [1] P. Osmokrović, *Knjiga postanja ili Teorija Velikog praska*, Akademska misao, Beograd, 2013.
- [2] P. Kapitza, *Methods of experimenting in strong magnetic fields*, Proceedings of the Physical Society. Vol.42, pp .425, 1930.
- [3] B. Novac, *Brief History and Classification of Magnetic Flux Compression Generators*, Electromagnetic Phenomena V.3. 11, 2003.
- [4] S. Zherlitsyn, *Pulsed-Magnet Design at the Dresden High Magnetic Field Laboratory*, Journal of Phys: Conf. Series V.51 2006.
- [5] C. Fowler, *An Introduction to Explosive Magnetic Flux Compression Generators*, Scientific Laboratory of the University of California, Los Alamos, N. M. 1975.
- [6] M. Savić, Z. Stojković, *Tehnika visokog napona-Atmosferski prenaponi*, Elektrotehnički fakultet, Beograd, 2001.
- [7] V. Katić, A. Tokić, T. Konjić, *Kvalitet električne energije*, CEFES, Novi Sad, 2007.
- [8] P. Osmokrović, *Elektrotehnički materijali*, Akademska misao, Beograd, 2003.
- [9] J. Nahman, V. Mijailović, *Razvodna postrojenja*, Akademska misao, Beograd, 2005.
- [10] R. Dugan, M. McGranaghan, W. Beaty, *Electric Power System Quality*, Mc Graw Hill, New York, 1996.
- [11] J. Bork, *The 8-layered magnetically shielded room of the PTB: design and construction*, Proc. 12 th Int. Conf. on Biomagnetism, Helsinki Univ. 2001.
- [12] F. Thiel , *Demagnetization of magnetically shielded rooms*, Review of Scientific Instrum. 78, 2007.
- [13] Ž. Markov, *Prenaponska zaštita u elektronici i telekomunikacijama*, Tehnička knjiga, Beograd, 1987.
- [14] C. Howard, *New avalanche diode for transient protection*, Electronic product design, 1983.
- [15] J. Foster, *Breakover diodes for transient suppression*, Electronic Engineering, August 1987.

- [16] I. Krivokapić, *Stabilnost karakteristika elemenata prenaponske zaštite elektronskih uređaja*, Elektrotehnički fakultet, Beograd, 1995.
- [17] D. N. William, *MOV Surge Arresters Improved Substation Equipment Protection*, IEEE Transaction of Industry Application, Vol 1A-21, No 4., July/August 1985.
- [18] P. Malinaric, *Transient Suppressor Design with Varistor Composite Materials*, IEEE Transaction on Electromagnetic Compatibility, Vol Emc 23, No 4., November 1985.
- [19] *Istraživanje i razvoj ZnO nelinearnih otpornika na bazi domaćih sirovina*, Savetovanje 1984 Publikacija Srpske akademije nauka i umetnosti, Beograd, 1984.
- [20] M. Beyer, W. Boeck, *Hohspannungstechnik, Theoretische und Praktische Grundlagen*, Springer-Verlag, Berlin 1986.
- [21] Н. С. Костоков, Н. П. Антонова и др., *Радиационное материаловедение*, Атомиздат, Москва, 1979.
- [22] SIEMENS, *Gas arresters and metal oxide varistors*, product program, 80/81, 85/86.
- [23] P. Osmokrović, I. Krivokapić, *The reversibility of the characteristics of gas-filled surge arresters*, IEEE Pulse Power symposium record, San Diego, 1991.
- [24] M. Pejović, *Uvod u električna gasna pražnjenja. Gasne elektronske komponente*, Elektronski fakultet-Osnovni udžbenici, Niš, 2008.
- [25] P. Osmokrović, A. Grubić, *Primenljivost zakona sličnosti i zakona porasta pri projektovanju postrojenja izolovanih gasom SF6*, YUKO CIGRE, Budva, 1987.
- [26] I. Krivokapić, S. Krstić, P. Osmokrović, *Određivanje voltsekundne karakteristike gasnih odvodnika prenapona*, Zbornik radova ETAN 1990, Zagreb.
- [27] I. Krivokapić, *Optimizacija karakteristika gasnog odvodnika prenapona*, Elektrotehnika, 1992.
- [28] M. Pejović, *Električni proboj gasova-Merni sistemi i eksperimentalna istraživanja*, Elektronski fakultet-Monografije, Niš, 2009.
- [29] N. G. Gusev i dr., *Radioaktivne izotopke gamma izlučatelji*, Atomizdat, Moskava, 1964.

- [30] J. M. Meek, J. D. Craggs, *Electrical breakdown of gases*, John Wiley & Sons, New York (1978).
- [31] M. M. Pejovic, G. S. Ristic, J. P. Karamarkovic, *Electrical breakdown in low pressure gases*, Journal of Physics D:Applied Physics, Vol.35, pp.91-103(2002).
- [32] A. Von Engel, *Ionized Gases*, Clarendon Press, Oxford(1965).
- [33] R. K. Raina, and A. B. Parker, *Proc. 2nd Int. Conf on Gas Discharges*, IEE Conf. Publ. No. 90, Vol. 1, p. 291,1972.
- [34] H. E. Hurst *Genesis of ions by collision and sparking-potentials in carbon dioxide and nitrogen*, Philosophical Magazine Series 6, Vol. 11, No. 64, pp. 535, 1906.
- [35] S. C. Braun, *Introduction to electrical discharges in gases*, John Wiley & Sons, New York (1966).
- [36] P. Osmokrovic, *Mechanism of Electrical Breakdown of Gases at Very Low Pressure and Interelectrode Gap Values*, IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 21, No.6, pp. 645-654(1993)
- [37] V. A. Bailey, J. S. Townsend, *The motion of electrons in gases*, Philosophical Magazine, Vol. 42, pp. 873-891(1921).
- [38] J. S. Townsend, *Electricity in gases*, Clarendon Press, Oxford (1915).
- [39] P. Osmokrović, M. Vujisić, K. Stanković, A. Vasić, B. Lončar, *Mechanism of electrical breakdown of gases for pressure for 10 to 1 bar and inter - electrode gaps from 0.1 to 0,5 mm*, Plasma Sources Science and Technology, Vol.16, No. 4, pp. 643-655(2007).
- [40] P. Osmokrović, B. Lončar, R. Šašić, *Influence of the Electrode Parameters on Pulse Shape Characteristic of Gas-Filled Surge Arresters at small Pressure and Inter.electrode Gap Values*, IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 33, No. 5, pp. 1729-1735(2005).
- [41] W. O. Schumann, *Electrische Durchbruchfelstarke von Gasen*, Springer, Berlin (1923).
- [42] S.C.Braun,*Introduction to electrical discharges in gases*,John Wiley & Sons,New York,1966.

- [43] 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 99 (2014)89-94.
- [44] P. Osmokrović, T. Živić, B. Lončar, A. Vasić, *The Validity of the General Similarity Law for Electrical Breakdown of Gases*, Plasma Sources Science and Technology, Vol.15, No.4, pp. 703-713 (2006).
- [45] P. Osmokrović, T. Živić, B. Lončar, A. Vasić, *The validity of the similarity law for the electrical breakdown of SF6 gas*, IEEE Transactions on Plasma Science, Vol 35, No.1, pp.100-109 (2007).
- [46] N. Spyrou, R. Peyrous, N. Soulem, B. Held, *Why Paschen's law does not apply in low-pressure gas discharges with inhomogeneous fields*, Journal of Physics D: Applied Physics, Vol. 28, pp. 701(1995).
- [47] V. A. Lisovskiy, S. D. Yakovin, V. D. Yegorenkov, *Low-pressure gas breakdown in uniform dc electric field*, Journal of Physics D: Applied Physics, Vol.33, pp. 2722-2730(2000).
- [48] P. Osmokrović, N. Arsić, Z. Lazarević, Z. Kušić, *Numerical and Experimental Design of Three-electrode Spark Gap for Synthetic Test Circuits*, IEEE Transactions on Power Delivery, Vol.9, No. 3, pp.1444-1451(1994).
- [49] P. Osmokrović, A. Vasić, *Anomalous Paschen Effect*, IEEE Transactions on Plasma Science, Vol.33, No. 5, pp. 1672-1676(2005).
- [50] J. C. Townsend, *Theory of Glow Discharge from Wires*, The Electrician, pp. 348-350(1913).
- [51] P. Osmokrović, I. Krivokapić, S. Krstić, *Mechanism of Electrical Breakdown Left of the Paschen's Minimum*, IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 1, No. 1, pp. 77-82(1994).
- [52] P. Osmokrović, A. Vasić, T. Živić, *The Influence of the Electric Field Shape on the Gas Breakdown under Low Pressure and Small Inter-Electrode Gap Conditions*, IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 33, No. 5, pp. 1677-1681(2005).

- [53] L. F. Jones, G. C. Williams, *The electrical breakdown of gases in nonuniform fields at low pressure*, Proceedings of the Physical Society B, Vol. 66, pp. 345-361(1953).
- [54] M.M.Pejović,C.S.Milosavljević,M.M.Pejović,*The estimation of static breakdown voltage for gas-filled tubes at low pressures using dynamic method*,IEEE Transactions on Plasma Science,Vol.31,No.4,pp.776-781 (2003).
- [55] W. Boeck, *Volumen-Zeit-Gesetz beim Stosspannungsdurchschlag von SF₆*, ETZ- A 96, (1975)7,pp.300-305.
- [56] M. J. Schonhuber, *Breakdown of Gases Below Paschen Minimum:Basic Design Data of High-Voltage Equipment*, IEEE Transaction on Power Apparatus and Systems.PAS-88, pp.100-107(1969).
- [57] P. Osmokrović, T. Živić, B. Lončar and A. Vasić, *The validity of the general similarity law for electrical breakdown of gases*, Plasma Sources Sci. T.,Vol. 15, No. 4, pp. 703-713, 2006.
- [58] P. Osmokrović, A. Vasić and T. Živić, *The influence of the electric field shape on the gas breakdown under low pressure and small inter-electrode gap conditions*, IEEE Trans. Plasma Sci., Vol. 33, No. 5, pp. 1677-1681, 2005.
- [59] P. Osmokrović, N. Arsić, Z. Lazarević, N. Kartalović, *Triggered vacuum and gas spark gaps*, IEEE Transaction on Power Delivery, Vol.11, pp.858-865(1996).
- [60] B. Gonger, *Der elektrishe Durshag von Gasen*,Springer-Verlag, Berlin, 1953.
- [61] M. M. Pejović, *Contribution of statistical time delay and formative timeto total electrical breakdown time delay in argon for different afterglow periods*, Journal of Vacuum Science & Technology A,Vol. 26, No.5, pp. 1326-330(2008).
- [62] M.M. Pejović, M.M.Pejović,*Investigations of breakdown voltage and time delay of gas-filled surge arresters*, Journal of Physics D: Applied Physics,Vol. 39, No. 20, pp. 4417-4422 (2006).
- [63] M. M. Pejović, G. S. Ristić, *Memory effects in argon, nitrogen and hydrogen*, IEEE Transactions on Plasma Science,Vol.30, No.3, pp. 1315-1319(2002).
- [64] J. M. Meek and J. D. Craggs, *Electrical breakdown of gases*, John Wiley and Sons Inc, New York, 1978.

- [65] M. M. Pejović, G. S. Ristić, *Analysis of mechanisms which lead to electrical breakdown in argon using the time delay method*, Physics of Plasmas, Vol. 9, No.1, pp. 364-370(2002).
- [66] M. M. Pejović, *Memory effect in argon in the presence of vacuum and gas electrical breakdown mechanisms*, Applied Physics Letters, Vol. 92, No.1, art. no. 011507(2008).
- [67] M. M. Pejović and M. M. Pejović, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 39, p. 4417, 2006.
- [68] D. Kind, *Die gleiche Fläche Kriterium*, Diss. Techn. Hochsch., Munich, 1957.
- [69] P. Dokopoulos, *Wachstumsgesetze der Durchschlagwahrscheinlichkeit von Hochspannungsisolierungen*, Diss. Techn. Hochsch, Braunschweig, 1967.
- [70] M. M. Pejović, M. Ristić, G. S. Karamarković, *Electrical breakdown in low pressure gases*, J. Phys. D: Appl. Phys, Vol 35, No. 10, pp. 35-91, 2002.
- [71] M. Topler, *Zur Kenntnis der Gasetz der Gleitfunkenbildung*, Ann. Phys. D4, Vol.21, pp. 193-222,1906.
- [72] W. Mosch, W. Hauschild, *Ermittlung elektrischer*, Febler-Berlin, 1957.
- [73] W. Voss, *Untersuchungen zur Entwicklung paralleler Entladungen beim Stossoannungsdurchschlag in Gasen*, Diss. TU Braunschweig 1979.
- [74] J. Juchnewich, B. Mazurek, A. Tyman, *On some size effects of high voltage vacuum insulation*, 3. ISH Mailand (1979) 31.02.
- [75] J. Kinderberger, N. Weigart, S. A. Boggs, *Ion production rates in SF₆ and the relevance there of gas insulated switchgear*, IEEE conf. Electr. Insul. Dielectr. phenomena, pp. 123-125, 1985.
- [76] T. H. Sie, O. Wohlfahrt, *Transference of tes results from experiments on small models to larger test objects with insulation under oil*, AIEE Trans. Part III 81 (1962) 12, pp. 601-608.
- [77] Z. Milanović, *Teoretsko generisanje impulsnih karakteristika gasnog proboja*, Elektrotehnički fakultet, Beograd, 2013.
- [78] P. Osmokrović, B. Lončar, S. Stanković, *Investigation the Optimal Method for Improvement the Protective Characteristics of Gas Filled Surge Arresters-w/o the Built in Radioactive Sources*, IEEE Transactions on Plasma Science, 2002, Vol. 30, No. 5 , pp. 1876-1880.

