

FIZIKA JONIZOVANIH GASOVA

Prof. dr Momčilo Pejović

1. POREKLO NAELEKTRISANIH ČESTICA U GASU

Gasovi pod normalnim uslovima sadrže veoma mali broj naelektrisanih čestica i zbog toga ne provode električnu struju. Naelektrisane čestice se mogu pojaviti u gasu zahvaljujući jonizacionim procesima izazvanim prvenstveno ultraljubičastim zračenjem Sunca, zatim kosmičkim i radioaktivnim zračenjem okoline. Zahvaljujući tome u atmosferskom vazduhu ima oko 10 jonskih parova u kubnom santimetru, što je procentualno zanemarljivo malo u odnosu na broj neutralnih čestica (atoma i molekula), tako da je vazduh dobar izolator. Tek kod velikih intenziteta jonizujućeg zračenja, kada se stvara veliki broj naelektrisanih čestica, gas počinje da se ponaša kao provodnik i tada, ako se nadje u električnom polju, kroz njega će teći električna struja. Kada se gas zagreje do visokih temperatura, zbog velike brzine haotičnog kretanja njegovih atoma ili molekula, u njihovim međusobnim sudarima takodje dolazi do jonizacije. Poznato je da se naelektrisana tela koja se nadju u blizini plamena vrlo brzo razelektrišu.

Procesi jonizacije gasa uvek su praćeni i procesima nestajanja naelektrisanih čestica, najčešće rekombinacijom, ali isto tako i difuzijom, a u slučaju toka struje, neutralizacijom na elektrodama. Pod određenim uslovima uspostavlja se ravnoteža broja procesa jonizacije i rekombinacije. Zahvaljujući ovoj dinamičkoj ravnoteži u gasu stalno postoji neka koncentracija naelektrisanih čestica oba znaka. Pod kocentracijom se podrazumeva broj čestica određene vrste u jedinici zapremine (n_e - koncentracija elektrona, n_j - koncentracija jona i n_o - koncentracija neutralnih čestica). Dinamička ravnoteža se remeti kada se promeni makar jedan od uslova, na primer intenzitet jonizujućeg zračenja, pritisak gasa i slično.

U staklenoj cevi u kojoj se nalazi gas pod sniženim pritiskom teći će električna struja između dve elektrode ako se one priključe na izvor napona i ako postoji jonizujući agens zahvaljujući kome se stvaraju naelektrisane čestice. Kod slabijih električnih polja, ako se ukloni izvor jonizacije struja prestaje da teče. U tom slučaju govori se o nesamostalnom električnom pražnjenju kroz gas. Kod jakih električnih polja javljaju se i neki dodatni procesi multiplikacije indirektno izazvanih električnim poljem, tako da struja teče i posle uklanjanja spoljašnjeg izvora jonizacije. U tom slučaju se govori o samostalnom pražnjenju, koje se u zavisnosti od uslova deli na tinjavo i lučno. Druge vrste samostalnog pražnjenja koje se javljaju spadaju u jednu od navedene dve. Tako na primer, varnica je kratkotrajni električni luk, dok korona spada u grupu tinjavih pražnjenja.

Procesi pri kojima nastaju i nestaju naelektrisane čestice u gasu su mnogobrojni. U pregledu vrsta tih procesa koji sledi nisu nabrojani svi procesi, već samo oni koji su najznačajniji. Važno je napomenuti da se pri jonizaciji molekula (atoma) gasa stvaraju negativni elektroni i pozitivni joni i oni su najvažniji sastavni elementi jonizovanog gasa. Molekuli nekih gasova (na primer, kiseonika i SF_6) imaju osobinu da zahvataju slobodne elektrone pri čemu se stvaraju negativni joni. Ti se gasovi zbog toga nazivaju elektronegativnim.

1.1 PROCESI JONIZACIJE-STVARANJE NAELEKTRISANIH ČESTICA

Da bi kvant zračenja ili neka čestica pri interakciji sa atomom ili molekulom gasa mogla da izazove jonizaciju (ili pobudjivanje) mora da ima energiju koja je jednaka ili veća od energije jonizacije (ili pobudjivanja) atoma ili molekula sa kojim interaguje, tj.:

$$E_{h\nu, \text{čestica}} \geq eU_i (eU_{ex}),$$

gde je U_i potencijal jonizacije, a U_{ex} potencijal ekscitacije. Oznake koje će biti korišćene imaju sledeća značenja:

