

UNIVERZITET U BEOGRADU
ELEKTROTEHNIČKI FAKULTET

Mirko N. Stojkanović

**STATIČKA I DINAMIČKA
SINERGIJA IZOLACIONIH OSOBINA
GASNE SMEŠE SF₆/N₂**

doktorska disertacija

Beograd, 2013

UNIVERSITY OF BELGRADE
FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING

Mirko N. Stojkanović

**STATIC AND DYNAMIC SYNERGY OF
INSULATING PROPERTIES
OF GAS MIXTURE SF₆/N₂**

doctoral disertation

Belgrade, 2013

Mentor:

dr **Predrag Osmokrović**, redovni profesor
Univerzitet u Beogradu - Elektrotehnički fakultet

Članovi komisije:

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

dr Boris Lončar, vanredni profesor
Univerzitet u Beogradu - Tehnološko-metalurški fakultet

dr Miloš Vujisić, docent
Univerzitet u Beogradu - Elektrotehnički fakultet

dr Koviļjka Stanković, docent
Univerzitet u Beogradu - Elektrotehnički fakultet

Datum odbrane: _____

ZAHVALNICA

**Ovu disertaciju posvećujem majci Nadi i sestri Vesni i njihovoj
bezrezervnoj podršci i ljubavi.**

STATIČKA I DINAMIČKA SINERGIJA IZOLACIONIH OSOBINA GASNE SMEŠE SF₆/N₂

Rezime

U disertaciji "Statička i dinamička sinergija izolacionih osobina gasne smeše SF₆/N₂" razmatrana je efikasnost moderacionog efekta (efekta usporavanja slobodnih elektrona neelastičnim sudarima sa molekulima N₂ gasa koji povećava verovatnoću, tj. efikasni presek, za formiranje negativnog SF₆ jona) u smeši gasova SF₆/N₂ u slučaju primene impulsnih napona različite brzine porasta impulsa sa promenljivim vremenom porasta. Procentualni sastav smeše, pritisak, međuelektrodno rastojanje, oblik električnog polja i način obrade površina elektroda su bili promenjivi parametri. Statističkom analizom eksperimentalno dobijene slučajne promenjive impulsnih probojnih napona i njihovim prikazivanjem preko impulsnih karakteristika je ustanovljeno da se pri manjim brzinama impulsa javlja pozitivan sinergistički efekat dodavanja N₂ gasa u smešu, koji se gubi pri većim brzinama impulsa. Dobijeni rezultati su objašnjeni odnosom vremenske konstante moderacionog procesa spektra (statistička raspodela po energiji) slobodnih elektrona u gasu sa karakterističnim vremenom elementarnih procesa električnog pražnjenja u gasovima.

Ključne reči: Gasna smeša SF₆/N₂, sinergistički efekat, moderacija spectra slobodnih elektrona, impulsni napon .

Naučna oblast: Elektrotehnika.

Uža naučna oblast: Elektrotehnički materijali.

UDK broj: 6:621.383

STATIC AND DYNAMIC SYNERGY OF INSULATING PROPERTIES OF GAS MIXTURE SF₆/N₂

Abstract

Dissertation "Static and Dynamic Synergy of Insulating Properties of Gas Mixture SF₆/N₂" investigates the efficiency of a moderation effect (effect of slowing down free electrons by inelastic collisions with molecules of N₂ gas, which increases the probability, cross section for formation of SF₆ negative ions) in a mixture of SF₆ and N₂ gases, in case of the application of impulse voltages with varying rise times. The moderation in question pertains to the slowing down of free electrons through nonelastic collisions with molecules of N₂ gas, which increases the probability, i.e. the effective cross-section, for the formation of negative ions of SF₆. Variable parameters included relative mixture composition, pressure, inter-electrode gap, shape of the electric field, and the manner of electrode surface processing. By applying statistical analysis to experimentally obtained values of the impulse breakdown voltage random variable, and presenting the results as impulse characteristics, it was established that a positive synergetic effect of adding N₂ gas into the mixture was achieved at smaller impulse speeds. This effect was lost at greater impulse speeds. The obtained results were explained by examining the relative ratio of the time constant characterizing the process of moderating the spectrum (statistical distribution of energy) of free electrons, to the characteristic time of elementary electric discharge processes in gases.

Keywords: SF₆/N₂ gas mixture, synergetic effect, moderation of free electron spectrum, impulse voltage.

Scientific field: Electrical Engineering.

Special topic: Materials in Electrical Engineering.

UDK No: 6:621.383

SADRŽAJ

1.	UVOD.....	7
2.	KINETIČKA TEORIJA GASOVA.....	9
2.1.	Pritisak molekula gasa na zidove suda	9
2.1.1.	Parcijalni pritisci u smeši idealnih gasova, Dalton-ov zakon.....	12
2.2.	Unutrašnja energija, stepeni slobode	13
2.3.	Srednja dužina slobodnog puta.....	14
2.4.	Maxwell-ov zakon raspodele brzina.....	16
3.	PROBOJ GASOVA.....	19
3.1.	Elementarni procesi električnog pražnjenja u gasovima	19
3.2.	Električni proboj gasova.....	20
3.2.1.	Townsend-ov mehanizam proboja.....	21
3.2.2.	Strimerski mehanizam proboja.....	25
3.3.	Paschen-ov zakon	27
3.4.	Dinamika električnog proboja gasa	28
3.4.1.	Vreme kašnjenja električnog proboja	30
3.4.2.	Memorijski efekat u gasovima	32
4.	GASNE SMEŠE	34
4.1.	Uvod	34
4.1.1.	Sumpor - heksafluorid - SF ₆	35
4.1.2.	Osnovne primene SF ₆ u elektroprivredi	37
4.1.3.	Koncentracija SF ₆ u okolini.....	38
4.2.	Drugi obećavajući gasovi ili smeše	41
4.2.1.	Izolacija sa čistim N ₂ na visokom pritisku	42
4.2.2.	Niske koncentracije SF ₆ -N ₂ smeša za izolaciju.....	46
5.	EKSPERIMENT I OBRADA REZULTATA	50
5.1.	Postavka eksperimenta	50
5.2.	DC proboj gasne smeše SF ₆ /N ₂	50
5.3.	Merni sistem	53
5.3.1.	Merna komora.....	53

5.3.2. Gasni krug.....	55
5.3.3. Sonda za merenje brzih impulsa u nanosekundnoj oblasti (prilog).....	56
5.4. Postupak merenja.....	59
5.5. Obrada rezultata merenja.....	63
6. REZULTATI I DISKUSIJA.....	65
7. ZAKLJUČAK.....	77
LITERATURA.....	78
Prilog	89

1. UVOD

Električni proboj gasova javlja se kao rezultat sudara elektrona sa molekulima gasa, čime se stvaraju sveži joni i elektroni što vodi, eventualno, uspostavljanju mehanizma samoodržavanja. Uspostavljeno pražnjenje koje se samoodržava, u velikoj meri kontrolišu odnosi razvoja sudarnih procesa koji obuhvataju naelektrisane čestice kao i njihova transportna svojstva. Razvoj procesa proboja veoma zavisi od relativne delotvornosti mehanizma stvaranja i gubljenja elektrona koji određuju njihovu gustinu tokom pražnjenja [1,2,3].

Jonizacija elektronima, osnovni elementarni proces svih električnih fenomena u gasovima, je u slučaju SF₆ često povezan sa disocijacijom [4], putem koje nastali molekularni i atomski joni uzimaju učešće u daljem razvoju pražnjenja te mu komplikuju fizičko modelovanje. Od presudnog značaja za primenu SF₆ gasa je njegova osobina elektronegativnosti, tj. sklonosti ka zahvatanju slobodnih elektrona i stvaranju negativnih jona. Ovim procesom se zamenjuju laki elektroni teškim jonima koji ne učestvuju dalje u procesu jonizacije i smanjuje se ukupna gustina slobodnih elektrona [5,6].

Proces elektronskog zahvata je probablističke prirode i karakteriše se efikasnim presekom koji je mera verovatnoće da dođe do zahvata. Efikasni presek za zahvat elektrona nije konstantna veličina već zavisi od vremena koje elektron provede u blizini elektronegativnog atoma. Što je to vreme duže, odnosno odgovarajuća brzina elektrona manja, verovatnoća zahvata je veća. Pošto slobodni elektroni u gasovima nemaju konstantnu brzinu, odnosno energiju, već poseduju spektar Maksvelovskog tipa, celishodno ga je, u cilju povećanja efekta elektronskog zahvata, moderacionim postupkom pomeriti u levo ka nižim energijama odnosno svesti ga na nižu efektivnu temperaturu. Moderaciju elektronskog spektra je moguće postići dodavanjem elektronegativnom gasu nekog molekularnog gasa kojem elektronski spektar, u sudarnoj interakciji, pobuđuje rotaciona i vibraciona stanja ,ili ga disocira, čime gubi energiju i pomera se ka nižim efektivnim temperaturama [7,8,9].

U tom smislu dodavanje N₂ gasa SF₆ gasu ima pozitivan sienergistički efekat pošto tim putem formirana mešavina ima bolje izolacione karakteristike od čistog SF₆ gasa [10,11]. Naravno, to važi u slučaju da se ne doda suviše veliki procenat N₂

molekula, pošto se radi o elektro-pozitivnim molekulima čijom jonizacijom se povećava koncentracija slobodnih elektrona što može anulirati pozitivan sinergistički efekat moderacije elektronskog spektra. Sinergistički efekti smeše SF₆/N₂ su ispitivani sa DC naponom, impulsnim naponom (atmosferskog i komutacionog oblika) i ac naponskim opterećenjem [12,13,14].

Međutim kako se proces zahvata i proces moderacije odvijaju u vremenu, od interesa je ispitati efekte pomenute sinergije za slučaj opterećenja gasne smeše brzim naponskim impulsima. Ovaj problem, koji je vrlo interesantan sa aspekta inženjerske prakse zbog zaštite od prenapona, cilj je ove disertacije.

2. KINETIČKA TEORIJA GASOVA

Kretanje i svojstva gasova pokazuju pravilnosti uočene u raznim uslovima kod većih količina gasa. One su prikazane osnovnim zakonima za gasove. Osnovne tri veličine pri proučavanju gasova jesu: pritisak, temperatura i zapremina gasa. Osim toga, važna je bila i masa gasa, ali se ona odnosila na veće količine, bez obzira na strukturu samog gasa [15].

Gasovi se mogu posmatrati i u pogledu njihove strukture. Jasno je da se sva tela sastoje od molekula i atoma, koji se nalaze u stalnom kretanju, pa je pri proučavanju moguće poći od tih sastavnih delova. Tako se i u drugoj polovini devetnaestog veka razvila tzv. *kinetička teorija gasova*, koja se proširila i na ostala agregatna stanja. Tu teoriju su najviše razvili Maxwell i Boltzmann. Osnovna pretpostavka te teorije je da se gasovi proučavaju kao da su sastavljeni od velikog broja vrlo malih čestica sfernog oblika, koje su potpuno elastične, a mogu se identifikovati sa hemiskim molekulima. Pretpostavlja se da se te čestice kreću u svim pravcima bez međusobnih sila. Promene pravca kretanja tih čestica nastaju usled međusobnih potpuno elastičnih mehaničkih sudara. Dakle, u kinetičkoj teoriji gasova zanemaruju se privlačne sile koje dejstvuju među molekulima. Ali i pored te relativno grube pretpostavke ta teorija daje dobre rezultate. Tako se zbog kretanja u svim pravcima molekuli sudaraju i međusobno i sa zidovima suda u kome se gas nalazi. Tim sudarima ogromnog broja molekula objašnjava se i pritisak gasa. Povećanje temperature nastaje bržim kretanjem molekula, pa se pri stalnoj zapremini suda u kome se gas nalazi tako povećava i pritisak gasa, jer se istovremeno zanemaruje zapremina koju molekuli zauzimaju.

2.1. Pritisak molekula gasa na zidove suda

Engleski botaničar Brown primetio je 1827 godine pomoću mikroskopa da se male čestice, kao obojene čestice prašine i sl., stalno kreću u tečnosti ili u koloidnom rastvoru. On je primetio da se takve čestice u svom brzom kretanju i međusobno sudaraju. Dimenzije tih čestica su reda 10^{-4} cm, tj. oko deset hiljada puta veće od dimenzije atoma. Ta pojava je objašnjena tek u drugoj polovini devetnaestog veka.

Dokazalo se da se te čestice kreću u prostoru pod udarima molekula sredine oko čestica, a samim tim se i molekuli kreću usled sudara u svim pravcima. Zbog toga se uzima da se u svim pravcima kreće isti broj molekula; ne može se dati prednost nijednom pravcu. Ako se uzme jedna kocka ispunjena gasom onda se može pretpostaviti da se $1/3$ od ukupnog broja molekula toga gasa kreće u svakom od tri pravca koji se izaberu normalno na zidove tog suda.

Posmatrajmo jedan molekul mase m koji se kreće normalno prema zidu takvog suda brzinom v . Sudari se pritom smatraju elastičnim. Količina kretanja tog molekula je mv . Posle sudara količina kretanja istog molekula je $-mv$, jer je odskočio nazad od zida istom brzinom u istom pravcu, a u suprotnom smeru. Tako je promena količine kretanje toga molekula $2mv$. Zid deluje na molekul silom ΔF za vreme sudara Δt . Ista takva sila deluje na zid. Vreme između dva uzastopna sudara jednog molekula o isti zid suda biće vreme za koje molekul pređe dve dužine ivice te kocke. Označi li se ta ivica sa Δl , biće

$$\Delta t = \frac{2\Delta l}{v} \quad (2.1)$$

Impuls srednje sile ΔF ima vrednost:

$$\overline{\Delta F} \cdot \Delta t = 2mv \quad (2.2)$$

Oдавde je:

$$\overline{\Delta F} = \frac{2mv \cdot v}{2\Delta l} = \frac{mv^2}{\Delta l} \quad (2.3)$$

Ovo je srednja veličina sile pri sudaru jednog molekula. Ova srednja veličina je izračunata u odnosu na vreme Δt između dva uzastopna sudara jednog molekula sa istim zidom suda. Vreme trajanja samog sudara nije moguće tačno odrediti, pa se ono uračunava u Δt . Ako sa n označimo ukupan broj molekula u kocki (sudu), onda će srednja sila kojom $n/3$ molekula deluje na jedan zid suda iznositi

$$\frac{n}{3} \frac{mv^2}{\Delta l} \quad (2.4)$$

Srednji pritisak na tu stranu biće

$$p = \frac{n}{3} \cdot \frac{mv^2}{(\Delta l)^3} = \frac{n}{3} \cdot \frac{mv^2}{V} \quad (2.5)$$

gde je V zapremina suda.

Odavde je

$$pV = \frac{n}{3} \cdot mv^2 \quad (2.6)$$

Kako je $\frac{n}{V} = n_0$ broj molekula u jedinici zapremine, dobija se i ova relacija za pritisak:

$$p = \frac{n_0}{3} \cdot mv^2 \quad (2.7)$$

Ako se sa $\bar{E}_k = \frac{mv^2}{2}$ označi srednja kinetička energija jednog molekula, biće:

$$p = \frac{2}{3} n_0 \bar{E}_k. \quad (2.8)$$

Ova relacija za pritisak predstavlja *osnovnu relaciju kinetičke teorije gasova*.

Posmatra li se jedan mol gasa, gde je $V = V_0$, $n = N$, biće:

$$pV_0 = \frac{2}{3} NE_k. \quad (2.9)$$

gde je $N = 6,023 \cdot 10^{23} \frac{\text{molekula}}{\text{mol}}$ Avogadrov broj. Neki ga nazivaju i Loschmidt-ov broj, a ovaj naziv daju broju molekula u jednom kubnom santimetru gasa pri normalnim uslovima, tj. nazive ta dva broja uzimaju obratno.

Sa druge strane, postoji relacija između p , V_0 i temperature gasa, pa je:

$$pV_0 = \frac{2}{3} NE_k = RT \quad (2.10)$$

gde je $R = 8,313 \frac{\text{J}}{\text{K} \cdot \text{mol}}$ gasna konstanta.

Ova relacija pokazuje vezu između temperature i mehaničkih veličina koje karakterišu čestice gasa.

Odavde je kinetička energija jednog molekula (ili atoma, ako se posmatraju atomi):

$$E_k = \frac{3}{2} \cdot \frac{R}{N} T \quad (2.11)$$

To znači da je apsolutna temperatura gasa proporcionalna kinetičkoj energiji translacije molekula (atoma) toga gasa.

Odnos $\frac{R}{N}$ predstavlja gasnu konstantu po molekulu (atomu). Naziva se *Boltzmann-ova konstanta* i označava sa k .

$$k = \frac{R}{N} = \frac{8,313 \cdot 10^7}{6,023 \cdot 10^{23}} = 1,38 \cdot 10^{-16} \frac{\text{erg}}{\text{K}} = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}} \quad (2.12)$$

Tako je:

$$\bar{E}_k = \frac{3}{2} \cdot kT \quad (2.13)$$

Brzina molekula iznosi:

$$\sqrt{v^2} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \quad (2.14)$$

Ovo je jedna vrsta srednje brzine molekula, koja se u odnosu na brzine pojedinih molekula izračunava prema relaciji:

$$v^2 = \frac{v_1^2 + v_2^2 + \dots + v_n^2}{n} \quad \text{ili} \quad \sqrt{v^2} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n v_i^2}{n}} \quad (2.15)$$

Ova brzina se nekad naziva *efektivna brzina*. Nju treba razlikovati od srednje (aritmetičke) brzine, kao i od najverovatnije brzine.

Iz (2.13) i (2.14) vidi se da je srednja kinetička energija svih vrsta molekula ista pri istim temperaturama, a brzine raznih vrsta molekula obrnuto su proporcionalne kvadratnom korenu njihovih masa.

2.1.1. Parcijalni pritisci u smeši idealnih gasova, Dalton-ov zakon

Ako se u nekom sudu nalazi smeša od više vrsta gasova, onda se ukupan broj molekula u jedinici zapremine (zapreminska molekularna gustina) može prikazati kao zbir molekula pojedinih vrsta, odnosno:

$$n_0 = n_{01} + n_{02} + n_{03} + \dots \quad (2.16)$$

gde ovi brojevi odgovaraju cespektivno svakoj vrsti gasa u smeši. Onda je pritisak:

$$p = \frac{2}{3} n_0 \bar{E}_k = \frac{2}{3} n_{01} \bar{E}_k + \frac{2}{3} n_{02} \bar{E}_k + \dots \quad (2.17)$$

Jasno je da je:

$$\frac{2}{3}n_{01}\overline{E}_k = p_1 \quad (2.18)$$

pritisak koji bi vršio prvi gas kada bi u tom sudu bio sam u istoj količini kao što je u smeši. Na sličan način dobivaju se pritisci i za ostale vrste gasa. Onda je ukupni pritisak:

$$p = p_1 + p_2 + p_3 + \dots \quad (2.19)$$

Ovo je poznati *Daltonov zakon* za idealne gasove, koji glasi: zbir parcijalnih pritisaka smeše idealnih gasova jednak je ukupnom pritisku smeše tih gasova.

2.2. Unutrašnja energija, stepeni slobode

Posmatrana kinetička energija gasa predstavlja njegovu unutrašnju energiju. To važi samo za idealne gasove. Kod realnih gasova treba uzeti u obzir i međusobnu potencijalnu energiju molekula, a kod realnih gasova unutrašnja energija nije samo kinetička nego zbir kinetičke i potencijalne energije. Kada se posmatra molekul kao kompleks atoma, uočava se da se kinetička energija ne odnosi samo na translatorno kretanje nego i na rotaciju i oscilaciju molekula. S obzirom na prirodu kretanja molekula ne može se dati prednost jednoj vrsti kretanja, a druge zapostaviti (translacija, rotacija, oscilovanje). Otuda je pravilno zaključiti da na svaki stepen slobode molekula prosečno spada ista količina energije. To je stav o jednakoj raspodeli energije prema stepenima slobode. Translatorskom kretanju molekula odgovaraju tri stepena slobode. Onda, prema (2.13), srednja energija koja spada na jedan stepen slobode iznosi:

$$\frac{1}{2}kT \quad (2.20)$$

Za j stepena slobode biće prosečna energija $\frac{j}{2}kT$. Unutrašnja energija gasa biće $n\frac{j}{2}kT$, gde je n broj molekula gasa. Ako želimo naći unutrašnju energiju jednog mola gasa, ona će iznositi:

$$\frac{j}{2}nkT = \frac{j}{2}RT \quad (2.21)$$

Ovaj rezultat pokazuje da unutrašnja energija idealnog gasa zavisi od njegove temperature i stepena slobode molekula toga gasa, a ne od zapremine koju taj gas

zauzima, te prema tome ni od pritiska. Naravno, kod realnih gasova ta energija zavisi i od zapremine gasa, jer u nju spada i međusobna potencijalna energija molekula gasa.

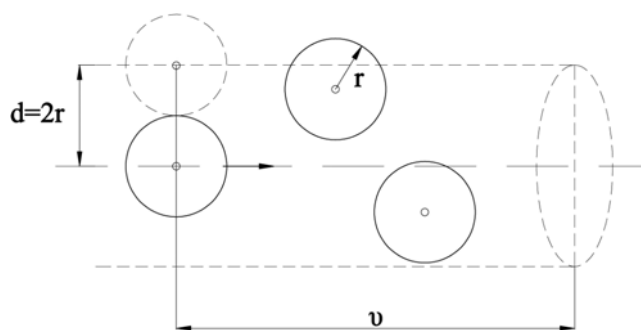
2.3. Srednja dužina slobodnog puta

Rastojanje između dva uzastopna sudara jednog molekula ili atoma naziva se dužina slobodnog puta. Ta rastojanja su različita među raznim sudarima, ali se može zamisliti, pa i računati, neka srednja vrednost. Ona se naziva *srednja (prosečna) dužina slobodnog puta*. Obično se označava sa λ .

Kako molekuli nisu geometriske tačke, nego se i u kinetičkoj teoriji mogu shvatiti kao kuglice izvesnog poluprečnika r , može se zaključiti da će se jedan od molekula sudariti sa svakim sebi ravnim molekulom koji naiđe u deo prostora koji je određen rastojanjem od $2r$ među centrima kuglica koje se sudaraju. Ovaj prečnik $2r = d$ iznosi za sve gasove oko $2 \cdot 10^{-8} - 3 \cdot 10^{-8}$ cm.

Svi molekuli se nalaze u kretanju, pa je u takvom stanju prilično teško izračunati srednju dužinu slobodnog puta. Takav slučaj ovde nećemo posmatrati, nego ćemo se ograničiti na izvesno uprošćenje. Naime, posmatraćemo jedan molekul u kretanju, a za ostale molekule pretpostavićemo da miruju. Taj molekul ima poluprečnik r i brzinu v . Jasno je da bi se sudario u jedinici vremena sa svakim molekulom koji bi se našao u cilindru poluprečnika $d = 2r$ i visine koja je brojno jednaka brzini molekula v (slika 2.1). Označimo broj molekula u jedinici zapremine sa n_0 . Onda je broj molekula u takvom cilindru jednak proizvodu iz zapremine tog cilindra i broja n_0 , odnosno $\pi d^2 \bar{v} n_0$, gde je \bar{v} srednja brzina kretanja molekula. Prema tome, prosečan broj sudara molekula u jedinici vremena iznosi:

$$4\pi r^2 \bar{v} n_0 = \pi d^2 \bar{v} n_0 \quad (2.22)$$



Slika 2.1. Šematski prikaz kretanja molekula.

Ako se uzme u obzir i kretanje ostalih molekula, onda se uz nešto komplikovanije računanje dobije da je broj sudara veći nego navedeni. Taj broj je i 2 puta veći od ovako dobijenog. Red veličine broja sudara može se lako izračunati zamenom nekih poznatih vrednosti za poluprečnik molekula, njihovu gustinu i brzinu. Dobije se uglavnom nekoliko milijardi sudara u svakom sekundu, kao što je ranije pokazano.

Srednja dužina slobodnog puta λ izračunava se kao količnik puta koji molekul pređe u jedinici vremena (brzine) i broja sudara u jedinici vremena. Ako brzinu v izjednačimo sa efektivnom brzinom, biće:

$$\lambda = \frac{v}{\pi d^2 v n_0} = \frac{1}{\pi d^2 n_0} = \frac{1}{4\pi r^2 n_0} \quad (2.23)$$

Tačnija vrednost, uz popravku za kretanje ostalih molekula, iznosi:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 n_0} \quad (2.24)$$

Uzimajući neke prosečne brojne vrednosti, dobija se veličina reda:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}\pi (2 \cdot 10^{-8})^2 \cdot 2,7 \cdot 10^{19}} \approx 2,1 \cdot 10^{-5} \text{ cm} \quad (2.25)$$

Ova dužini je nešto manja od talasne dužine svetlosti u vidljivom delu spektra.

Iz dobijenih relacija se vidi da je srednja dužina slobodnog puta molekula obrnuto proporcionalna broju molekula u jedinici zapremine. S druge strane, poznato je da je broj molekula u jedinici zapremine upravo proporcionalan pritisku gasa, pa se može napisati:

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{p_2}{p_1}, \quad (2.26)$$

a to znači da je srednja dužina slobodnog puta obrnuto proporcionalna pritisku gasa. Prečnik $d = 2r$ odgovarao bi nekom prečniku molekula, ali samo pod pretpostavkom naročite prirode molekula, tj. da se smatraju kao savršeno elastične kugle. Međutim, molekuli, takođe i atomi, mnogo su složeniji, pa se iz dobijene formule izračunati prečnik neće slagati sa merenim ili sa vrednostima nađenim na tačniji način. Ove relacije daju samo približnu vrednost za prečnik molekula, pa se kao takav i naziva *efektivni prečnik molekula*.

2.4. Maxwell-ov zakon raspodele brzina

Pretpostavka da se molekul kreće istom brzinom posle raznih sudara pretstavlja grubu aproksimaciju. Molekuli imaju promenljivu brzinu. Može se uzeti da brzina molekula jednog gasa varira od 0 do vrlo velikih vrednosti. Međutim, postoji izvesna pravilnost u odnosu broja molekula i veličine brzine. Maxwell je statističkim metodom izračunao kakva izgleda raspodela molekula nekog gasa u odnosu na veličinu brzine. On je izračunao najverovatniju brzinu za gas u zavisnosti od njegove temperature i drugih svojstava.

Pri datoj temperaturi postoji neka brzina koja je najverovatnija za najveći broj molekula datog gasa. Naravno, odstupanja ima, ali je procenat ukupnog broja molekula najveći za tu vrednost. Postaviti pitanje da se nađe broj molekula koji imaju tačno određenu brzinu nezgodno je i nemoguće je odgovoriti na njega. To bi ličilo otprilike kao kada bi se postavilo pitanje da se nađe broj ljudi koji u određenom momentu pune tačno, recimo, a godina. Zato je lakše odgovoriti na pitanje koliki je broj molekula koji imaju brzinu u određenom intervalu. (Analogno, koliko ljudi imaju sada više od a , a manje od $a+1$ godina.) Na to pitanje za molekule dao je odgovor Maxwell i time otkrio zakon raspodele brzine molekula gasova. Najlakše je kao nezavisno promenljivu uzeti veličinu neke brojne relativne brzine, tj. odnos posmatrane brzine i najverovatnije brzine molekula datog gasa pri datoj temperaturi. Ako neku posmatranu brzinu označimo sa v , a najverovatniju brzinu sa v_w , onda će takav odnos biti:

$$\xi = \frac{v}{v_w} \quad (2.27)$$

To nije relativna brzina u fizičkom smislu, nego samo brojni odnos navedenih brzina, što olakšava prikazivanje. Neka je broj molekula datog gasa n . Označimo sa Δn broj molekula čije se „relativne brzine“ nalaze u intervalu $\xi, \xi + \Delta \xi$, a brzine između v i $v + \Delta v$. Onda Maxwell-ova relacija raspodele brzina glasi:

$$\Delta n = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot n \cdot e^{-\xi^2} \xi^2 \Delta \xi ; \quad (2.28)$$

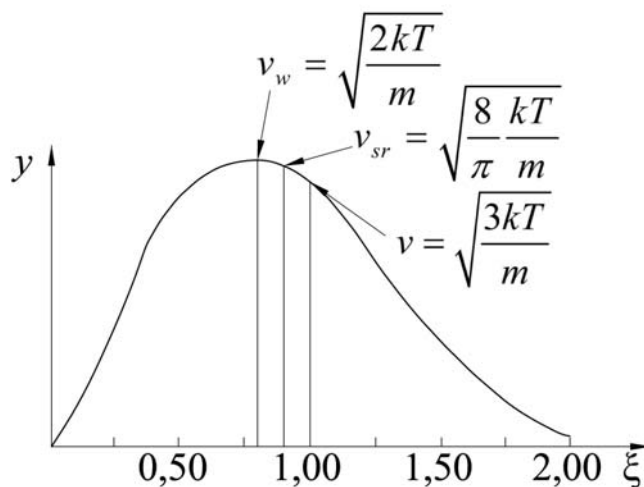
odavde je:

$$y = \frac{\Delta n}{n \Delta \xi} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot e^{-\xi^2} \xi^2 \quad (2.29)$$

Kriva $y = f(\xi)$ ima izgled kao na slici 2.2 (ne mešati ovo y sa dužinom). Ova kriva ima svoj maksimum. Prema njenom obliku lako je izračunati razne brzine. Maxwell je za najverovatniju brzinu dobio:

$$v_w = \sqrt{\frac{2RT}{M}} \quad (2.30)$$

gde je M masa mola. Vidi se da je najverovatnija brzina manja od efektivne. Ona je takođe manja i od srednje aritmetičke brzine.