- [79] W. Mosch, W. Hausechild, *Die elektrische Festigkeit als Grundlage für die Berechnung von Durchschlagvorgängen im SF₆*, 2ISH zurich (1975) pp. 355-360.
- [80] X. Xu, S. Jayaram and S. A. Bogs, *Predictions of Breakdown in SF₆ under impulse conditions*, IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., Vol. 3, pp. 836-842, 1996.
- [81] W. Knorr, *A model to describe the ignition time-lag of slightly nonuniform arrangements in SF₆*, 3. ISH Mailand (1979) 31.11.
- [82] M. Topler, *Funken konstante, Zundfunken und Wanderwelle*, Arch. Elektrotechnik, Vol.16, pp. 305-318, 1925.
- [83] D. Brajović, M. Vujisić, M. Stojkanović, U. Kovačević, A. Vasić, *Stabilization of Gas-Filled Surge Arresters Characteristic by use of Ionizing Radiation*, Nuclear Technology and Radiation Protection Vol. 26, No. 2, pp. 164-170, 2011.
- [84] P. Osmokrović, A. Vasić, *Anomalous Paschen Effect*, IEEE T. Plasma Sci., Vol. 33 (5II), p.p. 1672-1676, 2005.
- [85] K. Stanković, *Uticaj dimenzija brojačke cevi na mernu nesigurnost GM brojila*, Elektrotehnički fakultet, Beograd, 2011.
- [86] P. Osmokrović, *Electrical Breakdown of SF₆ at Small Values of Product pd*, IEEE Transactions on Power Delivery 1989, Vol. 4, No. 4, pp. 2095 - 2100.
- [87] H. S. Uhm, Z. S. Byeon, K. S. 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, Vol. 17, No. 11, 2010.
- [88] P. Osmokrović, *Mechanism of Electrical Breakdown of Gases at Very Low Pressure and Inter-electrode Gap Values*, IEEE Transactions on Plasma Science 1993, Vol. 21, No. 6, pp. 645-654.
- [89] R. D. Evans, *The Atomic Nucleus*, McGraw-Hill Book Company, XIII edition, New York, 1970.
- [90] N. Marjanović, M. Vujisić, K. Stanković, D. Despotović, P. Osmokrović, *Simulated Exposure of Titanium Dioxide Memristors to Ion Beams*, Nuclear Technology & Radiation Protection, Vol. 25, No. 2, (2010), pp. 120-125.

- [91] P. Osmokrović, M. Pešić, Č. Doličanin, K. Stanković, *Statističke metode u elektroenergetici*, Akademska misao, Beograd, 2009.
- [92] P. Osmokrović, K. Stanković, M. Vujisić, *Merna nesigurnost*, Akademska misao, 2009.

PRILOG 1

PRILOG 1 – PROGRAM ZA PRORAČUN IMPULSNE KARAKTERISTIKE

Program: AREA

```
C*****  
*****  
C  
C  
C*   PROGRAM ZA PRORACUN VOLTSEKUNDNE KARAKTERISTIKE  
PRIMENOM C* ZAKONA POVRSINA  
C*  
C*  
C*OPIS: PROGRAM JE NAMENJEM PRORACUNU VOLTSEKUNDNE  
C*KARAKTERISTIKE PRENAPONSKOG ODVODNIKA.PRORACUN  
C*PROBOJNOG NAPONA VRSI SE ZA SLICAJ TALASA  
C*DUKSPONENCIJALNOG OBLIKA  

$$Cu(t) = -U * (\exp(-t/T1) - \exp(-t/T2)).$$
  
C*PODACI ZA TALASE SMESTAJU SE U DATOTEKU TALAS.DAT, A  
VREDNOSTI C* ZA U, T1 I T2 ZADAJU SE U VOLTIMA I  
MIKROSEKUNDAMA  
ILI U DRUGIM  
C*ODGOVARAJUCIM JEDINICAMA) PRI CEMU SE REZULTATI  
SMESTAJU U  
C*DATOTEKU REZ.DAT U C DIMENZIONALNOM OBLIKUU  
KOME SE UNESENI  
C*ULAZNI PARAMETRI. ZA RESAVANJE EKSPONENCIJALNIH  
JEDNACINA
```


C*KORISTI SE BOLZANOVA METODA POLOVLJENA INTERVALA.
POTREBE

C*PROGRAMA DEFINISANE SU C U PROGRAMSKIM ULAZIMA.
REZULTATI

C*PRORACUNA PREDSTAVLJAJU NAPONSKO-VREMENSKE
KOORDINATE

C*2KRIVE KOJIMA JE OMEJENJA OBLAST U KOJOJ SA
VEROVATNOCOM

OD

C*0.01% DO 99.99% DOLAZI DO DINAMICKOG PROBOJA

C*MEDJUELEKTRODNOG PROSTORA GASNOG PRENAPONSKOG

C*ODVODNIKA.*

C*

C*

C* SISTEM/KOD:MICROVAX, FORTRAN 77

C*****

C

C

C

C

EXTERNAL FCN, FINT

COMMON UP,U,TC,TZ,X0,CONST,USTAT

C

TYPE *,'Vrednost statistickog probajnog napona Udc

ACCEPT*, USTAT

TYPE*,'Vrednost dinamikog probajnog napona (99.999%)'

ACCEPT*, UPR1

TYPE*,'Vrednost dinamikog probajnog napona (0.001%)'

ACCEPT*, UPR2

TYPE*,'Parametri eksponencijalnog talasa,/maksimalni napon,'

TYPE*,'vreme porasta, vreme opadanja/'

```

ACCEPT *, U,TC,TZ
TYPE*, 'IZVRSENJE PROGRAMA'
UP=STAT
X1=0
X2=TC
TCPOC=TC
TZPOC=TZ
UPOC=U
CALL BOLZANO (FCN,X1,X2,XR)
X0=XR
XPOC=XR
UP=0

C
C   PRORACUN   VREMENA   POTREBNOG   ZA   DOSTIZANJE
DINAMICKOG
C   PROBOJNOG NAPONA
C
OPEN (UNIT=2,FILE='REZ.DAT',STATUS='NEW')
WRITE (2,701) ' VOLTSEKUNDNA KARAKTERISTIKA '
WRITE (2,701) ' Parametri ispitnog impulsa-'
WRITE (2,702) ' Maksimalni napon,',U
WRITE (2,702) ' Vreme porasta,',TC
WRITE (2,702) ' Vreme opadanja,',TZ
WRITE (2,701) ' (99.999%-KVANTIL, GORNJA KRIVA)'
701  FORMAT (/,A,/)
702  FORMAT(A,F9.2)
DO 400J=1,2
OPEN (UNIT=1,FILE='TALAS.DAT',STATUS='OLD')
UP=UPR1
IF(J.NE.1)THEN
UP=UPR2
IF(J.NE.1) THEN

```

```

        UP=UPR2
        ENDIF
C
C   POSTAVLJANJE POCETNIH VREDNOSTI
C
        X1=XPOC
        X2=TCPOC
        U=UPOC
        TZ=TZPOC
        TC=TCPOC
        X0=XPOC
        CONST=0
C
        CALL BOLZANO (FCN, X1,X2,XR)
C
C   PRORACUN POVRSINE
C
        CONST=FINT(XR)
        WRITE (2,200)
200  FORMAT (3X, 'ZA VREME',10X,'NAPON',10X,'POVRSINA')
111  READ (1,*,END=120)U,TC,TZ
C
C   VREME ZA DOSTIZANJE STATICKOG PROBOJNOG NAPONA SA
C   NOVIM TALASOM
C
        UP=USTAT
        X1=0
        X2=TC
        CALL BOLZANO (FCN,X1,X2,XR)
C
C   PRORACUN NOVOG PROBOJNOG NAPONA
C

```

```

X0=XR
X1=XR
X2=TC
CALL BOLZANO (FINT,X1,X2,XR)
UP=0
WRITE (2,*)XR, FCN(XR),FINT(XR)+CONST
C
GOTO 111
C
120 IF (J.NE.2) THEN
WRITE (2,701) ' (0.001%-KVANTIL, DONJA KRIVA)'
ENDIF
C
CLOSE (UNIT=1)
C
400 CONTINUE
CLOSE (UNIT=2)
TYPE*, 'REZULTATI-REZ.DAT'
STOP
END
C
C
FUNCTION FCN(X)
COMMON UP,U,TC,TZ,X0,CONST,USTAT
FCN=-U*(EXP(-X/TC)-EXP(-X/TZ))-UP
RETURN
END
C
FUNCTION FINT(X)
COMMON UP,U,TC,TZ,X0,CONST,USTAT
FINT=U*(TC*(EXP(-X/TC)-EXP(-X0/TC))
1-TZ*(EXP((-X/TZ)-EXP(-X0/TZ)))-(X-X0)*USTAT-CONST

```

```

        RETURN
    END
C
    SUBROUTINE BOLZANO (FCN,X1,X2,XR)
        F1=FCN(X1)
        F2=FCN(X2)
        DO 20J=1,50000
            XR=(X1+X2)/2
            FR=FCN(XR)
            XERR=ABS(X1-X2)/2
            IF (ABS(FR).LE.0.01) GOTO 30
            IF (FR*F1.LT.0)GOTO 10
            X1=XR
            F1=FR
            GOTO 20
10      X2=XR
        F2=FR
20      COUNTINUE
30      RETURN
    END

```

Primer zadavanja datoteke sa karakterističnim vrednostima impulsa:

Datoteka:	TALAS.DAT	
1500	20	250
1200	20	250
1100	20	250
1000	20	250
5000	20	250
2000	20	250
1500	20	250
1200	20	250

Primer datoteke sa proračunatim vrednostima voltsekundne karakteristike
(programski izlaz)

Datoteka: RAZ.DAT

VOLTSEKUNDNA KARAKTERISTIKA

Parametri ispitnog impulsa-

Maksimalni napon,1851.00

Vreme porasta, 20.00

Vreme opadanja,250.00

(99.999%-KVANTIL, GORNJA KRIVA)

VREME	NAPON	POVRSINA
1.920112	1258.350	484.9985
2.251684	1170.139	485.0580
2.398554	1138.138	485.0655
2.572788	1104.707	485.1019
4.403038	900.7257	485.0015
10.00138	708.5904	484.9994
13.55913	659.3320	484.9993
26.87230	587.7386	485.0015

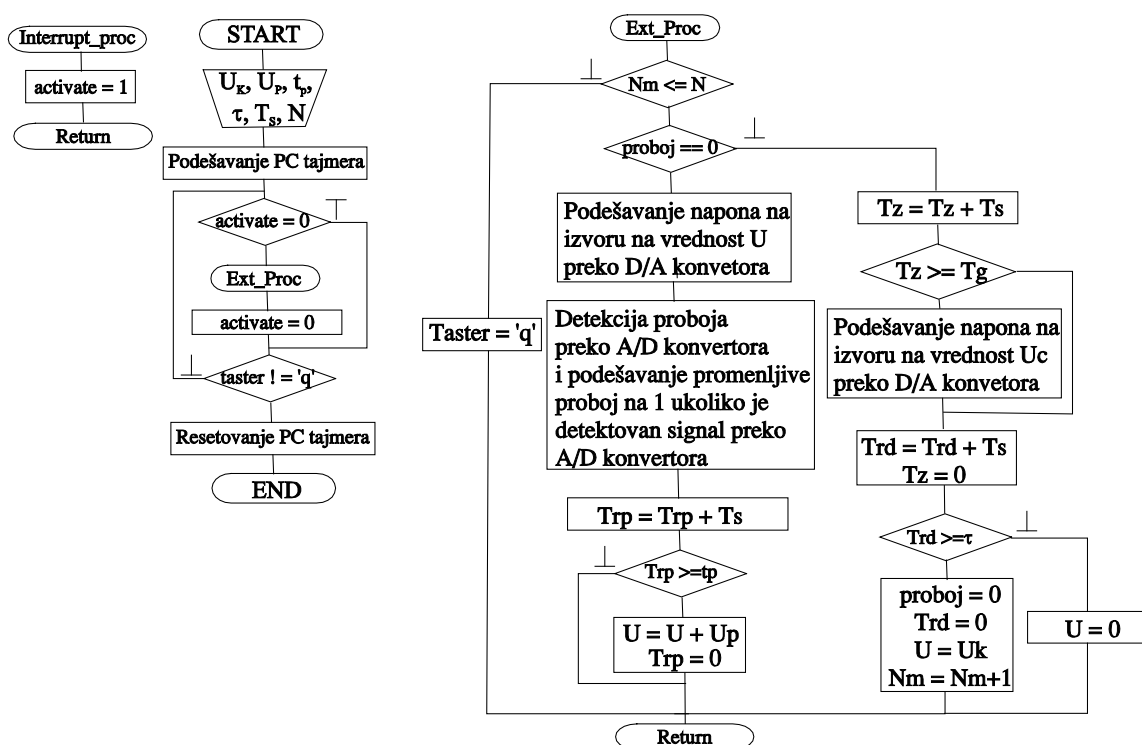
(0.001%-KVANTIL,DONJA KRIVA)

VREME	NAPON	POVRSINA
1.723667	1135.545	342.8568
2.030603	1061.478	342.9235
2.166769	1034.512	342.7854
2.328673	1006.394	342.7961
4.042889	834.9079	342.7965
9.349359	673.4128	342.7887
12.73619	632.0307	342.8030
25.53783	571.2199	342.7856

PRILOG 2

PRILOG 2 - SISTEM ZA MERENJE VREMENA KAŠNJENJA ELEKTRIČNOG PROBOJA

Softver za kontrolu sistema prikazanog u delu 6.2.2. (Slika 6.18) realizovan je u C programskom jeziku. Algoritam upravljačkog programa je prikazan na Slici P.2.1, dok je listing programa dat u nastavku.



Slika P.2.1. Algoritam upravljačkog programa sistema

Program za kontrolu sistema je realizovan na sledeći način. U glavnom programu se na početku definiše procedura `Interrupt_proc()` kao procedura koja se aktivira svakog određenog vremenskog trenutka, tj. svakog tajmerskog interaptta. Tajmerski interapti na PC se po inicijalnom podešavanju javljaju svake milisekunde. U cilju smanjenja ovog vremena, potrebno je izvršiti podešavanje režima rada PC tajmera. Navedena procedura postavlja vrednost promenljive `activate` na 1. Ulazni parametri programa su: početni napon koji se dovodi na gasnu komponentu U_k , koji je, kako je već istaknuto, znatno manji od očekivane vrednosti probojnog napona U_b , naponski step U_p , vreme trajanja naponskog stepa t_p , napon koji obezbeđuje zadatu vrednost

struje pražnjenja U_c , vreme pražnjenja t_g , vreme relaksacije τ , vreme aktiviranja tajmerskog interapta T_s i željeni broj merenja N . Posle Unosa parametara i podešavanja rada PC tajmera, program izvršava `Ext_proc()` proceduru uvek kada promenljiva `activate` ima vrednost 1. Po izvršenju `Ext_proc()` procedure, promenljiva `activate` se postavlja na nulu. Pošto `Interrupt_proc` postavlja promenljivu `activate` na 1 svakog tajmerskog interapta, može se zaključiti da se `Ext_proc()` procedura izvršava od početka svakog tajmerskog interapta. Za naš sistem, najmanje vreme aktiviranja tajmerskog interapta iznosilo je 250 μ s. `Ext_proc()` radi na sledeći način. Sve dok nije dostignut uneti broj merenja, program prvo ispituje da li je promenljiva `proboj` jednak nuli. Ukoliko jeste, `proboj` još uvek nije nastupio i prekidač P (videti sliku 1) se drži otvorenim preko prvog kanala D/A konvertora i podešava se napon na gasnoj komponenti preko nultog kanala D/A konvertora na početnu vrednost. Zatim se vrši detekcija pada napona na otporniku R_1 i proteklo vreme se povećava za vrednost vremena aktiviranja tajmerskog interapta. Ukoliko je proteklo vreme veće ili jednako vremenu trajanja naponskog stepa, napon na gasnoj komponenti se povećava za vrednost naponskog stepa, i proteklo vreme se vraća na nulu. Ukoliko je napon na otporniku R_1 veći od nule, `proboj` je nastupio i napon na gasnoj komponenti se vraća na nulu, a promenljiva `proboj` se postavlja na jedinicu. Posle `proboja`, napon na gasnoj komponenti se preko D/A konvertora postavlja na vrednost U_c . Zatim nastupa vreme relaksacije, i vreme se povećava za vrednost trajanja tajmerskog interapta. Kada proteklo vreme dostigne zadatu vrednost vremena relaksacije, promenljiva `proboj` se vraća na 0, napon na komponenti se postavlja ponovo na početnu vrednost, brojačke promenljive se postavlja na nulu i broj merenja se povećava za jedan. Glavni nedostaci sistema su kompleksnost i nesigurnost rada analognog podsistema, kao i dugo vreme pražnjenja izvora jednosmernog napona, tako da sistem nije mogao biti testiran za mala vremena relaksacije.