$h\nu$ - kvant elektromagnetnog zračenja

e - elektron

A, B - atom (ili molekul)

A^+, B^+ - jednostruko jonizovan atom (pozitivan jon)

A^*, B^* - pobudjen atom

1.1.1 Jonizacija zračenjem

Direktna: $h\nu + A \rightarrow A^+ + e$

Stepenasta: $h\nu + A \rightarrow A^*$

$A^* + e(h\nu) \rightarrow A^+ + 2e(e)$

1.1.2. Energetskim česticama (naelektrisanim)

Direktna: $e + A \rightarrow A^+ + 2e$

$A + A^+ \rightarrow 2A^+ + e$

Stepenasta: $e + A \rightarrow A^* + e$

$A^* + e \rightarrow A^+ + 2e$

1.1.3. Termalna jonizacija

$A + A \rightarrow A^+ + A + e$

1.1.4. Stvaranje naelektrisanih čestica na elektrodama

Fotoelektronska emisija: $h\nu + elektroda \rightarrow e$

Sekundarna emisija jonima: $A^+ + elektroda \rightarrow e$

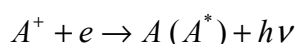
Termoelektronska emisija: $toplota + elektroda \rightarrow e$

Emisija pod dejstvom polja: $el. polje + elektroda \rightarrow e$

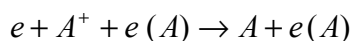
1.2 PROCESI NESTAJANJA NAELEKTRISANIH ČESTICA

Procesi suprotni procesima navedenim pod brojem 1.1.1., 1.1.2. i 1.1.3. nazivaju se procesi rekombinacije naelektrisanih čestica i mogu se odigrati u jonizovanom gasu preko dva procesa.

1.2.1. Radijativna rekombinacija



1.2.2. Rekombinacija pri sudaru tri čestice



Kod radijativne rekombinacije višak energije se oslobadja u obliku kvanta, dok se pri sudarnim rekombinacionim procesima višak energije predaje trećoj čestici.

2. TRANSPORTNI PROCESI U JONIZOVANOM GASU

Pored haotičnog termalnog kretanja, naelektrisane čestice u jonizovanom gasu mogu da imaju i usmerenu komponentu brzine. Do pojave usmerenog kretanja može doći zbog prisustva električnog polja, a takodje i zbog pojave gradijenta koncentracije elektrona ili jona. U jonizovanom gasu oba ova uzroka javljaju se istovremeno. Naime, spoljašnje električno polje uslovljava prostornu raspodelu naelektrisanih čestica i prouzrokuje na taj način pojavu gradijenta koncentracije. Postojanje gradijenta koncentracije, sa druge strane, zbog različite koncentracije naelektrisanih čestica prouzrokuje pojavu električnog polja. Bez obzira na uzrok svog nastanka, usmereno kretanje naelektrisanih čestica predstavlja električnu struju.

2.1. USMERENO KRETANJE ELEKTRONA U ELEKTRIČNOM POLJU-DRIFT

U slabo jonizovanom gasu (kada je mali broj naelektrisanja u gasu) elektroni se u toku svog haotičnog kretanja sudaraju, uglavnom, sa neutralnim atomima. Svaki elektron za vreme između dva sudara biva ubrzan od spoljašnjeg električnog polja, tako da elektronski gas kao celina dobija neku usmerenu brzinu u pravcu polja. Pretpostavlja se da elektron u svakom sudaru izgubi usmerenu komponentu brzine i da je ubrzanje koje mu polje saopštava eE/m . Pošto se radi o jednako ubrzanom kretanju, za vreme t između dva sudara elektron predje u pravcu polja put

$$x = \frac{eE}{2m} t^2. \quad (1)$$

Ako se pretpostavi da svi elektroni imaju brzinu jednaku srednjoj termalnoj brzini \bar{v} , i da je srednja dužina slobodnog puta λ , tada je vreme između dva sudara $\tau = \lambda/\bar{v}$. Tada je brzina usmerenog kretanja (drift)

$$v_{de} = \frac{x}{\tau} = \frac{e\lambda}{2m\bar{v}} E = \mu_e E, \quad (2)$$

gde je μ_e pokretljivost elektrona. Tačan proračun brzine usmerenog kretanja elektrona zahteva uzimanje u obzir da termalne brzine elektrona nisu iste već da se

pokoravaju nekoj raspodeli. Isti je slučaj i sa slobodnim putevima koji takodje podležu nekoj raspodeli, tako da je neophodno izvršiti usrednjavanje izraza (2) za sve brzine i sve slobodne puteve. U tom slučaju brzina usmerenog kretanja elektrona se može napisati u sledećem obliku

$$\bar{v}_{de} = \frac{e\lambda}{3m\nu}, \quad (3)$$

gde je ν brzina grupe elektrona.