Slika 2.2. Maxwell-ova raspodela brzina molekula gasa.

Traženi broj molekula gasa koji imaju brzine u određenom intervalu $v, v + \Delta v$ određuje se ovako. Izračuna se najverovatnija brzina v_w . Zatim se prema brzini v (donja granica intervala) izračuna $\xi = \frac{v}{v_w}$. Odavde je $\Delta\xi = \frac{\Delta v}{v_w}$. Raspolažući krivom

$\frac{\Delta n}{n\Delta\xi_w} = f(\xi)$, nađe se $\frac{\Delta n}{n\Delta\xi_w}$ za odgovarajuće ξ . Kako se zna $\Delta\xi$, onda se izračuna

odnos $\frac{\Delta n}{n}$, a time je određen i procenat broja molekula koji imaju brzine u navedenom intervalu.

3. PROBOJ GASOVA

Gasovi su u svom osnovnom stanju dielektrični materijali. Oni su, ujedno, i najrasprostranjeniji dielektrici sa aspekta primene u elektrotehnici. Pored toga, sam mehanizam električnog proboja gasova je teorijski objašnjen, a i mehanizmi proboja dielektričnih materijala u drugim agregatnim stanjima uglavnom se zasnivaju na mehanizmu električnog proboja gasova.[16]

3.1. Elementarni procesi električnog pražnjenja u gasovima

Jonizacija elektronima je osnovni elementarni proces svih električnih pojava u gasovima. Javlja se kao rezultat sudara elektrona sa molekulima ili atomima gasa, čime se stvaraju pozitivni joni i novi elektroni¹. Da bi došlo do jonizacije elektronima, potrebno je da energija slobodnih elektrona bude veća od energije veze elektrona u molekulima, odnosno atoma gasa. Sama verovatnoća jonizacije elektronima je složena funkcija parametara kvantnomehantičkog sistema "slobodni elektron - molekul gasa". Ako su gasovi elektronegativni, odnosno radi postizanja stabilnosti molekulske strukture, pokazuju afinitet ka zahvatanju elektrona, u njima jedan deo slobodnih elektrona biva zahvaćen neutralnim molekulima. Na taj način dolazi do zamene lako pokretljivih elektrona teško pokretljivim negativnim jonima. Proces jonizacije elektronima, kao i zahvat slobodnog elektrona od strane elektronegativnog molekula gasa, nazivaju se primarni elementarni procesi električnog pražnjenja u gasovima.

Pored navedenih primarnih, postoje i sekundarni elementarni procesi električnog pražnjenja u gasovima. Sekundarni elementarni procesi su od presudnog značaja za uspostavljanje efekta samoodržanja probojnog procesa. Oni se dele na procese aktivne na elektrodama (jonsko izbijanje, fotoemisija, izbijanje metastabilom) i na procese aktivne u gasu (jonizacija pozitivnim jonima, fotojonizacija, jonizacija metastabilom) [17].

Pri stvaranju modela električnih pražnjenja u gasovima, elementarni procesi se opisuju preko lavinskih koeficijenata α , η i γ . Ti koeficijenti, često nazvani i Townsend-

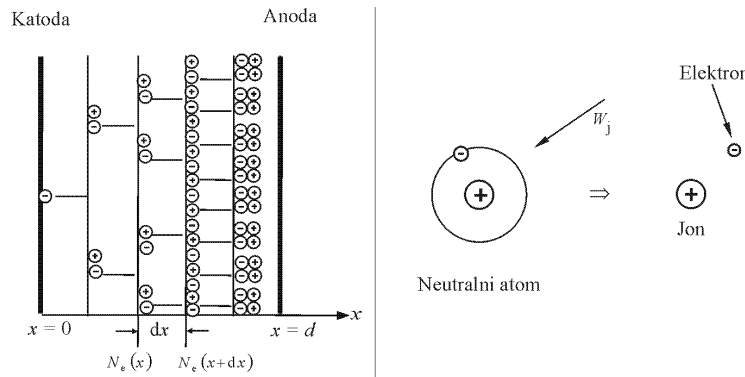
¹ U svakom gasu postoji veliki broj slobodnih elektrona i jona nastalih jonizujućim procesima izazvanim kosmičkim zračenjem i sudarima molekula u termičkom kretanju. Koncentracija ovih slobodnih elektrona i jona uravnotežena je rekombinujućim procesima.

ovi koeficijenti, dele se prema procesu koji opisuju, na primarne (α , η) i sekundarne (γ). Primarni Townsend-ovi koeficijenti se definišu na sledeći način: α , ili koeficijent jonizacije, predstavlja broj elektrona nastalih jonizujućim procesom po jedinici puta slobodnog elektrona u pravcu polja, a η , ili koeficijent pripajanja, predstavlja broj elektrona po jedinici puta u pravcu polja pripojenih elektronegativnim molekulima. Sekundarni Townsend-ov koeficijent γ predstavlja ukupan elektronski prinos sekundarnim procesima električnog pražnjenja u gasovima po jednoj primarnoj jonizaciji [3].

Ovako definisani lavinski koeficijenti nemaju konstantnu vrednost, već se menjaju u zavisnosti od vrste gasa, električnog polja i pritiska. Sekundarni lavinski koeficijent može da zavisi i od materijala elektroda i topografije njihovih površina. Zavisnost lavinskih koeficijenata od pomenutih parametara je data semiempirijskim izrazima [4,18,19].

3.2. 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 3.1. 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 [1,20,21].



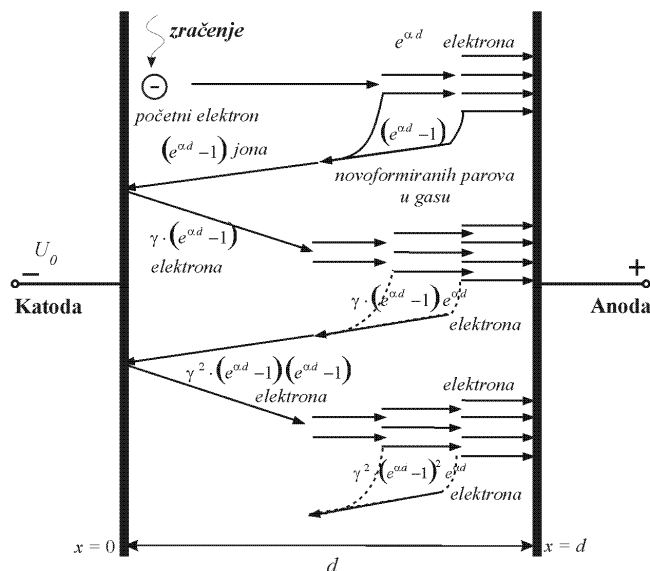
Slika 3.1. Nastajanje lavine elektrona udarnom elektronskom jonizacijom. (Prema Osmokrović, P. [16])

Sam električni proboj gasa može da se odvija prema dva različita mehanizma, u zavisnosti od toga da li su dominantni sekundarni procesi električnog pražnjenja na elektrodama ili u gasu. Ako su dominantni sekundarni procesi na elektrodama, radi se o Townsend-ovom mehanizmu proboja gasa, koji je karakterističan za potpritiske gasa i mala međuelektrodna rastojanja. Ako su dominantni sekundarni procesi u gasu, radi se o strimerskom mehanizmu proboja, koji je karakterističan za natpritiske i veća međuelektrodna rastojanja. Granica između Townsend-ovog i strimerskog mehanizma proboja nije oštra, i u graničnoj oblasti se električni proboj odvija kombinacijom ova dva mehanizma.

3.2.1. Townsend-ov mehanizam proboja

Townsend-ov proboj se zasniva na pojavi sukcesivnih sekundarnih lavina do nastanka proboja. Kada postoji slobodan elektron u gasu (izazvan nekim spoljnim efektom kao što je prisustvo jonizujućeg zračenja), gde postoji električno polje, i 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. 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 puta od nekoliko milimetara, lavina se može povećavati dok se broj elektrona ne poveća na oko milion. Ovaj proces je prikazan na slici 3.2.



Slika 3.2. Uz tumačenje Tauzendorvog mehanizma proboja.

(Prema Osmokrović, P. [16])

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 proboju gasa, ali sam proces nije dovoljan da se prouzrokuje proboj. Ako je 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 (Townsend-ov prvi jonizacioni koeficijent), $1/\alpha$ - prosečna dužina puta koji elektron pređe između dva sudara i ako se posmatra sloj debljine d_x na rastojanju x od katode, onda će n_x elektrona 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:

$$\int_{n_0}^{n_x} \frac{dn_x}{n_x} = \alpha \int_0^x dx \quad (3.1)$$

$$\ln\left(\frac{n_x}{n_0}\right) = \alpha x \quad (3.2)$$

$$n_x = n_0 \cdot e^{\alpha x} \quad (3.3)$$

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

$$n_d = n_0 \cdot e^{\alpha d} \quad (3.4)$$

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

U procesu pražnjenja, udarna jonizacija je praćena sekundarnim procesima na katodi, pri čemu se međuelektrodni prostor ispunjava slobodnim elektronima i svaki sledeća lavina elektrona prevazilazi prethodnu po broju novostvorenih elektrona.

Ako se posmatra 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 prostoru (Townsend-ov drugi jonizacioni koeficijent), n_0 – broj primarnih fotoelektrona emitovanih sa katode, n_0' – broj sekundarnih elektrona proizvedenih na katodi i n_0'' – ukupan broj elektrona koji polaze sa katode, tada svaki elektron koji napusti katodu proizvede $e^{\alpha d} - 1$ sudara u međuelektrodnom prostoru, stvarajući $n_0''(e^{\alpha d} - 1)$ jonizujućih sudara. Tako je, po definiciji:

$$\gamma = \frac{n_0'}{n_0''(e^{\alpha d} - 1)} \Rightarrow n_0' = \gamma \cdot n_0''(e^{\alpha d} - 1) \quad (3.5)$$

Kako je $n_0'' = n_0 + n_0'$ sledi da je

$$n_0'' = n_0 + n_0''(e^{\alpha d} - 1) \cdot \gamma \Rightarrow n_0'' = \frac{n_0}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}, \quad (3.6)$$

pa je broj elektrona na rastojanju d od katode:

$$n_d = n_0^n \cdot e^{\alpha d} = \frac{n_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}, \quad (3.7)$$

a izraz za struju u stacionarnom stanju:

$$I = \frac{I_0 \cdot e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}. \quad (3.8)$$

Poslednja jednačina opisuje porast srednje vrednosti struje neposredno pred nastanak proboja. Sa porastom primenjenog napona, $e^{\alpha d}$ i $\gamma \cdot e^{\alpha d}$ se povećavaju dok $\gamma \cdot e^{\alpha d} \rightarrow 1$ (pod pretpostavkom da je $e^{\alpha d} \gg 1$), kada imenilac izraza za struju postaje nula i $I \rightarrow \infty$. Broj elektrona koji stižu 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:

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (3.9)$$

i ovaj uslov je poznat kao Townsend-ov kriterijum za proboj gasa. Lavinski proboj se razvija relativno dugo vremena, tipično oko 1 μ s i uglavnom se ne dešava primenom impulsnog napona. U prethodnim analizama, nije razmatrano pripajanje elektrona neutralnim molekulima. Pripajanje elektrona umanjuje broj elektrona u gasu, dajući tako gasu veliku dielektričnu čvrstoću. Gasovi u kojima se dešava pripajanje elektrona nazivaju se elektronegativni gasovi.

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:

$$I = I_0 \cdot \frac{\left[\frac{\alpha}{\alpha - \eta} e^{(\alpha - \eta)d} - \frac{\eta}{\alpha - \eta} \right]}{1 - \gamma \frac{\alpha}{\alpha - \eta} \left[e^{(\alpha - \eta)d} - 1 \right]}, \quad (3.10)$$

pa je odgovarajući kriterijum za proboj Townsend-ovim mehanizmom:

$$\gamma \frac{\alpha}{\alpha - \eta} \left[e^{(\alpha - \eta)d} - 1 \right] = 1. \quad (3.11)$$

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 Townsend-ovim mehanizmom, pretpostavljeno je da inicijalni elektron na svakoj srednjoj slobodnoj dužini puta između dva sudara od polja preuzima isti iznos energije. Ova pretpostavka

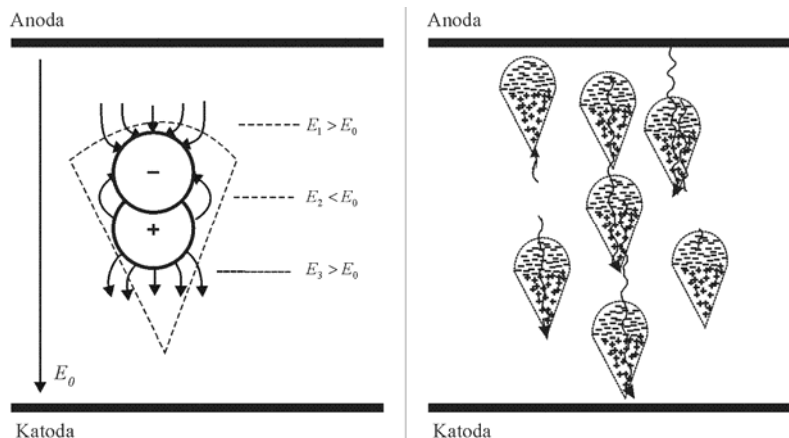
je opravdana samo za slučaj homogenog električnog polja. U slučaju da električno polje nije homogeno, uslov za proboj gasa Townsend-ovim mehanizmom postaje [4,17,22,23]:

$$\gamma \int_0^d e^{\int_0^x (\alpha - \eta) dx} \alpha \cdot dx = 1. \quad (3.12)$$

3.2.2. Strimerski mehanizam proboja

Dok Townsend-ov 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. Naelektrisane čestice proizvedene u lavinskom procesu prouzrokuju distorziju električnog polja tako da se slobodni elektroni kreću prema glavi lavine, stvarajući nove lavine u procesu koji brzo postaje kumulativan. 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 orjentisano nasuprot primenjenom spoljašnjem polju, pa je resultantna jačina električnog polja manja.

Za razliku od Townsend-ovog 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 3.3.



Slika 3.3. Uz tumačenje strimerskog mehanizma proboja.

(Prema Osmokrović, P. [16])

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. Ukoliko dužina lavine poraste iznad kritične vrednosti dužine x_c , tada se stizanjem jednog strimera na katodu, premošćuje međuelektrodni prostor, i kroz tako uspostavljeni strimerski most poteče struja. Ta struja, Joule-ovim efektom, izaziva termojonizaciju u kanalu strimera, čime visokootporni strimer pređe u plazma-stanje, i nastupa električni proboj [3,4,19,24].

Fenomen strimerskog pražnjenja nema egzaktan matematički model. Eksperimentalnim opažanjima, uvažavajući činjenicu da prostornim naelektrisanjem izazvano električno polje mora biti bar istog reda veličine kao i spoljašnje polje, može se zaključiti da do proboja gasa ovim mehanizmom dolazi ako je koncentracija elektrona u primarnoj lavini veća od 10^5 cm⁻³. Ovaj zahtev je ispunjen ako je [25-27]:

$$\int_0^d [\alpha(x) - \eta(x)] dx \geq k \quad (3.13)$$

gde je k konstanta koja u slučaju homogenog i skoro homogenog polja uzima vrednosti u opsegu $18 \div 20$ kada se broj elektrona u lavinskoj glavi kreće u opsegu $10^6 \div 10^8$.

3.3. Paschen-ov zakon

U mnogim oblastima inženjerske prakse „zakoni sličnosti“² 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 Laplace-ove diferencijalne jednačine:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0. \quad (3.14)$$

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) [13,28].

Najpoznatija posledica zakona sličnosti, primenjenog na oblast gasnih pražnjenja, je Paschen-ov zakon. Po tom zakonu, električno gasno pražnjenje u homogenom električnom polju jednoznačno zavisi od proizvoda pritiska i međuelektrodnog rastojanja³ [29]. Ovaj stav se lako dokazuje ako se pođe od jednačine gasnog stanja:

$$pV = \frac{m}{M} RT \quad (3.15)$$

Nakon deljenja izraza zapreminom V , jednačina (3.15) prelazi u oblik:

$$p = \rho \frac{RT}{M} \quad (3.16)$$

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

² Često se za zakone sličnosti sreće i naziv “zakon modela”.

³ U uopštenoj formi Paschen-ov zakon važi i za nehomogene elektrodne konfiguracije.

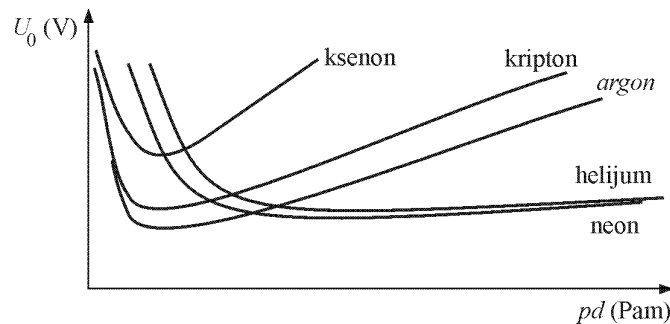
$$p \lambda = \text{const.}, \quad (3.17)$$

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

$$p d = \text{const.} \quad (3.18)$$

gde je d međuelektrodno rastojanje. Odavde sledi da je proizvod pritiska i međuelektrodnog rastojanja nezavisna promenljiva u slučaju električnog pražnjenja u gasovima. Taj zaključak ima za praktičnu posledicu mogućnost smanjivanja dimenzija sistema izolovanih gasom proporcionalno povećanju pritiska [30].

Zavisnost probojnog napona nekog gasa u homogenom električnom polju od proizvoda pd naziva se Paschen-ov kriva. Odgovarajuća kriva, slika 3.4, ima oblik nesimetrične U-krive sa minimumom (Paschen-ov minimum), za sve gasove u oblasti vrednosti proizvoda pd reda 0,1 Pam. Do analitičkog izraza za Paschen-ovu krivu nekog gasa može se doći polazeći od Townsend-ovog, odnosno strimerskog, uslova proboja i zavisnosti lavinskih koeficijenata od odnosa električnog polja i pritiska [31-37].



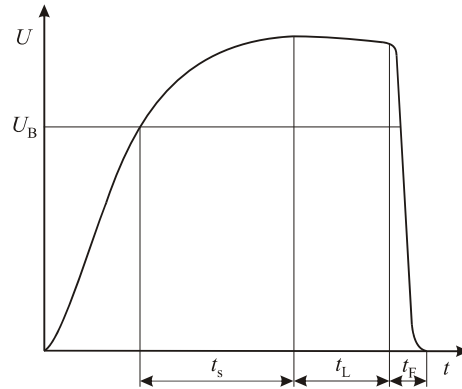
Slika 3.4. Paschen-ove krive za različite plemenite gasove.

(Prema Osmokrović, P. [16])

3.4. Dinamika električnog proboja gasa

U dosadašnjem razmatranju pojave električnog proboja elektronegativnog gasa nije vođeno računa o obliku naponskog opterećenja, već je smatrano da je električno polje, potrebno kao izvor energije elementarnim procesima proboja, mikroskopski promenljivo u međuelektrodnom prostoru. Posmatranjem na takav način dolazi se 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 električnog polja brzine promene uporedive sa globalnom brzinom mikroskopskih fenomena gasnog pražnjenja, tj. dinamičkog proboja. U laboratorijskim uslovima se dinamički proboj ostvaruje strogo deefinisanim impulsnim naponima karakterističnog toka pokazanog slici 3.5 [38-40].



Slika 3.5. Karakterističan tok impulsnog napona kojim je ostvaren proboj.

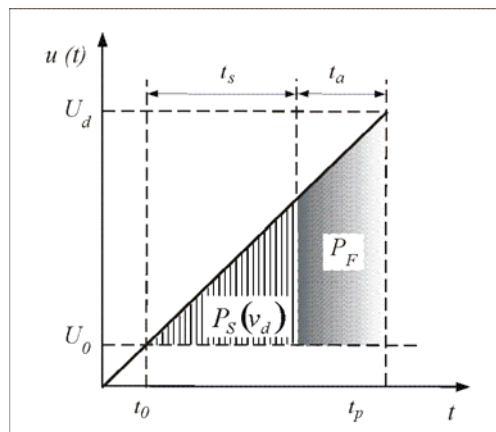
Na slici 3.5 je sa t_s označeno statističko vreme koje predstavlja period od prekoračenja minimalnog probojnog napona U_B ⁴ do pojave početnog elektrona, sa t_L je označeno vreme formiranja lavine, to jest vreme koje počinje sa pojavom prve lavine, a završava se sa početkom glavnog pražnjenja. Vreme potrebno za izgradnju termalnog kanala varnice, u literaturi poznato pod imenom formativno vreme, je na slici 3.5 označeno sa t_F .

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

⁴ Napon U_B je čvrsta karakteristika elektrodne geometrije i primenjenog gasa. On odgovara probojnom naponu koji bi bio ostvaren statičkim opterećenjem bez uzimanja u obzir promene polja prostornim naelektrisanjem.

konfiguracije izolovane gasom, koristi se takozvani zakon površine. 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 3.6. 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 3.6. Linearna aproksimacija impulsnog napona kojim je ostvaren proboj.

(Prema Osmokrović, P. [16])

3.4.1. Vreme kašnjenja električnog proboja

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. Dakle, proboj se javlja posle određenog vremena koje se naziva vreme kašnjenja električnog proboja. Treba istaći da se pojava

kašnjenja električnog proboja javlja kod svih gasova, uključujući radioaktivne gasove kod kojih je vreme kašnjenja električnog proboja veoma kratko.

Postoji nekoliko definicija za vreme kašnjenja električnog proboja t_d . Definicija koja se najčešće danas koristi 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 [41,42]. Podrazumeva se da je vreme porasta napona tokom njegovog priključivanja zanemarljivo malo u odnosu na vreme t_d . Osim toga potrebno je da unutrašnji otpor izvora bude zanemarljivo mali, a na red sa gasnom komponentom vezan omskim otporom.

Vreme kašnjenja električnog proboja t_d je zbir intervala statističkog vremena kašnjenja t_s , vremena formiranja lavine t_L i vremena formiranja pražnjenja t_F , tj. $t_d = t_s + t_L + t_F$ (slika 3.5).

Statističko vreme kašnjenja ili kašnjenje početka proboja t_s je vreme koje protekne od momenta priključenja napona na elektrode komponente do početka razvoja pražnjenja, tj. do pojave onog elektrona koji će sigurno dovesti do proboja u gasu. 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 slučajna 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. Za to vreme kroz gas teče mala struja (reda 10^{-19} do 10^{-8} A) čije su statističke fluktuacije istog reda veličine kao i sama struja.

Vreme formiranja lavine t_L je vreme koje počinje sa pojavom prve lavine, a završava se sa početkom glavnog pražnjenja.

Pod vremenom formiranja pražnjenja (ili formativnim vremenom) t_F se podrazumeva vreme unutar koga kanal provodne plazme vrši premoštavanje međuelektrodnog prostora što, ima za posledicu porast struje od neke male vrednosti, praktično bliske nuli, pa do saturacione vrednosti definisane uslovima merenja, odnosno opadanje napona i otpora između elektroda na veoma male vrednosti. Upravo je osobina promene otpornosti kanala varnice, od početne beskrajno velike do konačno zanemarljivo male poslužila formulaciji „varničnog“ zakona [43,44] 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:

$$R_k = \frac{K_T d}{\int_0^t i dt} \quad (3.19)$$

gde je K_T takozvana Topleterova kontanta a i struja u kanalu varnice. Formativno vreme, kao i statističko vreme pražnjenja, takođe podleže statističkim fluktuacijama, a odgovarajuće srednje vrednosti su funkcije jonizacije gasa, priključenog napona i vrste gasa.

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 itd. 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 [45]. U praksi se zbog stohastičkog karaktera vremena kašnjenja električnog proboja t_d koristi srednja vrednost ove veličine \bar{t}_d za datu vrednost vremena relaksacije τ .

3.4.2. Memorijski efekat u gasovima

Jedna od važnih karakteristika gasa je da za duži vremenski period „pamti“ da se u njemu odigrao električni proboj i kasnije električno pražnjenje, tj. da je on bio provodnik električne struje. To se najbolje može zapaziti merenjem vremena kašnjenja električnog proboja za različite vrednosti vremena relaksacije. Pod vremenom relaksacije se, u ovom radu, podrazumeva vreme od momenta kada je na brojačkoj cevi isključen napon U koji je veći od minimalnog probojnog napona U_B do momenta njegovog ponovnog priključivanja. Naime, ako se na cev punjenu gasom priključi napon $U > U_B$ (slika 3.5) do proboja će doći pre ili kasnije, tj. 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. Ako se uzmu u obzir svi mehanizmi koji mogu dovesti do pojave inicijalnog elektrona, počev od fotoefekta, preko Penning-ove jonizacije usled

dejstva metastabilnih čestica, pa do katalitičke rekombinacije $N(^4S)$ atoma (atomi azota u osnovnom stanju), dolazi se do zaključka da će za najkraće vreme doći do proboja ako se napon U priključi na cev neposredno posle prekida pražnjenja [46]. 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/deekscitacije 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 određene vrednosti vremena relaksacije, koja zavisi od pritiska i vrste gasa, vrste materijala katode, ozračenosti gasa i slično, cev u kojoj se nalazi gas dolazi u „saturaciono“ stanje u kojem je verovatnoća proboja određena intenzitetom spoljašnjeg zračenja kome je cev punjena gasom izložena. Tada vrednost vremena kašnjenja proboja t_d neznatno fluktuirava oko neke srednje vrednosti \bar{t}_d koja zadržava približno konstantnu vrednost, naročito kada je prisutno jonizujuće zračenje. U praksi se zbog stohastičkog karaktera vremena kašnjenja električnog proboja t_d koristi srednja vrednost ove veličine \bar{t}_d za datu vrednost vremena relaksacije τ . Ovaj postupak se izvrši za različite vrednosti vremena relaksacije da bi se dobila kriva $\bar{t}_d = f(\tau)$ koja je poznata pod nazivom „memorijska kriva“ ili „kriva pamćenja“ [47]. Na osnovu ponašanja ove krive može se pratiti opadanje koncentracije pozitivnih jona i onih neutralnih aktivnih čestica koje sa katode mogu osloboditi sekundarne elektrone, tj. može se pratiti memorijski efekat usled prisustva ovih čestica do tako niskih koncentracija kada je verovatnoća oslobađanja inicijalnih elektrona ovim česticama porediva sa verovatnoćom izazvanom ksmičkim zračenjem i radioaktivnim zračenjem okoline.

4. GASNE SMEŠE

4.1. Uvod

Sumpor-heksafluorid SF₆ gas, koji je najzastupljeniji kao dielektrik u elektroindustriji (osim vazduha), pokazao se kao gas koji izaziva efekat staklene bašte. Gasne izolacije moraju biti ekološki prihvatljive, sada i u budućnosti. Dakle, najbolji odgovor na zabrinutost zbog mogućeg uticaja SF₆ na globalno zagrevanje je da se spreči oslobađanje SF₆ u životnu sredinu. Jasno najefikasniji način da se to uradi je da se ne koristite SF₆ uopšte. Iako takav predlog može biti privlačan sa ekološke tačke gledišta, teško je zamisliti u bliskoj budućnosti eliminaciju upotrebe SF₆ gasa zbog industrijskog oslanjanja na gas i demonstrirane društvene vrednosti njegovog korišćenja. Ovo ekološko rešenje naglašava potrebu za potragom za alternativnim gasnim izolacijama i možda, takođe potrebu za alternativnim tehnologijama visoko-naponske izolacije [48].

Gasovite dielektrike kao zamene SF₆ gasu teže je naći nego što izgleda na prvi pogled, zbog mnogih osnovnih i praktičnih uslova koje moraju zadovoljiti ti zamenski gasovi i mnoge studije i testovi koji moraju da se obave da bi takav gas ušao u sigurnu upotrebu. Na primer, gas mora da ima visoku dielektričnu čvrstoću koja zahteva da gasa bude elektronegativan; međutim, jako elektronegativni gasovi su obično toksični, hemijski reaktivni i ekološki štetni, sa parom niskog pritiska i proizvodima razlaganja nastalih iz gasnih pražnjenja koji su znatni i nepoznati. Ne-elektronegativni gasovi koji su benigni i ekološki idealni, kao što je N₂, uglavnom imaju slabu dielektričnu jačinu. Na primer, N₂ ima dielektričnu snagu oko 3 puta nižu od SF₆ i nema osnovne osobine potrebne za upotrebu u prekidačima. Ipak, takvi ekološki gasovi mogu se koristiti samostalno na višim pritiscima ili na relativno nižim pritiscima kao glavna komponenta u smešama sa elektronegativni gasovima, uključujući SF₆, u delu u koncentraciji od nekoliko procenata.