Listing upravljačkog programa dat je u nastavku.

```

#include<conio.h>
#include<stdio.h>
#include<process.h>
#include<math.h>
#include<alloc.h>
#include<dos.h>
#include<io.h>
#include<stdlib.h>
#include<string.h>

#include"err.h"
#include"find.h"
#include"name.h"
#include"pci.h"

#define      kNumChannels      4

#define      kCTR8254Mode      2

#define      kChannel          0

#define      kAORange          BIPOLAR_20

/*****
*****
*Set the global BOARDID to the board or module ID of the board or
module
*that you wish to use with this sample program. The following values
can
* be used:
*
*PCI-20007M      8254 Counter/Timer Module>
*      BOARDID = 0xea
*      BOARDID = 0xeb
*****
*****/

#define      BOARDID              0xea>
#define      SEGMENTISSA          0xd000
#define      SLOTISA              16

unsigned    count,count_f;
int         slot;
int         module;
char        hw_name[80],taster;

int         error_code;
int         channel;

int         N,i=0,j,br,k=0,M,O=1,w=0,z,g=0,y,p,I,v=0,b=0,l=0,   J=0;
int         reset_on_read,counts_1,counts_2,countsw,duzina=0;

float       x1_niz[5000];
double     x1,x2,Uu,Ui;
float       c1,c2,Us,qw,m1;

```

```

float
Ts,Tu,Trp=0,Trd=0,Up[100],Td=[100],Tp=[100],Upp,Tpp,Uz,Tz,Tbz=0,Tdd;

FILE *wr,*op;
char activate, ime[15], ime1Td=[]="0123456789";

void      interrupt (*ClockIntVect)();
void      ExtProcedure();
void      interrupt InterruptProcedure ();
void      uzorkovanje ();
void      osvezavanje ();
void      InitRoutine (void);

/*****
*****
*Main program
*****
*****/

main ()
{
    op=fopen("proboj.dat","r+");
    fscanf (op,"%d\n",&count);

    fclose (op);
    clrscr();

    printf ("Unesite sledece vrednosti:\n");
    printf ("Pocetni napon: ");
    scanf ("%f",&Us);
    printf ("Koliko razlicitih vrednosti za K ?\n");
    scanf ("%d",&z);
    for(y=0;y<(z-1);y++)
    {
        printf ("Povecanje napona %d: " , y+1);
        scanf ("%f",&Upp);
        Up[y]=Upp;
        printf ("Vreme porasta %d: ",y+1);
        scanf ("%f",&Tpp);
        Tp[y]=Tdd;
    }
    printf("Broj merenja: ");
    scanf ("%d",&M);
    printf("Vreme zarenja %f: [s]",Tz);
    scanf ("%f", &Tz);
    printf("Napon zarenja %f [V]:",Uz);
    scanf ("%f",&Uz);
    printf("Ime fajla za cuvanje rezultata: (FAJL SE NE SME ZVATI
PROBOJ.DAT!!!) ");
    scanf ("%s",&ime);
    m1=Us/100;
    c1=(Us+38)/100;
    c2=5;
}

```

```

duzina=strlen(ime);

InitRoutine ();

if (findHWComponent (BOARDID, &slot, &module))
{
    clrscr();
    count-f=count/25;
    count_f=count-25*cont_f;
    count=298*count_f+(count*298)/25;
    Ts=(double)count/1192000;

    AOConfigure (16,2,kChannel,kAORange);
    AOConfigure (16,2,kChannel+1,kAORange);

    uzorkovanje();

    VoltsToCounts (0, kAORange, &countsw);
    AOWrite (16,2,kChannel,countsw);

    osvezavanje ();

floce(wr);
}
else
{
    printf ("Could not find a %s to use.\n", hw_name);
}
return 0;
}

void ExtProcedure()
{
    if(0<M*z)
    {
        VoltsToCounts (c1, kAORange, &countsw);
        AOWrite (16,2,0,countsw);

        VoltsToCounts (c2,kAORange, &countsw);
        AOWrite (16,2,1countsw);

        AIRead
(16,1,0,AI_NO_ZERO,1,BIPOLAR_20,0,&counts_1);
        CountsToVolts(counts_1,1,BIPOLAR_20,&x1);

        if(k==0)
        {
            clrscr();
            printf ("Trenutna          vrednost          napona :
%f\t",m1*100);

```

```

Trp=Trp+Ts;
if(Trp>=Tp[g])
{
c1=c1+Up[g]/100;
m1=m1+Up[g]/100;
Trp=0;
}
if (x1<1)

{
x1_niz[i]=m1*100;
i++;
k=1;
c1=(Uz+38)/100;
m1=Uz/100;
c2=5;
}
}
else
if(Tbz<0Tz)
{
clrscr();
printf("PROBOJ!\n");
printf("Vreme zarenja od %f [s], napon zarenja
z%f
[V]! " ,Tz,Uz);

Tbz=Tbz+Ts;
}
if (Tbz>=Tz)
{
c1=0;
m1=0;
C2=0;
clrscr();
printf("RELAKSACIJA!\N");
printf("Vreme relaksacije %f [s]! " ,Td);
Trd=Trd+Ts;
printf ("%f\n",Trd9);
printf ("Merenje br. %d ",0);
printf ("Serija br. %d ",g+1);
if(Trd>=Td [g])
{
k=0;
Trd=0;
Tbz=0;
c1=(Us+38)/100;
c2=5;
m1=Us/100;
O=O+1;
g=g+1;
if(g>(z-1))
}

}
if(kbhit())
taster=getch();
return;
}

```

```

                                else

while(v<=(z-1))
{
ime[strlen(ime)-b]=ime1[v];
wr=fopen(ime,"w+");
J=v;
for(I=0;I<=0/z;I++)
{
x1=x1_niz[J];
J=J+z;
fprintf(wr,"%lf\n",x1);
}
fclose(wr);

v=v+1;
b=1;
l=1+1;
}
taster='q';
}
void interrupt InterruptProcedure()
{
ClockIntVect();
activate=1;
}

/*****
*****
/*          Postavljanje moda rada tajmera 8254
/*          N - zeljeni broj tacaka
/*          count=1192->interapt se poziva na 1ms
/*          count=5960->interapt se poziva na 5ms
/*          0 <= count <= 65535
/*****
*****

void uzorkovanje()
{
ClockIntVect = getvect(0x8);
setvect(0x8,InterruptProcedure);
asm{
cli
mov     al,0x36
out     0x43,al
push   ax
pop     ax
mov     cx,count
mov     al,cl
out     0x40,al
push   ax
pop     ax
sti
}
do{
while(!activate);
ExtProcedure();
activate=0;
}while(taster!='Q'&&taster!='q');
}

```

```

        setvect(0x8,ClockIntVect);
        return;
    }

void osvezavanje()
{
    ClockIntVect = getvect(0x8);
    setvect(0x8,InterruptProcedure);
    asm{
        cli
        mov        al,x036
        out        0x43,al
        push  ax
        pop        ax
        mov        cx,0
        mov        al,cl
        out        0x40,al
        push  ax
        pop        ax
        mov        al,ch
        out        0x40,al
        push  ax
        pop        ax
        sti
    }
    setvect(0x8,ClockIntVect);
}
/*****
*****
*InitRoutine
*****
*****/

void InitRoutine (void)
{
    int error_code;

    error_code =SWInit ();
    ErrorRoutine ("Error during SWInit", error_code);

    error_code = Include1C ();
    ErrorRoutine ("Error during Include1C", error_code);

    error_code = Include2M ();
    ErrorRoutine ("Error during Include2M", error_code);

    error_code = Include3M ();
    ErrorRoutine ("Error during Include3M", error_code);

    error_code = Include 7M ();
    ErrorRoutine ("Error during Include7M", error_code);

    error_code = SlotAssign (SLOTISA, SEGMENTISA);
    ErrorRoutine ("Error during Include SlotAssign" error_code);

    printf ("Initializing PCI hardware and conducting timing tests.
WAIT!");
    errorcode = HWInit ();
}

```



```
ErrorRoutine ("Error during HWInit", error_code);  
printf ("\n");
```

PRILOG 3

PRILOG 3 - STATISTIČKA ANALIZA REZULTATA MERENJA

U ovom prilogu će se obrazložiti statističke metode korišćene u radu. Prvo će se dati uvodne definicije osnovnih statističkih pojmova, zatim će se detaljno obrazložiti i izvesti sve procedure koje se koriste za procenu (estimaciju) parametara pretpostavljenog statističkog modela, pa se daju postupci za testiranje tako prihvaćenog statističkog modela. Na kraju se daje kraći prikaz softverakoji su korišćeni za statističku analizu rezultata i u kojima su gore navedene statističke metode realizovane.

P3.1. OSNOVNI POJMOVI MATEMATIČKE STATISTIKE

P3.1.1. STATISTIČKI SKUP

Ako izvršimo merenje nekog obeležja na skupu istovrsnih objekata, konstatovaćemo da svakom od merenja ne pripada ista izmerena vrednost. Variranja izmerene vrednosti su obično rezultat slučajnih faktora koji su inherentni objektu i procesu merenja. Pod statističkim skupom podrazumevaćemo skup elemenata koji poseduju neko zajedničko obeležje čija izmerena ili numerička vrednost varira od elementa do elementa. Ako je na skupu definisano jedno obeležje, kažemo da je skup jednodimenzionalan. (Ako je na elementima skupa istovremeno definisano N obeležja, takav skup nazivamo N -dimenzionalnim.)

Prema tome kakvo je obeležje elemenata, statističke skupove možemo podeliti na kontinuirane i diskontinuirane. Kontinuirani su oni skupovi kod kojih posmatrano obeležje nazivamo x , može poprimiti bilo koju vrednost iz nekog intervala (a,b) . Diskontinuirani su oni skupovi kod kojih obeležje x poprima diskontinuiran niz vrednosti, tj. x_1, x_2, \dots . Mi ćemo posmatrati statističke skupove dobijene ponavljanjem merenja probojnog napona na istom objektu. Veličina napona U za koju nastupa proboj je jedino obeležje takvog skupa izmerenih vrednosti, a pošto probojni napon ne zauzima diskretne vrednosti, to je statistički skup jednodimenzionalan i neprekidan.

P3.1.2. GRUPISANJE I PRIKAZIVANJE EMPIRIJSKIH PODATAKA

Posmatramo li empirijske podatke x_1, x_2, \dots, x_N , ustanovićemo da među njima ima i vrlo bliskih ili čak jednakih vrednosti. Sređivanje podataka sastoji se u grupisanju podataka u razrede, tj. od izrade distribucije frekvencija f_i . Jedan način grupisanja jeste da sve međusobno jednake vrednosti stavimo u jedan razred. Takvo grupisanje znači prebrojavanje koliko puta se pojedina vrednost javlja u empirijskim podacima.

Ako je područje rasipanja vrednosti obeležja x dosta veliko, onda bismo gornjom metodom dobili veoma veliki broj razreda. Pri takvom grupisanju došle bi do izražaja i najmanje, u suštini sitne i nevažne varijacije obeležja x . Zato se u takvim prilikama jednim razredom ne predstavlja jedna vrednost, već čitav jedan interval. Potpuno određena pravila koliki mora biti broj razreda r ne postoje, ali se preporučuje da se r izračunava pomoću formula

$$r = \sqrt{N}, \text{ ili } r = 2\sqrt[3]{N}, \text{ ili } r = 1 + 3.32 \log N, \quad (\text{P3.1})$$

U programu za statističku analizu postoje obe opcije grupisanja podataka:

- kada razred predstavlja pojedine vrednosti probojnog napona;
- kada razred predstavlja interval vrednosti probojnog napona, a širina razreda je prethodno određena na osnovu samih izmerenih podataka.

U statističkoj obradi podataka često se osim apsolutnih frekvencija f_i koriste još i relativne frekvencije f_{ri} .

$$f_{ri} = \frac{f_i}{N} \quad (\text{P3.2})$$

Pri tome je

$$N = \sum_{i=1}^r f_i \quad (\text{P3.3})$$

Izračunamo li relativne frekvencije za svaki razred i postepeno sumiramo, tj. načinimo redom sume $f_{r1}, f_{r1}+f_{r2}, f_{r1}+f_{r2}+f_{r3}, \dots$, dobićemo kumulativne relativne frekvencije. Njihovo značenje je da pokažu relativni udeo broja podataka koji se nalaze u razredima čije smo relativne frekvencije sabrali, tj.

$$f_{ri} = \sum_{k=1}^i f_{rk} \quad (\text{P3.4})$$

Važi da je

$$f_{rk} = \sum_{k=1}^r f_{rk} = 1 \quad (\text{P3.5})$$

gde je r broj razreda.

Iz grupisanih podataka pregledno se vidi koje se vrednosti obeležja češće, a koje ređe javljaju. Grupisanje podataka u razrede daje nam, dakle, sliku o rasprostiranju i učestalosti vrednosti posmatranog obeležja. Da bismo dobili očiglednu sliku, upotrebljavamo i grafičko prikazivanje distribucije frekvencija (relativnih frekvencija i kumulativnih relativnih frekvencija). Za podatke koje smo grupisali u razrede po intervalima, distribuciju frekvencija prikazujemo histogramima. Za podatke koje smo grupisali u razrede po pojedinim vrednostima distribuciju relativnih frekvencija prikazujemo vertikalnim linijama povučenim između tačkaka $(V_i, 0)$ i (V_i, f_{ri}) , a distribuciju kumulativnih relativnih frekvencija tačkama sa koordinatama (V_i, F_{ri}) . Normalno, apscise su probojni napon, a ordinate su frekvencije.