Ako se prepostavi da elektroni imaju Maksvelovu raspodelu brzina, može se izvršiti usrednjavanje za ove brzine. Usrednjavanjem brzine drifta za sve brzine dobija se

$$\bar{v}_{de} = \frac{eE\lambda}{2m} \sqrt{\frac{2m}{\pi kT}}. \quad (4)$$

Ako se uvede srednja aritmetička vrednost brzine elektrona

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}, \quad (5)$$

izraz za srednju brzinu usmerenog kretanja elektrona dobija sledeći oblik:

$$\bar{v}_d = \frac{2}{\pi} \frac{e\lambda}{m\bar{v}} E = \frac{e\lambda_1}{m\bar{v}} \frac{E}{p}, \quad (6)$$

gde je λ_1 srednji slobodni put na jediničnom pritisku, a p je pritisak gasa. Iz izraza (6) sledi da je pokretljivost elektrona

$$\mu_e = \frac{\bar{v}_{de}}{E} = \frac{2}{\pi} \frac{e\lambda_1}{m\bar{v}} \quad (7)$$

konstanta za dati gas na datoj temperaturi. Ovo je tačno samo za slaba električna polja kada su brzine elektrona bliske termalnim brzinama na temperaturi gasa. Ovo bi trebalo da bude tačno samo u slučaju ako vrednost E/p ne prelazi 10^{-2} V/(mPa) . Obzirom da su vrednosti E/p praktično u svakom realnom slučaju veće, mora da se nadje energija koju imaju slobodni elektroni i njihova temperatura. U ovom slučaju se za usmerenu brzinu elektrona dobija sledeći izraz

$$\bar{v}_{de} = \sqrt[4]{\frac{3}{2}} \left[\frac{e\lambda_1 \sqrt{\delta}}{\pi m} \frac{E}{p} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (8)$$

gde δ predstavlja deo predate energije atomu od strane elektrona $\delta=2m/M$, gde je m masa elektrona, a M masa atoma ili molekula sa kojim se elektron sudara. Pokretljivost elektrona u ovom slučaju nije konstantna, već zavisi od električnog polja kao $E^{-1/2}$

$$\mu_e = \frac{\bar{v}_{de}}{E} = \sqrt[4]{\frac{2}{3}} \left[\frac{e\lambda_1 \sqrt{\delta}}{\pi m E} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (9)$$

Pretpostavljajući Maksvelovu raspodelu brzina elektrona može se izraziti temperatura elektrona znajući da je kinetička energija

$$W = \frac{m\bar{v}_e^2}{2} = \frac{3}{2} kT_e. \quad (10)$$

Vrednost temperature elektrona je prema tome

$$T_e = \sqrt{\frac{1}{6\delta}} \frac{eE\lambda}{k} = \sqrt{\frac{1}{6\delta}} \frac{e\lambda}{k} \frac{E}{p}. \quad (11)$$

Eksperimentalna merenja pokazuju da formule (8), (9), (10) i (11) daju dobre vrednosti brzine drifta, pokretljivosti i temperature elektrona.

2.2. USMERENO KRETANJE JONA U GASU

Usmereno kretanje jona u gasu pod dejstvom električnog polja ima principijelno isti karakter kao u slučaju elektrona. Međutim, zbog velike mase jona, može se uzeti da su sudari sa molekulima gasa praktično uvek elastični, čak i kod jakih električnih polja. Pošto je temperatura jona u električnom pražnjenju uglavnom manja od temperature elektrona, a njihova masa je mnogo veća, njihove termalne brzine su mnogo manje od brzine elektrona. Usled relativno sporog kretanja jona u blizini molekula dolazi do njihove polarizacije. Zbog interakcije jona sa molekulima tretman usmerenog kretanja jona je drugačiji. Koristeći teoriju o efektu indukovanja dipola u molekulima koju su dali Tomson i Lanžven za pokretljivost jona dobija se konačan izraz

$$\mu_j = 2\pi \left[\frac{\epsilon_0}{3\rho(\epsilon_r - 1)} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (12)$$

gde je $\rho = Mn$ gustina gasa i $\epsilon_r = 1 + \eta$ relativna dielektrična propustljivost, dok je η električna susceptibilnost ($\eta = \frac{P}{\epsilon_0 E}$, P intenzitet vektora polarizacije).