Potruga za SF₆ zamena traje mnogo godina. To je posebno postalo intenzivno 1970 i 1980 godine, kada su počeli da se traže gasovi "superiorni" gasu SF₆. Broj studija sprovedenih uglavnom tokom ovog vremenskog perioda, proizveo je veliki broj vrednih informacija [49,50] koje treba revidirati i da se ne preispituju sa stanovišta pronalaženja "boljih" dielektričnih gasova od gasa SF₆, već iz ugla pronalaženja gasova ili mešavine

gasova koji su ekološki prihvatljiviji i uporedljivi po dielektričnim osobinama i performansama sa SF₆. Ponovo rasplamsano interesovanje za "nove" gasne izolatora može se usmeriti ka pronalaženju gasova ili smeša gasova koje nisu nužno univerzalno optimalna za izolacije svakog visokog napona, ali koje mogu biti optimizovana za određenu primenu.

Svaki rad na gasnim zamenama treba da se sveobuhvatno bavi pitanjima koja uključuju i procenu mogućih zamena u okviru prirodnog okruženja. Pored očiglednih zahteva za gasom visokog pritiska, netoksičnog, nezapaljivog, dostupnog i prihvatljive cene, treba da postoje osnovna, primenjena i industrijska ispitivanja za procenu toplotnih i električnih osobina tih ostalih gasovitih dielektrika. Moraju da se testiraju performanse pod različitim naponima (DC, AC, impulsni, tranzijentni), konfiguracija polja i zagađenje od čestica. Moraju da se istraže razlaganja gasa usled produženog električnog pražnjenja, električne korone, kvarova i električnog luka, zajedno sa starenjem gasa i uticaja odstoynika i drugih materijala. Gas mešavine je potrebno da se ponovo istraže detaljno. Potrebno je da se ulože naponi u rešavanje problema u vezi smeša koji uključuju teškoće u rukovanju, mešanje, održavanje stalnog sastava smeša, regenerisanje sastojaka smeše, moguće slabije performanse u odnosu na toplotne, izolacione i strujno prekidačke osobine, kao i naponi da se izvrše odgovarajuće promene dizajna opreme takve da podrže upotrebu gasnih smeša. Mora se naglasiti, međutim, da bi gasne smeše trebalo da se testiraju pod uslovima (npr. pritisci, dizajn opreme) gde su veće šanse da rade dobro, a ne samo pod uslovima za koje SF₆ gas radi bolje. Takođe se mora naglasiti da podaci iz starijih istraživanja nisu u izobilju za studije gasnih smeša, kao što su za proučavanje čistog SF₆.

4.1.1. Sumpor - heksafluorid - SF₆

Sumpor heksafluorid je gas kojeg je napravio čovek i koji je postao komercijalno dostupan 1947 godine [51]. To je jedan od najviše intenzivno i svestrano proučavanih poliatomskih molekularnih gasova zbog svojih mnogih komercijalnih i istraživačkih primena. Njegove osnovne fizičke i hemijske osobine, ponašanja u različitim vrstama gasnih pražnjenja i upotreba od strane elektroprivreda su široko istražene (videti, na primer, [52-54]).

U svom normalnom stanju, SF₆ je hemijski inertan, netoksičan, nezapaljiv, neeksplozivan i termički stabilan gas (ne razlaže se u gasnoj fazi na temperaturama ispod 500 °C). Sumpor heksafluorid pokazuje mnoge osobine koje ga čine pogodnim za korišćenje u opremi u prenosu i distribuciji električne energije. To je jak elektronegativan gas (vezuje elektrone) i na sobnoj temperaturi i na temperaturama znatno iznad ambijenta, što je uzrok za njegovu jaku dielektričnu moć i dobra svojstva prekidanja električnog luka. Probojni napon SF₆ gasa je skoro tri puta veći onoga u vazduh na atmosferskom pritisku [53]. Osim toga, on ima dobre toplotnoprovodne osobine i lako se obnavlja posle razlaganja usled električnog pražnjenja ili električnog luka u uslovima visokog pritiska (tj. ima brz oporavak i "samo-izlečiv" je). Većina njegovih stabilnih nusprodukata razlaganja ne degradira njegovu dielektričnu snagu i moguće je da se otklone filtriranjem. Ne proizvodi polimerizaciju, ugljenik, ili druge provodne produkte tokom pražnjenja, hemijski je kompatibilan sa većinom čvrstih izolacionih i provodnih materijala koji se koriste u električnoj opremi na temperaturama do oko 200 °C.

Pored njegovih dobrih osobina izolacije i prenosa toplote, SF₆ ima relativno visok pritisak kada je skladišten na sobnoj temperaturi. Pritisak pri kojem gas SF₆ prelazi u tečno stanje na temperaturi 21 °C je oko 2100 kPa [55], njegova tačka ključanja je razumno niska, -63.8 °C, što omogućava da se pritisci od 400 kPa do 600 kPa (4 do 6 atmosfere) primene u SF₆ gasom izolovanoj opremi. Lako prelazi u tečno stanje pod pritiskom na sobnoj temperaturi što omogućava kompaktno skladištenje gasa u bocama, ne predstavlja problem za rukovanje, lako je dostupan, a do nedavno je bio i prilično jeftin (od 1960 do 1994 cena SF₆ gasa u kupovini na veliko je bila uglavnom konstantna i iznosila je oko 3 dolara po funti - jedna funta je 0,4536 kg. Trenutna cena SF₆ gasa za kupovinu na veliko u USA varira od niske oko 12 dolara po funti do preko 37 dolara po funti - 82 dolara po kilogramu). Elektroindustrije su postale familijarne i iskusne u upotrebi SF₆ gasa u električnoj opremi.

Međutim, SF₆ gas ima i neke neželjene osobine: formira veoma toksična i korozivna jedinjenja kada je podvrgnut električnim pražnjenjima (npr. S₂F₁₀, SOF₂); pojave nepolarizovanih kontaminanata (npr. vazduh, CF₄) koji nisu lako uklonjivi iz njega; njegov probojni naponje osetljiv na vodenu paru, provodne čestice, kao i na hrapavost površine provodnika i prikazuje ponašanje neidealnog gasa na najnižim

temperaturama koje mogu da se javljaju u okruženju, odnosno u hladnim klimatskim uslovima (oko $-50\text{ }^{\circ}\text{C}$) kad SF_6 postaje delimično tečan pri normalnim radnim pritiscima (400 kPa do 500 kPa). Sumpor heksafluorid je takođe efikasan infracrveni (IR) absorber i zbog hemijske inertnosti nije brzo uklonjiv iz Zemljine atmosfere. Oba ovih poslednja razloga čine SF_6 potencijalnim gasom koji izaziva efekat staklene bašte, iako zbog svoje hemijske inertnosti (i odsustva atoma hlora ili broma u molekulu SF_6) je benigan u odnosu na stratosferskog smanjenje ozonskog omotača.

4.1.2. Osnovne primene SF_6 u elektroprivredi

Osim atmosferskog vazduha, sumpor-heksafluorid je prioritetan gasa koji elektroprivrede koriste za električnu izolaciju, za gašenje električnog luka i u opremi za strujno prekidanje koja se koristi u prenosu i distribuciji električne energije. Generalno, postoje četiri glavne vrste električnih uređaja koji koriste SF_6 za izolaciju i/ili prekidanje: gasno izolovani prekidači i oprema za prekidanje struje, gasno izolovani distributivni vodovi, gasno izolovani transformatori i gasno izolovane podstanice. Procenjuje se da za ove namene elektroprivrede koriste oko 80% od SF_6 gasa proizvedenog širom sveta, pri čemu primene u prekidačima predstavljaju najveći deo ovog iznosa [56-58]. Gasno izolovana oprema je sada glavna komponenta sistema za prenos i distribuciju električne energije širom sveta i koristi gotovo isključivo SF_6 . On nudi značajne uštede u korišćenju zemljišta, estetski je prihvatljiv, ima relativno nisku radio i zvučnu emisija buke i omogućava da podstanice budu instalirane u naseljenim oblastima blizu potrošačima.

U zavisnosti od konkretne funkcije gasno izolovane opreme, najznačajnije osobine gasa variraju. Za prekidače odlična toplotna provodljivost i visoka dielektrična čvrstoća SF_6 gasa, zajedno sa svojim brzim termo i dielektričnim oporavkom (kratka vremenska konstanta za povećanje otpornosti), glavni su razlozi za njegovu visoku moć prekidanja. Ove osobine omogućavaju gasu da napravi brz prelaz između provođenja (plazma električnog luka) i dielektričnog stanje luka, kao i da izdrži rast povratnog napona. Prekidači zasnovani na SF_6 gasu su trenutno superiorniji u odnosu na alternativne sisteme kao što su prekidači visokog pritiska sa oduvavanjem luka ili vakuum prekidači.

Za gasno izolovane transformatore, sposobnost hlađenja, kompatibilnost sa čvrstim materijalima i karakteristike parcijalnih pražnjenja SF₆ gasa predstavljaju dodatne korisne dielektrične osobine koje ga čine poželjnim medijom za korišćenje u ovoj vrsti električne opreme. Upotreba SF₆ izolacije ima različite prednosti u odnosu na uljnu izolaciju, uključujući nijedan od problema požara ili ekoloških problema vezanim za ulje, visoku pouzdanost, fleksibilan raspored, malo održavanja, dug radni vek, niži nivo buke, bolje rukovanje i lakša oprema.

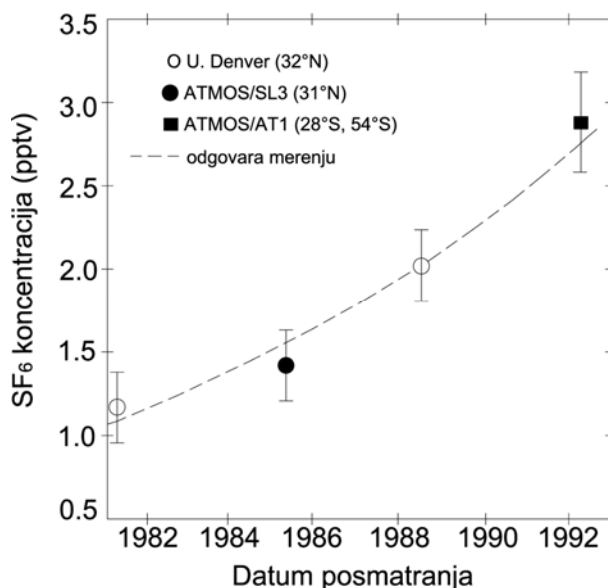
Za gasno izolovane prenosne vodove dielektrična snaga gasovitog medija pod industrijskim uslovima je od izuzetnog značaja, posebno ponašanje gasovitog dielektrika usled zagađenja metalnim česticama, usled varničenja zbog prekidanja ili groma i usled brzih tranzijentnih strujnih udara. Gas takođe mora imati visoku efikasnost za prenos toplote sa provodnika na okruženje i mora biti stabilan na duže periode vremena (recimo, 40 godina). SF₆ izolovani vodovi nude različite prednosti: isplativost, visokoprenosnu moć, niske gubitke, dostupnost na svim naponskim nivoima, nema opasnosti od požara, pouzdanost i kompaktnu alternativu nadzemnim visokonaponskim vodovima u prenaseljenim oblastima pri čemu se izbegava javne zabrinutost nadzemnim dalekovodima.

Konačno, u gasno izolovanim podstanicama (GIS), cela podstanica (prekidači, rastavljači, uzemljeni prekidači, sabirnice, transformatori, itd. su međusobno povezani) su izolovani sa gasnim dielektričnim medijom, a samim tim, sve od gore navedenih osobina dielektričnog gasa su značajne.

4.1.3. Koncentracija SF₆ u okolini

Zbog povećane i mnogobrojne komercijalne upotrebe SF₆ gasa, došlo je i do povećanja potražnja za njega. Procenjena svetska proizvodnja SF₆ je stalno povećava od 1970. godine na oko 7000 metričkih tona godišnje u 1993. godini [56-58,61,62] (Ovo je kompatibilno sa podacima sa tržišta 6 kompanija iz SAD, Evrope i Japana. Ukupna lista mora biti veća od prikazane jer zemlje kao što su Kina i Rusija nisu uključene u analizu). Zauzvrat, ovo je rezultiralo povećanjem koncentracije SF₆ u atmosferi [58]. Kao što se vidi na slici 4.1, merenja [59,60,63] su pokazala da iznos SF₆ u atmosferi raste po stopi od oko 8,7% godišnje, od jedva merljivim količinama pre deceniju do

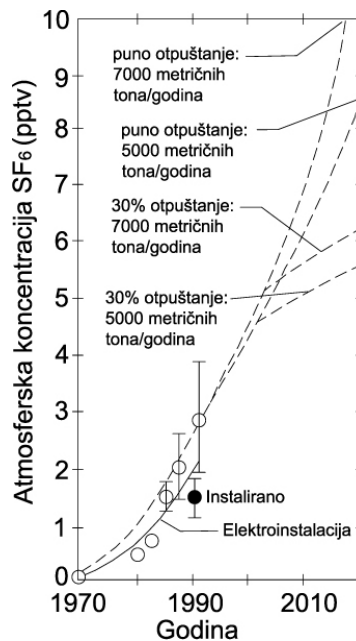
sadašnjih nivoa blizu 3,2 pptv (pptv = delova po bilionu = 10^{12} delova po zapremini). Novija merenja pokazuju atmosferske koncentracije SF₆ u rasponu od 3,18 pptv (na 8 km) do 2,43 pptv (na 27 km), uz atmosferski vek trajanja od 1937 godina i globalni rast za atmosferske koncentracije SF₆ od 6,9% za 1996 [64,65]. Dok su neizvesnosti u ovim brojevima uslovile da je ekstrapolaciju teška, jasno je da se atmosferska koncentracija SF₆ povećava i može da dostigne 10 pptv do 2010 godine [58,59,60,63], zavisno od pretpostavki kolika će biti stopa njegovog oslobađanja, slika 4.2.



Slika 4.1. Prosečna SF₆ koncentracija između 12 km i 18 km nadmorske visine, kao funkcija vremena. (○ - Univerzitet Denver infracrvena merenja pomoću balona na 32° severne geografske širine; ● - Spacelab 3 ATMOS podaci na 31° severne geografske širine; ■ - Prosek Atmos ATLAS 1 podataka na 28° južne geografske širine i 54° južne geografske širine). (Prema Rinsland, C. P. i ostali [59,60])

U nekim industrijskim aplikacijama SF₆ nije lako nadoknadiv, na primer, u proizvodnji aluminijuma. Otpuštanja SF₆ gasa u životnu sredinu od strane elektroprivrede dolaze usled curenja iz opreme, usled održavanja, usled reklamacija na opremu, rukovanja, testiranja, itd. Bez metode odlaganja koja zapravo uništava SF₆, može se očekivati da sav SF₆ koji je ikada bio ili će ikada biti proizveden će na kraju otići u atmosferu. To je tako čak i ako je sadašnji stepen curenja SF₆ iz zatvorenog

sistema napajanja opreme samo 1% godišnje ili se poboljša na manje od 0,5% godišnje. Sugerisano je [56] da nečist, korišćen SF₆ uklonjen iz dotrajale elektroopreme može biti uništen termičkim razlaganjem u industrijskim pećima otpadnih materijala na povišenim temperaturama (većim od 1100 °C), ali nema dostupnih dokaza koji ukazuju da je ikada tako i učinjeno u značajnoj razmeri.



Slika 4.2. Atmosferska koncentracija SF₆ u funkciji vremena. (— - procenjena ukupna kumulativna količinu SF₆ gasa od gasom izolovane opreme u prošlosti; --- - projektovani rast pod različitim pretpostavkama; ○ - izmerene atmosferske koncentracije u tragovima; ● - procenjena koncentracija pod pretpostavkom da je sav SF₆ gas u električnoj opremi širom sveta u 1990. godini ispušten u atmosferu).

(Prema Mauthe, G. i ostali [58])

Međutim, smanjenje stope SF₆ curenja i povećanje nivoa reciklaže su visoki prioriteti, čime se ograničava upotreba i proizvodnja SF₆ i time smanjuje količine SF₆ koji su na kraju ispušta u životnu sredinu. Zaista, elektroprivrede su nedavno preduzele napore da se smanji i bolje prati količinu SF₆ gasa puštenog u životnu sredinu iz SF₆ gasom izolovane opreme[56-58]. Ovi napori uključuju:

- minimiziranje otpuštanja SF₆ gasa poboljšanjem metoda kojima se kvantifikuje i zaustavlja curenje, postepena zamena starije opreme koja obično curi na višim frekvencijama, primena pravilnika o upotrebi vezanih za zvuk opreme, rukovanje i pronalaženje procedura za bolje pumpanje i skladištenje SF₆ gasa, efikasniju reciklažu i postavljanje standarda za reciklažu [64], kao i uništenje korišćenog SF₆ gasa,

- smanjenje količine SF₆ proizvodnjom čvršće i kompaktnije opreme, razvoj trajno zapečaćene električnih aparata i zamena SF₆ gasa gde je to moguće drugim gasovima ili gasnim smešama.

Ovi naponi su delimično motivisani mogućnošću regulacije i mogućnost nametanja kontrole u korišćenju i transportu SF₆ gasa [58,62,65]. Opšti problem je motivisan praktično samo iz jednog razloga: SF₆ ima snažan efekat staklene bašte sa izuzetno dugim periodom atmosferskog života.

4.2. Drugi obećavajući gasovi ili smeše

U ovom odeljku ćemo se fokusirati na gasove ili smeše koje su verovatna zamena za određene primene kao izolacija na visokim naponima ili u primeni za prekidanje električnog luka (zavisno od određene primene, smeša, sastav ili pritisak zamenskog gasa će se varirati kako bi se maksimizirale performanse opreme) i stoga su vredni što hitnijeg istraživanja (tj. trenutno je dostupno dovoljno podataka koji pokazuju potencijal ovakvih gasova ili smeša, ali ne dovoljnoj meri da bi dokazali svoje performanse). Njihova moguća upotreba može zahtevati promene u konstrukciji opreme. Mi smo se fokusirali na dva takva gasovita dielektrična medijuma za koje su na raspolaganju značajne količine podataka:

- čist N₂ na visokom pritisku za visokonaponsku izolaciju;
- niske koncentracije SF₆-N₂ smeše za izolaciju i prekidanje električnog luka,

Takođe, postoje značajni podaci primene SF₆-He smeša za prekidanje električnog luka, ali te smeše nećemo razmatrati u ovoj tezi. Osim već pomenutih gasovitih medija, postoje mnogi drugi jednokomponentni gasovi i dvo- i trokomponentne smeše gasova koje su superiorne u pogledu dielektrične snage u odnosu na čist SF₆ i mogu biti u potencijalnoj upotrebi za visoke napone (npr., vidi [49,50]). Međutim, ogromna nadmoć tih gasovitih dielektrik nije prihvatljiva iz više različitih

razloga, kao što je njihov uticaj na životnu sredinu, toksičnosti ili zapaljivost ili zato što ne može da zadovolji jedan ili više potrebnih ukupnih osobina. Sa duge liste ovakvih gasova i smeša identifikovali smo one koji najviše obećavaju.

4.2.1. Izolacija sa čistim N₂ na visokom pritisku

Kao što je pomenuto ranije [53,62], azot je idealan gas za korišćenje: on je obilan, jeftin, inertan, netoksičan, nezapaljiv i nesumnjivo ekološki prihvatljiv. Međutim, azot je ne-elektronegativan gasa (ne pripaja elektrone) i zbog toga je njegova dielektrična snaga prilično niska. Azot je, međutim, gas koji ima osobine jakog usporavanja elektrona i ova osobina je zaslužna za relativno dobre dielektrične osobine u neuniformnim poljima i u prisustvu provodnih čestice, kao i za odlične performanse u smešama sa elektronegativnim gasovima [53,66,67]. Njegova toplotna provodljivost čini ga dobrim gasom za hlađenje, posebno na temperaturama manjim od nekoliko hiljada stepeni. U tom smislu, lepo dopunjuje SF₆.

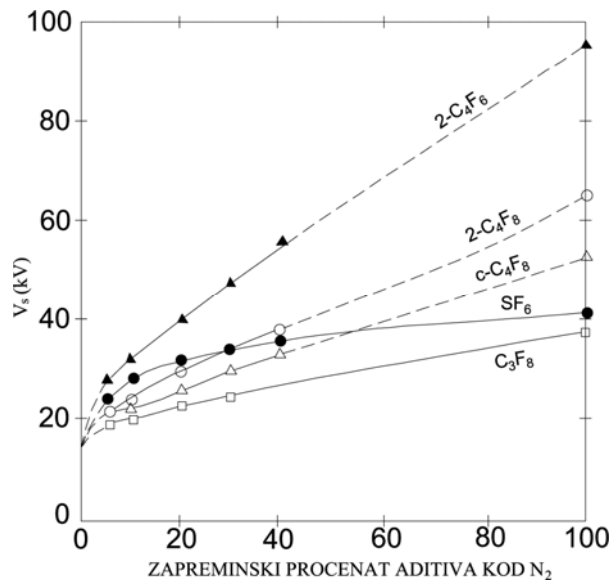
Postojeća merenja [50,53,62,68,69] pokazuju da:

- Pod uslovima uniformnog polja i niskim pritiskom (oko manje od 300 kPa) N₂ ima oko jednu trećinu [66,70] dielektrična čvrstoće čistog SF₆.

- Probojni napon (DC ili AC) kod N₂ se povećava sa pritiskom, kao i kod SF₆ (vidi slike 4.3 i 4.4). [68,71], ali se okreće prema zasićenju na visokim pritiscima. Pad probojnih napona za N₂ i SF₆ ispod linearno projektovane dielektrične čvrstoće sa rastom pritiska je, usled "uvećanja" neuniformnosti polja pri visokim pritiscima, zbog površinske hrapavosti i nesavršenosti. Takvi efekti su izraženiji kod SF₆ (i drugih elektronegativnih gasova) kod koga se povećava efektivni koeficijent jonizacije sa poljem mnogo brže nego koeficijent jonizacije ne-elektronegativnog gasa N₂. Na slici 4.5 su prikazani rezultati nedavnog poređenja AC i DC merenja pomoću cilindričnih elektroda. Pace i saradnici tvrde da, kada se uzima u obzir efekat površine, nedavna Electricite de France merenja su kompatibilna sa DC merenjima Cookson-a i saradnika [68,72,73]. Ograničena merenja atmosferskih pražnjenja od strane Medeiros i saradnika su u skladu sa ostalim podacima na slici 4.5 [74]. Vrednosti probojnog napona od 1 MV su moguća za vrednosti proizvoda $p \times r$ (pritisak x poluprečnik unutrašnjeg provodnika) od 8 MPacm. Nivo napona je funkcija dimenzije sistema i ukupnog pritiska. Prema Pace

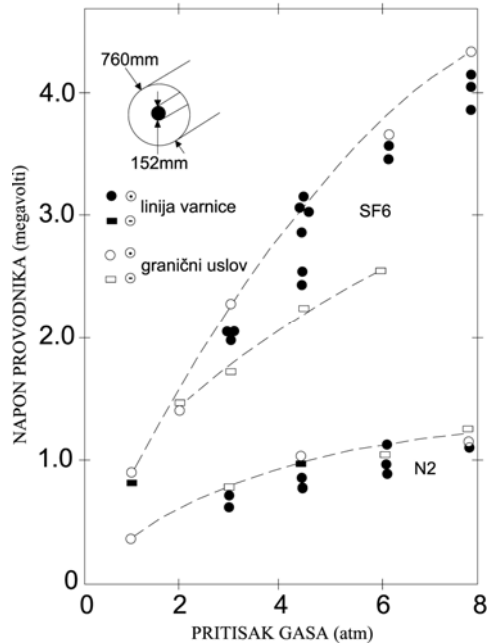
i saradnicima gruba procena nivoa napona može se odrediti korišćenjem pravila sličnosti.

- Rađene su studije o impulsnim probojima [68,73] sa koaksijalnim elektrodama različitih unutrašnjih i spoljašnjih poluprečnika provodnika i oni se razlikuju po odnosu unutrašnjeg i spoljašnjeg poluprečnika provodnika (videti sliku 4.6). Merenja Cookson-a i saradnika sa atmosferskim impulsima su odlično usaglašeni sa nedavnim merenjima Electricite de France kako navodi Pace i saradnici. Za koaksijalne elektrode sa 185 mm unutrašnjeg i 400 mm spoljašnjeg poluprečnika provodnika, električna polja jačine 19 kV/mm su održiva za azot pod pritiskom od oko 1MPa [68,72,73].

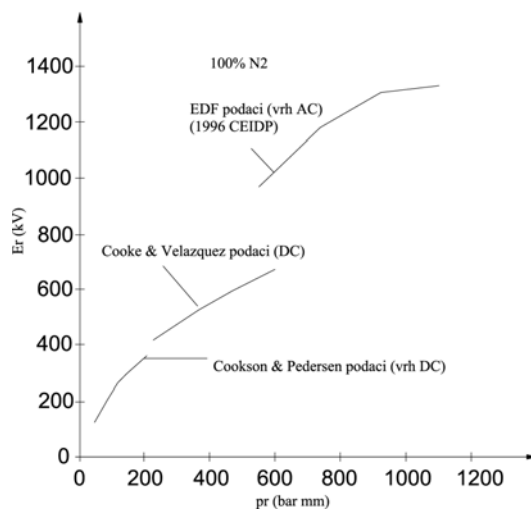


Slika 4.3. DC probojni napon kao funkcija zahvatanja elektrona kao dodatak azotu (uniformna i kvazi-uniformna električna polja, ukupan pritisak gasa je 66,66 kPa i rastojanje elektroda je 7 mm); - - - ekstrapolacija.

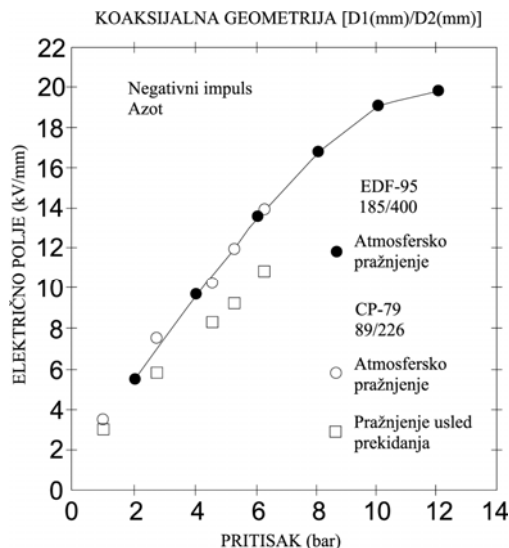
(Prema Christophorou, L. G. i ostali [75,76])



Slika 4.4. Zavisnost DC probojnog napona od pritiska gasa za SF6 i N2 za koaksijalni provodnik na dve lokacije. (●,■ - kvar na liniji; ○,□ - linija varnice nije ograničavajući faktor). (Prema Cooke, C. M. i ostali [77])



Slika 4.5. Probojni napon u zavisnosti od proizvoda pritiska i unutrašnjeg poluprečnika cilindričnog provodnika (elektrode) za čist azot. (Prema Pace, M. O. i ostali [72], prema Cookson, A. H. i ostali[68], prema Cooke, C. M. i ostali [77])



Slika 4.6. Proboj atmosferskih impulsa u azotu u zavisnosti od pritiska gasa sa prečnikom koaksijalnih elektroda kao parametrom. (● - podaci atmosferskog pražnjenja od Electricite de France [72,73]; ○ - podaci atmosferskog pražnjenja iz [76]; □ - podaci o komutaciji prekidača iz [68].

(Prema Christophoru, L. G. i ostali [48])

- Dielektrična čvrstoća N_2 je manje osetljiva na neuniformna polja nego SF_6 . To se podrazumeva iz osnovnih fizičkih merenja, kao što su promena koeficijenta efektivne jonizacije sa promenom E/N blizu $(E/N)_{lim}$ [62,66,70]. Slično tome, N_2 je manje osetljiv na hrapavost provodnika nego što su elektronegativni gasovi. U praksi, efekti hrapavosti su u jakoj zavisnosti od veličine kablovskog sistema.

- Pod uslovima zagađenja provodnim česticama i visokih pritiska (oko 1 MPa), N_2 ima veoma dobre performanse u odnosu na čist SF_6 .

- Sposobnost prekidanja električnog luka čistog N_2 je znatno lošija nego kod čistog SF_6 , iako na visokim pritiscima (> 1 MPa) i može biti neke koristi od čistog N_2 .

Fizički podaci ovde predstavljeni ukazuju da N_2 pod visokim pritiskom (≥ 1 MPa) može biti dobra alternativa za čist SF_6 u svrhu određenih električnih izolacija. Međutim, poželjno je više rada na praktičnim sistemima sa visokim pritiscima (visok $p \times r$) da se provere njihove performanse stabilnosti u industrijskoj opremi.

Takođe, moraju se istražiti i pitanja uticaja na životnu sredinu i ekonomskog uticaja prilikom projektovanja i izgradnje zahtevanih posuda pod visokim pritiskom.