P3.1.3. MOMENTI SKUPA EMPIRIJSKIH PODATAKA

Aritmetička sredina x skupa podataka (x_1, x_2, \dots, x_N) definiše se kao

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad (\text{P3.6})$$

Varijansa skupa empirijskih podataka definisana je izrazom

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2 \quad (\text{P3.7})$$

Varijansa na izvestan način karakteriše rasipanje vrednosti x_i oko aritmetičke sredine \bar{x} . Pokazaće se kasnije da u primenama susrećemo gotovo uvek takve distribucije kod kojih je područje rasipanja vrednosti obeležja x utoliko veće, što je varijansa σ^2 veća. Da bismo dobili što potpuniju sliku o svojstvima distribucije frekvencija uvešćemo još neke veličine. Pod centralnim momentom M_r reda r podrazumevamo veličinu koju definišemo relacijom

$$M_r = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^r \quad (\text{P3.8})$$

Iz ove definicije direktno izlazi $M_0 = 1$, a zbog svojstava aritmetičke sredine i $M_1 = 0$. Ta dva momenta su konstantna za sve distribucije, zato oni ne pružaju

informacije o svojstvima same distribucije. Centralni momenat reda 2 jednak je varijansi. Zbog velike važnosti varijanse, taj smo momenat već posebno definisali. U daljim razmatranjima koristićemo još momenat 3. reda

$$M_3 = \frac{1}{N} \sum^N (x_i - \bar{x})^3 \quad (\text{P3.9})$$

P3.1.4. FUNKCIJA RASPODELE VEROVATNOĆE I FUNKCIJA DISTRIBUCIJE

U slučaju da se broj elemenata u statičkom skupu povećava tako da $N \rightarrow \infty$, odgovarajuća distribucija relativnih frekvencija teži funkciji raspodele stvarne verovatnoće događaja. To je i neposredno dokazano za diskontinuiranu slučajnu varijablu u teoremama Bernoulli-ja i Čebiševa.

Pokazuje se da se gotovo sve raspodele slučajnih varijabli u inženjerskoj praksi mogu dovoljno dobro aproksimirati sa nekoliko standardnih raspodela, svojstva kojih su dobro proučena. Funkcije raspodele verovatnoće koje su od interesa za statičku analizu dielektričnih ispitivanja su: normalna, duploeksponencijalna i Weibull-ova raspodela. Njihove osnovne karakteristike ćemo navesti u delu P3.1.6. Funkcija raspodele verovatnoće za kontinuiranu varijablu x je takva funkcija $f(x)$ koja ima osobine

$$f(x) \geq 0 \quad \text{za} \quad \forall x$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x) dx = 1 \quad (\text{P3.10})$$

$$\int_{x_1}^{x_2} f(x) dx = P\{x_1 < x < x_2\} \quad (\text{P3.11})$$

Pri tome su x_1 i x_2 bilo koje dve vrednosti varijable x za koje važi $x_1 < x_2$, a $P\{x_1 < x < x_2\}$ predstavlja verovatnoću da se slučajna varijabla nalazi u intervalu (x_1, x_2) . Funkcija raspodele verovatnoće $f(x)$ (ili kako se nekad zove – funkcija gustine verovatnoće) nije verovatnoća, ali je tom funkcijom određena verovatnoća koja pripada svakom intervalu (x_2, x_3) . Diferencijal $f(x)dx$ zove se element verovatnoće a predstavlja verovatnoću da slučajna varijabla poprimi vrednosti iz intervala $(x, x + dx)$.

Pod funkcijom distribucije slučajne varijable podrazumevamo funkciju:

$$F(x) = \int_{-\infty}^x f(x) dx \quad (\text{P3.12})$$

pri čemu je $f(x)$ funkcija raspodele verovatnoće.

Odatle vidimo da $F(x)$ ima značenje verovatnoće da slučajna varijabla poprimi bilo koju vrednost manju ili jednaku x . U našem slučaju kada je slučajna varijabla probojni napon V , $f(V_1, V_1 + dV)$, a $F(V_1)$ predstavlja verovatnoću da se proboj desi za napon $V \leq V_1$.

P3.1.5 OČEKIVANJE –VARIJANSA – MOMENTI FUNKCIJE RASPODELE

Očekivanje kontinuirane slučajne varijable x je definisano kao

$$E(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} xf(x)dx \quad (\text{P3.13})$$

Očekivanje neke druge slučajne varijable $y = y(x)$ koja zavisi od x dato je kao

$$E(y) = \int_{-\infty}^{+\infty} y(x)f(x)dx \quad (\text{P3.14})$$

Varijansa se definiše kao

$$V(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} (x - x_E)^2 f(x)dx \quad (\text{P3.15})$$

gde je $x_E = E(x)$. Varijansa se drugačije naziva moment drugog reda i označava kao M_z .

Pomoćni moment r -tog reda se definiše kao

$$m_r = \int_{-\infty}^{+\infty} x^r f(x)dx \quad (\text{P3.16})$$

a centralni moment r -tog reda kao

$$M_r = \int_{-\infty}^{+\infty} (x - x_E)^r f(x)dx \quad (\text{P3.17})$$

Pomoću momenta raspodele definiše se koeficijent asimetrije (tzv. kosina) kao

$$\alpha_3 = \frac{M_3}{M^{3/2}} \quad (\text{P3.18})$$

Za simetrične raspodele koeficijent asimetrije α_3 jednak je nuli (npr. za normalnu raspodelu). Ostale raspodele koje ćemo obrađivati imaju svojstvo da im je asimetrija utoliko veća što je koeficijent α_3 veći.

P3.1.6 OSOBINE STANDARDNIH FUNKCIJA RASPODELE

P3.1.6.1 NORMALNA RASPODELA

Normalna raspodela se definiše funkcijom gustine verovatnoće

$$f(x) \equiv f(x, \mu, \sigma) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (\text{P3.19})$$

I pripadajućom funkcijom distribucije

$$F(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x \exp\left[-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right] dx \quad (\text{P3.20})$$

i jednoznačno je određena parametrima μ, σ . Funkcija distribucije može se prikazati preko tabelarno zadate specijalne funkcije, tzv. Gauss-ove funkcije greške.

$$\Phi_0(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^x e^{-\frac{t^2}{2}} dt \quad (\text{P3.21})$$

koja je neparna, monotono rastuća i ima jednoznačno definisanu inverznu funkciju $\Phi_0^{-1}(y)$. Imamo da je

$$F(x) = \frac{1}{2} + \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_0^x \exp\left[-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right] dx = \left|\frac{x-\mu}{\sigma} = t\right| \quad (\text{P3.22})$$

$$= \frac{1}{2} + \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_0^x \exp\left[-\frac{t^2}{2}\right] dt \quad (\text{P3.23})$$

$$F(x) = \frac{1}{2} + \Phi_0\left[\frac{x-\mu}{\sigma}\right] \quad (\text{P3.24})$$

Nakon uvrščavanja dobijamo da je očekivanje:

$$x_E = \mu$$

i varijansa

$$M_2 = \sigma$$

P3.1.6.2 DUPLOEKSPONENCIJALNA RASPODELA

Duploeksponencijalna raspodela se definiše funkcijom gustine verovatnoće

$$f(x) \equiv f(x, \gamma, \eta) = \frac{1}{\gamma} \exp\left[\frac{x-\eta}{\gamma}\right] - \exp\left[\frac{x-\eta}{\gamma}\right] \quad (\text{P3.25})$$

I pripadajućom funkcijom distribucije

$$F(x) = 1 - \exp\left[-\exp\left[\frac{x-\eta}{\gamma}\right]\right] \quad (\text{P3.26})$$

gde su η, γ parametri raspodele.

Nakon integraljenja dobija se očekivanje:

$$x_E = \eta - \gamma C$$

I varijansa raspodele

$$M_2 = \frac{1}{2} \pi^2 \gamma^2$$

gde je $C=0.5772$ Euler-ova konstanta.

P3.1.6.3 WEIBULL-OVA RASPODELA

Weibull-ova raspodela se definiše funkcijom gustine verovatnoće

$$f(x) \equiv f(x, x_0, \eta, \delta) = \frac{\delta}{\eta} \left[\frac{x-x_0}{\eta} \right]^{\delta-1} \exp \left[- \left[\frac{x-x_0}{\eta} \right]^\delta \right] \quad (\text{P3.27})$$

I pripadajućom funkcijom distribucije

$$F(x) = 1 - \exp \left[- \left[\frac{x-x_0}{\eta} \right]^\delta \right] \quad (\text{P3.28})$$

pri čemu je $x > x_0$, a x_0, η, δ su parametri raspodele. U pojedinim primenama unapred se zadaje kao poznat eksponent δ , tako da ostaju dva nepoznata parametra raspodele. Nakon integraljenja, pokazuje se da su očekivanja i momenti dati kao

$$\bar{x} = x_0 + \eta \Gamma \left(\frac{1}{\delta} + 1 \right) \quad (\text{P3.29})$$

$$M_2 = \eta^2 \left[\Gamma \left(\frac{2}{\delta} + 1 \right) - \Gamma^2 \left(\frac{1}{\delta} + 1 \right) \right] \quad (\text{P3.30})$$

$$M_3 = \eta^3 \Gamma \left(\frac{3}{\delta} + 1 \right) + 2\eta^3 \Gamma^3 \left(\frac{1}{\delta} + 1 \right) - \quad (\text{P3.31})$$

$$-3\eta^3 \Gamma \left(\frac{1}{\delta} + 1 \right) \left[\Gamma \left(\frac{2}{\delta} + 1 \right) - \Gamma^2 \left(\frac{1}{\delta} + 1 \right) \right] \quad (\text{P3.32})$$

gde je $\Gamma(t)$ gama funkcija argumenta t .

P3.2 ESTIMACIJA PARAMETARA RASPODELE

Kao što je navedeno, u inženjerskoj praksi se raspodele slučajnih varijabli mogu dovoljno dobro aproksimirati sa nekoliko standardnih funkcija raspodele.

Najkarakterističnije od tih funkcija za opisivanje izolacionih svojstava medija, već smo naveli u prethodnom odeljku P3.1.6.

Ostaje problem kako iz izmerenih rezultata eksperimenata odrediti parametre, koji definišu unapred odabranu (teorijsku) funkciju raspodele. Pri tome nepoznate vrednosti parametara možemo odrediti ili samo jednom vrednošću (tzv. tačkom

procene) ili intervalom vrednosti (tzv. intervalom procene). U ovom radu koristili smo samo tačkastu estimaciju parametara. Prvo ćemo definisati uslove pod kojima se rezultati određenog eksperimenta mogu tretirati kao slučajni uzorak. Strogo uzevši, samo za slučajni uzorak se mogu primenjivati metode procene parametara, koje ćemo zatim izložiti.

P3.2.1 SLUČAJNI UZORAK

Neka napravimo n eksperimenata pod identičnim, tačno definisanim uslovima i neka su x_1, x_2, \dots, x_n izmerene vrednosti slučajne varijable u ovim eksperimentima. Vrednost slučajne varijable izmerena u k -tom eksperimentu je takođe slučajna varijabla sa funkcijom raspodele $f_k(x_k)$ ($k=1,2,\dots,n$). Za uzorak $\{x_1, x_2, \dots, x_n\}$ kažemo da je slučajni uzorak:

- ako su rezultati eksperimenta međusobno nezavisni,
- ako je funkcija raspodele ista u svakom eksperimentu.

Tada je funkcija verovatnoće događanja uzorka

$$f(x_1, x_2, \dots, x_n) = f(x_1)f(x_2) \dots f(x_n)$$

Samo pod tim uslovima imamo zaista slučajnu varijablu u razmatranju i možemo primeniti aparat teorije uzoraka i procene parametara.

P3.2.2 TAČKASTA ESTIMACIJA PARAMETARA RASPODELE

Videli smo u delu P3.1.6 da sve standardne raspodele zavise od nekoliko parametara. U primerima redovno ne znamo vrednosti parametara koje određuju distribuciju varijable x . U takvim slučajevima vrednost parametra ϑ procenjujemo pomoću uzorka:

$$x_1, x_2, \dots, x_n$$

Neka je t slučajna varijabla definisana na uzorku, tj. neka je t funkcija od x_1, x_2, \dots, x_n .

$$t = t(x_1, x_2, \dots, x_n)$$

Proceniti parametar ϑ pomoću jednog broja znači zapravo staviti $\vartheta = t_0$, gde je

$$t_0 = t(x_1^0, x_2^0, \dots, x_n^0)$$

Pri tome su $x_1^0, x_2^0, \dots, x_n^0$ konstantne vrednosti varijabli x_1, x_2, \dots, x_n dakle vrednosti varijable x koje su dobijene u n nezavisnih merenja. Osnovni problem estimacije je kako definisati funkciju $t = t(x_1, x_2, \dots, x_n)$. Za to se može iskoristiti relacija između empirijskih momenata uzoraka i momenata pretpostavljene raspodele (tzv. momentna metoda), ili relacija između vrednosti parametara koji estimiraju funkciju raspodele događanja uzoraka i vrednosti uzoraka (tzv. maximum likelihood metode). Pre nego što izložimo postavke momentne metode, definisaćemo pojam nepristrasne procene (momenata funkcije raspodele).

P3.2.3 NEPRISTRASNA PROCENA MOMENATA FUNKCIJE RASPODELE

Često je poželjno da varijabla $t = t(x_1, x_2, \dots, x_n)$ ima svojstvo da se njene vrednosti gomilaju oko stvarne vrednosti parametra ϑ , naime u tom slučaju možemo očekivati „dobru procenu“. U tom smislu se postavlja sledeća definicija nepristrasne procene: za slučajnu varijablu $t = t(x_1, x_2, \dots, x_n)$ kažemo da nepristrasno procenjuje parametar ϑ ako je

$$E(t) = \vartheta \quad (\text{P3.33})$$

Neka je na osnovnom skupu definisana varijabla x sa funkcijom verovatnoće $f(x, \vartheta)$. Neka joj raspodeli odgovaraju očekivanja $E(x) = \mu$, varijansa $V(x) = \sigma_0^2$ i momentat trećeg reda $M_3(x) = M$. Za nepristrasnu procenu ovih veličina: μ, σ_0^2 i M , izvedeni su izrazi:

$$E\left[\frac{n}{n-1}\sigma^2\right] = \sigma_0^2 \quad (\text{P3.34})$$

Npristrasna procena varijanse raspodele data je standardnom devijacijom:

$$s^2 = \frac{n-1}{n}\sigma^2 = \frac{1}{n-1}\sum_{i=1}^n(x_i - \bar{x})^2 \quad (\text{P3.35})$$

gde je σ^2 varijacija uzorka.

$$E\left[\frac{n^2}{(n-1)(n-2)}M_3\right] = M \quad (\text{P3.36})$$

Npristrasna procena momenta trećeg reda raspodele data je varijablom:

$$m = \frac{n^2}{(n-1)(n-2)} M_3 = \frac{n}{(n-1)(n-2)} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^3 \quad (\text{P3.37})$$

gde je M_3 momenat trećeg reda uzorka.

Ove izraze za nepristrasne procene očekivanja, varijanse i momenta trećeg reda korišćićemo u momentnoj metodi procene parametara.