2.3. ELEKTRIČNA PROVODNOST

Električna provodnost jonizovanog gasa se može izraziti preko elektronske i jonske pokretljivosti. Elektroni i joni driftuju u suprotnim smerovima i doprinose ukupnoj gustini struje je

$$j = j_e + j_j = en_e v_{de} + en_i v_{dj} \quad (13)$$

Kada su koncentracije elektrona i jona jednake ($n_e = n_i = n$) sledi:

$$j = j_e + j_j = en(\bar{v}_{de} + v_{dj}) = enE(\mu_e + \mu_j), \quad (14)$$

a električna provodnost gasa je

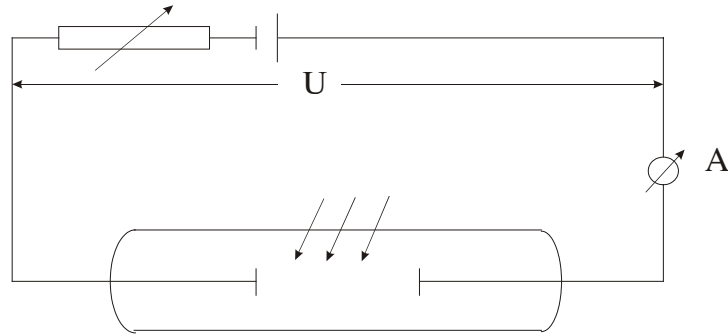
$$\sigma = j / E = en(\mu_e + \mu_j) \quad (15)$$

Ako se uzme u obzir da je $\mu_e \gg \mu_j$, provodnost je približno jednaka

$$\sigma = en\mu_e \quad (16)$$

3. NESAMOSTALNO PRAŽNENJE I ELEKTRIČNI PROBOJ

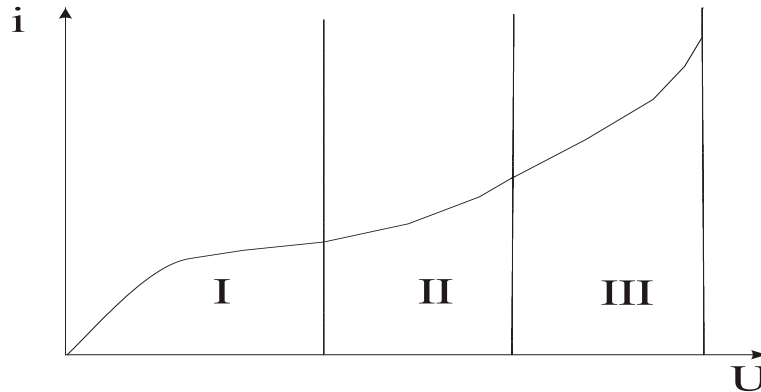
Kao što je rečeno na početku, usled kosmičkog zračenja i prirodne radioaktivnosti okoline, u atmosferskom vazduhu nastaje oko 10 elektron-jonskih parova u kubnom santimetru u sekundi. U odsustvu električnog polja uspostavlja se ravnoteža između brzine stvaranja i nestajanja naelektrisanih čestica u gasu. Ako se na gasnu cev na niskom pritisku sa paralelnim elektrodnim sistemom (slika 1) priključi jednosmerni napon U usled prisustva naelektrisanja u gasu, u kolu počinje da teče struja. Električno polje je homogeno i iznosi $E=U/d$,



Slika 1.

gde je d medjuelektrodno rastojanje. Laganim podizanjem napona može se dobiti strujno-naponska karakteristika koja predstavlja zavisnost struje u gasnoj cevi od priključenog napona na njoj (slika 2). Pri vrlo sporom porastu napona strujno-naponska karakteristika je statična, jer se pri svakoj vrednosti napona uvek uspostavlja stacionarno stanje u gasu.

Kada je za proticanje struje neophodno stvaranje naelektrisanih čestica pomoću spoljašnjeg izvora jonizacije (na primer osvetljavanjem ultraljubičastom svetlošću), pražnjenje je nesamostalno. Na strujno-naponskoj karakteristici nesamostalnog pražnjenja (slika 2) mogu se uočiti sledeće oblasti: I-linearna oblast i zasićenje, II-oblast sa pojavom jonizacije elektronskim udarom i III-oblast sa učešćem procesa sekundarne emisije na katodi. Ove oblasti nesamostalnog pražnjenja nazivaju se Townsend-ovim oblastima.