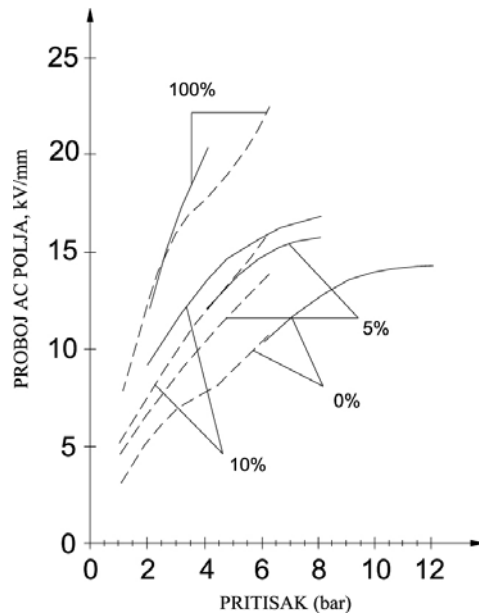
4.2.2. Niske koncentracije SF₆-N₂ smeša za izolaciju

Bilo je mnogo studija u cilju razvoja gasovitih dielektrika baziranim na azotu. U ovom odeljku ćemo se fokusirati na mogućnost razvijanja nisko-koncentrovane SF₆/N₂ smeše za moguću upotrebu u električnoj izolaciji. Pod niskom koncentracijom se podrazumeva procenat SF₆ u N₂ manji od 15%. Dostupne informacije o takvim smeša su:

- Male količina gasova koji vrše pripajanje elektrona, kao što su SF₆ u N₂ znatno povećavaju dielektričnu snagu smeše, slika 4.3. U zavisnosti od osobina pripajanja elektrona elektronegativnog gasa koji se dodaje u N₂, sa povećanjem koncentracije elektronegativnog gasa, može se zasititi ili ne povećanje dielektrične čvrstoće smeše [66,78].

- Pace i saradnici [72,73] su poredili AC merenja Cooksona i Pedersena [68] sa merenjima EDF za koaksijalne kablove. Njihovi rezultati su prikazani na slici 4.7 za 5% i 10% smeše. Slično poređenje su obavili za negativne atmosferske impulsne probojne napone kao funkciju pritiska za više sastava gasnih smeša. Primer ovih merenja i poređenja je dat za 10% smeše na slici 4.8. Podaci [72,73] su u razumnom rasporedu kada se primenjuje zakon sličnosti za cilindre. Treba napomenuti, međutim, da povećanje napona proboja sa pritiskom nije linearno i bilo kakvo jednostavno ekstrapoliranje ka višim pritiscima ovih rezultata može biti greška.

- Malik i saradnici [79] su merili osobine proboja pri niskim koncentracijama (<1,5%) SF₆ u N₂ u sistemu veoma neuniformnog električnog polja (šiljak-ploča geometrija). Njihovi rezultati za negativni polaritet jasno pokazuju veliki porast u dielektričnoj čvrstoći čak i na veoma niskim koncentracijama (< 0,3%). Takve mešavine mogu biti korisne za punjenje podstanice. U takvim situacijama postoje delovi koji imaju posebne zahteve u pogledu viših nivoa izolacije. Ovi delovi mogu biti posebno izolovani gasom ili smešom koja sadrže veći procenat SF₆ ili čak sa čistim SF₆ ako je to zaista neophodno. Svakako mogu da se koriste za prenos na nižim nivoima napona.



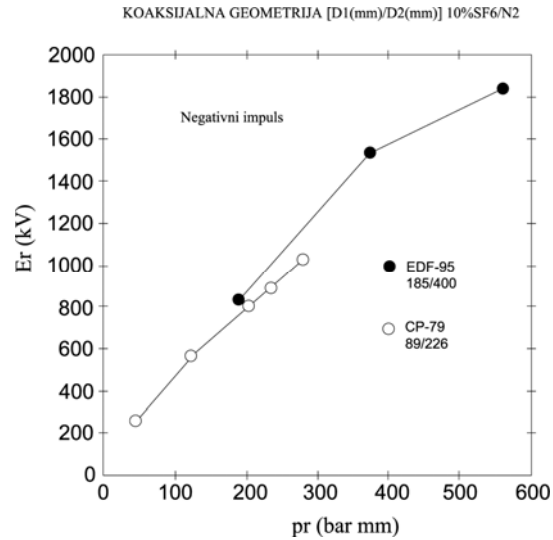
Slika 4.7. Zavisnost izmerenih probojna polja u zavisnosti od pritiska sa procentualnim udelom SF₆ u smešama sa azotom kao parametrom za koaksijalne kablovime prečnika:

— - 185 mm/400 mm [73]; --- 89 mm/226 mm [68].

(Prema Pace, M. O. i ostali [72], prema Waymel X. i ostali[73])

- Studija o atmosferskim impulsima (1,2/50 μs) [80] sa SF₆/N₂ smešama od 0,15% do 0,2% SF₆ sadržaja, za šiljak/ploča međuelektrodna rastojanja i za pozitivne i negativne napone, pokazuje da za oba polariteta efekat dodavanja SF₆ u N₂ zavisi kako od gasnog pritiska tako i od međuelektrodnog rastojanja. Primećeni su maksimumi krivih napona u zavisnosti od procenta SF₆ koji su funkciji ukupnog pritiska. Za pozitivno polarisan napona maksimum u probojnoj snazi nastaje kada je sadržaj SF₆ u smeši oko 0,5% na 100 kPa, 5% na 300 kPa i 10% na 500 kPa.

- Qiu i Kuffel [81] su istraživali povećanje dielektrične čvrstoće azotnih (i helijumovih) smeša sa 1% SF₆ aditiva. Tabela 4.1 pokazuje njihove podatke kao odnos probojnih napona $V_{\text{smeša}}/V_{\text{gas}}$ i tampon gasa (N₂ ili He). Vidi se da čak 1% SF₆ u N₂ značajno poboljšava dielektričnu snagu i da ovo poboljšanje zavisi od vrste primenjenog napona.



Slika 4.8. Zavisnost električnog polja (E_r) od proizvoda ukupnog pritiska i poluprečnika unutrašnjeg cilindra elektrode koaksijalne geometrije (pr) za 10%SF₆-90%N₂ smešu pri atmosferskom impulsnom probiju za elektrode:

- - 185 mm/400 mm EDF-95; ○ - 89 mm/226 mm CP-79.

(Prema Pace, M. O. i ostali [72], prema Waymel X. i ostali[73])

- Yializis i saradnici [82] su proučavali karakteristike impulsnog probija i korone SF₆/N₂ smeša sa manje od 1% SF₆ koristeći šiljak-ploča međuelektrodno rastojanje. Merenja 50% napona impulsnog probija su izvršena uglavnom u SF₆/N₂ smeši koja sadrži 0,1% SF₆ i sa pritiskom u rasponu od 100 kPa do 500 kPa i međuelektrodnim rastojanjima od 10 mm do 50 mm pomoću pozitivnog i negativnog polariteta impulsa oblika 1,8/50 ms i 310/3500 ms. Njihovi rezultati pokazuju da se pozitivan impulsni probij N₂ gasa značajno povećava sa dodatkom malih tragova SF₆ u oblasti pritisaka od 100 kPa do 250 kPa.

- Naganawa i saradnici [83] su vršili merenja na DC prekidanjima spiralnog luka u SF₆/N₂ smešama (0,1 MPa do 0,8 MPa). Oni preporučuju SF₆/N₂ smeše kao medij za gašenje u prekidačkoj opremi, da bi se izbeglo pretvaranje čistog SF₆ u tečno stanje pod visokim pritiskom i izuzetno niskim temperaturama i da se uštedi na troškovima gasa. Oni su zaključili da u poređenju sa slučajem čistog SF₆ "čak i mali sadržaj SF₆ u smeši je efikasan za smanjenje veličine prekidačkih prenapona sa nepromenjenim vremenom varničenja". S druge strane, Wootton i Cookson [69] su

utvrdili da "dodavanjem SF₆ u tragovima (npr. 2%) u azot na visokim pritiscima (npr. 1,2 MPa) može se smanjiti probojna snaga (za ~ 40%), dok se na niskim pritiscima povećava dielektrična čvrstoća.

- Konačno, prema Bolin [48], nedavni izveštaji iz ABB i Siemens-a pokazuju da su GITL dizajnirani za upotrebu sa nisko-procentnim SF₆ smešama (sadrži manje od 20% SF₆).

Tabela 4.1. Odnos probojnih napona smeše i tampon gasa $V_{\text{smeša}}/V_{\text{gas}}$ za smešu od 1% SF₆ u N₂ ili He za razne vrste primenjenih napona [81].

Primenjeni napon	$V_{\text{smeša}}/V_{\text{gas}}$ (400 kPa)	$V_{\text{smeša}}/V_{\text{gas}}$ (200 kPa)
	He	N ₂
-1,5/40 μs	1,35	1,55
+ 1,5/40 μs	1,92	1,70
AC	2,59	2,79

5. EKSPERIMENT I OBRADA REZULTATA

5.1. Postavka eksperimenta

Da bi bilo moguće merenje tačaka u naponsko-vremenskoj ravni koje odgovara impulsnom probou gasa, odnosno gasne smeše, konstruisana je specijalna gasna komora sa integrisanom kompenzovanom kapacitivnom sondom brzine odziva 1 ns. Takođe je konstruisan i gasni krug koji je omogućavao punjenje gasne komore gasnim smešama unapred zadatog procentualnog sastava. Algoritam za formiranje gasne smeše zasniva se na zakonu o aditivnosti parcijalnih pritisaka. Svi primenjeni instrumenti su bili karakteristika koje su odgovarale mernim fenomenima tako da je kombinovana merna nesigurnost mernog postupka bila manja od 3% [84].

5.2. DC proboj gasne smeše SF₆/N₂

U svakom gasu ili gasnoj smeši pored neutralnih molekula gasa ili gasova, postoje slobodni elektroni i joni. Prema principu aditivnosti parcijalnih efekata nestišljivih fluida slobodni elektroni i joni se mogu tretirati kao posebne komponente, tj. elektronski gas i jonski gas [85,86]. Sa aspekta izolacionih osobina nekog gasa ili gasne smeše, najvažnije je ponašanje slobodnih elektrona [87]. Energija slobodnih elektrona potiče iz njihovog termalnog kretanja i driftovskog kretanja (ako se gas ili gasna smeša, nalazi u električnom polju). Prilikom interakcije slobodnih elektrona i neutralnih molekula dolazi do razmene energije između njih. Ta razmena energije za posledicu ima usporavanje slobodnih elektrona (tj. pomeranje njihovog spektra ka nižim energijama, odnosno ekvivalentnim temperaturama). Najveći doprinos jonizaciji daju slobodni elektroni koji od spoljašnjeg električnog polja, na jednoj srednjoj dužini puta, preuzmu energiju veću od jonizacione energije gasa u kome se nalaze. Jonizaciona energija u tom slučaju iznosi λeE (gde je λ srednja slobodna dužina puta, e elementarno naelektrisanje i E intenzitet električnog polja). Naravno jonizaciju neutralnih molekula mogu da izazovu nekad i slobodni elektroni sa desnog kraja spektra.

Tausendovi koeficijenti jonizacije i pripajanja mogu se izraziti, u zavisnosti od parametara spektra, slobodnih elektrona x , kao [88,89]:

$$\alpha(x) = n_0 \int_0^{\infty} \sigma_i(\varepsilon) \nu f(\varepsilon) d\varepsilon \quad (5.1)$$

$$\eta(x) = n_0 \int_0^{\infty} \sigma_c(\varepsilon) \nu f(\varepsilon) d\varepsilon \quad (5.2)$$

gde je ν - brzina slobodnih elektrona u spektru, σ_i i σ_c - efikasni preseki za jonizaciju i elektronski zahvat respektivno, u zavisnosti od energije slobodnih elektrona ε u spektru, n_0 - gustina neutralnih molekula, $f(\varepsilon)$ - funkcija raspodele slobodnih elektrona po energijama. Funkcija $f(\varepsilon)$ može biti komplikovana, ali se može u prvoj aproksimaciji, smatrati Maksvelovom raspedelom [89,90], odnosno:

$$f(\varepsilon) d\varepsilon = 2\sqrt{\frac{\varepsilon}{\pi}} \cdot \left(\frac{1}{kT}\right)^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{\varepsilon}{kT}\right) d\varepsilon \quad (5.3)$$

Zamenom Maksvelove raspodele, izraz 5.3, u izraz 5.1, nakon integracije od energije jonizacije ε_i do ∞ i izražavanja koncentracije neutralnih molekula iz jednačine gasnog stanja dobija se:

$$\alpha(T_e) = 4 \frac{M \sigma_{i0}}{R \sqrt{\pi}} \cdot p \cdot \frac{\varepsilon_i + 2T_e}{T_e} \exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{T_e}\right) \quad (5.4)$$

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:

$$T_e = kT = \xi \lambda e E \quad (5.5)$$

gde je ξ - termalizacioni form faktor [88].

Izraz za Tausendov koeficijent pripajanja izvodi se iz izraza 5.2 uzimajući u obzir da je verovatnoća pripajanja slobodnog elektrona elektronegativnom molekulu proporcijalna dužini vremena koji taj elektron provede u blizini elektronegativnog molekula. To znači da se izraz za efikasni presek u izrazu 5.3 može pisati u obliku:

$$\sigma_c = \frac{\sigma_{c0}}{\sqrt{2\varepsilon}} \cdot \sqrt{m} \quad (5.6)$$

gde je σ_{c0} - konstanta, a m - masa elektrona. Zamenom izraza 5.6 i 5.3 u izraz 5.2 nakon integracije od 0 do ∞ i izražavanja koncentracije neutralnih molekula iz jednačine gasnog stanja, dobija se:

$$\mu(T_e) = \frac{\sqrt{2} M \sigma_{c0} \sqrt{m}}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{p}{T_e^{3/2}} \quad (5.7)$$

Izraz za električni proboj gasne smeše SF₆/N₂ najpogodnije je odrediti pod pretpostavkom strimerskog mehanizma proboja u homogenom električnom polju. Ovakav uslov je i najčešći u praksi pošto se u tehnici visokih napona po pravilu koriste homogena električna polja i gasovi na višem pritisku (što je uslov za strimerski mehanizam proboja). Pod ovim pretpostavkama je uslov za električni proboj [91,92]:

$$\left[4 \frac{M^{SF_6} \sigma_{i0}^{SF_6}}{R \sqrt{\pi}} \cdot p_1 \cdot \frac{\varepsilon_i^{SF_6} + 2T_b}{T_b} \exp\left(-\frac{\varepsilon_i^{SF_6}}{T_b}\right) + 4 \frac{M^{N_2} \sigma_{i0}^{N_2}}{R \sqrt{\pi}} \cdot p_2 \cdot \frac{\varepsilon_i^{N_2} + 2T_b}{T_b} \exp\left(-\frac{\varepsilon_i^{N_2}}{T_b}\right) - \frac{\sqrt{2} M \sigma_{c0} \sqrt{m}}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{p_1}{T_b^{3/2}} \right] d = 18,5 \quad (5.8)$$

gde je T_b -elektronska temperatura u trenutku proboja (probojna temperatura), p_1 - parcijalni pritisak SF₆ gasa, p_2 - parcijalni pritisak N₂ gasa, d - međuelektrodno rastojanje. Ako je χ procentualni volumenski udeo N₂ gasa u smeši, iz izraza za ukupni pritisak smeše $p = p_1 + p_2$, dobijaju se parcijalni pritisci $p_1 = (1 - \chi)p$ i $p_2 = \chi p$. Zamenom ovih pritisaka u izraz 5.8 dobija se:

$$\left[C_{SF_6} (1 - \chi) \cdot \frac{\varepsilon_i^{SF_6} + 2T_b}{T_b} \exp\left(-\frac{\varepsilon_i^{SF_6}}{T_b}\right) + C_{N_2} \cdot \chi \cdot \frac{\varepsilon_i^{N_2} + 2T_b}{T_b} \exp\left(-\frac{\varepsilon_i^{N_2}}{T_b}\right) - k_{SF_6} \cdot \chi \cdot (1 - \chi) \cdot \left(\frac{\varepsilon_i^{SF_6}}{T_b}\right)^{3/2} \right] \cdot pd = 18,5 \quad (5.9)$$

Zamenom izraza 5.5 u izraz 5.9, uzimajući u obzir da je srednja dužina slobodnog puta slobodnog elektrona λ obrnuto proporcijana pritisku i da je električno polje homogene konfiguracije jednako odnosu napona U i međuelektrodnog rastojanja d , dobija se:

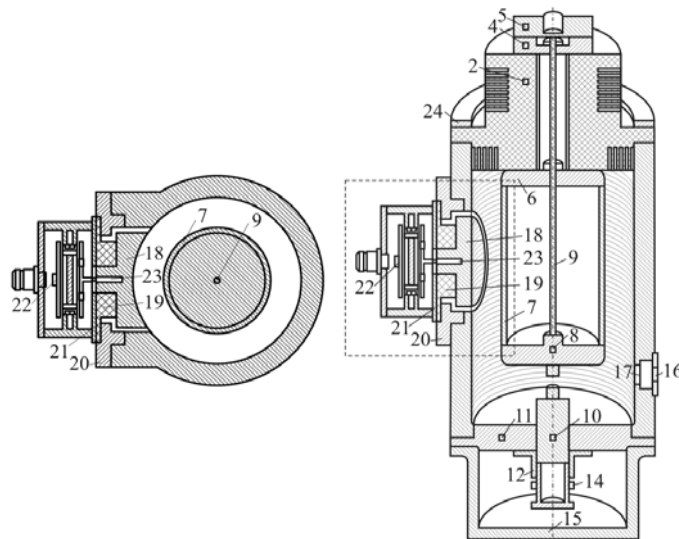
$$\left[C_{SF_6} (1 - \chi) \cdot \left(\frac{pd \cdot \varepsilon_i^{SF_6}}{ZU} + 2 \right) \exp \left(- \frac{pd \cdot \varepsilon_i^{SF_6}}{ZU} \right) + C_{N_2} \cdot \chi \cdot \left(\frac{pd \cdot \varepsilon_i^{N_2}}{ZU} + 2 \right) \exp \left(- \frac{pd \cdot \varepsilon_i^{N_2}}{ZU} \right) - k_{SF_6} \cdot \chi \cdot (1 - \chi) \cdot \left(\frac{pd \cdot \varepsilon_i^{SF_6}}{ZU} \right)^{3/2} \right] \cdot pd = 18,5 \quad (5.10)$$

Izrazi 5.4 i 5.7 zadovoljavaju Pašenov zakon [93]. U odnosu na odgovarajuće izraze izvedene pod drugim pretpostavkama [88,94,84] se može konstatovati da izrazi 5.4 i 5.7 pokazuju nešto manji efekat jonizacije i dosta sporije opadanje koeficijenta pripajanja sa porastom elektronske temperature proboja gasa slobodnih elektrona T_b . Izraz za proračun probojnog napona 5.9 se u potpunosti razlikuje od izraza dobijenog u radu [88] u kome je korišćen Tausendov uslov za proboj, čija je primena celishodna samo u slučaju podpritiska i malih vrednosti međuelektrodnih rastojanja, što nije tako čest slučaj u inženjerskoj praksi [95].

5.3. Merni sistem

5.3.1. Merna komora

Da bi se mogle ispitati izolatorske osobine gasova i gasnih smeša u široko dijapazonu proizvoda $p \cdot d$, gde su p – pritisak, d – rastojanje između elektroda, izrađena je cilindrična merna ispitna komora prikazana na slici 5.1.

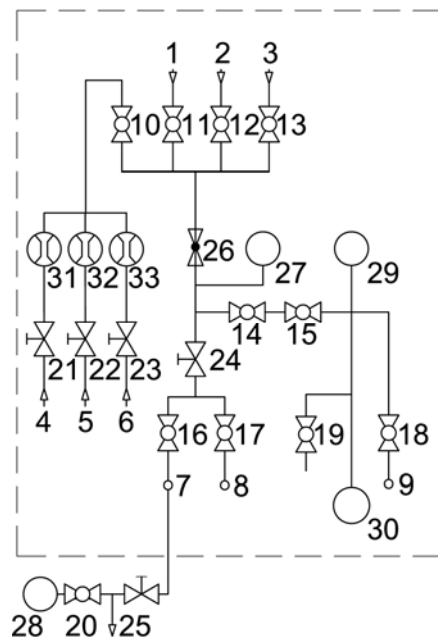


Slika 5.1. Poprečni presek gasne komore za veća rastojanja (1 – kućište; 2 – izolator; 3 – uvodnik; 4 – priključak unutrašnjeg provodnika; 5 – priključak unutrašnjeg provodnika; 6 – pričvršćenje unutrašnjeg provodnika; 7 – cev unutrašnjeg provodnika; 8 – dizač katode; 9 – navojna šipka; 10 – podešavač; 11 – nosač elektroda; 12 – podešavač rastojanja; 13 – podešavač rastojanja; 14 – kontra zavoj; 15 – poklopac; 16 – prsten prozora; 17 – prozor; 18 – elektroda sonde; 19 – izolator sonde; 20 – kućište sonde; 21 – poklopac sonde; 22 – BNC buksna; 23 – uvodnik; 24 – prsten držač)

Prikazana komora služi za ispitivanje pri međuelektrodnim rastojanjima od 0,1 mm do 20 mm za podpritisak i nadpritisak. Komora je izrađena tako da je moguće direktno podešavanje međuelektrodnog rastojanja uz prethodno određivanje nulte tačke merenjem omske otpornosti između elektroda. Merna pouzdanost međuelektrodnog rastojanja od 0,5 μm postiže se primenom odgovarajućeg mernog instrumenta. Dobrom zaptivenošću ispitne komore obezbeđena je nepromenljivost radnog pritiska tokom merenja. Gasni priključci ispitne komore omogućuju njihovo uključivanje u jedinstveni gasni krug za pražnjenje, čišćenje i punjenje sa željenom gasnom smešom na određenom radnom pritisku.

5.3.2. Gasni krug

Gasni krug prikazan na slici 5.2 konstruisan je tako da omogućava pražnjenje, čišćenje i punjenje ispitnih komora smešom gasova željenog sastava na željeni pritisak (obično sveden na 0 °C).



Slika 5.2. 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)

Regulacioni ventili su bili mikrometerske preciznosti što je omogućilo precizno određivanje protoka gasa pri podešavanju radnog pritiska u ispitnoj komori. Precizni instrument za merenje pritiska omogućava merenje pritiska u ispitnoj komori sa greškom manjom od 100 Pa. Vakum pumpa može u kratkom vremenu postići vakum u ispitnoj komori i gasnim vodovima do armatura gasnih boca manji od 1 Pa. Precizni instrument za merenje vakuma omogućava praćenje i merenje vakuma od 0,01 MPa do 5 MPa sa mernom nesigurnosti tip B 1%. Instrument za grubo merenje pritiska

omogućava podešavanje na izlazu iz razdelnika pritiska. Dvopoložajni ventili služe za isključenje i zaštitu pojedinih delova gasnog kola.

Postupak podešavanja pritiska gasne smeše vršeno je tako što je ispitna komora više puta naizmenično punjena nosećim ispitnim gasom (gas dominantnog procenta u smeši) i vakumirana do pritiska 0,1 Pa. U tako "ispranoj" komori je nakon toga uveden prvo noseći gas do pritiska p_1 , a nakon toga drugi gas do radnog pritiska p_2 . Vrednost pritiska p_1 određivana je na osnovu zakona o aditivnosti parcijalnih pritiska u smeši gasova pod uslovom predhodno određenog procentualnog sastava smeše.

5.3.3. Sonda za merenje brzih impulsa u nanosekundnoj oblasti (prilog)

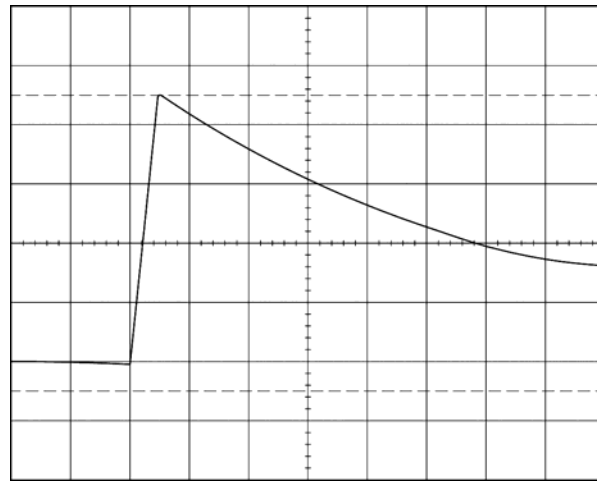
Da bi se omogućilo direktno praćenje promene napona na visokonaponskoj elektrodi merne ispitne komore sa slike 5.1 izrađena je kapacitivna sonda sa senzorom spregnutim na nosač visokonaponske elektrode. Funkcionisanje kapacitivne sonde zasniva se na indukovanju struje $i(t)$ u senzoru promenljivim električnim poljem $E(t)$.

Prilikom konstrukcije senzora kapacitivne sonde posebna pažnja je obraćena na njegove dimenzije. Površina senzora treba da bude, sa jedne strane, dovoljno velika da bi se omogućilo senzoru primanje signala zadovoljavajuće amplitude, što je kritično radi relativne dielektrične konstante gasa oko 1. Sa druge strane površina senzora ne sme biti takvih dimenzija da bi vreme kretanja elektromagnetnih talasa po njemu T_m , bilo uporedivo sa vremenom porasta mernog signala T_a , koje je u slučaju proboja $T_a = T_b$. Na osnovu poluprečnika senzora može se izračunati vreme potrebno da ga elektromagnetni talas pređe, pa na osnovu dozvoljene greške odrediti dobijenu granicu primenjivosti senzora sa aspekta brzine merenog signala (na primer poluprečnik senzora $r_s = 90$ mm, $T_m = 0,29$ ns uz $\eta = 1\% \Rightarrow T_a > 1.5$ ns).

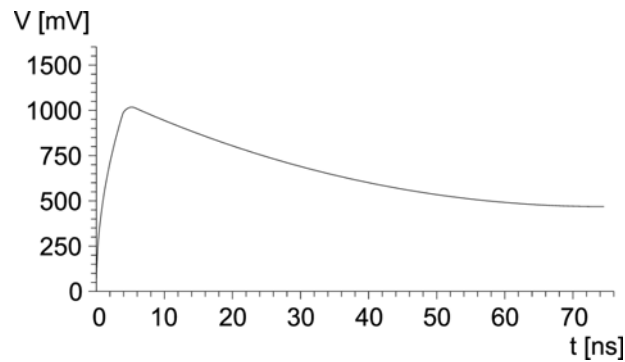
Pored aksijalnih dimenzija senzora kao mogućeg uzročnika grešaka merenja prilikom projektovanja treba uzeti u obzir i njegove radijalne dimenzije. U pravcu ose senzora dolazi do oscilovanja elektromagnetnog talasa koje se može interpretirati kao prostorno oscilovanje. Osnovna perioda ovakvog prostornog oscilovanja jednaka je dvostrukoj vremenskoj konstanti u pravcu ose senzora T_l . Vremenska konstanta u pravcu ose senzora $T_l < 1/7T_a$ daje mernu nesigurnost manju od 1% što se može smatrati zadovoljavajućim. Oscilacije elektromagnetnog talasa u azimutnom pravcu se

isključuju iz razmatranja kao mogući izvor merne nesigurnosti zbog radijalno simetrične geometrije senzora [96,97].

Senzor je preko karakteristične impedance od 50Ω , BNC buksne i kabla otpornosti 50Ω , bila priključena na merni sistem. Ovakvim priključkom je obezbeđeno da ne dođe do refleksija mernog talasa na kontaktu sa mernim sistemom. Ukupna aksijalna dimenzija niskonaponskog dela senzora je bila manja od 10 cm, pa je njena parazitna induktivnost procenjena na manje od $0,1 \mu\text{H}$, što je obezbeđivalo da pri merenim signalima ne dođe do oscilacija. Kvalitet kontakata je takođe bio visok tako da ni oni nisu bili izvor dodatne induktivnosti. Na slici 5.3 prikazan je odziv sonde na talas 5/50 ns i odgovarajuća simulacija odziva dobijena programskim paketom EMTP-ATP [98,99].