P3.2.4 MOMENTNA METODA

Pošto za funkcije raspodele, definisane u odeljku P3.1.6 postoji jednoznačna veza između parametara raspodele s jedne strane i očekivanja i centralnih momenata s druge strane, onda ako su poznate vrednosti očekivanja i centralnih momenata mogu se odrediti vrednosti parametara raspodele. Momenta metoda uzima za vrednosti momenata njihovu nepristrasnu procenu iz uzorka. Ako su nepoznata dva parametra raspodele uzima se samo očekivanje i momenat 2. reda, a ako su nepoznata 3 parametra (npr. Weibull), mora se uzeti i momenat 3. reda. Za svaku od navedenih osnovnih funkcija verovatnoće daćemo jednačine koje se rešavaju momentnom metodom. Pre toga treba da damo napomenu da se u statističkoj obradi rezultata dielektričnih ispitivanja momentna metoda, strogo uzevši može koristiti samo ako se svaki eksperiment završava probojem. To predstavlja značajno ograničenje na oblik dovedenog napona u eksperimentu. Napon mora biti: impulsni talas sa dovoljno velikom amplitudom tako da se proboj dešava uvek na čelu talasa, ili naizmenični napon sa rastućom amplitudom dovoljne veličine.

P3.2.4.1 JEDNAČINE MOMENTNOG METODA ZA NORMALNU RASPODELU

Za normalnu raspodelu jednačine momentnog metoda ćemo dobiti ako umesto očekivanja i varijanse raspodele stavimo njihove nepristrasne procene iz uzoraka: srednju vrednost i standardnu devijaciju:

$$\bar{x} \equiv \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i = \mu \quad (\text{P3.38})$$

$$s^2 \equiv \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2 = \sigma^2 \quad (\text{P3.39})$$

Iz ovih jednačina dobijamo direktno estimaciju nepoznatih parametara μ, σ

$$\mu = \bar{x}$$

$$\sigma = s$$

P3.2.4.2 JEDNAČINE MOMENTNOG METODA ZA DUPLOEKSPONENCIJALNU RASPODELU

Za duploeksponencijalnu raspodelu jednačine momentnog metoda ćemo dobiti ako umesto očekivanja i varijanse raspodele stavimo njihove nepristrasne procene iz uzoraka: srednju vrednost x i standardnu devijaciju s

$$\bar{x} = \eta - \gamma C \quad (\text{P3.40})$$

$$s^2 = \frac{\pi^2}{\delta} \gamma^2 \quad (\text{P3.41})$$

Iz ovih jednačina dobijamo direktno estimaciju nepoznatih parametara η, γ

$$\gamma = \sqrt{\delta} \frac{s}{\pi} \quad (\text{P3.42})$$

$$\eta = \bar{x} + \frac{\sqrt{\delta}s}{\pi} C \quad (\text{P3.43})$$

P3.2.4.3 JEDNAČINE MOMENTNOG METODA ZA WEIBULL-OVU RASPODELU

Za Weibull-ovu raspodelu sa zadatim parametrom oblika δ dve jednačine ćemo dobiti ako umesto očekivanja i varijanse raspodele stavimo njihove nepristrasne procene iz uzoraka:

$$\bar{x})x_0 = \eta \Gamma\left(\frac{1}{\delta} + 1\right) \quad (\text{P3.44})$$

$$s^2 = \eta^2 \left[\Gamma\left(\frac{2}{\delta} + 1\right) - \Gamma^2\left(\frac{1}{\delta} + 1\right) \right] \quad \text{vv(P3.45)}$$

Uvodeći radi skraćenja zapisa smenu

$$k_b(\delta) = \Gamma\left(\frac{1}{\delta} + 1\right) \quad (\text{P3.46})$$

$$g_b(\delta) = \left[\Gamma\left(\frac{2}{\delta} + 1\right) - \Gamma^2\left(\frac{1}{\delta} + 1\right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{P3.47})$$

neposredno dobijamo estimirane vrednosti parametara x_0, η

$$\eta = \frac{s}{g_b(\delta)} \quad (\text{P3.48})$$

$$x_0 = \bar{x} - \frac{k_b(\delta)}{g_b(\delta)} s \quad (\text{P3.49})$$

Za Weibull-ovu raspodelu sa tri nepoznata parametra (x_0, η, δ) osim dve gore navedene jednačine, potrebno je uključiti i treću jednačinu u kojoj figuriše moment trećeg reda raspodele i uzorka. Predlaže se da se umesto direktnog izjednačavanja trećeg momenta raspodele i njegove nepristrasne procene iz uzorka, izjednače koeficijent asimetrije raspodele i njegov pandam iz empirijskog uzorka.

Nepriistrasna procena kosine je

$$K = \frac{\left[\frac{n^2}{(n-1)(n-2)} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^3 \right]}{\left[\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2 \right]^{3/2}} = \frac{n^2}{s^{3/2}(n-1)(n-2)} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^3 \quad (\text{P3.50})$$

gde su iskorišćene nepristrasne procene trećeg i drugog momenta raspodele. S druge strane stavljajući u izraz za kosinu dobijamo:

$$\alpha_3 = \frac{\Gamma\left(\frac{2}{\delta}+1\right) - 3\Gamma\left(\frac{2}{\delta}+1\right)\left[\Gamma\left(\frac{2}{\delta}+1\right) - \Gamma^2\left(\frac{1}{\delta}+1\right)\right] + 2\Gamma^2\left(\frac{1}{\delta}+1\right)}{\left[\Gamma\left(\frac{2}{\delta}+1\right) - \Gamma^2\left(\frac{1}{\delta}+1\right)\right]^{3/2}} \quad (\text{P3.51})$$

Izjednačavajući ova dva izraza za kosinu i uvodeći smenu

$$\gamma_b(\delta) = \frac{\Gamma\left(\frac{2}{\delta}+1\right) - 3\Gamma\left(\frac{2}{\delta}+1\right)\left[\Gamma\left(\frac{2}{\delta}+1\right) - \Gamma^2\left(\frac{1}{\delta}+1\right)\right] + 2\Gamma^2\left(\frac{1}{\delta}+1\right)}{\left[\Gamma\left(\frac{2}{\delta}+1\right) - \Gamma^2\left(\frac{1}{\delta}+1\right)\right]^{3/2}} \quad (\text{P3.52})$$

konačno dobijamo treću jednačinu momentnog metoda

$$\gamma_b(\delta) = K \quad (\text{P3.53})$$

sa samo jednom nepoznatom – parametrom δ , gde je K kosina izračunata iz uzorka. Funkcije k_b , $g_b(\delta)$, $\gamma_b(\delta)$, su tabelirane u za različite vrednosti Weibull-ovog eksponenta δ i monotone su funkcije. Rešavanjem nelinearne jednačine po δ (npr. inverznom interpolacijom iz tabele funkcije $\gamma_b(\delta)$ za kosinu K izračunatu iz uzorka), izračunavamo vrednost nepoznatog Weibull-ovog eksponenta δ . Zatim se ostala dva nepoznata parametra x_0, η izračunavaju.

P3.2.5 MAXIMUM LIKELIHOOD METODA

P3.2.5.1 LIKELIHOOD FUNKCIJA

Neka je funkcija gustine verovatnoće slučajne varijable x data funkcijom $f(x, \vartheta)$, gde je ϑ parametar koji određuje tu raspodelu. Neka je u nizu od N eksperimenata dobijen uzorak vrednosti slučajne varijable x_1, x_2, \dots, x_n , koji korespondira tački u n -dimenzionalnom prostoru skupa uzoraka. Ovde pretpostavljamo da se uvek u eksperimentu dobija neka vrednost slučajne varijable, npr. da u dielektričnom ispitivanju sa rastućim naponom uvek dolazi do proboja i tako se izmeri vrednost probojnog napona. Da bismo ispitivali verovatnoću pojavljivanja ovakvog uzorka, moramo razmatrati infinitezimalnu okolinu tačke $\vec{x} = \{x_1, x_2, \dots, x_n\}$. Verovatnoća pojavljivanja uzorka u infinitezimalnoj okolini tačke \vec{x} tj. verovatnoća složenog događaja da se ujedno dogodi da k -ti element uzorka ($k = 1, 2, \dots, n$) bude između x_k i $x_k + dx_k$, data je sa

$$P(x_1, x_2, \dots, x_n, \vartheta) = f(x_1, \vartheta)f(x_2, \vartheta) \dots f(x_n, \vartheta)V \quad (\text{P3.54})$$

pri čemu je $V = dx_1 dx_2 \dots dx_n$. Na osnovu ovoga definišemo likelihood funkciju za dati uzorak kao

$$L(x_1, x_2, \dots, x_n, \vartheta) = c \prod_{i=1}^n f(x_i, \vartheta) \quad (\text{P3.55})$$

gde je c proizvoljna konstanta. Često je pogodno umesto likelihood funkcije posmatrati log-likelihood funkciju

$$\begin{aligned} I(x_1, x_2, \dots, x_n, \vartheta) &= \ln L(x_1, x_2, \dots, x_n, \vartheta) = \\ &= \sum_{i=1}^n \ln f(x_i, \vartheta) + a \end{aligned} \quad (\text{P3.56})$$

gde je a proizvoljna konstanta. Prednost je što je log-likelihood funkcija aditivna i ima prostiji izvod. Daćemo sada likelihood funkciju i za slučaj eksperimenta kada ne mora da dođe do proboja. Neka se vrši dielektrično ispitivanje dizanjem napona od 0 do x_s i neka se napravi n takvih eksperimenata. Neka u r eksperimenata dođe do proboja i izmere se vrednosti probojnog napona x_1, x_2, \dots, x_r , a u preostalim $(n - r)$ eksperimenata ne dođe do proboja.

Verovatnoća složenog događaja pojavljivanja ovakvog uzorka je data sa

$$P = f(x_1, \vartheta)f(x_2, \vartheta) \dots f(x_r, \vartheta)V[1 - F(x_s, \vartheta)]^{n-r} \quad (\text{P3.57})$$

gde je $V = dx_1 dx_2 \dots dx_r$, a $F(x, \vartheta)$ je pripadajuća funkcija distribucije probojnog napona. Na osnovu ovoga definišemo likelihood funkciju za ovaj slučaj

$$L(\vartheta) = c [\prod_{i=1}^r f(x_i, \vartheta)] [1 - F(x_s, \vartheta)]^{n-r} \quad (\text{P3.58})$$

i log-likelihood funkciju

$$I(\vartheta) = \sum_{i=1}^r \ln f(x_i, \vartheta) + (n - r) \ln [1 - F(x_s, \vartheta)] + a \quad (\text{P3.59})$$

gde su c i a proizvoljne konstante.

Vidimo da su specijalan slučaj za $r=n$. Treba napomenuti da se za drugačije koncipirane eksperimente mogu takođe napisati odgovarajuće likelihood funkcije (npr. za multi-level postupak, ili up-and-down postupak itd.).

P3.2.5.2 OSNOVNE POSTAVKE METODA

Osnovna postavka maximum likelihood metode je da se estimirana vrednost parametra ϑ dobija traženjem maksimuma po ϑ likelihood funkcije, odnosno log-likelihood funkcije. Maksimum likelihood funkcije se može naći direktnom metodom ekstremiranja (tj. rešiti kao zadatak nelinearnog programiranja). Takođe se može upotrebiti i indirektni pristup, tako da se jednačina uslova ekstrema

$$\frac{\partial L(\vartheta)}{\partial \vartheta} = 0$$

ili

$$\frac{\partial I(\vartheta)}{\partial \vartheta} = 0$$

rešava po ϑ .

Oba ova pristupa smo imali u radu i obrazložićemo ih u narednim odeljcima. Iz same definicije likelihood funkcije i maximum likelihood metode vidimo da je to sasvim univerzalan postupak estimiranja parametara, koji omogućuje obradu rezultata kod bilo koje eksperimentalne procedure određivanja dielektrične čvrstoće.

P3.2.5.3 INDIREKTNO EKSTREMIRANJE LIKELIHOOD FUNKCIJE

P3.2.5.3.1 SLUČAJ NORMALNE RASPODELE

Za normalnu raspodelu, log-likelihood funkcija ima oblik

$$\begin{aligned} I &= \sum_{i=1}^n \ln \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left[\frac{x_i-\mu}{\sigma}\right]^2\right] + a \\ &= -\ln \sigma - \sum_{i=1}^n \frac{1}{2}\left[\frac{x_i-\mu}{\sigma}\right]^2 + a_1 \end{aligned} \quad (\text{P3.60})$$

za eksperimente kod kojih uvek dolazi do proboja.

Jednačine uslova ekstrema su

$$\frac{\partial I}{\partial \mu} = \sum_{i=1}^n \left[\frac{x_i-\mu}{\sigma}\right] \frac{1}{\sigma} = 0 \quad (\text{P3.61})$$

$$\frac{\partial I}{\partial \sigma} \equiv -\frac{n}{\sigma} + \sum_{i=1}^n \frac{(x_i-\mu)^2}{\sigma^3} = 0 \quad (\text{P3.62})$$

Direktno dobijamo

$$\mu = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad (\text{P3.63})$$

to jest

$$\mu = \bar{x}$$

$$\sigma^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2 \quad (\text{P3.64})$$

$$\sigma^2 = \frac{n-1}{n} s^2 \quad (\text{P3.65})$$

tako da se ovako estimirani parametri praktično podudaraju sa estimacijom momentnom metodom. Za eksperimente kod kojih ne dolazi uvek do proboja, dobijaju se veoma komplikovane jednačine uslova ekstrema, tako da je u radu u tome slučaju korišćena metoda direktnog ekstremiranja.

P3.2.5.3.2 SLUČAJ DUPLOEKSPONENCIJALNE RASPODELE

Za duploeksponencijalnu raspodelu posmatraćemo log-likelihood funkciju u obliku:

$$I = \sum_{i=1}^n \ln f(x_i) + (n-r) \ln[1-F(x_s)] + a \quad (\text{P3.66})$$

tako da će eksperimenti kod kojih uvek dolazi do proboja biti specijalan slučaj $r=n$ ove relacije.