Slika 2.

3.1. LINEARNA OBLAST I ZASIĆENJE (OBLAST I)

Ako je brzina stvaranja elektron-jonskih parova u prostoru između elektroda pod dejstvom jonizujućeg zračenja $k_i [cm^3 s^{-1}]$ (koeficijent jonizacije), onda će promena koncentracije elektrona ili jona u jedinici zapremine biti

$$\frac{dn}{dt} = k_i - \beta n^2 - \frac{j}{ed}, \quad (17)$$

gde je $n = n_e = n_i$ koncentracija elektrona i jona, β koeficijent brzine elektron-jonske rekombinacije (verovatnoća rekombinacije pri susretu jednog elektrona i jednog jona) i j ukupna gustina struje na elektrodama. U slučaju ravnoteže procesa nastajanja i nestajanja naelektrisanih čestica, tj. kada je $dn/dt = 0$, odnosno $n = const.$, prethodna jednačina prelazi u oblik

$$k_i = \beta n^2 + \frac{j}{ed}. \quad (18)$$

Za slaba električna polja, kada je broj naelektrisanih čestica koje nestaju na elektrodama mnogo manji od broja nestalih u rekombinacijama, drugi član u jednačini (18) se može zanemariti u odnosu na prvi. Sledi da je koncentracija naelektrisanih čestica tada stalna i zavisi samo od koeficijenta jonizacije i rekombinacije, tj.

$$n = \sqrt{\frac{k_i}{\beta}}. \quad (19)$$

Smenom ovog izraza u izraz (15) dobija se da je

$$j = \sqrt{\frac{k_i}{\beta}} e(\mu_e + \mu_j) E, \quad (20)$$

što je u suštini Omov zakon koji daje linearnu zavisnost gustine struje od jačine električnog polja. Zbog velike mase jona u odnosu na elektrone, a za iste temperature, njihova pokretljivost se može zanemariti u odnosu na pokretljivost elektrona, tako da jednačina (20) dobija sledeći oblik

$$j = \sqrt{\frac{k_i}{\beta}} e \mu_e E. \quad (21)$$

Ovaj izraz opisuje ponašanje prvog dela krive u oblasti T_1 u kome struja raste proporcionalno sa naponom.

U slučaju jačih polja, tj. za veće napone na elektrodama, gustina struje je veća i praktično sve naelektrisane čestice koje se stvore spoljašnjom jonizacijom učestvuju u prenošenju struje. Tada se može zanemariti broj čestica nastalih rekombinacijom u odnosu na broj neutralizovanih na elektrodama tako da iz izraza (18) sledi da je gustina struje

$$j = k_i ed \quad (22)$$

kod datog intenziteta zračenja ($j = const.$) j je konstanta i jednaka struji zasićenja j_0 . U ovoj oblasti struja ne zavisi od jačine električnog polja, njena vrednost je određena samo intenzitetom spoljašnjeg jonizatora. Zbog toga se ovaj deo karakteristike u oblasti I koristi pri merenju intenziteta jonizujućeg zračenja. Ovo je dakle oblast rada jonizacionih komora.

3.2. JONIZACIJA ELEKTRONSKIM UDAROM (OBLAST II)

Sa povećanjem napona između elektroda povećava se i jačina električnog polja. Za date uslove određene vrstom i pritiskom gasa i za dovoljnu jačinu polja, elektroni između sudara mogu da dobiju dovoljnu energiju i da u sledećem sudaru izvrše jonizaciju. To znači da će pod tim uslovima koncentracija elektrona da se poveća i da će se njihov broj od katode do anode povećavati u obliku lavine. Za opisivanje ovog procesa Townsend je uveo koeficijent jonizacije elektronskim udarom α , koji predstavlja broj jonskih parova koje stvara elektron po jedinici dužine puta driftujući ka anodi. On se takodje naziva prvim Townsend-ovim koeficijentom, a proces jonizacije elektronskim udarom α -procesom.