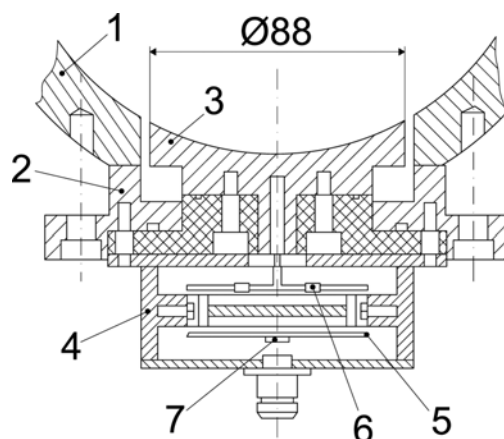


a)



Slika 5.3. a) Odziv sonde na talas 5/50 ns (10 ns/div; 10 V/div); b) Odgovarajuća simulacija odziva sonde dobijena programskim paketom EMTP-ATP

Ovako izrađen senzor je prilikom ispitivanja davao suviše visoke napone koji su nepristupačni direktnom merenju. Radi toga je rasipnim kapacitetima između senzora i komore priključen još jedan nisko-naponski kapacitet koji svojim visokim kapacitetom omogućava nisko-omski merni priključak. Da bi se dobio merni sistem širokog opsega primene, dielektrične osobine nisko-naponskog kapaciteta su prilagođene visoko-naponskom kapacitetu, tj. izvršena je kompenzacija razdelnika. Nisko-naponski kapacitet je izrađen u koncentričnoj formi čime se izbegava prostorna oscilacija elektromagnetnog talasa, koja bi bitno ograničila frekventni opseg primenljivosti, a do koje bi došlo ako bi nisko-naponski deo bio većih dimenzija. Iz istog razloga je nisko-naponski kondenzator izrađen od specijalnih liskunskih kondenzatora pošto su oni malih dimenzija i imaju elektronski tip polarizacije, odnosno konstantnu frekventnu karakteristiku do frekvencije od 10^{15} Hz [100]. Na slici 5.4 je prikazana kapacitivna sonda konstruisana na osnovu iznesenih principa, gde je prikazan horizontalni poprečni presek date sonde integrisane u cilindričnu gasnu komoru.

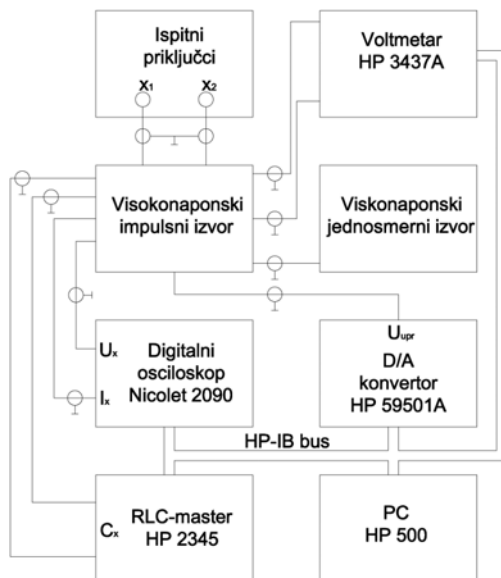


Slika 5.4. Konceptija horizontalnog poprečnog preseka sonde (1 – zid gasne komore; 2 – držač komore; 3 – senzor; 4 – nisko-naponski deo; 5 – liskunski kondenzator; 6 – prigušni otpornik; 7 – karakteristična otpornost)

5.4. Postupak merenja

Merni sistem je bio u potpunosti automatizovan. Sva merna oprema, sa nezavisnim napajanjem, nalazila su se u kabini zaštićenoj od elektromagnetnih smetnji (indukovanih prenapona) do nivoa od 100 dB. Gde god je 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 5.5.

Merni sistem je konstruisan tako da bude veoma fleksibilan i omogućiti ispitivanje svih 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, IEEE 488) i protokol Hewlett Packard-a. Konstruisana komora je takva da omogućava formiranje dvoelektrodnih konfiguracija koje proizvode homogeno električno polje (simetrične Rogovski elektrode) ili nehomogeno polje (konfiguracija šiljak-ploča). Elektrode Rogovskog su profilisane proračunom ekvipotencijale njihove površine primenom metode simulacije naelektrisanja. Na taj način se izbegava pojava ivičnih efekata. Na slici 5.6 prikazani su crteži elektroda Rogovskog i šiljak elektroda korišćenih za rastojanje od 0,1 mm. Takođe, na slici 5.6 prikazane su ekvipotencijalne linije primenjivanih elektrodnih homogenih konfiguracija određene metodom simulacije naelektrisanja.

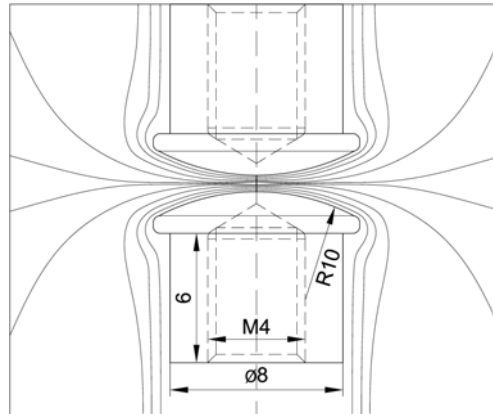


Slika 5.5. Blok dijagram mernog sistema

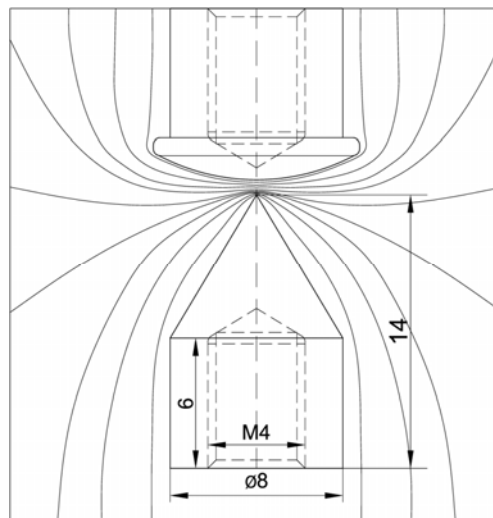
Elektrode pravljene od volframa su pre ugradnje u komoru polirane do visokog sjaja ili peskirane. Bilo je izrađeno više parova elektroda sa takvim dimenzijama da je bio zadovoljen zakon sličnosti pri svim međuelektrodnim rastojanjima elektroda istog tipa. Nulto rastojanje između elektroda je određivano merenjem električne otpornosti. U slučaju malih vrednosti pd proizvoda, impulsi primenjenog napona su imali sledeće nagibe prednje ivice: 1 kV/ μ s, 3 kV/ μ s, 5 kV/ μ s, 10 kV/ μ s, 20 kV/ μ s, 30 kV/ μ s, 50 kV/ μ s, 100 kV/ μ s i 200 kV/ μ s. U slučaju srednjih vrednosti pd proizvoda, nagibi su bili: 100 kV/ μ s, 200 kV/ μ s, 435 kV/ μ s, 640 kV/ μ s i 800 kV/ μ s.

Eksperimentalni postupak je bio standardnog tipa koji se upotrebljava za ispitivanje DC i impulsnih karakteristika gasova i sastojao se u sledećim koracima: 1) postavljanje ispitnog dvoelektrodnog sistema unutar gasne komore, 2) podešavanje željenog pritiska radnog gasa u komori na prethodno opisan način (podešenoj na temperaturu od 0 °C), 3) kondicioniranje elektrodnog sistema sa 100 uzastopnih impulsnih proboja, 4) merenje 50 uzastopnih vrednosti DC probojnog napona, 5) merenje 1000 uzastopnih vrednosti impulsnog probojnog napona i odgovarajućih probojnih i statističkih vremena (tj. vremenski intervala između momenata u kome se impulsnii napon izjednačava sa DC probojnim naponom i momenta samog proboja), pomoću impulsnih napona sa jednim od navedenih nagiba prednje ivice i sa amplitudom

koja je obezbeđivala da se proboj uvek dešava na prednjoj ivici impulsa (ponovo je postojala pauza od 30 s između svaka dva uzastopna proboja).



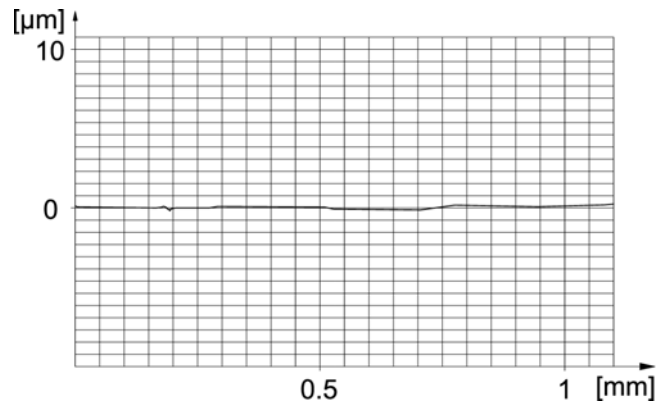
a)



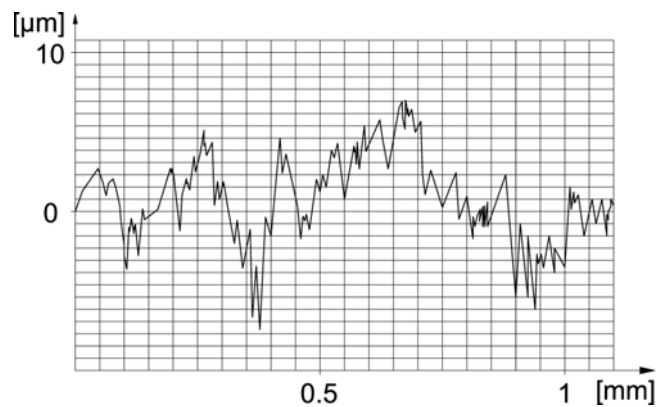
b)

Slika 5.6. Ekvipotencijalne linije za a) homogenu konfiguraciju (elektroda Rogovskog-elektroda Rogovskog); b) nehomogenu konfiguraciju (elektroda šiljak-elektroda Rogovskog); pri međuelektrodnim rastojanjem od 0,1 mm

Na slici 5.8 su prikazani taligrافی (graf koji predstavlja hrapavost) površina polirane i peskirane elektrode, a na slici 5.9 odgovarajući taligrافی elektroda nakon jedne serije merenja.



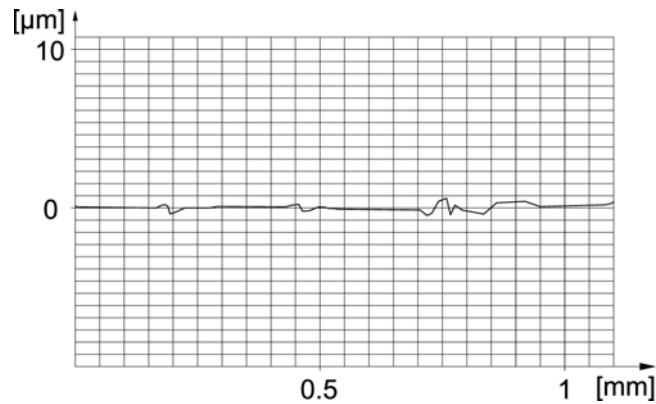
a)



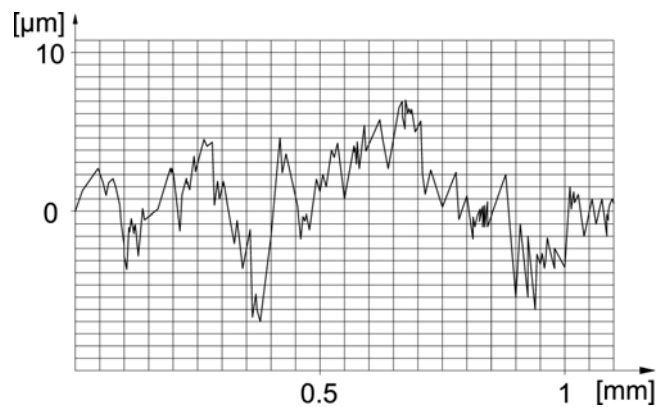
b)

Slika 5.8. a) Taligraf polirane elektrode dobijen pomoću talistepa (grafik predstavlja hrapavost); b) Taligraf peskirane elektrode dobijen pomoću talistepa (grafik predstavlja hrapavost)

Tokom jedne serije merenja nije dolazilo do značajnijih promena topografije elektrodnih površina, slika 5.9. To se objašnjava činjenicom da je uzemljenje donje elektrode vršeno preko otpornika vrednosti 1 MΩ, pa struja varnice nije prelazila vrednost 100 mA.



a)



b)

Slika 5.9. a) Taligraf polirane elektrode posle jedne serije merenja dobijen pomoću talistepa (grafik predstavlja hrapavost); b) Taligraf peskirane elektrode posle jedne serije merenja dobijen pomoću talistepa (grafik predstavlja hrapavost)

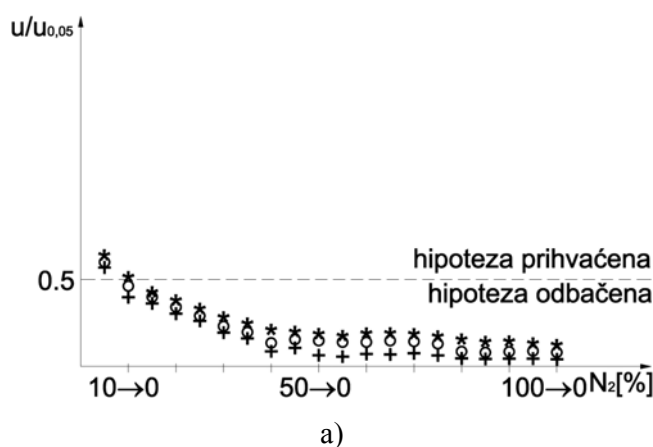
5.5. Obrada rezultata merenja

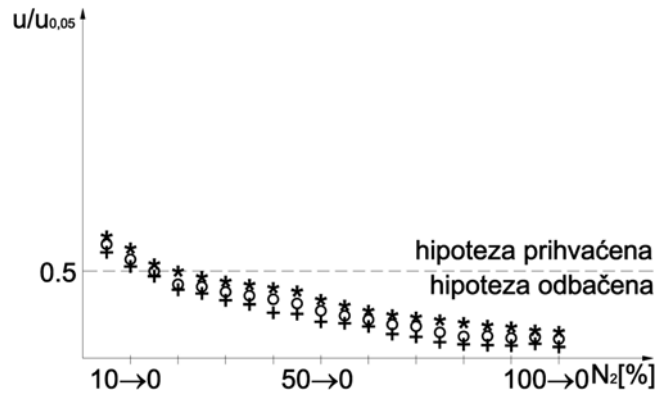
Rezultati merenja su obrađivani softverskim paketom za stohastički proračun, koji se sastojao iz sledećih modula: 1) formiranje statističkog uzorka uz primenu Šoveneovog kriterijuma za odbacivanje lažnih rezultata merenja, 2) određivanje momenata uzorka, 3) testiranje statističkih uzoraka na pripadnost jedinstvenoj statističkoj raspodeli primenom U–testa, 4) grafičko prikazivanje dobijenih rezultata u zavisnosti od parametara eksperimenta, 5) crtanje teoretskih impulsnih karakteristika izolacionog sistema metodom površina-vreme i prostorno-vremenskog zakona porasta i njihovo poređenje sa odgovarajućim eksperimentalno dobijenim rezultatima

[12,14,101], 6) određivanje statističkog vremena oduzimanjem od probojnog vremena: t_0 nultog vremena određenog izjednačavanjem DC probojnog napona sa primenjenim impulsom, t_l vremena lavinskog procesa određenog memorijskim efektom [102] i formativnog vremena određenog na osnovu poznavanja Toplerove konstante [103].

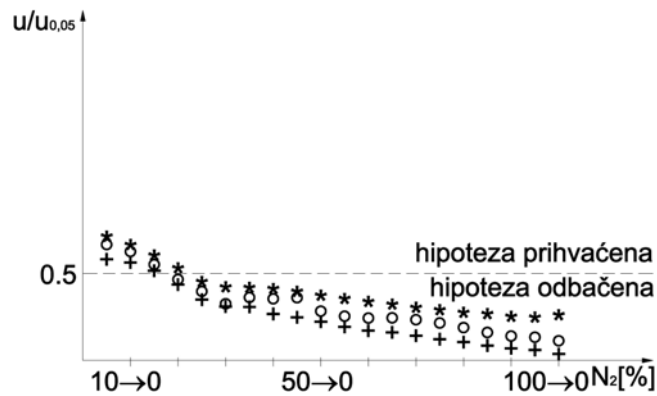
6. REZULTATI I DISKUSIJA

Da bi se utvrdila granica procentualnog sastava N_2 u smeši SF_6/N_2 kada moderacioni efekat kompenzuje nižu vrednost probojnog napona N_2 u poređenju sa vrednošću SF_6 gasa. Slučajne promenljive dobijene za gasne smeše $(1-x)SF_6 + xN_2$ su testirane u odnosu na odgovarajuće slučajne promenljive dobijene za čist SF_6 , uz brzinu porasta impulsa i pritiska smeše kao parametrima. Eksperimentalno dobijeni statistički uzorci su testirani u eksperimentalnim uslovima pod kojima nema značajnijeg pozitivnog sinergističkog efekta i pod kojim se može pretpostaviti da postoji efekat delimične kompenzacije nižih vrednosti probojnih napona N_2 gasa i efekat moderacije. Na slici 6.1 prikazan je rezultat U–testa [104] primenjen na slučajne promenljive impulsnih probojnih napona homogenog električnog polja. Na slici 6.2 su prikazani odgovarajući rezultati za nehomogeno polje. Apscisa označena sa $x \rightarrow 0$ na slikama 6.1 i 6.2 predstavljaju test hipoteze da statistički uzorak slučajne promenljive probojni napon za gasnu smešu $(1-x)SF_6 + xN_2$ pripada istom statističkom uzorku kao odgovarajući uzorak slučajne promenljive probojni napon za čist SF_6 ($x = 0$), gde je x izraženo u procentima.



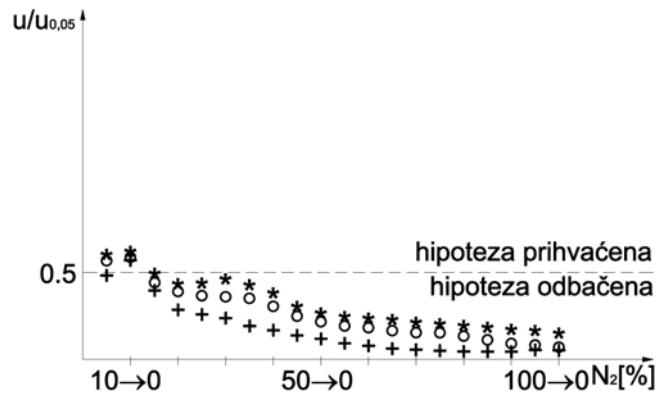


b)

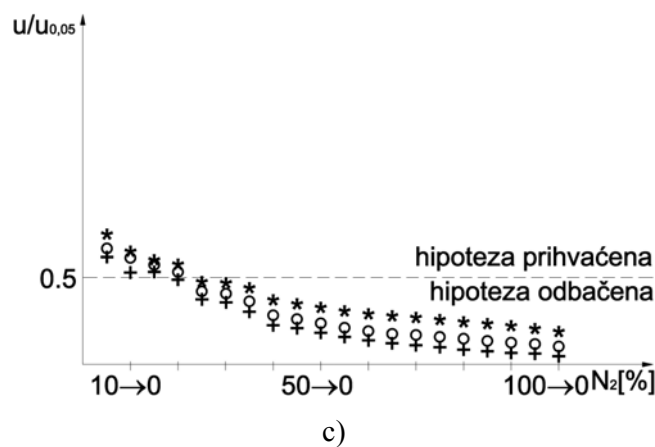
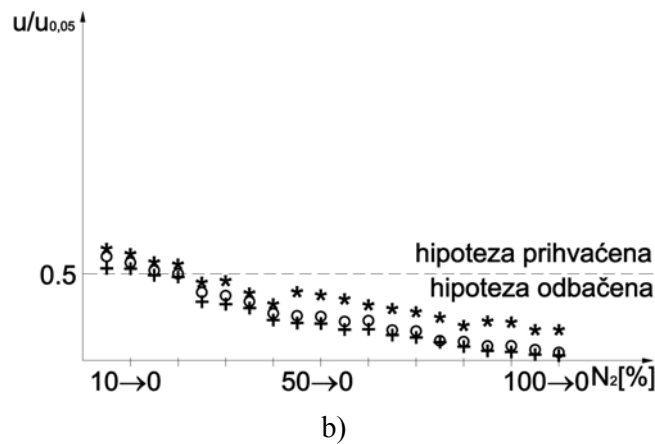


c)

Slika 6.1. U-test za slučajne promenjive impulsnih probojnih napona homogenog električnog polja (elektroda Rogovski-elektroda Rogovski) od $800 \text{ kV}/\mu\text{s}$ (*), $50 \text{ kV}/\mu\text{s}$ (o) i $1 \text{ kV}/\mu\text{s}$ (+) za peskarene elektrode i međuelektrodno rastojanje od 1 cm pri pritiscima od: a) 5 kPa, b) 150 kPa i c) 500 kPa



a)

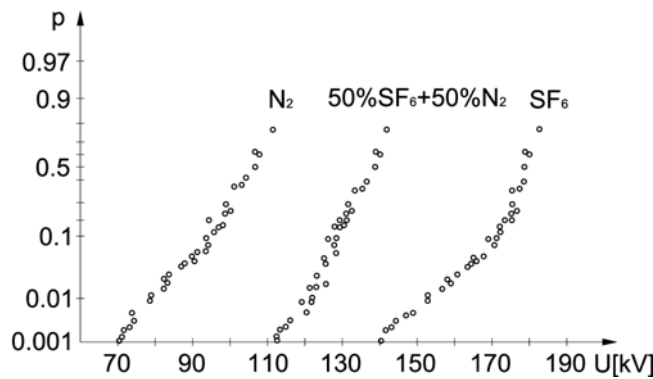


Slika 6.2. U-test za slučajne promenjive impulsnih probojnih napona nehomogenog električnog polja (elektroda šiljak-elektroda Rogovski) od 800 kV/ μ s (*), 50 kV/ μ s (○) i 1 kV/ μ s (+) za peskarene elektrode i međuelektrodno rastojanje od 1 cm pri pritiscima od: a) 5 kPa, b) 150 kPa i c) 500 kPa

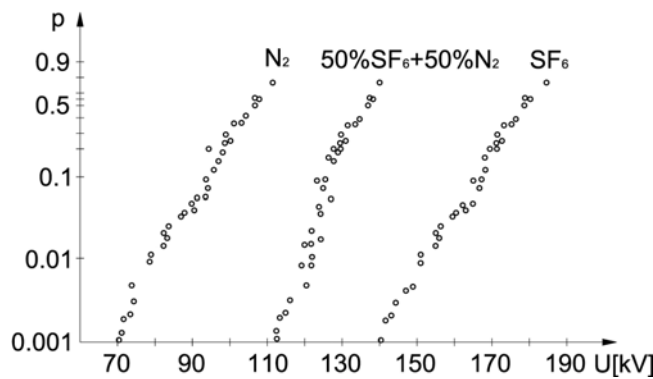
Na slici 6.3 su prikazani statistički uzorci slučajne promenjive impulsnog probojnog napona dobijene impulsima brzine porasta 1 kV/ μ s na Vejbulovom i Gausovom papiru verovatnoće.

Na slikama 6.4a, 6.4b i 6.4c prikazana je zavisnost srednje vrednosti slučajne promenjive impulsnog probojnog napona dobijenog impulsom brzine porasta 1 kV/ μ s, od pritiska gasne smeše sa procentualnim udelom N₂ gasa kao parametrom. Sa slike 6.4a se vidi da se pri nižim pritiscima javlja izrazit sinergistički efekat smeše za pritiske između 0,1 MPa i 0,3 MPa. Ovaj efekat se gubi pri procentualnom udelu N₂ preko 35%. Pri porastu brzina impulsa ovaj efekat se smanjuje, tako da se pri brzini od 800 kV/ μ s

potpuno gubi. Ovo je posledica činjenice da se moderacioni efekat odvija sa određenom vremenskom konstantom reda veličine uporedivom sa vremenom porasta impulsa. Usled toga pri bržim impulsima ne dolazi do ispoljavanja moderacije spektra elektrona, a dolazi do efekta skraćanja statističkog vremena usled dodavanja elektropozitivnog N_2 , čime se povećava gustina slobodnih elektrona u smeši. Takav efekat je izraženiji pri nižim pritiscima (gustinama) gasne smeše, slike 6.4b i 6.4c, što se može objasniti manjom srednjom slobodnom dužinom puta elektrona pri većim pritiscima.



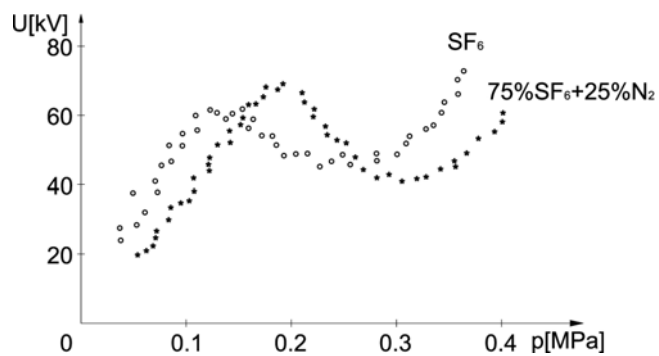
a)



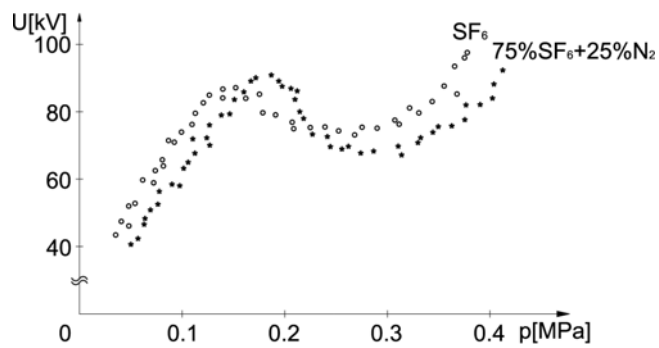
b)

Slika 6.3. Ponašanje slučajne promenjive impulsnog probojnog napona pri pritisku od $2 \cdot 10^5 Pa$, homogenom električnom polju (elektroda Rogovski-elektroda Rogovski), međuelektrodnom rastojanju od 1 cm, peskarenim površinama elektroda i impulsom brzine porasta od $1 kV/\mu s$ u odnosu na različitu komponentnu zastupljenost smeše na: a) Gausov papir verovatnoće, b) Vejbulov papir verovatnoće

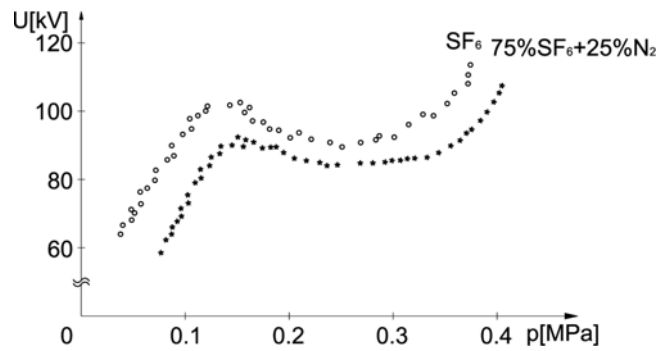
Na slici 6.5 prikazana je zavisnost odnosa srednje vrednosti impulsnog probojnog napona i odgovarajućeg DC probojnog napona od procentualnog udela N_2 gasa u smeši. Na slici 6.5a parametar je brzina impulsnog napona, na slici 6.5b parametar je pritisak gasa, a na slici 6.5c parametar je topografija elektrodne površine.



a)

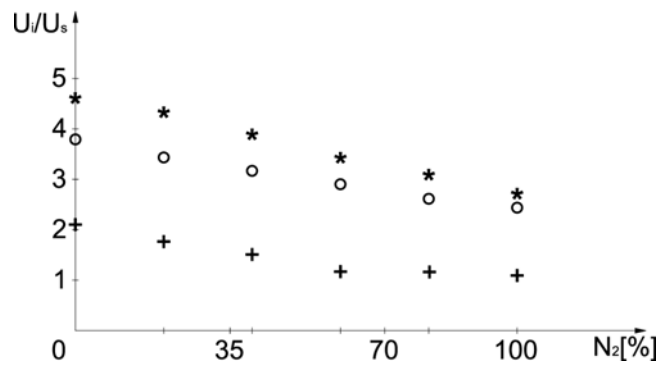


b)

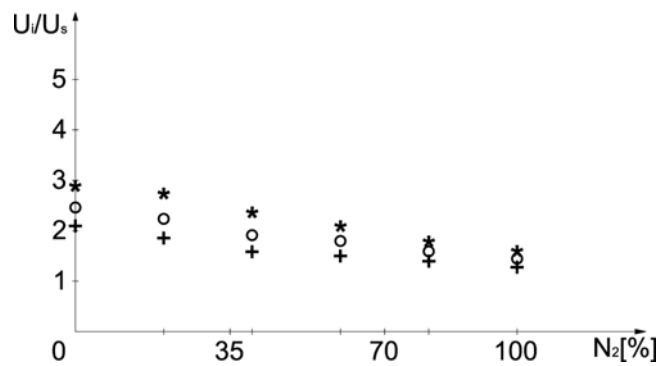


c)