Dalje imamo

$$\ln f(x_i) = -\ln \gamma + \frac{x_i - \eta}{\gamma} - \exp\left[\frac{x_i - \eta}{\gamma}\right] \quad (\text{P3.67})$$

$$\ln[1 - F(x_s)] = -\exp\left[\frac{x_s - \eta}{\gamma}\right] \quad (\text{P3.68})$$

tako da dobijamo

$$I = -r \ln \gamma + \sum_{i=1}^r \left[\frac{x_i - \eta}{\gamma} - \exp\left[\frac{x_i - \eta}{\gamma}\right] \right] - (n - r) \exp\left[\frac{x_s - \eta}{\gamma}\right] + a \quad (\text{P3.69})$$

Uslovi ekstrema log-likelihood funkcije su

$$\begin{aligned} \frac{\partial I}{\partial \eta} &\equiv \sum_{i=1}^r \left[-\frac{1}{\gamma} + \frac{1}{\gamma} \exp\left[\frac{x_i - \eta}{\gamma}\right] \right] + \\ &+ (n - r) \frac{1}{\gamma} \exp\left[\frac{x_s - \eta}{\gamma}\right] = 0 \end{aligned} \quad (\text{P3.70})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial I}{\partial \gamma} &\equiv -\frac{r}{\gamma} + \sum_{i=1}^r \left[-\frac{x_i - \eta}{\gamma^2} + \frac{x_i - \eta}{\gamma^2} \exp\left[\frac{x_i - \eta}{\gamma}\right] \right] + \\ &+ (n - r) \frac{(x_s)}{\gamma^2} \exp\left[\frac{x_s - \eta}{\gamma}\right] = 0 \end{aligned} \quad (\text{P3.71})$$

Daljim uprošćavanjem jednačine dobijamo

$$-r + \exp\left[-\frac{\eta}{\gamma}\right] \sum_{i=1}^r \exp\left[\frac{x_i}{\gamma}\right] + (n - r) \exp\left[-\frac{\eta}{\gamma}\right] \exp\left[\frac{x_s}{\gamma}\right] = 0 \quad (\text{P3.72})$$

$$\exp\left[-\frac{\eta}{\gamma}\right] = \frac{r}{\sum_{i=1}^r \exp\left[\frac{x_i}{\gamma}\right] + (n - r) \exp\left[\frac{x_s}{\gamma}\right]} \quad (\text{P3.73})$$

I konačno

$$\eta = \gamma \ln \frac{\sum_{i=1}^r \exp\left[\frac{x_i}{\gamma}\right] + (n - r) \exp\left[\frac{x_s}{\gamma}\right]}{r} \quad (\text{P3.74})$$

Kada uvedemo smenu

$$A_i = \sum_{i=1}^r \exp\left[\frac{x_i}{\gamma}\right] + (n - r) \exp\left[\frac{x_s}{\gamma}\right] \quad (\text{P3.75})$$

dobijamo

$$\begin{aligned} \exp\left[-\frac{\eta}{\gamma}\right] &= \frac{r}{A_1} \\ \eta &= \gamma \ln \frac{A_1}{r} \end{aligned} \quad (\text{P3.76})$$

Iz druge jednačine dobijamo

$$\begin{aligned}
& -r + \sum_{i=1}^r \left[-\frac{x_i}{\gamma} + \frac{x_i}{\gamma} \exp \left[\frac{x_i - \eta}{\gamma} \right] \right] + \sum_{i=1}^r \left[\frac{\eta}{\gamma} - \frac{\eta}{\gamma} \exp \left[\frac{x_i - \eta}{\gamma} \right] \right] + \\
& \quad + (n-r) \frac{x_s}{\gamma} \exp \left[\frac{x_s - \eta}{\gamma} \right] - (n-r) \frac{\eta}{\gamma} \exp \left[\frac{x_s - \eta}{\gamma} \right] = 0 \quad (P3.77)
\end{aligned}$$

Zbir trećeg i petog člana je jednak nuli, tako da dobijamo da je

$$\begin{aligned}
& -r + \sum_{i=1}^r \left[-\frac{x_i}{\gamma} + \frac{x_i}{\gamma} \exp \left[\frac{x_i - \eta}{\gamma} \right] \right] + (n-r) \frac{x_s}{\gamma} \exp \left[\frac{x_s - \eta}{\gamma} \right] = 0 \\
& \quad (P3.78)
\end{aligned}$$

Koristeći se dobijamo da je

$$\begin{aligned}
& -r + \sum_{i=1}^r \frac{x_i}{\gamma} + \sum_{i=1}^r \frac{x_s}{\gamma} \exp \left[\frac{x_i}{\gamma} \right] \frac{r}{A_1} + (n-r) \frac{x_s}{\gamma} \exp \left[\frac{x_s}{\gamma} \right] \frac{r}{A_1} = 0 \quad (P3.79)
\end{aligned}$$

odnosno

$$\begin{aligned}
& -r - \frac{1}{\gamma} \sum_{i=1}^r x_i + \frac{r}{A_1} \frac{1}{\gamma} \left[\sum_{i=1}^r x_i \exp \left[\frac{x_i}{\gamma} \right] + (n-r) x_s \exp \left[\frac{x_s}{\gamma} \right] \right] = 0 \quad (P3.80)
\end{aligned}$$

Uvodeći smene

$$\begin{aligned}
& A_2 = \sum_{i=1}^r x_i \exp \left[\frac{x_i}{\gamma} \right] + (n-r) x_s \exp \left[\frac{x_s}{\gamma} \right] \quad (P3.81)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& C = \frac{1}{r} \sum_{i=1}^r x_i \quad (P3.82)
\end{aligned}$$

i

$$\begin{aligned}
& f(\gamma) = \frac{A_2}{A_1} - \gamma - C \quad (P3.83)
\end{aligned}$$

konačno dobijamo nelinearnu algebarsku jednačinu po samo jednoj nepoznatoj γ

$$\begin{aligned}
& f(\gamma) \equiv \frac{A_2}{A_1} - \gamma - C \quad (P3.84)
\end{aligned}$$

Rešavanjem ove jednačine određujemo vrednost nepoznatog parametra γ , a onda sa tom vrednošću idemo i direktno izračunavamo drugi nepoznati η . Jednačinu rešavamo Newton-Rhapsonovom iterativnom procedurom, gde se vrednost nepoznate γ_{k+1} u $(k+1)$ -voj iteraciji računa iz vrednosti γ_k u k -toj iteraciji kao

$$\begin{aligned}
& \gamma_{k+1} = \gamma_k - \frac{f'(\gamma_k)}{f(\gamma_k)}
\end{aligned}$$

(P3.85)

Pri tome je

$$\begin{aligned}
& f'(\gamma) = \frac{df(\gamma)}{d\gamma} = \frac{dA_2}{d\gamma} - \frac{A_2}{A_1^2} \frac{dA_1}{d\gamma} - 1 \quad (P3.86)
\end{aligned}$$

Diferencirajući dobijamo

$$\begin{aligned}
& \frac{dA_2}{d\gamma} = -\frac{1}{\gamma^2} \left[\sum_{i=1}^r x_i^2 \exp \left[\frac{x_i}{\gamma} \right] + (n-r) x_s^2 \exp \left[\frac{x_s}{\gamma} \right] \right] \quad (P3.87)
\end{aligned}$$

$$\frac{dA_1}{d\gamma} = -\frac{1}{\gamma^2} \left[\sum_{i=1}^r x_i \exp \left[\frac{x_i}{\gamma} \right] + (n-r)x_s^2 \exp \left[\frac{x_s}{\gamma} \right] \right] = \frac{1}{\gamma^2} A^2 \quad (\text{P3.88})$$

Uvodeći smenu

$$A_s = \sum_{i=1}^r x_i^2 \exp \left[\frac{x_i}{\gamma} \right] + (n-r)x_s^2 \exp \left[\frac{x_s}{\gamma} \right] \quad (\text{P3.89})$$

konačno dobijamo

$$f'(\gamma) = -\frac{1}{\gamma^2} \frac{A_s}{A_1} + \frac{1}{\gamma^2} \left[\frac{A_s}{A_1} \right]^2 - 1 \quad (\text{P3.90})$$

Vrednosti za $f'(\gamma_k)$ i $f(\gamma_k)$ dobijamo uvrščavajući $\gamma = \gamma_k$.

P3.2.5.3.3 SLUČAJ WEIBULL-OVE RASPODELE

Postupak indirektnog ekstremiranja likelihood funkcije je praktično primenljiv samo u slučaju kada je unapred zadat (ili određen) parametar x_0 , a treba odrediti parametre η i σ . Za ostale kombinacije nepoznatih parametara dobijaju se suviše komplikovane jednačine, tako da je bolje u tom slučaju koristiti metodu direktnog ekstremiranja. Razmatraćemo log-likelihood funkciju, tako da će eksperimenti kod kojih uvek dolazi do proboja biti specijalan slučaj $r=n$ ove relacije.

$$\ln f(x) = \ln \delta - \delta \ln \eta + (\delta - 1) \ln(x_i - x_0) - \left[\frac{x_i - x_0}{\eta} \right]^\delta \quad (\text{P3.91})$$

$$\ln[1 - F(x_s)] = \left[\frac{x_s - x_0}{\eta} \right]^\delta \quad (\text{P3.92})$$

tako da uvrščavanjem dobijamo

$$I = r \ln \delta - r \delta \ln \eta - (n-r) \left[\frac{x_i - x_0}{\eta} \right]^\delta + \sum_{i=1}^r \left[(\delta - 1) \ln(x_i - x_0) - \left[\frac{x_i - x_0}{\eta} \right]^\delta \right] \quad (\text{P3.93})$$

Uslovi ekstrema log-likelihood funkcije su

$$\frac{\partial I}{\partial \eta} \equiv -\frac{r\delta}{\eta} + \sum_{i=1}^r \frac{\delta(x_i - x_0)^\delta}{\eta^{\delta+1}} + (n-r) \frac{\delta(x_s - x_0)^\delta}{\eta^{\delta+1}} = 0 \quad (\text{P3.94})$$

$$\frac{\partial I}{\partial \delta} \equiv \frac{r}{\delta} - r \ln \eta + \sum_{i=1}^r \left[\ln(x_i - x_0) - \left[\frac{x_i - x_0}{\eta} \right]^\delta \ln \left[\frac{x_i - x_0}{\eta} \right] \right] -$$

$$-(n-r) \left[\frac{x_s - x_0}{\eta} \right]^\delta - \ln \left[\frac{x_s - x_0}{\eta} \right] = 0 \quad (\text{P3.95})$$

Iz prve jednačine dobijamo

$$r\eta^\delta = \sum_{i=1}^r (x_i - x_0)^\delta + (n-r)(x_s - x_0)^\delta \quad (\text{P3.96})$$

odnosno uvodeći smenu

$$A_1 = \sum_{i=1}^r (x_i - x_0)^\delta + (n-r)(x_s - x_0)^\delta \quad (\text{P3.97})$$

$$\eta = \left[\frac{A_1}{r} \right]^{\frac{1}{\delta}}$$

Iz druge jednačine dobijamo

$$\begin{aligned} \frac{r}{\delta} - r \ln \eta + \sum_{i=1}^r \left[\ln(x_i - x_0) - \left[\frac{x_i - x_0}{\eta} \right]^\delta \ln(x_i - x_0) + \frac{(x_i - x_0)^\delta}{\eta^\delta} \ln \eta \right] - \\ - (n-r) \frac{(x_s - x_0)^\delta}{\eta^\delta} \ln(x_s - x_0) + (n-r) \frac{(x_s - x_0)^\delta}{\eta^\delta} \ln \eta = 0 \end{aligned} \quad (\text{P3.98})$$

odnosno nakon grupisanja

$$\begin{aligned} \frac{r}{\delta} - r \ln \eta + \frac{\ln \eta}{\eta^\delta} \left[\sum_{i=1}^r (x_i - x_0)^\delta + (n-r)(x_s - x_0)^\delta \right] + \sum_{i=1}^r \ln(x_i - x_0) - \\ - \frac{1}{\eta^\delta} \left[\sum_{i=1}^r (x_i - x_0)^\delta \ln(x_i - x_0) + (n-r)(x_s - x_0)^\delta \ln(x_s - x_0) \right] = 0 \end{aligned} \quad (\text{P3.99})$$

Koristeći se prikazanim jednačinama i uvodeći smene

$$A_2 = \sum_{i=1}^r (x_i - x_0)^\delta \ln(x_i - x_0) + (n-r)(x_s - x_0)^\delta \ln(x_s - x_0) \quad (\text{P3.100})$$

dobijamo

$$\frac{r}{\delta} - r \ln \eta + r \ln \eta + rC - \frac{r}{A_1} A_2 = 0$$

odnosno nakon uvođenja smene

$$f(\delta) = \frac{A_1}{A_1} - \frac{1}{\delta} - C \quad (\text{P3.101})$$

konačno dobijamo nelinearnu algebarsku jednačinu po samo jednoj nepoznatoj

$$f(\delta) = \frac{A_2}{A_1} - \frac{1}{\delta} - C = 0 \quad (\text{P3.102})$$

Rešavanjem ove jednačine određujemo vrednost nepoznatog parametra δ .

Direktno izračunavamo nepoznati η . Jednačinu takođe rešavamo Newton-Rhaponovom iterativnom procedurom

$$\delta_{k+1} = \delta_k - \frac{f'(\delta_k)}{f(\delta_k)} \quad (\text{P3.103})$$

gde su δ_{k+1}, δ_k vrednosti nepoznate u $(k+1)$ -toj i k -toj iteraciji. Diferencirajući dobijamo da je

$$f'(\delta) = \frac{A_3}{A_1} - \frac{A_2}{A_1^2} + \frac{1}{\delta^2} \quad (\text{P3.104})$$

gde smo uveli smenu

$$A_3 \equiv \sum_{i=1}^r (x_i - x_0)^\delta [\ln(x_i - x_0)]^2 + (n - r)(x_s - x_0)^\delta [\ln(x_s - x_0)]^2 \quad (\text{P3.105})$$

Vrednosti za $f'(\delta_k)$ i $f(\delta_k)$ dobijamo uvrščavajući $\delta = \delta_k$ u date jednačine.

P3.2.5.4 DIREKTNO EKSTREMIRANJE LIKELIHOOD FUNKCIJE

Za direktno ekstremiranje likelihood funkcije u radu je korišćen program PCON za minimizaciju funkcije cilja sa ograničenjima, baziran na korišćenju Powell-ovog metoda direktnog traženja po konjugovanim pravcima za traženje minimuma funkcije cilja bez ograničenja i Fiacco-McCornic-ovog SUMT metoda za tretiranje ograničenja. Direktno ekstremiranje likelihood funkcije se koristi u radu samo u slučajevima kada se ne može primeniti indirektno ekstremiranje. To je za pojedine slučajeve estimiranja parametara normalne i Weibull-ove raspodele. Funkcija cilja je bila uvek odgovarajuća log-likelihood funkcija sa negativnim predznakom, a parametri po kojima je vršena ekstremizacija su transformisani, tako da se uvek dobije zadatak ekstremizacije bez ograničenja. Navešćemo sada oblik funkcije cilja i transformaciju parametara po kojima se vrši ekstremizacija za pojedine raspodele.