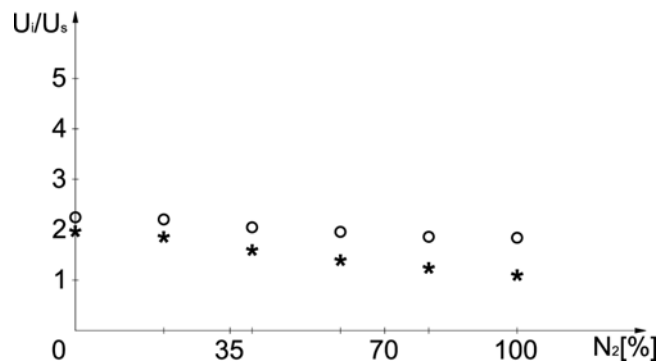
Slika 6.4. Zavisnost srednje vrednosti slučajne promenjive impulsnog probojnog napona od pritiska gasne smeše sa procentualnim udelom N_2 gasa kao parametrom sa vrednostima udarnih napona: a) $1 \text{ kV}/\mu\text{s}$, b) $50 \text{ kV}/\mu\text{s}$ i c) $800 \text{ kV}/\mu\text{s}$; homogeno električno polje (elektroda Rogovski-elektroda Rogovski), međuelektrodno rastojanje elektroda od $0,2 \text{ cm}$, peskarene elektrode.



a)



b)



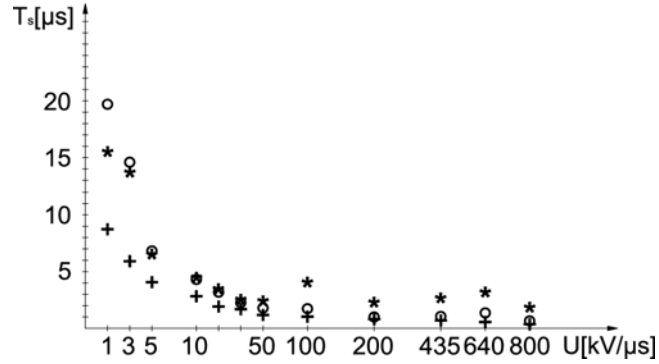
c)

Slika 6.5. Zavisnost odnosa srednje vrednosti impulsnog probojnog napona i odgovarajućeg DC probojnog napona od procentualnog udela N₂ gasa u smeši, u homogenom polju (elektrode Rogovski-elektrode Rogovski), sa parametrima: a) brzinama impulsnog napona 800 kV/μs (*), 50 kV/μs (o) i 1 kV/μs (+); pritisak 0,1 MPa, peskarene elektrode, međuelektrodno rastojanje 1 cm, b) pritiscima gasa 0,5 MPa (*), 0,2 MPa (o) i 0,1 MPa (+); brzina impulsa 1 kV/μs, peskarene elektrode, međuelektrodno rastojanje 0.5 cm i c) topografija elektrodne površine elektroda obrađena peskom(*) i polirana elektroda(o); brzina impulsa 1 kV/μs, pritisak 0,2 MPa, međuelektrodno rastojanje 1 cm

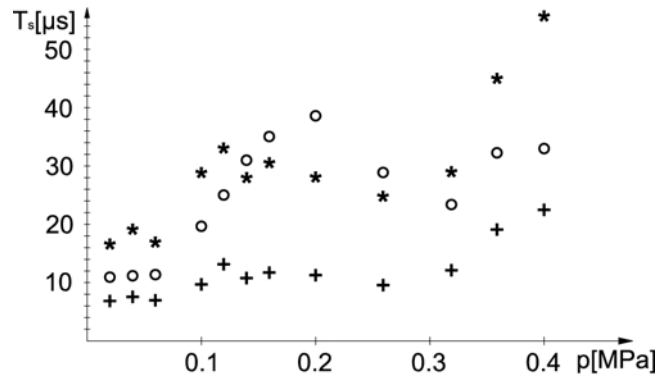
Rezultati prikazani na slikama 6.1, 6.2 i 6.7 ukazuju da je moderacioni efekat smeše SF₆/N₂ izraženiji u slučaju većih pritisaka i u nehomogenom električnom polju. Takav rezultat se može objasniti superpozicijom dva pozitivna sinergistička efekta dodavanja gasa N₂ gasu SF₆. Naime, pri većim pritiscima gasa je srednja slobodna dužina elektrona kraća, pa elektroni ne uspevaju da steknu energiju veću od energije veze bilo SF₆ gasa ili N₂ gasa između dva uzastopna sudara, odnosno u sudarnim procesima ne mogu da izvrše jonizaciju. Umesto jonizacionih procesa, koji bi povećali gustinu slobodnih elektrona u gasu, tokom sudarnih procesa dolazi do pobuđivanja rotacionih i vibracionih kvantnih stanja molekula gasa, što dovodi do smanjenja efektivne temperature odgovarajućeg Maksvelovog spektra. Ovo dovodi do većeg efekta zahvata slobodnih elektrona od strane elektronegativnih molekula. U slučaju nehomogenog polja ovaj efekat je pojačan činjenicom da je N₂ gas manje osetljiv na elektrone hladne emisije [105,106]. Ustanovljeno je takođe, da pozitivni sinergistički

efekat prisustva N_2 gasa u smeši sa SF_6 gasom počne da se gubi kasnije u slučaju primene elektroda sa peskarenim površinama. Ova pojava je objašnjena takođe manjom senzitivnošću N_2 gasa na efekat mikrošiljka koji se javlja kod elektrode sa peskarenim površinama, a ne javlja se kod poliranih elektroda. Posebno je interesantan rezultat koji pokazuje da pri istoj vrednosti pritiska smeše, ako su gasovi podjednako zastupljeni u njoj, slučajna promenljiva se ponaša prema normalnoj raspodeli, a ako je jedna od komponenti dominantna, slučajna promenljiva probojnog napona pripada Vejbulovoj raspodeli slike 6.3a i 6.3b. I ovaj efekat se može objasniti balansom moderacionog efekta i elektrodnog efekta (tj. efekta hladne emisije sa elektroda). Naime u slučaju podjednagog komponentnog sastava u smeši dolazi do ravnoteže dva različita efekta: 1-moderacionog efekta koji otežava proboj i 2-efekta elektrodne topografije. U slučaju takvih smeša imamo istovremeno efekte koji povećavaju i koji smanjuju vrednost probojnog napona što rezultira simetrijom raspodele, tj. normalnom raspodelom. U slučaju da nema moderacionog efekta u gasu, tj. nema značajnije komponente N_2 , do izražaja dolaze samo efekti koji slabe izolaciju i slučajna promenljiva pripada Vejbulovoj raspodeli.

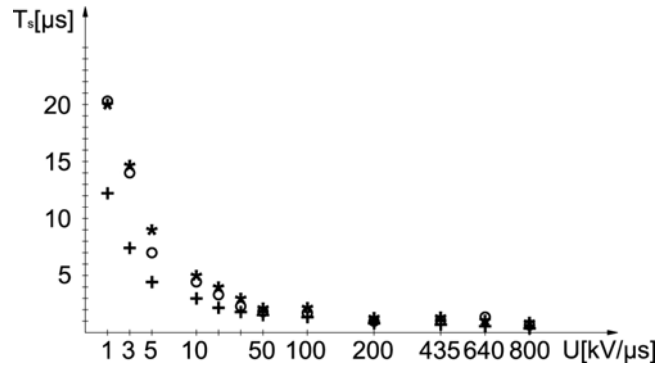
Na osnovu slike 6.5a se vidi da je pozitivan sinergistički efekat najizraženiji za manje brzine porasta impulsnog napona ($1 \text{ kV}/\mu\text{s}$), a da se pri velikim brzinama porasta gubi ($800 \text{ kV}/\mu\text{s}$). Ovakav zaključak potvrđuju rezultati prikazani na slici 6.6 na kojoj je prikazana zavisnost statističkog vremena od brzine primenjenog napona sa procentualnim udelom azota u smeši kao parametrom.



Slika 6.6. Zavisnost statističkog vremena od brzine impulsa ((*): čist SF₆, (+): čist N₂, (o): smeša 75%SF₆ + 25%N₂); homogeno polje, pritisak 0,2 MPa i međuelektrodno rastojanje 1 cm.



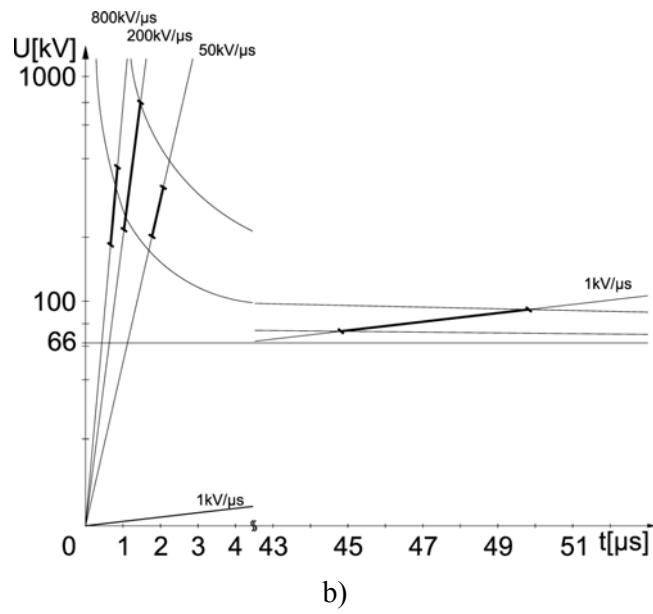
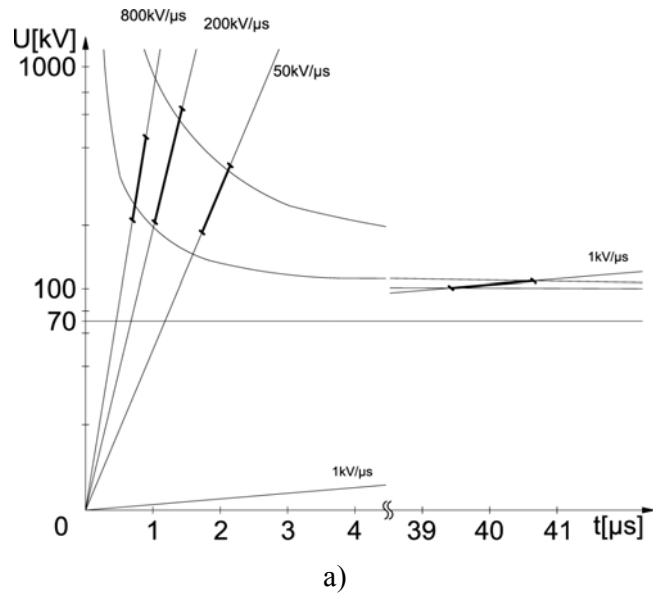
Slika 6.7. Zavisnost statističkog vremena od pritiska ((*): čist SF₆, (+): čist N₂, (o): smeša 75%SF₆ + 25%N₂); homogeno polje, brzina impulsa 1kV/μs, međuelektrodno rastojanje 1 cm.

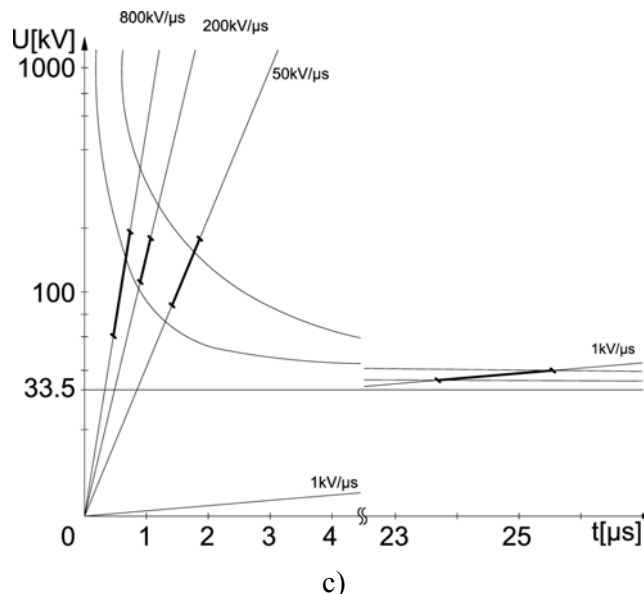


Slika 6.8. Statističko vreme u zavisnosti od brzine impulsa za procentualni udeo N₂ od: 20% (○), 40% (*) i 80% (+); homogeno polje (elektrode Rogovski-elektrode Rogovski), pritisak 0,1 MPa, polirane elektrode, međuelektrodno rastojanje 1 cm

Rezultati sa slike 6.8 potvrđuju prethodno izneseno objašnjenje. Na slici 6.8 se vidi da je, bez obzira na procentualni sastav smeše pri velikim brzinama statističko vreme izuzetno kratko i kraće od odgovarajućeg vremena za čist SF₆ gas. To znači da u tim slučajevima dolazi do negativnog sinergističkog efekta pošto povećana koncentracija slobodnih elektrona u smeši nije kompenzovana moderacionim efektom. Poređenjem rezultata sa slike 6.4 i sa slike 6.7 se vidi da probojno vreme, pri brzini impulsa 800 kV/μs iznosi 0,1 ms. Kako se pri impulsima brzine 800 kV/μs ne javlja više nikakav pozitivan sinergistički efekat kao posledica moderacionog procesa i kako se pri nižim brzinama impulsa on javlja, slika 6.6, može se zaključiti da je vremenska karakteristika moderacionog efekta oko 100 ns..

Na slikama 6.9a, 6.9b i 6.9c prikazane su impulsne karakteristike (sa odgovarajućim kvantilima verovatnoće proboja od 99,9% i 0,01%) dobijene zakonom površine-vreme [101,107] i eksperimentalno dobijenim rezultatima pomoću impulsa tačno određenog oblika pri smešama sledećih sastava: 80%SF₆ + 20%N₂, 65%SF₆ + 35%N₂ i 20%SF₆ + 80%N₂. Rezultati pokazuju da se impulsne karakteristike ne mogu pouzdano odrediti za smeše gasova metodom zakona površina-vreme. Isti rezultat je dobijen i za impulsne karakteristike određene zakonom zapremina-vreme.





Slika 6.9. Impulsne karakteristike dobijene sa zakonom površina-vreme i eksperimentalno dobijenim rezultatima impulsa oblika $1 \text{ kV}/\mu\text{s}$, $50 \text{ kV}/\mu\text{s}$, $200 \text{ kV}/\mu\text{s}$ i $800 \text{ kV}/\mu\text{s}$ za različite smeše: a) $80\%SF_6 + 20\%N_2$, b) $65\%SF_6 + 35\%N_2$ i c) $20\%SF_6 + 80\%N_2$; pritisak gasa $0,6 \text{ MPa}$.

Sa slike 6.9 se vidi da pri većem uravnoteženom sadržaju SF_6 gasa i N_2 gasa impulsne karakteristike postaju šire i da daju nezadovoljavajući rezultat u slučaju brzih impulsa. Ova pojava se može objasniti nedovoljnom efikasnošću moderacionog efekta pri velikim brzinama, odnosno nedostatku vremena da se on razvije u punoj meri. U tom smislu se može zaključiti da u slučaju takvih SF_6/N_2 smeša nije moguće primeniti zakon za proračun impulsnih karakteristika. Naime impulsne karakteristike proračunate na osnovu eksperimentalno određenog statističkog uzorka impulsnog probojnog napona dobijenog impulsima brzine porasta $1 \text{ kV}/\mu\text{s}$ ne daju dobra predviđanja za kvantile statističkog uzorka koji odgovara impulsima bržim od $200 \text{ kV}/\mu\text{s}$. To je posledica činjenice da je vremenska karakteristika moderacionog efekta reda veličine oko 100 ns , pa se statističko vreme koje odgovara bržim impulsima kraće, slika 6.4.

7. ZAKLJUČAK

Sumpor heksafluorid je superioran dielektrični gas za skoro sve visokonaponske aplikacije. Međutim, visok uticaj SF₆ gasa na globalno zagrevanje uslovalo je da se traže njegove zamene u vidu drugih gasova ili smeša gasova. Neke od prednosti i mana aplikacija smeša ili zamenskih gasova prikazane su u poglavlju 4. Razne smeše gasova ukazuju na znatne šanse za korišćenje u novoj opremi, posebno ako je oprema dizajnirana specijalno za upotrebu sa smešama: a) - smeše sa približnim iznosim a SF₆ i N₂ pokazuju dielektrična svojstva koje ukazuju da bi one mogle da se koriste kao jedan od zamenskih gasova za električnu izolaciju, kao i u svrhe prekidanja električne struje/luka; b) - smeše niskih sadržaja SF₆ u N₂ imaju odličan potencijal upotrebe u energetskim gasom izolovanim distributivnim vodovima; c) – azot na visokom pritisku za neke primene u električnim izolacijama.

A neke od mogućih prepreka za korišćenje smeša u električnoj opremi su: a) – mogućnost nabavke gasa, procedure oporavka i reciklaže; b) – izazovi u rukovanju ekološki-vanrednim situacijama i curenjima; c) - praćenje i održavanje koncentracije na datom nivou u minimalnom vremenu; d) – nepoznata dugoročna stabilnost i osobine; e) – teško odlaganje; i f) troškovi vlasništva.

Dobijeni rezultati u ovoj disertaciji pokazuju da sinergistički efekat gasne smeše SF₆/N₂ u odnosu na impulsni probojni napon zavisi od brzine primenjenih impulsa. Pokazano je da se ovaj efekat skoro u potpunosti gubi pri većim brzinama impulsa što je objašnjeno činjenicom da je vreme potrebno za efikasan moderacioni efekat spektra slobodnih elektrona u smeši duže od vremena porasta impulsa. Procenjeno je da je karakteristično vreme moderacionog efekta reda 100 ns. Dobijeni rezultati zavisnosti sinergije smeše od parametara eksperimenta su pokazali: 1 - pozitivna sinergija je najveća ako je odnos gasova u smeši $0,65SF_6 + 0,35N_2$; 2 - pozitivna sinergija je zavisna od pritiska gasa i veća je za veće pritiske; 3 - pozitivna sinergija je izraženija u slučaju nehomogenog polja; 4 - pozitivna sinergija je veća u slučaju da u topografiji elektrodnih površina postoje mikrošiljci (peskom obrađene elektrode) nego da ne postoje (polirane elektrode do visokog sjaja).

LITERATURA

- [1] J. M. Meek and J. D. Craggs, *Electrical Breakdown of Gases*, John Wiley & Sons, Chichester, 1978.
- [2] M. M. Pejović, R. D. Filipović, *Method for determining the breakdown voltage in gas-filled tubes*, International Journal of Electronics 67 (2), pp. 251-256, 1989.
- [3] P. Osmokrović, M. Vujisić, K. Stanković, A. Vasić, B. Lončar. *Mechanism of electrical breakdown of gases for pressures from 10⁻⁹ to 1 bar and inter-electrode gaps from 0.1 to 0.5mm*, Plasma Sources Science and Tehnology 16 (3), art.no. 025, pp 643-655, 2007.
- [4] P. Osmokrović, *Mechanism of Electrical Breakdown of Gases at Very Low Pressure and Inter-electrode Gap Values*, IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 21, No. 6, pp. 645-654, 1993.
- [5] M. M. Pejović, *Analysis of the memory effect in a nitrogen-filled tube at 6.6mbar pressure for different cathode materials using the time delay method*, Physics of Plasmas 11 (8), pp. 3778-3786, 2004.
- [6] M. M. Pejovic, E. Zivanovic, M. Pejovic, J. Karamarkovic, *Analysis of processes responsible for the memory effect in air at low pressures*, Plasma Sources Science and Tehnology, Vol. 19, No. 4, art.no. 045021, 2010.
- [7] H. S. Uhm, Z. S. Byeon, K. B. Song, E. H. Choi, H. -Y. Ryu, J. Lee, *Analytical investigation of electrical breakdown properties in a nitrogen-SF₆ mixture gas*, Physics of Plasmas, Vol. 17, Issue 11, art.no. 113510, 2010.
- [8] A. M. Casanovas, J. Casanovas, *Decomposition of high-pressure (400kPa) SF₆-CO₂, SF₆-CO, SF₆-N₂-CO₂ and SF₆-N₂-CO mixtures under negative dc coronas*, Journal of Physics D: Applied Physics Vol. 38 No. 10, pp. 1556, 2005.
- [9] J. Diaz, A. M. Casanovas, J. Casanovas, *Effect of the percentage of SF₆ (100%-10%-5%) on the decomposition of SF₆-N₂ mixtures under negative dc coronas in the presence of water vapour or oxygen*, Journal of Physics

- D: Applied Physics Vol. 36 No. 13, pp. 1558, 2003.
- [10] A. H. Cookson, B. O. Pedersen, *Analysis of the High Voltage Breakdown Results for Mixtures of SF₆ with CO₂, N₂ and Air*, Third Intern. Symposium on High Voltage Engineering, Milan, paper 31.10.1979.
- [11] M. O. Pace, J. L. Adcock, L. G. Christophorou, *Particle Contamination in Gas-Insulated Systems: New Control Methods and Optimum SF₆-N₂ Mixtures*, in *Gaseous Dielectrics IV*, L. G. Christophorou and M. O. Pace (Eds.), Pergamon Press, New York, pp. 377-386, 1984.
- [12] P. Osmokrović, G. Ilić, Ć. Dolićanin, K. Stanković, M. Vujisić, *Determination of pulse tolerable voltage in gas-insulated systems*, Japanese Journal of Applied Physics 47 (12), pp 8928-8934, 2008.
- [13] P. Osmokrović, T. Živić, B. Lončar, A. Vasić, *The validity of general similarity law for electrical breakdown of gases*, Plasma Sources Science and Tehnology 15 (4), art.no. 015, pp 703-713, 2006.
- [14] K. Stanković, M. Pešić, P. Osmokrović, M. Vujisić, *Surface-time enlargement law for gas breakdown*, IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation 15 (4), art.no. 4591220, pp. 994-1005, 2008.
- [15] V. Vujičić, D. Ivanović, *Fizika I*, Naučna Knjiga, Beograd, 1960.
- [16] P. Osmokrović, *Elektrotehnički materijali*, Akademska misao, Beograd, 2003.
- [17] S. C. Braun, *Introduction to electrical discharges in gases*, John Wiley & Sons, New York, 1966.
- [18] P. Osmokrovic, *Electrical breakdown of SF₆ at small values of product pd* , IEEE Transactions on Power Delivery, Vol. 4, pp. 2095-2100, 1989.
- [19] 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.
- [20] 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.
- [21] A. Von Engel, *Ionized Gases*, Clarendon Press, Oxford, 1965.

- [22] V. A. Bailey, J. S. Townsend, *The motion of electrons in gases*, Philosophical Magazine, Vol. 42, pp. 873-891, 1921.
- [23] J. S. Townsend, *Electricity in gases*, Clarendon Press, Oxford, 1915.
- [24] W. O. Schumann, *Elektrische Durchbruchfeldstärke von Gasen*, Springer, Berlin, 1923.
- [25] H. Raether, *Electron Avalanches and Breakdown in Gases*, Butterworths, London, 1964.
- [26] H. Raether, *Zeitschrift für Angewandte Physik*, Vol. 7, pp. 50, 1955.
- [27] B. O'Neill, J. D. Craggs, *Collisional detachment of electrons and ion molecule reactions in oxygen*, Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics, Vol. 6, No.12, pp. 2625-2633, 1973.
- [28] 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.
- [29] 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.
- [30] 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.
- [31] 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.
- [32] B. Lončar, P. Osmokrović, A. Vasić, S. Stanković, *Influence of Gamma and X Radiation on Gas-filled Surge Arrester Characteristics*, IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 34, No. 4, pp. 1561-1565 (2006).
- [33] P. Osmokrović, N. Arsić, M. Vujisić, K. Stanković, Č. Dolićanin, *Reliability of Three-Electrode Spark Gaps*, Plasma Devices and Operations, Vol. 16, No. 4, pp. 235-245, 2008.
- [34] P. Osmokrović, A. Vasić, *Anomalous Paschen Effect*, IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 33, No. 5, pp. 1672-1676, 2005.

- [35] 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.
- [36] 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.
- [37] J. C. Townsend, *Theory of Glow Discharge from Wires*, The Electrician, pp. 348-350, 1913.
- [38] 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.
- [39] 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.
- [40] 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.
- [41] M. M. Pejović, M. M. Pejović, *Contribution of statistical time delay and formative time to total electrical breakdown time delay in argon for different afterglow periods*, Journal of Vacuum Science & Technology A, Vol. 26, No. 5, pp. 1326-1330, 2008.
- [42] 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.
- [43] N. Arsić, P. Osmokrović, M. Vujisić, K. Stanković, *Reliability of three-electrode spark gaps for synthetic test circuits*, International IEEE Pulsed Power and Plasma Science Conference Proceedings, Albuquerque, New Mexico, June 2007, VOLS 1-4, pp. 1543-1546, 2007.
- [44] 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.

- [45] 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.
- [46] 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.
- [47] M. M. Pejović, 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.
- [48] L. G. Christophoru, J. K. Olthoff, D. S. Green, *Gases for Electrical Insulation and Arc Interruption: Possible Present and Future Alternatives to Pure SF₆*, National Institute of Standards and Technology, Technical Note 1425, U.S. Government Printing Office, Washington, 1997.
- [49] L. G. Christophorou, *Gaseous Dielectrics*, Volumes I-V, Pergamon Press, New York, respectively, 1978, 1980, 1982, 1984, 1987; Volumes VI and VII, Plenum Press, New York, respectively, 1990 and 1994.
- [50] Electric Power Research Institute, *Gases Superior to SF₆ for Insulation and Interruption*, Report EPRI EL-2620, September, 1982.
- [51] G. Camilli, *Gas-Insulated Power Transformers*, Proc. IEE, Vol. 107 A, pp. 375–382, 1960.
- [52] W. T. Shugg, *Handbook of Electrical and Electronic Insulating Materials*, Second Edition, IEEE Press, New York, pp. 433–452, 1995.
- [53] L. G. Christophorou, R. J. Van Brunt, *SF₆/N₂ Mixtures, Basic and HV Insulation Properties*, IEEE Trans. Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 2, pp. 952–1003, 1995.
- [54] A. H. Cookson, *Gas-Insulated Cables*, IEEE Trans. Electr. Insul. Vol. EI-20, pp. 859–890, 1985.
- [55] G. R. Mitchel, J. Castonguay, N. G. Trinh, *Practical Thermodynamics of SF₆ Recovery from SF₆/N₂ or SF₆/Air Mixtures in Gas-Insulated Substations*, S. A. Boggs, F. Y. Chu, and N. Fujimoto (Eds.), Pergamon Press, New York, pp. 437–442, 1986.

- [56] G. Mauthe, L. Niemeyer, B. M. Pryor, R. Probst, H. Bräutigam, P. A. O'Connell, K. Pettersson, H. D. Morrison, J. Poblitzki, and D. Koenig, Task Force 01 of Working Group 23.10, *SF₆ and the Global Atmosphere*, Electra No. 164, pp. 121–131, February, 1996.
- [57] A. Diessner, CAPIEL draft paper on, *The Influence of Switchgear on the Greenhouse Effect*, Private Communication, 1996.
- [58] G. Mauthe, K. Pettersson, P. Probst, J. Poblitzki, D. Köning, L. Niemeyer, and B. M. Pryor, Members of WG23.10 Task Force 01. Draft document on *SF₆ and the Global Atmosphere*, March 1995.
- [59] C. P. Rinsland, M. R. Gunson, M. C. Abrams, L. L. Lowes, R. Zander, and E. Mahieu, *ATMOS/ATLAS 1 Measurements of Sulfur Hexafluoride (SF₆) in the Lower Stratosphere and Upper Troposphere*, J. Geophys. Res., Vol. 98, pp.20 491–20 494, 1993.;
- [60] V. Ramanathan, L. Callis, R. Cess, J. Hansen, I. Isaksen, W. Kuhn, A. Lacis, F. Luther, J. Mahlman, R. Reck, and M. Schlesinger, *Climate Chemical Interactions and Effects of Changing Atmospheric Trace Gases*, Reviews Geophysics, Vol. 25, pp. 1441–1482, 1987.
- [61] E. Cook, *Lifetime Commitments: Why Climate Policy-Makers Can't Afford to Overlook Fully Fluorinated Compounds*, World Resources Institute, Washington, D.C., February, 1995.
- [62] L. G. Christophorou and R. J. Van Brunt, *SF₆ Insulation: Possible Greenhouse Problems and Solutions*, NISTIR 5685, July, 1995.
- [63] M. K. W. Ko, N. D. Sze, W.-C. Wang, G. Shia, A. Goldman, F. J. Murcray, D. G. Murcray, and C. P. Rinsland, *Atmospheric Sulfur Hexafluoride: Sources, Sinks, and Greenhouse Warming*, J. Geophys. Res., Vol. 98, pp.10499–10507, 1993.
- [64] G. Mauthe, B. M. Pryor, L. Niemeyer, R. Probst, J. Poblitzki, H. D. Morrison, P. Bolin, P. O'Connell, and J. Henriot, *SF₆ Recycling Guide*, CIGRÉ 23.10 TASK FORCE 01, April 1997.
- [65] U. S. Environmental Protection Agency, *Electrical Transmission and Distribution Systems, SF₆ and Atmospheric Effects of Greenhouse Gas Emissions*, EPA Conference Proceedings Report, August, 1995.

- [66] L. G. Christophorou, *Insulating Gases*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Vol. A268, pp. 424–433, 1988.
- [67] L. G. Christophorou, I. Sauers, D. R. James, H. Rodrigo, M. O. Pace, J. G. Carter and S. R. Hunter, *Recent Advances in Gaseous Dielectrics at Oak Ridge National Laboratory*, IEEE Trans. Electr. Insul., Vol. EI-19, pp. 550–566, 1984.
- [68] A. H. Cookson and B. O. Pedersen, *Analysis of the High Voltage Breakdown Results for Mixtures of SF₆ with CO₂, N₂, and Air*, Third Intern. Symposium on High Voltage Engineering, Milan, paper 31.10, 1979.
- [69] R. E. Wootton and A. H. Cookson, *AC Particle- Initiated Breakdown in Compressed Gas Mixtures of SF₆ with He, N₂, and CO₂*, 5th International Conference on Gas Discharges, IEE Conference Publication Number 165, pp.177–180, 1978.
- [70] Th. Aschwanden, *Swarm Parameters in SF₆ and SF₆/N₂ Mixtures Determined from a Time-Resolved Discharge Study*, in *Gaseous Dielectrics IV*, L. G. Christophorou and M. O. Pace (Eds.), Pergamon Press, New York, pp. 24–33, 1984.
- [71] C. M. Cooke, R. E. Wootton, and A. H. Cookson, *Influence of Particles on AC and DC Electrical Performance of Gas-Insulated Systems at Extra-High Voltage*, IEEE Trans. Power App. Syst. Vol. PAS-96, pp. 768–777, 1977.
- [72] M. O. Pace, D. L. McCorkle, and X. Waymel, *Possible High Pressure Nitrogen-Based Insulation for Compressed-Gas-Insulated Cables*, 1995 Annual Report, Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, 95CH35842, pp.195–198, 1995.
- [73] X. Waymel and C. Boisseau, *Electricité de France*, Private communication, 1997.
- [74] P. T. Medeiros, S. R. Naidu, and K. D. Srivastava, *Lighting Impulse Breakdown of Cylindrical Coaxial Gaps in Nitrogen*, IEEE Intern. Symp. Electr. Insul., Washington, D.C., pp. 210–212, 1986.
- [75] L. G. Christophorou and S. R. Hunter, *in Electron- Molecule Interactions*

- and their Applications*, L. G. Christophorou (Ed.), Academic Press, New York, Vol. 2, Chap. 5, 1984.
- [76] L. G. Christophorou, D. R. James, I. Sauers, M. O. Pace, R. Y. Pai, and A. Fatheddin, *Ternary Gas Dielectrics*, in *Gaseous Dielectrics III*, L. G. Christophorou (Ed.), Pergamon Press, New York, pp. 151–165, 1982.
- [77] C. M. Cooke and R. Velazquez, *The Insulation of Ultra-HV in Coaxial System Using Compressed SF₆ Gas*, IEEE Trans. Power App. Syst. PAS-96, p. 1491–1497, 1977.
- [78] A. H. Cookson, *Electrical Breakdown Studies of SF₆/CO₂/Fluorocarbon Mixtures*, in *Gaseous Dielectrics II*, L. G. Christophorou (Ed.), Pergamon Press, New York, pp.169–178, 1980.
- [79] N. H. Malik, A. H. Qureshi, and G. D. Theophilus, *Static Field Breakdown of SF₆/N₂ Mixtures in Rod/Plane Gaps*, IEEE Trans. Electr. Insul., Vol. EI- 14, pp. 61–69, 1979.
- [80] D. Raghavender and M. S. Naidu, *Lighting Impulse Study of SF₆/N₂ Mixtures With 0.1% to 20% SF₆ content for Rod/Plane Gaps with both Positive and Negative Voltages*, 1986 Annual Report, Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, Claymont, Delaware, pp.327–332, 1986.
- [81] Y. Qiu and E. Kuffel, *The Breakdown Strengths of Gas Mixtures Containing a Small Amount of Electronegative Gas in Non-Uniform Field Gaps*, Seventh Intern. Conf. on Gas Discharges and Their Applications, London, pp. 215–218, 1982.
- [82] A. Yializis, N. H. Malik, A. H. Qureshi and E. Kuffel, “*Impulse Breakdown and Corona Characteristics for Rod/Plane Gaps in Mixtures of SF₆ and Nitrogen with less than 1% of SF₆ Content*,” IEEE Trans. Power Appar. and Systems, Vol. PAS-98, pp. 1832–1840, 1979.
- [83] H. Naganawa, H. Ohno, M. Iio, and I. Miyachi, *DC Interruption by Spiral Arc in SF₆/N₂ Mixture*, 8th International Conference on Gas Discharges and Their Applications, Oxford, 1985, pp. 137–140.
- [84] K. Stanković, M. Vujisić, Lj. Delić, *Influence of tube volume on measurement uncertainty of GM counters*, Nuclear

- Technology&Radiation Protection, vol. 25 no. 1, pp. 46-50, 2010.
- [85] S. Dekić, P. Osmokrović, M. Vujisić, K. Stanković, *Conditions for the applicability of the geometrical similarity law to impulse breakdown in gases*, IEEE T Dielect El. In., Vol. 17 (4), art. no. 5539689, pp. 1185-1195, 2010.
- [86] W. Hauschild, W. Mosch, *Hochspannungsisolierung mit SF₆-VEB Verlag Technik*, Berlin, 1979.
- [87] K. Stanković, M. Pešić, P. Osmokrović, and M. Vujisić, *Surface-time enlargement law for gas breakdown*, IEEE Trans. Dielect. El. In., Vol. 15, No. 4, pp. 994-1005, 2008.
- [88] P. Osmokrović, B. Lončar, M. Gajić-Kvašček, *The Model Law for SF₆ insulated systems*, IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 32, No. 5, p.p. 1849-1855, 2004.
- [89] 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.
- [90] Oskar Emil Meyer, *The Kinetic Theory of Gases: Elementary Treatise With Mathematical Appendices*, (Classic Reprint),Forgotten Books, Jun 18, 2012
- [91] P. Osmokrović, *Mechanism of electrical breakdown left of Paschen minimum*, IEEE Trans. Dielect. El. In., Vol. 1, No. 1, pp. 77-81, 1994.
- [92] P. Osmokrović, *Electrical breakdown of SF₆ at small values of product pd*, IEEE Trans. Power Deliver. Vol. 4, no. 4. pp. 2095-2100, 1989.
- [93] P. Osmokrović, A. Vasić, *Anomalous Paschen Effect*, IEEE T. Plasma Sci., Vol. 33 (5II), p.p. 1672-1676, 2005.
- [94] P. Osmokrović, *Electrical Breakdown of SF₆ at Small Values of Product pd*, IEEE Transactions on Power Delivery, Vol. 4, No. 4, pp. 2095 – 2100, 1989.
- [95] P. Osmokrović, *Mechanism of Electrical Breakdown of Gases at Very Low Pressure and Inter-electrode Gap Values*, IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 21, No. 6, pp. 645-654,1993.
- [96] P. Osmokrović, D. Petković, O. Marković, N. Kartalović, D. Vukić,

- Measuring system for fast transients monitoring in gas insulated substation*, European Transactions on Electrical Power 7 (3), pp. 165-172, 1997.
- [97] P. Osmokrović, D. Petković, O. Marković, *Measuring probe for fast transients monitoring in gas insulated substation*, IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement 46 (1), pp. 36-44, 1997.
- [98] N. Arsić, P. Osmokrović, I. Milovanović, *The influence of the Low-Voltage capacitor dielectric material on the capacitive probe response in the nanosecond range*, Digest of Technical Papers-IEEE International Pulsed Power Conference, art.no. 4084320, pp. 726-729, 2007.
- [99] P. Osmokrović, B. Lončar, S. Stanković, *The new method of determining characteristics of elements for overvoltage protection of low-voltage system*, IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement 55 (1), pp. 257-265, 2006.
- [100] Curt Brinkmann, *Die Isolierstoffe der Elektrotechnik*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York, 1975.
- [101] P. Osmokrović, R. Maric, K. Stankovic, D. Ilic, M. Vujisic, *Validity of the Space-Time Enlargement Law for vacuum breakdown*, Vacuum 85 (2), pp. 221-230, 2010.
- [102] M. M. Pejović, G. S. Ristić, *Memory effects in argon, nitrogen and hydrogen*, IEEE Transactions on Plasma Science 30 (3 II), pp. 1315-1319, 2003
- [103] N. Nesić, M. Pejović, M. Pejović, E. Zivanović, *The influence of additional electrons on memory effect in nitrogen at low pressures*, Journal of Physics D: Applied Physics Vol. 44, No. 09, art.no. 095203, 2011.
- [104] W. Hauschild and W. Mosch, *Statistical Techniques for High-Voltage Engineering*, London, United Kingdom: Peter Peregrinus Ltd., 1992.
- [105] P. Osmokrović, S. Krstić, M. Ljevak, and D. Novaković, *Influence of GIS parameters on the Topley constant*, IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., Vol. 27, pp. 214-220, 1992.
- [106] B. Lončar, P. Osmokrović, A. Vasić and R. Šašić, *Influence of electrode*

materials and the manner of electrode surface processing on gas-filled surge arresters relevant characteristics, 25th Int'l. Conf. Microelectronics, MIEL , art. no. 1651036, pp. 631-634, 2006.

- [107] P. Osmokrović, M. Stojkanović, K. Stanković, M. Vujisić, D. Kovačević, *Synergistic Effect of SF₆ and N₂ Gas Mixtures on the Dynamics of Electrical Breakdown*, IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 19, No. 2, pp. 677-688, 2012.

Prilog

Projektovanje, razvoj, ispitivanje, snimanje i verifikacija odziva kapacitivnog naponskog razdelnika za merenje brzih prelaznih pojava u nanosekundnoj oblasti

Mirko Stojkanović, Goran Djukić, Koviljka Stanković, Miloš Vujisić, Predrag Osmokrović.

Faculty of Electrical Engineering, University of Belgrade, Bul. kralja Aleksandra 73, Belgrade, Serbia

Kratak sadržaj

U radu se razmatra problematika projektovanja, razvoja, ispitivanja, snimanja i verifikacije odziva kapacitivnog naponskog razdelnika za merenje brzih prelaznih pojava u nanosekundnoj oblasti. Dati su osnovni podaci o konstrukciji i bitnim električnim parametrima kapacitivnog razdelnika i njihovog određivanja. Posebna pažnja je posvećena ograničenjima konstrukcije kapacitivnog razdelnika sa aspekta predviđene merne nesigurnosti, izbora odgovarajućeg materijala niskonaponskog kondenzatora i njegovog uticaja na odziv kapacitivnog razdelnika. U eksperimentalnom delu rada su dati rezultati merenja odziva delila na impulsne talase oblika 1,2/50 μ s, 300/1000 ns i 5/50 ns. Pokazano je da , na predloženi način konstruisano, delilo dobro prenosi signale sem u slučaju signala u subnanosekundnoj oblasti. Takođe je pokazano da delilo prenosi i signale u nanosekundnoj oblasti izuzetno dobro, ali da je u tom slučaju potrebno direktno sprezanje delila u mernu tačku zbog izbegavanja refleksija i prelamanja merenog naponskog talasa na galvanskim vodovima koje treba maksimalno izbegavati.

Ključne reči: Impulsni napon, nanosekundna oblast, kompenzovani kapacitivni razdelnik, visokonaponski kondenzator, niskonaponski kondenzator, simulacija rada kapacitivnog razdelnika.

1. Uvod

Poznavanje prenapona atmosferskog i komutacionog porekla na mreži, je nužan predušlov za efikasnu koordinaciju izolacije i rad savremenih sistemskih zaštita svih tipova. Shodno odgovarajućim međunarodnim i domaćim standardima i tehničkim preporukama za koordinaciju izolacije, radi efikasne zaštite postrojenja od prenapona, traženi nazivni napon opreme za prenaponsku zaštitu mora da bude manji od probojnog napona izolacije štićenih delova pri bilo kojim naponskim prilikama. Za pravilno dimenzionisanje zaštitne opreme mora da bude poznat probojni napon u zavisnosti od trajanja opterećenja, poznatiji kao impulsna karakteristika [1,2,3].

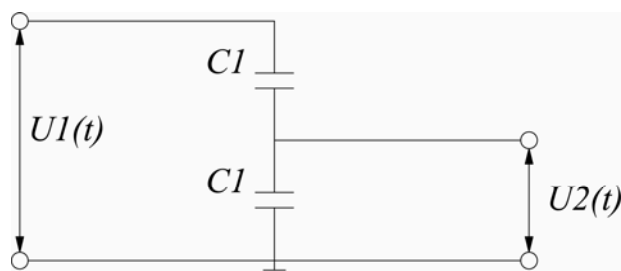
Za merenje impulsnih napona najčešće se koriste kompenzovana kapacitivna delila u kombinaciji sa analognim ili, u novije vreme, digitalnim osciloskopom. U cilju minimalne merne nesigurnosti, svi ti elementi moraju imati karakteristično vreme odziva znatno kraće od karakterističnog vremena odziva merene pojave [4,5,6].

Cilj ovoga rada je da se prikaže orginalno razvijen koncept kompenzovanog kapacitivnog delila, njegova izrada i rezultati testiranja impulsima velikih brzina, kao i metod koji omogućava testiranje u oblasti subnanosekundnih impulsa.

2. Kompenzovano delilo napona

2.1. Princip rada

Na slici 1 prikazan je idealizovani kapacitivni razdelnik. Mereni signal $u_1(t)$ se dovodi na visokonaponski kondenzator C_1 . Mereni signal $u_2(t)$ se odvodi sa niskonaponskog kondenzatora C_2 prema uređaju za registraciju.



Slika 1. Šema kapacitivnog delitelja napona

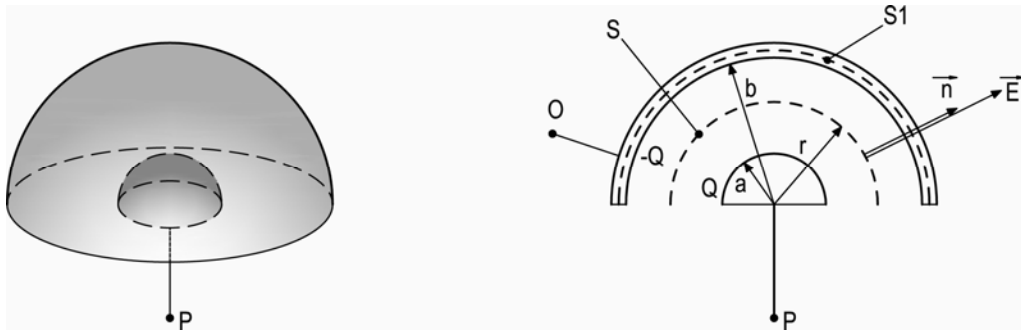
Bitni preduslovi za pouzdan rad kapacitivnog razdelnika, kao i svakoga kapacitivnog delitelja su: 1) usklađenost visokonaponskog i niskonaponskog kondenzatora i 2) niskoinduktivna izvedba [7,8].

2.2. Visokonaponski kondenzator

Za visokonaponski kondenzator izabran je polusferni kondenzator izolovan gasom SF₆ pod pritiskom čiji je izgled prikazan na slici 2. Ovom vrstom izolacije je obezbeđena linearnost karakteristike visokonaponskog kondenzatora pošto je izbegnuta promena njegove kapacitivnosti usled elektrostatičkih i elektrodinamičnih sila tokom naponskog opterećenja. To je osnovni problem koji se javlja kod korišćenih visokonaponskih kondenzatora sa papir-ulje dielektrikom. Poliranjem kalota (elektroda) kondenzatora je izbegnuta pojava parcijalnog pražnjenja tokom naponskog opterećenja. Kapacitet visokonaponskog kondenzatora je određena izrazom:

$$C_1 = \frac{2\pi\epsilon_0 ab}{b-a} \quad (1)$$

gde su: a, b – poluprečnici elektroda kondenzatora i ϵ_0 dielektrična konstanta vakuuma.



Slika 2. a) Izgled polusfernog kondenzatora, b) presek polusfernog kondenzatora.

2.3. Niskonaponski kondenzator

U visokonaponskoj tehnici kapacitet niskonaponskog kondenzatora kapacitivnog delitelja je znatno veći od kapaciteta visokonaponskog kondenzatora kapacitivnog delitelja. Iz toga razloga niskonaponski kondenzator ne može da se izradi kao gasni

kondenzator sa SF₆ gasom kao izolatorom, što bi za posmatrani slučaj bilo optimalno rešenje. Ukoliko se kao dielektrik niskonaponskog kondenzatora koristi dielektrik u čvrstom stanju njegova frekventna karakteristika, u oblasti visokih frekvencija, može ugroziti prethodno navedeni osnovni uslov ispravnog funkcionisanja delitelja tj. uslov o frekventnoj nezavisnosti prenosnog odnosa. Ispitivanje je pokazalo da je najmanje izobličenje mernog signala u slučaju kada je dielektrik niskonaponskog kondenzatora od materijala sa elektronskim tipom polarizacije, pošto imaju prilično konstantne dielektrične osobine do frekvencija reda 10¹⁶ Hz. Ograničavajući faktor u projektovanju niskonaponskog kapaciteta je prenosna karakteristika delitelja koja mora biti konstantna tj. nezavisna od frekvencije.

Visokofrekventna prenosna karakteristika delitelja je takođe određena prvom rezonantnom frekvencijom slabo prigušenog rednog rezonantnog kola parazitne induktivnosti L (induktivnosti vodova, obloga kondenzatora, kontakata) i niskonaponskog kondenzatora delitelja C_2 (pod uslovom da je kapacitet visokonaponskog kondenzatora mnogo manji od kapaciteta niskonaponskog kondenzatora i kapaciteta naponskog izvora) dobija se:

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC_1}} \quad (2)$$

Ova vrednost frekvencije naziva se još i gornja granična frekvencija. Iznad gornje granične frekvencije je moguće predvideti ponašanje kapacitivnog delitelja samo pomoću komplikovanih ekvivalentnih šema, zbog toga što se onda izlazi iz domena gde se takva mreža može smatrati mrežom sa koncentrisanim parametrima. Izrada niskonaponskog kondenzatora velikog kapaciteta uz zadovoljavajuću visokofrekventnu karakteristiku traži rešavanje složenih problema, kako u oblasti njegove konstrukcije, tako i u oblasti optimalnog izbora materijala.

2.4. Prilagodni otpornik

Opšti nedostatak niskonaponskih kondenzatora može da bude relativno visoka parazitna induktivnost usled relativno dugih provodnih puteva u aksijalnom pravcu. To zahteva ugradnju prilagodnog otpornika sa žičanim povezivanjem na dva kraja. Ove veze nisu zanemarljive dužine i usled toga se javljaju značajne refleksije i oscilacije u

mernom sistemu. Da bi se ovi efekti izbegli, potrebno je maksimalno smanjiti provodne puteve u aksijalnom pravcu. To se postiže integracijom visokonaponskog i niskonaponskog kondenzatora sa kontinualnom konusnom (talasovodnom) izvedbom prilagodnog otpornika. Prilagodni otpornik je izveden kao kontinualni konusni otpornik i omogućava kontinualni prelazak na merni kabl odgovarajuće talasne impedanse. Pri konstrukciji konusa treba voditi računa da bude zadovoljen izraz:

$$Z_c = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_r}} \ln \frac{\tan \frac{\theta_2}{2}}{\tan \frac{\theta_1}{2}} \quad (3)$$

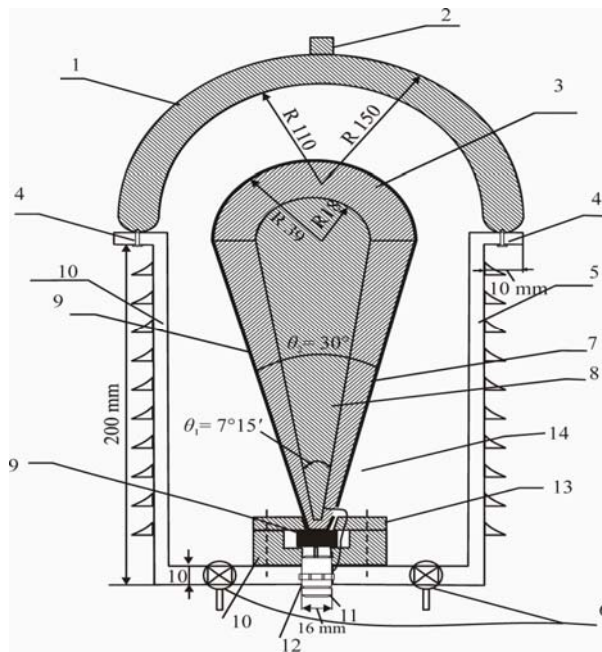
gde su θ_1 - ugao izlaznog dela mernog kondenzatora, θ_2 - ugao konusnog kućišta i Z_c - vrednost talasne impedanse kabla za koji se vrši prilagođenje.

2.5. Razvoj pojedinih elemenata kapacitivnog naponskog razdelnika

Na slici 3 je prikazan poprečni presek konstruisanog naponskog razdelnika. Osnovni konstrukcioni zahtev je bio da se bez izobličenja u frekventnom i naponskom domenu mogu pratiti impulsni naponi frekvencije do 500 MHz.

Kućište kapacitivnog razdelnika je od izolacionog materijala sipasa prečnika 150 mm i visine 250 mm. Sa spoljašnje strane kućišta je rebrasta struktura sa odgovarajućim brojem rebara i međusobnim rastojanjem, čime se povećava strujna staza duž kućišta i umanjuje opasnost od proboja. Visokonaponski kondenzator je u obliku sferne kalote od aluminijuma sa spoljašnjim prečnikom 150 mm i debljinom zida 40 mm, odnosno unutrašnjim prečnikom 110 mm. Izbegnute su oštre ivice i neželjeni ivični efekti. Na centru gornje površine kalote je priključak u vidu vijka sa zaobljenom glavom a na donjoj površini urezano deset (10) navoja kao pričvršćenje na kućište kapacitivnog razdelnika. Unutrašnja elektroda niskonaponskog kondenzatora je obrađena aluminijumska šipka konusnog oblika. Baza konusa je kalota. Dielektrični materijal niskonaponskog kondenzatora je načinjen od poliesterske smole, livenjem, oblikovanjem i termičkom obradom. Izbegnuta je pojava vazdušnih mehurova i drugih neželjenih efekata koji mogu da dovedu do nehomogenosti dielektrika. Na dielektrik je naneta aluminijumska folija kao tanki film debljine 20 μm , pri čemu su ispunjeni zahtevi za sfernom simetrijom i homogenošću. Radi obezbeđivanja mehaničke

stabilnosti konstrukcije napravljen je nosač od sipasa, na kome se sa gornje strane nalazi konusni otvor, a sa donje BNC utičnica za vezu sa samim kablom i četiri zavrtnja za pričvršćenje.



Slika 3. Poprečni presek naponskog razdelnika. (1 - metal; 2 - VN priključak; 3 – metalni deo; 4 – zaptivač; 5 – plastična cev; 6 – ventil za punjenje i pražnjenje; 7 – dielektrik niskonaponskog kondenzatora; 8 – metalni deo; 9 – metalni sastavni deo; 10 – plastični prsten; 11 – BNC fiksni deo; 12 – konektorska veza srednjeg izvoda delitelja sa BNC; 13 – plastični prsten; 14 – SF₆ gas 3 bar)

Radi električnog povezivanja, na nosaču i kroz sastavne delove niskonaponskog kondenzatora je napravljen mali otvor i provučen provodnika za spajanje unutrašnje elektrode i uzemljenog kraja BNC utičnice za koaksijalni kabl koji prenosi merni signal, a spoljašnja elektroda odnosno metalna folija direktno dolazi na provodni kraj BNC utičnice. Kapacitivno naponsko delilo je opremljeno sa tri distancera na univer ploči. Izgled kapacitivnog naponskog delila je prikazan na Fotografiji 1.



Fotografija 1. Izgled kapacitivnog naponskog razdelnika.

3. Eksperiment

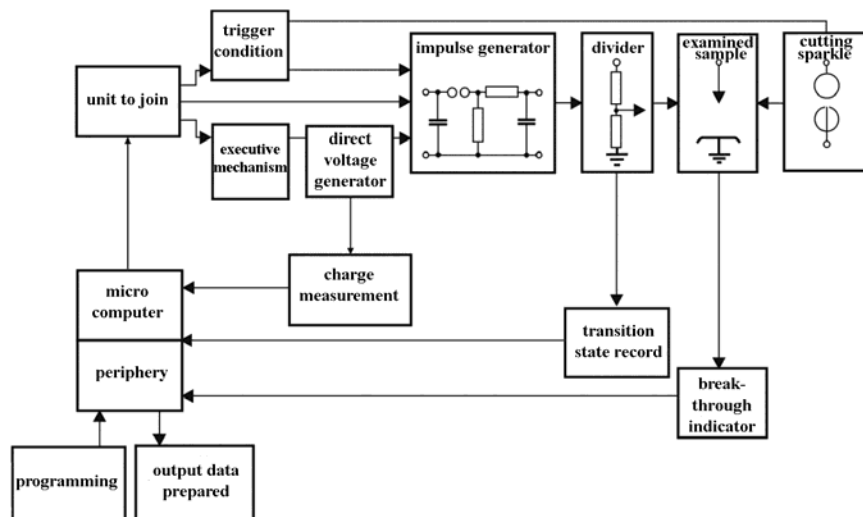
3.1. Eksperimentalno određivanje odziva kapacitivnog naponskog delila standardnim postupkom

U cilju utvrđivanja karakteristika kapacitivnog naponskog razdelnika prvo testiranje delitelja izvršeno je standardnim postupkom za merenje odziva delitelja na brze impulsne pojave udarnim talasom koji je predstavljen sledećom funkcijom:

$$u(t) = U_m (\exp(-\alpha t) - \exp(-\beta t)) \quad (4)$$

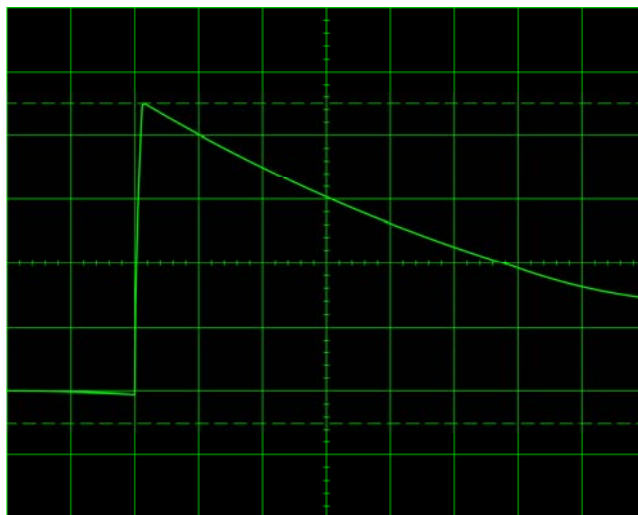
gde je $U_m = 450V$ amplituda impulsnog talasa. Korišćeni su impulsni generatori (slika 4) sledećih oblika impulsa: 1) 1.2/50 μs ($\alpha = 0.0138 \cdot 10^6 s^{-1}$, $\beta = 2.7 \cdot 10^6 s^{-1}$); 2) 300/1000 ns ($\alpha = 0.69 \cdot 10^6 s^{-1}$, $\beta = 10.8 \cdot 10^6 s^{-1}$); i 3) 5/50 ns ($\alpha = 13.8 \cdot 10^6 s^{-1}$, $\beta = 648 \cdot 10^6 s^{-1}$) [9,10].

Korišćeni merni sistem je prikazan na slici 4.

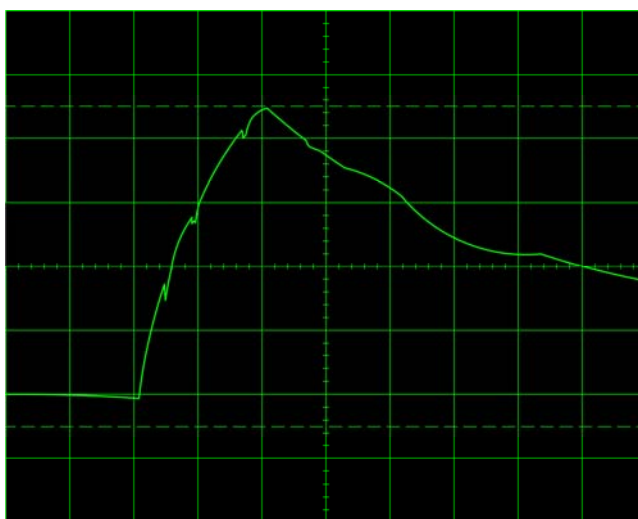


Slika 4. Opšti model sistema za ispitivanje brzih impulsnih pojava

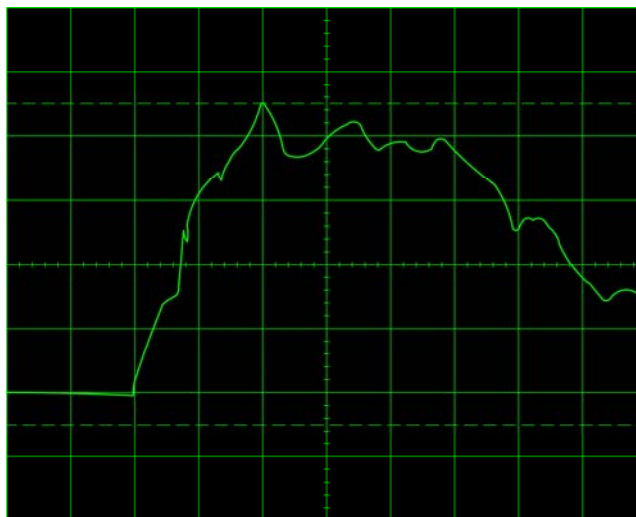
Dobijeni rezultati pomoću ovog mernog sistema su prikazani na slikama 5, 6 i 7. Sa tih slika se vidi da pri manjim brzinama impulsa delitelj bez izobličenja i šuma prenosi mereni signal. Međutim sa porastom brzine impulsa dolazi do izobličenja impulsa koje je utoliko veće ukoliko je veća brzina impulsa. Pri izuzetno velikim brzinama (slika 7) gubi se skoro svaka veza između merenog i izmerenog signala. Ova pojava se može objasniti uticajem refleksija i refrakcija talasa, koje se javljaju na mestima diskontinuiteta talasne impedanse. Da bi se realizovao sistem za prenos mernog talasa bez izobličenja potrebno je da se mesta diskontinuiteta otklone iz mernog sistema.