P3.2.5.4.1 SLUČAJ NORMALNE RASPODELE

Ovim metodom je ekstremirana likelihood funkcija samo za slučaj kada eksperiment ne mora da se završi probom. Uzimajući sve izneto, log-likelihood funkcija tada glasi

$$I = -r \ln \sigma - \sum_{i=1}^r \frac{1}{2} \left[\frac{x_i - \mu}{\sigma} \right]^2 + (n - r) \ln \left[\frac{1}{2} - \Phi_0 \left[\frac{x_i - \mu}{\sigma} \right] \right] \quad (\text{P3.106})$$

a funkcija cilja

$$F(\mu, \sigma) \equiv \ln \sigma + \sum_{i=1}^r \frac{1}{2} \left[\frac{x_i - \mu}{\sigma} \right]^2 - (n - r) \ln \left[\frac{1}{2} - \Phi_0 \left[\frac{x_s - \mu}{\sigma} \right] \right] \quad (\text{P3.107})$$

Pošto postoji ograničenje na vrednost parametra σ

$$\sigma > 0$$

uvodi se transformacija $\mu = t_1\sigma = t_2^2$ i vrši se ekstremizacija funkcije cilja po ovim varijablama.

P3.2.5.4.2 SLUČAJ WEIBULL-OVE RASPODELE

Ovim metodom je ekstremirana likelihood funkcija za slučajeve kada su nepoznata sva tri parametra x_0, η, δ i kada su nepoznati parametri x_0 i η , a Weibull-ov parametar oblika δ zadat. Likelihood funkcija je napisana za opštiji slučaj kada ne mora da dođe do proboja u svakom eksperimentu.

Log-likelihood funkcija za Weibull-ovu raspodelu funkcije cilja glasi

$$F(x_0, \eta, \delta) \equiv -r \ln \delta + r \delta \ln \eta - \sum_{i=1}^r \left[(\delta - 1) \ln(x_i - x_0) - \left[\frac{x_i - x_0}{\sigma} \right]^\delta \right] + (n - r) \left[\frac{x_s - x_0}{\eta} \right]^\delta \quad (\text{P3.108})$$

Pošto postoje ograničenja na vrednosti parametara

$$x_0 < x_{min}$$

$$\eta > 0$$

$$\delta > 0$$

gde je $x_{min} = \min\{x_1, x_2, \dots, x_r, x_s\}$, uvodi se transformacija

$$x_0 < x_{min} - t_1^2$$

$$x_2 = t_2^2$$

$$x_3 = t_3^2$$

i vrši se ekstremiranje funkcije cilja po varijablama t_1, t_2, t_3 .

P3.3 TESTIRANJE STATISTIČKOG MODELA

Za iste empirijske podatke možemo da pretpostavimo razne statističke modele (normalna, duploekspencijalna, Weibull-ova raspodela itd.) i da za njih odredimo odgovarajuće parametre. Postavlja se pitanje da li pojedina pretpostavljena funkcija

raspodele verovatnoće dovoljno dobro opisuje empirijske podatke. Testiranje hipoteze o pripadnosti empirijskih podataka pojedinoj raspodeli možemo izvršiti:

- grafički (crtanjem empirijske funkcije distribucije na papiru verovatnoće za tu raspodelu),
- numerički (pomoću χ^2 -testa, Kolmogorov-testa i U - testa).

Crtanje papira verovatnoće je “kvalitativan” test pripadnosti pojedinoj pretpostavljenoj raspodeli, jer ne daje meru eventualnog odstupanja. Numerički testovi su “kvantitativni”, jer daju i meru odstupanja empirijskih podataka od pretpostavljene raspodele. To daje osnovu za postupak biranja statističkog modela kome se pokoravaju empirijski podaci.

P3.3.1 PAPIRI VEROVATNOĆE

Papir verovatnoće se naziva koordinatni sistem sa neekvidistantnom podelom y ose (i eventualno x ose) u kome funkciji distribucije neke raspodele odgovara pravac. Naime, na vrednost y -koordinate, koja predstavlja kumulativnu verovatnoću, primenjuje se transformacija $F_y(y)$, a na vrednost x -koordinate, koja predstavlja probojni napon, transformacija $F_x(x)$. Kao rezultat tog preslikavanja se dobija pravac, ako slučajna varijabla x pripada odgovarajućoj teoretskoj raspodeli verovatnoće. Ako ne pripada toj raspodeli, dobija se kriva linija. Na papiru verovatnoće se crtaju tačke koje predstavljaju empirijsku funkciju distribucije izmerenog uzorka. Ako procenom “od oka” ustanovimo da su te tačke približno na jednoj pravoj, hipotezu o saglasnosti statističkog modela i empirijskih podataka prihvatamo. U suprotnom je odbacujemo. Sada ćemo za razmatrane teoretske raspodele (normalnu, duploekspencijalnu, Weibull-ovu) dati funkcije transformacije koordinata $F_y(y)$, $F_x(x)$.

P3.3.1.1 PAPIR VEROVATNOĆE NORMALNE RASPODELE

Pokazali smo da se funkcija distribucije normalne raspodele može prikazati kao

$$F(x) = \frac{1}{2} + \Phi_0 \left[\frac{x-\mu}{\sigma} \right] \quad (\text{P3.109})$$

preko tabelarno zadate Gauss-ove funkcije graške $\Phi_0(t)$, koja je neparna funkcija i koja ima jednoznačno definisanu inverznu funkciju $\Phi_0^{-1}(t)$.

Ako uvedemo transformaciju y-koordinate kao

$$Y \equiv F_y(y) = \Phi_0^{-1}\left(y - \frac{1}{2}\right) \quad (\text{P3.110})$$

dobijemo da je

$$F_y(F(x)) = \frac{x-\mu}{\sigma} \quad (\text{P3.111})$$

tj. u transformisanom koordinatnom sistemu funkcija distribucije normalne raspodele je prikazana kao pravac

$$Y = \frac{x-\mu}{\sigma} \quad (\text{P3.112})$$

U programu se inverzna funkcija $\phi_0^{-1}(y)$, izračunava inverznom interpolacijom iz tabelarno zadatih parova tačaka za funkciju $\phi_0(x) \rightarrow \{x_i, y_i\}$, pri čemu je $\phi_0(x)$ dato za $x > 0$. Pošto je $\phi_0(x)$ neparna funkcija, onda vredi

$$\phi_0(x) = \text{sgn}(x)\phi_0(|x|) \quad (\text{P3.113})$$

$$\phi_0^{-1}(y) = \text{sgn}(y)\phi_0^{-1}(|y|) \quad (\text{P3.114})$$

pa se i negativne vrednosti argumenta svode na interval za koji je $\phi_0(x)$ data tabelarno.

P3.3.1.2 PAPIR VEROVATNOĆE DUPLOEKSPONENCIJALNE RASPODELE

Funkcija distribucije duploeksponencijalne raspodele je

$$F(x) = 1 - \exp\left[-\exp\left[\frac{x-\eta}{\gamma}\right]\right] \quad (\text{P3.115})$$

Ako uvedemo transformaciju y-koordinate kao

$$Y \equiv F_y(y) = \ln\left[\ln\left[\frac{1}{1-y}\right]\right] \quad (\text{P3.116})$$

dobijamo da je

$$F_y(F(x)) = \frac{x-\eta}{\gamma} \quad (\text{P3.117})$$

tj. u transformisanom koordinatnom sistemu funkcija distribucije duploeksponencijalne raspodele je prikazana kao pravac

$$Y = \frac{x-\eta}{\gamma} \quad (\text{P3.118})$$

P3.3.1.3 WEIBULL-OVA RASPODELA

Funkcija distribucije Weibull-ove raspodele je

$$F(x) = 1 - \exp \left[- \left[\frac{x-x_0}{\eta} \right]^\delta \right] \quad (\text{P3.119})$$

Transformacije potrebne za papir verovatnoće možemo izvesti na dva načina. Ako uvedemo transformaciju y-koordinate kao

$$Y \equiv F_y(y) = \left[\ln \frac{1}{1-y} \right]^\delta \quad (\text{P3.120})$$

dobijamo da je

$$F_y(F(x)) = \frac{x-x_0}{\eta} \quad (\text{P3.121})$$

tj. u transformisanom koordinatnom sistemu (koga ćemo zvati prvi Weibull-ov papir verovatnoće) funkcija distribucije Weibull-ove raspodele je prikazana kao pravac:

$$Y = \frac{x-x_0}{\eta} \quad (\text{P3.122})$$

Dakle, za ovaj pristup potrebno je prethodno proceniti vrednost parametra δ . Ako uvedemo transformaciju y-koordinate kao

$$Y \equiv F_y(y) = \ln \left[\ln \left[\frac{1}{1-y} \right] \right] \quad (\text{P3.123})$$

I transformaciju x-koordinate kao

$$X \equiv F_x(x) = \ln(x - x_0) \quad (\text{P3.124})$$

dobijamo da je

$$F_y(F(x)) = \delta \ln(x - x_0) - \delta \ln \eta \quad (\text{P3.125})$$

tj. u transformisanom koordinatnom sistemu (drugi Weibull-ov papir verovatnoće) funkcija distribucije Weibull-ove raspodele je prikazana kao pravac

$$Y = \delta X - \delta \ln \eta \quad (\text{P3.126})$$

P3.3.2 χ^2 -TEST

Razmotrimo problem testiranja statističkog modela, tj. da li važi hipoteza H : varijabla x na koju se odnose empirijski podaci pripada pretpostavljenoj funkciji raspodele verovatnoće. Odgovor na ovo pitanje daje teorema o χ^2 -testu. U diskretnom slučaju model sa parametrom ϑ davaće verovatnoće $p_i(\vartheta)$ za pojedine vrednosti x_i diskretne slučajne varijable. (U slučaju kontinualne slučajne varijable model daje funkciju gustine verovatnoće, ali u 219rocedure χ^2 -test. I ovaj model treba diskretizovati, tako što pretpostavimo da su u prostoru slučajne varijable formirani intervali (razredi) I da model daje za pojedine razrede verovatnoće $p_i(\vartheta)$). Neka se izvele N eksperimenata I i neka pojedinim razredima x_i slučajne varijable odgovaraju apsolutne frekvencije f_i . Tim razredima odgovaraju i teoretske frekvencije $f_{ti} = Np_i(\vartheta)$.

Teorema kaže da je veličina

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(f_i - f_{ti})^2}{f_{ti}} \quad (\text{P3.127})$$

distribuirana približno po zakonu γ -raspodele sa stepenom slobode k koji zavisi od broja razreda n i od broja nepoznatih parametara s u pretpostavljenoj raspodeli, tj. $k=n-1-s$. Ovo znači da, ako bismo ponavljali serije od N nezavisnih merenja varijable x , svaka bi serija dala svoje empirijske frekvencije f_i , svoje procenjene vrednosti nepoznatih parametara ϑ i na osnovu njih izračunate teoretske frekvencije f_{ti} , i tako bi svaka serija od N merenja dala svoju određenu vrednost za χ^2 . Teorema tvrdi da se raspodela vrednosti varijable χ^2 , pokorava približno zakonu γ -raspodele. Ako razlike između empirijskih i teoretskih frekvencija nisu prevelike, tj. imaju slučajan karakter, tada i pripadajuća vrednost χ^2 , neće biti prevelika. Ako pak ustanovimo da je vrednost χ^2 , suviše velika, razumno je odbaciti hipotezu o pripadnosti slučajne varijable pretpostavljenoj funkciji raspodele. Neka je $\chi_{1-\alpha}^2$ takva vrednost varijable za koju vredi:

$$P\{\chi^2 > \chi_{1-\alpha}^2\} = \alpha$$

Interval $(0, x_{1-\alpha}^2)$ predstavlja područje prihvatanja hipoteze H, dok je interval $(x_{1-\alpha}^2, \infty)$ područje signifikantnosti ili područje odbacivanja hipoteze H. U ovom slučaju hipoteza će biti nepravilno odbačena u $100 \alpha \%$ slučajeva (u primenama se obično koristi nivo signifikantnosti $\alpha = 0.05$). Napomenimo još da $\text{se}\chi^2$ -test, dakle upravo opisano upoređivanje frekvencija, primenjuje jedino kada su teoretske frekvencije f_{ti} veće od 5. Ako je $f_{ti} < 5$ za početne ili poslednje razrede, izvrši se pregrupacija podataka tako da se spoji nekoliko prvih, odnosno poslednjih razreda u jedan (tako što se frekvencije tih razreda saberu). U tom slučaju se na N uzima broj pregrupisanih razreda.

P3.3.3 TEST KOLMOGOROVA

Test Kolmogorova baziran je na odgovarajućoj teoremi koja daje relaciju između empirijske frekvencije distribucije $\bar{F}_n(x)$ (dobijene na osnovu uzimanja uzoraka veličine n) i pripadajuće funkcije distribucije $F(x)$ razmatrane slučajne varijable x . Teorema kaže da se funkcija $\bar{F}_n(x)$ za $n \rightarrow \infty$ može smatrati aproksimacijom stvarne funkcije distribucije $F(x)$ na sledeći način. Uvede se oznake:

$$D_n = \max_{-\infty < x < \infty} |\bar{F}_n(x) - F(x)| \quad (\text{P3.128})$$

Za bilo koju neprekidnu funkciju distribucije važi:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} P \left[D_n < \frac{\lambda}{\sqrt{\lambda}} \right] = Q(\lambda) \quad (\text{P3.129})$$

gde je

$$Q(\lambda) = \sum_{k=1}^{+\infty} (-1)^k e^{-2k^2 \lambda^2} \quad (\text{P3.130})$$

Odavde sledi da se za $n \rightarrow \infty$ sa velikim iznosom verovatnoće može reći da $D_n \rightarrow 0$, tj. da za $n \rightarrow \infty$ niz empirijskih funkcija distribucije $F_n(x)$ skoro sigurno ravnomerno konvergira funkciji distribucije slučajne varijable.

Neka smo uzeli uzorak x_1, x_2, \dots, x_n i treba da testiramo hipotezu: statistički model opisan funkcijom $F(x)$ odgovara tom uzorku. Prema Kolmogorov testu za test varijablu trebamo uzeti:

$$D_n = \max_{m=1, \dots, n} \left[\frac{m}{n} - F(x_m) \right] \quad (\text{P3.131})$$

Kritično područje za prihvatanje hipoteze (tj. slučaj kada hipotezu treba odbaciti) definsano je sa

$$D_n > K_{n,\alpha} \quad (\text{P3.132})$$

gde je $K_{n,\alpha}$ tabelarno data vrednost koja zavisi od veličine uzorka i od nivoa signifikantnosti α (tj. od odabrane verovatnoće pogrešnog odbacivanja hipoteze). Prema teoremi Kolmogorova za velike vrednosti n važi

$$K_{n,\alpha} \cong \frac{\lambda_{1-\alpha}}{\sqrt{n}} \quad (\text{P3.133})$$

gde je $\lambda_{1-\alpha}$ vrednost koja daje

$$Q(\lambda_{1-\alpha}) = 1 - \alpha \quad (\text{P3.134})$$

P3.3.4. U – TEST

U-test je baziran na poređenju dva uzorka bez raspodele. Hipoteza je da su funkcije raspodele $F(x)$ i $F(y)$ dveju populacija, koje se predstavljaju sa 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 $F(x) = F(y)$.