Slika 5. Rezultati dobijeni pomoću mernog sistema na talas oblika 1.2/50 μ s
(10 μ s/div;10 V/div)



Slika 6. Rezultati dobijeni pomoću mernog sistema na talas oblika 300/1000 ns
(150 ns/div;10 V/div)



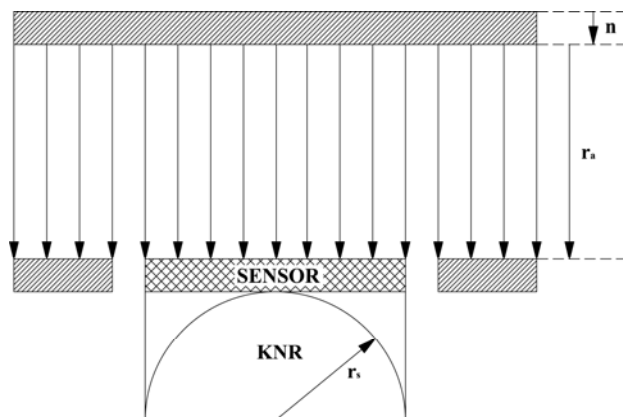
Slika 7. Rezultati dobijeni pomoću mernog sistema na talas oblika 5/50 ns
(10 ns/div;10 V/div)

3.2. Eksperimentalno-numeričko određivanje odziva kapacitivnog naponskog delila na impulse u nanosekundnoj oblasti

Kako se standardno ispitivanje pokazalo nedovoljno u slučaju impulsa velike brzine, izvršeno je sprezanje kapacitivnog naponskog delila sa senzorom integrisanom u GIS, koji je prethodno verifikovan numeričkom simulacijom [11].

3.2.1. Konstrukcija sprege senzora i kapacitivnog naponskog delila

Uvodnik I-elementa je kapacitivno spregnut sa oklopom GIS-a pomoću senzora, čije su dimenzije prečnika 90 mm i kapacitet 0,37 pF. Na senzor je postavljeno delilo, tako što je na principijelnoj šemi, slika 8, redno sa senzorom ugrađena osnova kalote visokonaponskog kondenzatorskog delila.



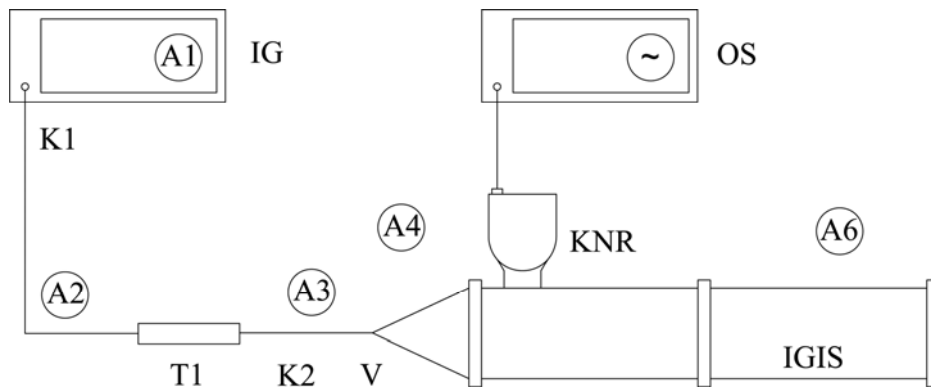
Slika 8. Principijelna šema sprege senzora i kapacitivnog naponskog delila

Prilikom konstruisanja senzora vođeno je računa da on što manje perturbuje električno polje unutar I-elementa GISa. Pri tome je posebna pažnja data dimenzijama senzora. Naime, reagovanje kopensovanog senzora je proporcionalno električnom polju i površini senzora. Kada prelazno vreme progresivnog fronta talasa mernog signala duž prostornih dimenzija senzora nije zanemarljivo u poređenju sa rastom vremena izvornog signala T_a , merni napon $U_1(t)$ će da kasni za mernim signalom $E_1(t)$. Za dozvoljenu grešku od 2% prelazno vreme fronta talasa preko površine senzora ne treba da pređe 1/5 od vremena mernog signala. Pored ovog efekta, koji je najznačajniji, dimenzije senzora će uticati na brzinu odziva preko dva dodatna mehanizma: 1) oscilacijama i višestrukim refleksijama progresivnog talasa duž aksijalne ose senzora, i 2) oscilacija u pravcu azimuta cilindričnog senzora.[12]

Postavljanjem kapacitivnog naponskog delila na senzor, visokonaponski kondenzator kapacitivnog delila je redno vezan sa kapacitetom senzora. Kako su oba ta kondenzatora istog tipa (gasni kondenzatori izolovani SF₆ gasom) njihova frekventna zavisnost kapaciteta je indentična, te sa ovakvim spojem delila sa senzorom samo smanjujemo vrednost visokonaponskog kapaciteta delila bez unošenja bilo kakvih drugih parazitnih efekata i kontaktnih prelaza. Optimalni kontakt je ostvaren mehaničkom izradom ležišta kalote preciznosti 1 μ m i upotrebom kontaktnog grafitnog spreja.

Na slici 9 prikazana je šema eksperimenta za ispitivanje kapacitivnog naponskog delila u nanosekundnoj oblasti i na njemu su prikazani: impulsni generator (IG) oblika

impulsa 5/50 ns; transfer impedansa (T_1) za ubrizgavanje izvornog talasa kroz kabl K_1 ($Z_1=50 \Omega$ talasna impedansa) do kabla K_2 ($Z_2=75 \Omega$ talasna impedansa); kontinualna konična otpornost (V) ($Z_2=75 \Omega$ talasna impedansa), obezbeđenje kontinuiteta talasne impedance na tački spajanja kabla K_2 i GIS I-elementa ($Z_2=75 \Omega$ talasna impedansa); koaksijalni cilindrični I-element GIS (IGIS) (123 kV SF₆ gasno izolaovana podstanica), 2,54 m dužine; osciloskop (OS); kapacitivno naponsko delilo (KND).



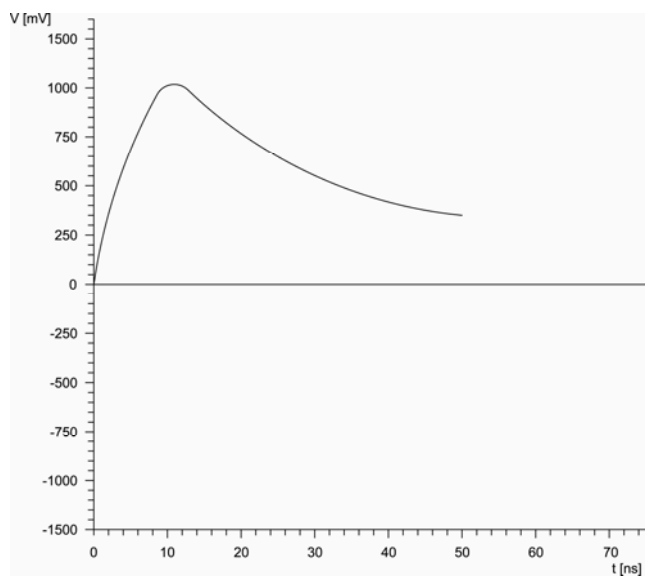
Slika 9. Eksperimentalna šema za ispitivanje kapacitivnog naponskog razdelnika u nanosekundnoj oblasti

3.2.2. Odziv kapacitivnog naponskog delila spregnutog sa visokonaponskim kondenzatorom senzora GIS-a

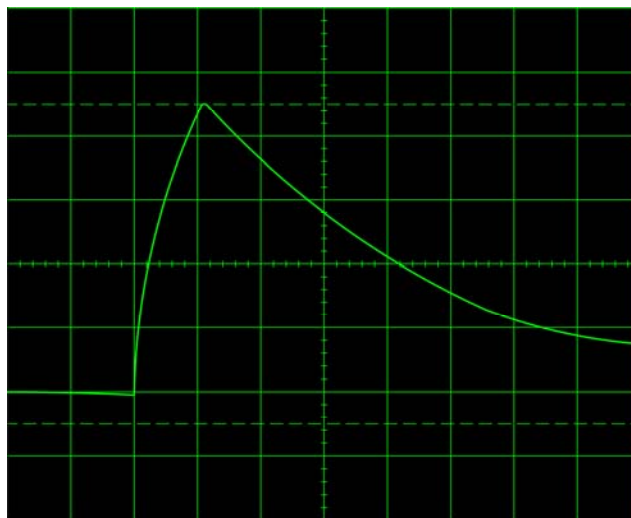
3.2.2.1. Model

Kompjutersko modelovanje je korišćeno da bi se proverio prelaz impedansi i odgovor mernog sistema. Program pod nazivom EMTP-ATP je korišćen da bi se izračunali elektromagnetni prelazni procesi. U modelu koji predstavlja eksperimentalne uređaje na slici 9 kablovi za povezivanje i GIS I-element su pretpostavljeni bez gubitaka, sa konstantnom impedansom Z , talasnom brzinom prostiranja v i dužine l . Krajnja jedinica GIS I-elementa u obliku diska je predstavljena zbijenom kapacitivnošću C . Na slici 10 je prikazana simulacija talasa dobijenog iz izraza (4); Slika 11 je izvorni talas dobijen pomoću osciloskopa. Analiza svih analognih oscilograma je ostvarena primenom numeričkih metoda na odgovarajuće digitalne podatke.

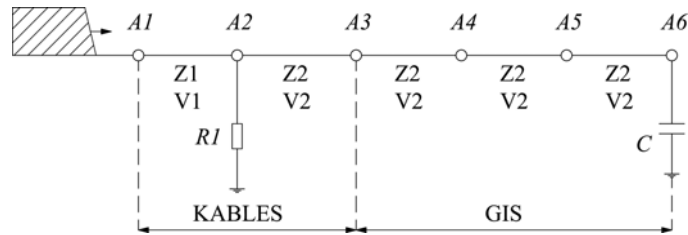
Na slici 12 je prikazano ekvivalentno kolo eksperimentalne aparature sa slike 8, koja je korišćena da se simulira odgovor sistema.



Slika 10. Simulacija naponskog talasa dobijenog iz izraza (4)



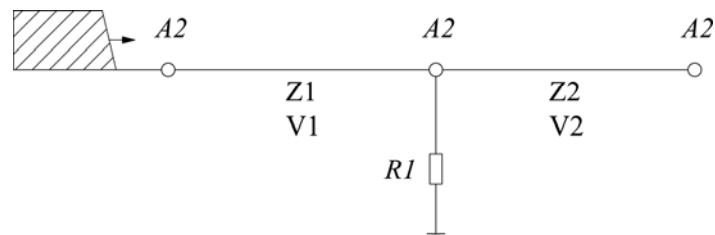
Slika 11. Naponski talas dobijen na osciloskopu (10 ns/div;10 V/div)



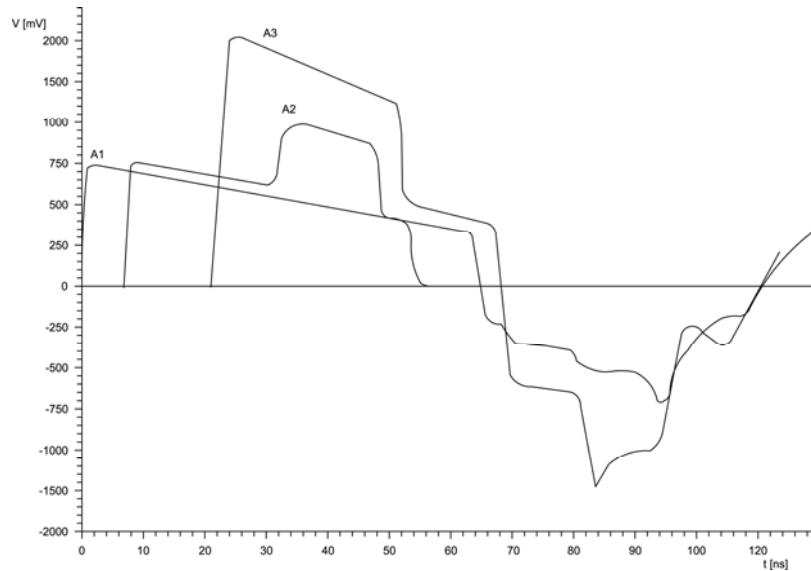
Slika 12. Ekvivalentni kolo aparature koja je korišćena za kompjuterko modelovanje

3.2.2.2. Provera transfer impedanse T_1

Transfer impedansa T_1 je predviđena pomoću teorije prostiranja talasa. Valjanost eksperimentalnih rezultata je proverena kompjuterskom simulacijom. Na slici 13 je prikazano ekvivalentno kolo transfer impedanse korišćeno za kompjutersko modelovanje. Na slici 14 je prikazan odziv transfer impedanse na talas oblika $1,2/50 \mu s$, dobijeno na kompjuteru. Sa slike 14 se može zaključiti da izvorni talas injektovan u tački A1 dolazi do tačke A3 bez refleksije i prelamanja, pri čemu je za to vreme dupliran talas.



Slika 13. Ekvivalentni kolo transfer impedanse korišćeno za kompjutersko modelovanje



Slika 14. Odziv transfer impedanse na talas oblika 1,2/50 μ s, dobijeno na kompjuteru

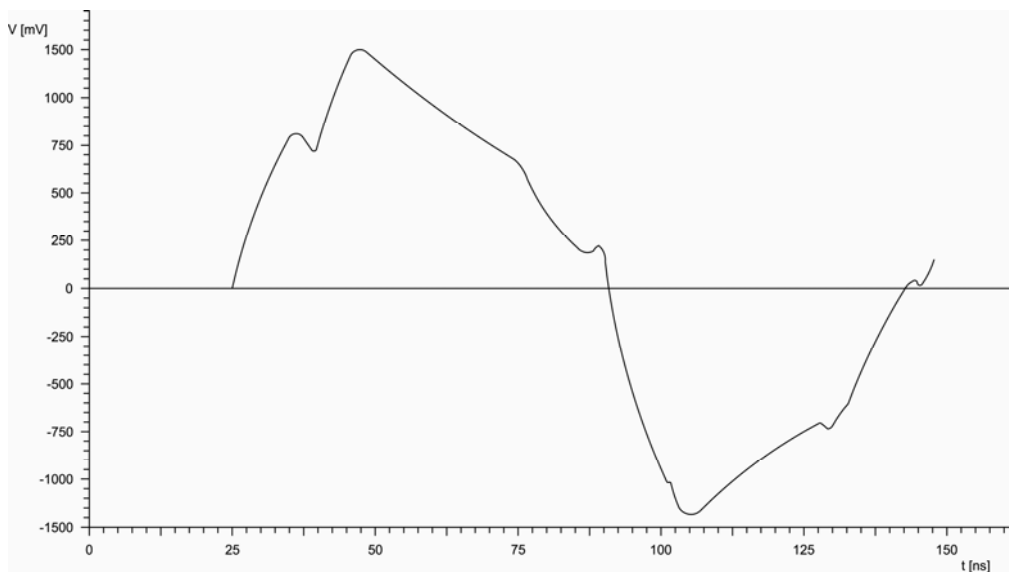
3.2.2.3. Odgovor mernog sistema na merni talas

Odziv mernog sistema dobijen na kompjuteru je prikazan na slici 15 i odgovarajući odziv mernog sistema dobijen eksperimentalno je na slici 16.

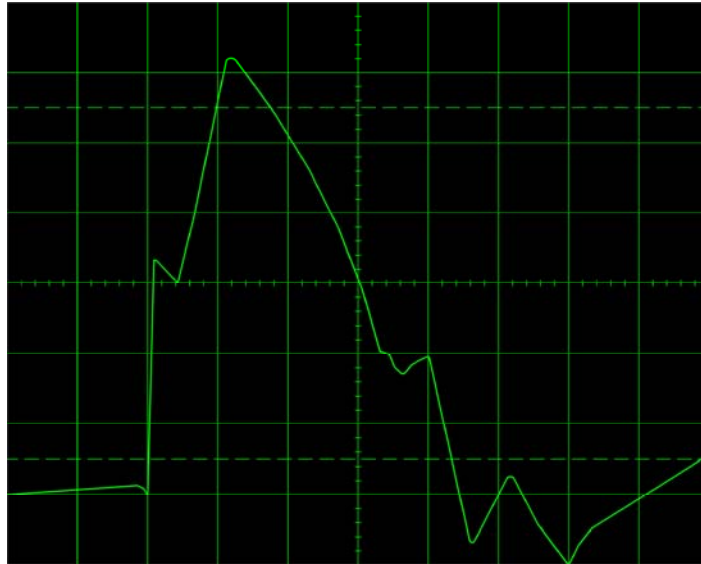
Poređenjem odziva na slikama 15 i 16 primećene su neke razlike u odzivima dobijenim eksperimentalnim putem. Ove razlike su najverovatnije iz sledećih razloga: 1) simulacija oblika izvornog talasa se može razlikovati od stvarnog izvornog talasa, slika 11; 2) modelovanje IG generatora se može razlikovati od stvarne situacije, pošto je IG generator modelovan bez impedance, iako realni IG generator ima neku definisanu impedansu; 3) mala je razlika između vremena potrebnog da reflektovani talas dođe do merne tačke i karakterističnog vremena mernog talasa; i 4) vrednost zbijenog kondenzatora C (predstavlja krajnju jedinicu GIS I-elementa) nije tačno utvrđena.. Najveći efekat od svih gore navedenih najverovatnije ima faktor 2 (modelovanje IG generatora). Zanemarivanje impedance izvora rezultuje da je u A1 tačka uzemljenja za kompjuterski generisan model. Ovo može da ima dobro poznate posledice kada refleksija talasa dođe do ove tačke. Pored toga, impedansa izvora može da ima uticaja na oblik različitih reflektovanih talasa koji dolaze do tačke A1. Treba napomenuti da je ovaj efekat važan kada talas menja svoj polaritet u mernoj tački, slike 15 i 16.

Kao što se može videti, veoma velika sličnost postoji između simuliranog i eksperimentalnog odziva, do tačke odmah nakon dupliranja talasa. Zaključujemo da odziv sistema od kompjuterskog modela i eksperimenta pokazuje zadovoljavajuće poklapanje. Na osnovu toga, eksperimentalna oprema sa slike 8 može biti korišćena da proveriti merni sistem sprege kapacitivnog naponskog delila i visokonaponskog kondenzatora senzora za merenje VFT u GIS.

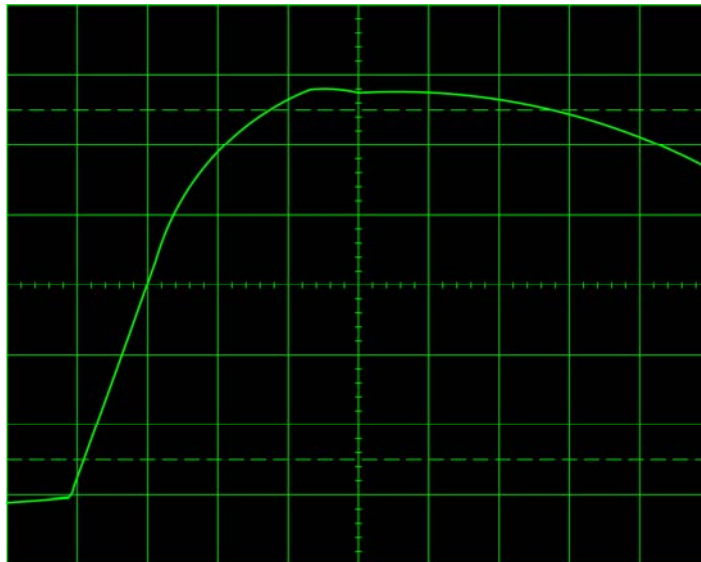
Na slici 17 je oscilogram odgovora spregnutog sistema na impulsni talas oblika 5/50ns



Slika 15. Odziv mernog sistema dobijen na kompjuteru



Slika 16. Odziv mernog sistema dobijen eksperimentalno na oscilografu
(10 ns/div;20 mV/div)



Slika 17. Odziv mernog sistema sprege kapacitivnog naponskog delila i
visokonaponskog kondenzatora senzora (2 ns/div;1 V/div)

4. Zaključak

U ovom radu su razmatrani projektovanje, razvoj, ispitivanje, snimanje i verifikacija odziva kapacitivnog naponskog razdelnika za merenje brzih prelaznih pojava u nanosekundnoj oblasti. Date su teoretske osnove projektovanja i razvoja kapacitivnog naponskog razdelnika. Ukazano je na ograničavajuće elemente prilikom dobijanja zadovoljavajućih prenosnih karakteristika kapacitivnog naponskog razdelnika. Uzimajući prethodno u obzir, usvojeni su opšti principi projektovanja i razvoja kapacitivnog naponskog razdelnika optimalne prenosne karakteristike učestanosti merenog signala do 500 MHz.

Usvojeno je da: 1) visokonaponski kondenzator treba da bude gasni kondenzator, zbog toga što ima najmanje izobličenje usled elektrostatičkih i elektrodinamičkih naprezanja u naponskom domenu, što nije slučaj sa ulje-papir kondenzatorom; 2) niskonaponski kondenzator treba da bude sa elektronski polarizovanim dielektrikom; 3) prilagodni otpornik treba da bude konusne izvedbe u koju su integrisani niskonaponski i visokonaponski kondenzatori kapacitivnog delila, u cilju eliminacije parazitnih induktivnosti.

Pokazano je projektovani kapacitivni naponski delitelj ima zadovoljavajući odziv snimljen standardnim postupkom na impulse oblika $1,2/50 \mu\text{s}$ i $300/1000 \text{ ns}$. Odziv na impuls oblika $5/50 \text{ ns}$ ne daje zadovoljavajuće rezultate. Ovo je objašnjeno uticajem refleksija i refrakcija na kablovskim vezama i usled diskontinuiteta talasne impedanse koja nastaje zbog toga. Zbog toga je za testiranje odziva kapacitivnog naponskog delila napravljeno rešenje direktnog sprezanja delitelja u mernu tačku za šta je izabran I element GIS-a. Dobijeni su zadovoljavajući rezultati. Na osnovu toga je zaključeno da primenjeno kapacitivno naponsko delilo zadovoljava za merenje impulsnih napona u subnanosekundnoj oblasti ali da ga je potrebno direktno spregnuti na mernu tačku ili koristiti vodove za sprezanje završene sa odgovarajućim karakterističnim impedansama.

6. Literatura

- [1] IEC Publication .Nr. 60060 -1: High – voltage test techniques – Part 1: General definitions and test requirements, IEC 1989, Genf.
- [2] P. Osmokrović, G. Ilić, K. Stanković, Č. Dolićanin, M. Vujisić, Determination of Pulse Tolerable Voltage in Gas-Insulated Systemy, Japanese Journal of Applied Physics Vol. 47 (2008), pp. 8928-8934.
- [3] K. Stanković, M. Pešić, P. Osmokrović, M. Vujisić, Surface Time Enlargement Law for Gas Pulse Breakdown, IEEE Transaction on Dielectrics and Electrical Insulation Vol. 15, No. 4, (2008), pp. 994-1005.
- [4] K. Stanković, P. Osmokrović, Č. Dolićanin, M. Vujisić, A. Vasić, Time Enlargement Law for Gas Pulse Breakdown, Plasma Sources Science and Tehnology Vol. 18, (2009), 025028 (12pp).
- [5] K. Stanković, M. Vujisić, Lj. Delić, Influence of Tube Volume on Measurement Uncertainty of GM Counters, Nuclear Tehnology & Radiation Protection, Vol. 25, No. 1, (2010), pp. 46-50.
- [6] K. Stanković, M. Vujisić, E. Dolićanin, Reliability of Semiconductor and Gas-Filled Diodes for Over-Voltage Protection Exposed to Ionizing Radiation, Nuclear Tehnology & Radiation Protection, Vol. 24, No. 2, (2009), pp. 132-137.
- [7] P. Osmokrović, M. Vujisić, K. Stanković, A. Vasić, B. Lončar, Mechanisms of Electrical Breakdown of Gases for Pressures from 10⁻⁹ to 1 bar and Inter-electrode Gaps form 0.1-0.5mm, Plasma Sources Science and Tehnology Vol. 16, (2007), pp. 643-655.
- [8] W. Hauschild, W.Mosch: Statistical techniques for high – voltage Engineering, Peter Peregrinus Ltd, 1992.
- [9] I Milovanović: Uticaj materijala dielektrika niskonaponskog kondenzatora na odziv kapacitivne sonde u nanosekundnoj oblasti, magistarski rad, Elektrotehnički fakultet Univerziteta u Beogradu, jul 2007.
- [10] A. V. Richardson, H. M. Ryan: Computer aided analysis of an impulse

voltage measuring system, IEEE Trans. PAS (1973), pp. 1 - 9.

- [11] P. Osmokrović, D. Petković, O. Marković: Measuring Probe for Fast Transients Monitoring in Gas – Insulated Substations, ETEP/IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 1997, Vol. 46, No. 1, pp. 36-45.
- [12] P. Osmokrović, D. Petković, O. Marković, N. Kartalović, Đ. Vukić: Measuring System for Fast Transient Monitoring in Gas – Insulated Substations, ETEP, 1997, Vol. 24, No. 6, pp. 165-172.

BIOGRAFIJA AUTORA

Mirko Stojkanović je rođen 12.10.1980. godine u Sarajevu. Po završetku gimnazije u Sremskoj Mitrovici, 1999. godine, upisao je Elektrotehnički fakultet Univerziteta u Beogradu, na kojem je i diplomirao septembra 2005. godine. Poslediplomske studije na Elektrotehničkom fakultetu, energetski odsek, smer elektroenergetska postrojenja i oprema, upisao je u oktobru 2005. godine, a magistrirao u septembru 2009. godine sa tezom “Detekcija objekta u video sekvenci u LabVIEW radnom okruženju i primena u termoviziji” i stekao akademski naziv magistra elektrotehničkih nauka.

Tokom svog dosadašnjeg naučno – istraživačkog rada Mirko Stojkanović je objavio, u svojstvu autora i koautora, 3 rada u časopisima međunarodnog značaja (sa *SCI* liste), 2 rada na međunarodnim konferencijama i 4 rada na domaćim konferencijama

U Beogradu,

24.08.2013. godine

Prilog 1.

Izjava o autorstvu

Potpisani Mirko Stojkanović

broj indeksa

Izjavljujem

da je doktorska disertacija pod naslovom

„Statička i dinamička sinergija izolacionih osobina gasne smeše SF6/N2“.

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

Potpis doktoranda

U Beogradu, 24.08.2013. godine

Prilog 2.

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

Ime i prezime autora Mirko Stojkanović

Broj indeksa

Studijski program

Naslov rada: „**Statička i dinamička sinergija izolacionih osobina gasne
smeše SF6/N2**“.

Mentor: dr Predrag Osmokrović, redovni profesor Elektrotehničkog fakulteta
Univerziteta u Beogradu

Potpisani/a Mirko Stojkanović

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

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

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

Potpis doktoranda

U Beogradu, 24.08.2013. godine

Prilog 3.

Izjava o korišćenju

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

„Statička i dinamička sinergija izolacionih osobina gasne smeše SF6/N2“

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, 24.08.2013. godine

Prilog 1.

Izjava o autorstvu

Potpisani Mirko Stojkanović

broj indeksa

Izjavljujem

da je doktorska disertacija pod naslovom

„Statička i dinamička sinergija izolacionih osobina gasne smeše SF6/N2“.

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

Potpis doktoranda

U Beogradu, 24.08.2013. godine

Mirko Stojkanović

Prilog 2.

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

Ime i prezime autora Mirko Stojkanović

Broj indeksa

Studijski program

Naslov rada: „**Statička i dinamička sinergija izolacionih osobina gasne
smeše SF6/N2**“.

Mentor: dr Predrag Osmokrović, redovni profesor Elektrotehničkog fakulteta
Univerziteta u Beogradu

Potpisani/a Mirko Stojkanović

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

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

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

Potpis doktoranda

U Beogradu, 24.08.2013. godine

Mirko Stojkanović

Prilog 3.

Izjava o korišćenju

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

„Statička i dinamička sinergija izolacionih osobina gasne smeše SF6/N2“

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, 24.08.2013. godine

Mirko Stojanović