Vrednosti uzoraka ($n_x + n_y$) su zajedno poređane po veličini i numerisane od 1 do ($n_x + n_y$). Brojevi se nazivaju „rangovima” $r(x_i)$ i $r(y_j)$, gde je isti rang (srednja vrednost rangova koji se pojavljuju) dodeljen identičnim ishodima. Sume rangova se formiraju za svaki uzorak:

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

iz kojih se statistika testa

$$u = \min(u_x, u_y)$$

dobija sa

$$u_x = R_x - \frac{n_x(n_x + 1)}{2} \quad (\text{P3.135})$$

$$u_y = R_y - \frac{n_y(n_y + 1)}{2} \quad (\text{P3.136})$$

Kritična vrednost $Un_x; n_y; \alpha$ je data u tabeli (Muller i ostali autori) i hipoteza se odbacuje ako je $u < Un_x; n_y; \alpha$.

P3.4 PROGRAMI ZA STATISTIČKU ANALIZU REZULTATA MERENJA

Razvijena su dva programa za statističku analizu rezultata merenja:

- program opšte namene SOM koji obavlja sve postupke statističke obrade rezultata merenja osim onih postupaka koje obavlja drugi program,
- program MAXLIKE koji vrši estimaciju parametara maximum likelihood metodom (sa direktnom ekstremizacijom funkcije).

Program SOM opisan je u BASIC-u (MICROSOFT GWBASIC 2.3 za IBM PC). Sastoji se od sledećih segmenata koji se biraju menijem:

- određivanje momenata uzoraka (prema delu P3.1.2),
- crtanje hronološkog niza izmerenih podataka,
- crtanje histograma relativne frekvencije (prema P3.1.2),
- crtanje kumulativne frekvencije:
 - o kao histogram sa podelom po razredima,
 - o za pojedinačne vrednosti uzoraka,
- estimiranje parametara (normalne, Weibull-ove sa dva i sa tri parametra, duploekspencijalne) raspodele momentnom metodom (prema delu P3.2.4),
- estimiranje parametara (normalne, Weibull-ove sa dva parametra, duploekspencijalne) raspodele maximum likelihood metodom sa indirektnim ekstremiranjem likelihood funkcije (prema delu P3.2.5.3),
- crtanje papira verovatnoće za (normalnu, Weibull-ovu, duploekspencijalnu) raspodelu,
- testiranje pripadnosti empirijskih podataka (normalnoj, Weibull-ovoj duploekspencijalnoj) raspodeli:
 - o metodom χ^2 -testa,
 - o metodom Kolmogorov-testa.

Ulaz u program je tekst fajl sa podacima u zahtevanom formatu. Izlaz iz programa SOM čine:

- štampanje rezultata na printer,

- crtanje grafika na displej PC-a,
- formiranje SCRIPT fajlova za pravljenje crteža u AUTOCAD-u,
- formiranje fajla ulaznih podataka za program MAXLIKE.

Program MAXLIKE pisan je u FORTRAN-u (MICROSOFT FORTRAN 2.3 za IBMPC). Baziran je na programu PCON za minimizaciju funkcije cilja sa ograničenjima, što je objašnjeno u delu P3.2.5.4. Koristi se za estimiranje parametarar normalne raspodele kada među ulaznim podacima ima rezultata testova bez proboja i za estimiranje parametara Weibull-ove raspodele sa tri nepoznata parametra.

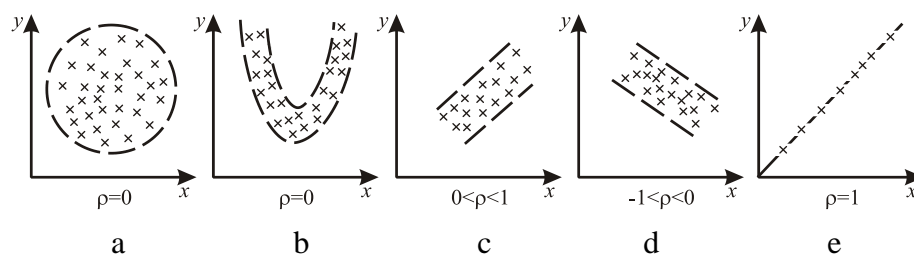
PRILOG 4

PRILOG 4 – OSNOVE KORELACIJE I REGRESIJE

P4.1 POJAM I SVOJSTVA

Ako se nekoliko slučajnih veličina (npr. intenzitet parcijalnog pražnjenja pri određenom ispitnom naponu i vrednost probojnog naponu) istovremeno meri na ispitnim uzorcima, onda nas zanima da li su ove veličine međusobno povezane, koliko je jaka ta veza i kako se može matematički izraziti. Korelacija i regresija daju rešenje ovih problema.

Analiza korelacije prvo razmatra pitanje da li uopšte postoje linearne zavisnosti između slučajnih veličina X i Y koje se ispituju, i koliko su one jake, prema koeficijentu korelacije ρ . Pretpostavlja se da slučajne promenljive X i Y imaju normalnu raspodelu. Koeficijent korelacije može imati vrednosti $|\rho| \leq 1$. X i Y su nekorelisane za $\rho = 0$ (Slika P4.1.a, b), tj. između njih ne postoji linearna zavisnost. Što je $|\rho|$ bliže jedinici, sve je čvršća korelacija između veličina. Kada je $\rho > 0$, X i Y rastu ili opadaju zajedno: ovo je "pozitivna korelacija" (Slika P4.1.v). Kada je $\rho < 0$, velike vrednosti Y su vezane za male vrednosti X : to je "negativna korelacija" (Slika P4.1.g). $|\rho| = 1$ predstavlja potpunu korelaciju, savršenu funkcionalnu zavisnost (Slika P4.1.d). Određivanje procenjenih vrednosti r za koeficijent korelacije ρ iz uzoraka sa n parova vrednosti $(x_i; y_i)$ dato je u delu P4.2.



Slika P4.1. Položaj ishoda veličina X i Y (šematski)

- a Nekorelisane veličine
- b Linearno nekorelisane veličine
- v Pozitivna korelacija
- g Negativna korelacija
- d Potpuna korelacija (funkcionalna zavisnost)

Analiza regresije ispituje, na osnovu uzoraka, mogućnost postojanja funkcionalne veze, s jedne strane između slučajnih promenljivih X i Y , a s druge strane između slučajne promenljive i parametara (npr. zavisnost vremena proboja od primenjenog napona). Dva problema sa različitim sadržajem su na isti način matematički obrađeni. U mnogim primenama u tehnici visokog napona, posebno je zanimljiva zavisnost od jednog parametra, tako da ćemo u delu koji sledi posebno razmotriti ovaj slučaj. U najjednostavnijem slučaju parovi vrednosti $(x_i; y_i)$ bili bi grafički prikazani za regresiju (x_i bi onda, na primer, bilo parametar, a y_i realizovana slučajna promenljiva). Ovde ćemo razmotriti samo slučaj kada postoji linearna zavisnost između veličina X i Y , ili kada se ona može dobiti jednostavnom transformacijom $X^* = f_1(X)$ i $Y^* = f_2(Y)$ (linearna regresija).

P4.2 OCENA KOEFICIJENTA KORELACIJE

Razmotrimo uzorak koji se sastoji od n parova vrednosti $(x_i; y_i)$. Odredićemo ih aritmetičkim sredinama \bar{x} i \bar{y} i srednjim kvadratnim odsupanjima s_x i s_y . Pored toga, uvodi se empirijska kovarijansa

$$s_{xy} = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y}) \quad (\text{P4.1})$$

koja povezuje dve veličine, i predstavlja proizvod srednjih odstupanja.

Iz ovih veličina se dobija empirijski koeficijent korelacije

$$r = \frac{s_{xy}}{s_x s_y} \quad (\text{P4.2 a})$$

koji može da se izračuna i preko

$$r = \frac{\sum_{i=1}^n x_i y_i - n \bar{x} \bar{y}}{\sqrt{(\sum_{i=1}^n x_i^2 - n \bar{x}^2)(\sum_{i=1}^n y_i^2 - n \bar{y}^2)}} \quad (\text{P4.2 b})$$

Prema Sachs-u, dvostrani interval poverenja može da se očita sa dijagrama dvostrani intervali poverenja za koeficijent korelacije sa nivoom poverenja. Ukoliko

interval poverenja ne uključuje vrednost $\rho = 0$, može se zaključiti da $\rho \neq 0$, tj. korelacija postoji.

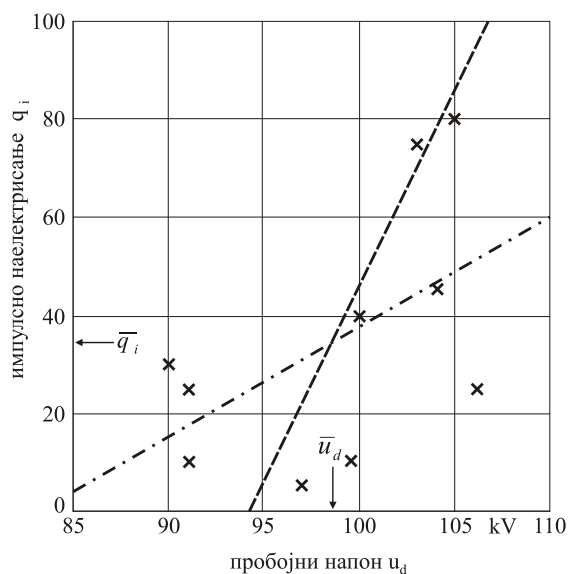
P4.3 OCENA REGRESIONIH PRAVIH

Uzmimo uzorak od n parova vrednosti $(x_i; y_i)$, kao što je opisano u Odeljku

P4.2. U regresiji y od x ($y = a_{yx} + b_{yx}x$), koeficijent pravca se izračunava kao

$$b_{yx} = \frac{s_{xy}}{s_x^2} = r \frac{s_y}{s_x} \quad (\text{P4.3 a})$$

$$b_{yx} = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad (\text{P4.3 b})$$



Slika P4.2 Grafički prikaz veličina i i moguće regresione prave

--- Regresija q_i od u_d

-.-.- Regresija u_d od q_i

Prema tome, sledeće važi za regresiju x od y ($x = a_{xy} + b_{xy}y$):

$$b_{xy} = \frac{s_{xy}}{s_y^2} = r \frac{s_x}{s_y} \quad (\text{P4.4 a})$$

$$b_{xy} = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2} \quad (\text{P4.4b})$$

Slobodni član regresione prave a se dobija za dva slučaja kao

$$a_{yx} = \bar{y} - b_{yx} \bar{x} \quad (\text{P4.5})$$

$$a_{xy} = \bar{x} - b_{xy} \bar{y} \quad (\text{P4.6})$$

BIOGRAFIJA AUTORA

Dragan Brajović je rođen 12. decembra 1963. godine u Čačku, gde živi i radi. Osnovnu školu, osnovnu muzičku školu i srednje usmereno obrazovanje matematičko – tehničke struke završio je u Čačku (1978.,1979. i 1982. godine). Na energetskom odseku Elektrotehničkog fakulteta u Beogradu diplomirao je 1990. godine, odbranivši diplomski rad pod nazivom "Testiranje živinih i natrijumovih izvora svetlosti visokog pritiska". Zvanje magistra tehničkih nauka stekao je 2003.godine na Tehničkom fakultetu u Čačku, a magistarski rad je nosio naziv "Priključivanje i uticaj elektrotermičkih uređaja i postrojenja na napojnu električnu mrežu". Stručni ispit propisan za diplomiranog inženjera elektrotehnike, energetskog odseka, položio je 1994. godine. Posедуje licencu "Odgovorni projektant elektroenergetskih instalacija niskog i srednjeg napona" i licencu "Odgovorni izvođač radova elektroenergetskih instalacija niskog i srednjeg napona". Položio je i stručni ispit za poslove zaštite od požara, 2006.godine.

Od 1991.godine zaposlen je na Višoj tehničkoj školi Čačak na radnom mestu asistenta, a zatim stručnog saradnika. Na elektrotehničkom odseku ove škole bio je angažovan na izvođenju laboratorijskih i računskih auditornih vežbi iz sledećih predmeta: Elektrane i razvodna postrojenja, Električne instalacije i osvetljenje i Prenos električne energije. Pored ovoga, bio je angažovan kao stručni saradnik i na predmetima Tehničko crtanje (elektrotehnički odsek) i Elektrotehnika (mašinski odsek). Od 2003.godine radi kao predavač na Višoj tehničkoj školi Čačak za predmete Elektrane i razvodna postrojenja, Električne instalacije i osvetljenje i naučnu oblast Elektroenergetika. Odlukom Nastavnog veća Visoke škole tehničkih strukovnih studija Čačak o utvrđivanju ekvivalentnih izbornih zvanja, zaposlen je od 01.10.2007. godine, pa do danas, kao predavač Visoke škole strukovnih studija za užu naučno stručnu oblast Elektroenergetika i nastavne predmete: Elektrane i razvodna postrojenja, Kvalitet električne energije, Električne instalacije, Električno osvetljenje, Specijalne električne instalacije, Relejna zaštita, Osnovi elektroenergetike i Stručna praksa. Kao mentor, do

sada je učestvovao u izradi diplomskih i završnih radova studenata na osnovnim studijama Elektrotehničkog odseka, smeru Elektroenergetika, i specijalističkih radova na Specijalističkim strukovnim studijama, u okviru predmeta na kojima izvodi nastavu. Od 2005.godine rukovodi i radom Visokoškolske jedinice VŠTSS Čačak u Lazarevcu, a od 2010.godineje i zamenik direktora VŠTSS Čačak.

Tokom svog dosadašnjeg naučno – istraživačkog rada Dragan Brajović je objavio, u svojstvu autora i koautora, 4 rada u časopisima međunarodnog značaja (sa *SCI* liste), 9 radova na međunarodnim konferencijama i 38 radova od nacionalnog značaja.

Oženjen je i otac troje dece, dve ćerke i sina.

U Beogradu,

21.01.2014.godine

Prilog 1.

Izjava o autorstvu

Potpisani mr Dragan Brajović dipl.inž.el.

Izjavljujem

da je doktorska disertacija pod naslovom

Optimizacija dinamičkih karakteristika gasnih odvodnika prenapona na niskonaponskom nivou

- 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.

U Beogradu, 21.01.2014.godine

Potpis doktoranda

Dragan Brajović

Prilog 2.

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

Ime i prezime autora mr Dragan Brajović dipl.inž.el.

Naslov rada: **Optimizacija dinamičkih karakteristika gasnih odvodnika
prenapona na niskonaponskom nivou**

Mentor dr Predrag Osmokrović redovni profesor Elektrotehničkog
fakulteta Univerziteta u Beogradu

Potpisani/a mr Dragan Brajović dipl.inž.el.

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.

U Beogradu, 21.01.2014.godine.

Potpis doktoranda



Prilog 3.

Izjava o korišćenju

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

Optimizacija dinamičkih karakteristika gasnih odvodnika prenapona na niskonaponskom nivou

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, 21. 01. 2014. godine