Porast broja elektrona dn pri prolasku rastojanja dx ka anodi iznosi

$$dn = \alpha n dx \quad (23)$$

Pretpostaviće se da jonizacioni agens oslobadja elektrone sa katode procesom fotoefekta, a da se jonizacija gasa ovim agensom može zanemariti. Ako je broj elektrona koji polaze sa katode po jedinici površine u jedinici vremena n_0 , integracija

jednačine (23) u granicama od 0 do d (d medjuelektrodno rastojanje) daje broj elektrona koji u jedinici vremena stiže na jedinicu površine anode:

$$n = n_0 e^{\alpha d}. \quad (24)$$

Povećana gustine struje se može izraziti na sledeći način

$$j = j_0 e^{\alpha d}, \quad (25)$$

gde je j_0 struja saturacije elektrona emitovanih fotoefektom sa katode. Sve navedene zakonitosti važe pod pretpostavkom da se zanemari nestajanje elektrona rekombinacijom i difuzijom. Odnos

$$\frac{n}{n_0} = \frac{j}{j_0} = \frac{i}{i_0} = e^{\alpha d}, \quad (26)$$

naziva se koeficijent multiplikacije elektrona u prostoru između elektroda.

Ako se meri struja pri različitim rastojanjima d , a pri konstantnom α odnosno konstantnom E i p , iz nagiba $\ln(i/i_0) = \alpha d$ može se odrediti α . Ovakav postupak je primenljiv pri slabim homogenim poljima kada se pozitivno prostorno naelektrisanje može zanemariti.

Za analitičko opisivanje zavisnosti koeficijenta α od odnosa E/p koristi se Townsend-ova semi-empirijska formula:

$$\alpha/p = A \exp(-Bp/E), \quad (27)$$

gde su A i B konstante za dati gas i određuju se fitovanjem eksperimentalnih podataka.

3.3. UČEŠĆE SEKUNDARNE EMISIJE NA KATODI (OBLAST III)

Kod većih napona između elektroda počinju da se javljaju i efekti vezani za jone. Zahvaljujući jačim električnim poljima joni stižu dovoljnu energiju da oslobode sekundarne elektrone iz katode i da jonizuju neutralne atome ili molekule. Pošto jonizacija sudarom jona sa molekulima postaje značajna tek za energije jona oko 1000 eV, ovaj se proces u većini slučajeva može zanemariti u odnosu na oslobadjanje elektrona iz katode.

Ako se uzme u obzir da pozitivni joni dovode do oslobadjanja sekundarnih elektrona sa katode onda se za broj elektrona koji u jedinici vremena stiže na jedinicu površine anode može izraziti na sledeći način

$$n = n_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}, \quad (28)$$

gde je $q = \gamma[\exp(\alpha d) - 1]$ koeficijent lavinskog umnožavanja (multiplikacije). Originalna Townsend-ova teorija je izvedena korišćenjem koeficijenta sekundarne emisije pozitivnim jonima γ_i koji predstavlja broj sekundarnih elektrona emitovanih po jednom pozitivnom jonu pristiglom na katodu. Procesi sekundarne emisije mogu biti izazvani i drugim mehanizmima (fotoefektom, udarom metastabilnih stanja itd.) i u tom slučaju u gornjem izrazu treba koristiti efektivni koeficijent sekundarne emisije γ_{ef} .

Povećanje gustine struje se može izraziti na sledeći način:

$$j = j_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}. \quad (29)$$

Struja pražnjenja u ovom slučaju je jača zbog γ procesa, ali još uvek je proporcionalna struji zbog spoljašnjeg jonizatora j_0 . To znači da kada se ukloni spoljašnji izvor jonizacije, struja prestaje da teče. Faktor multiplikacije u ovom slučaju je

$$\frac{n}{n_0} = \frac{i}{i_0} = \frac{j}{j_0} = \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}. \quad (30)$$

4. ELEKTRIČNI PROBOJ U GASU I PASCHEN-OV ZAKON

Uklanjanjem spoljašnjeg izvora jonizacije kada se pražnjenje vrši u jednoj od Townsend-ovih oblasti dolazi do trenutnog prestanka toka struje. Povećanje napona na elektrodama preko granice treće Townsend-ove oblasti prouzrokuje nagli porast struje i prelaz iz nesamostalnog u samostalno pražnjenje. Kada se to dogodi, struja nastavlja da teče i posle uklanjanja spoljašnjeg jonizatora.

Uzimajući da u trenutku proboja struja naglo poraste, tj. da gustina struje $j \rightarrow \infty$, iz jednačine (29) sledi uslov za proboj

$$1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1) = 0, \quad (31)$$

odnosno

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1. \quad (32)$$

Iz ove zadnje formule sledi fizički smisao uslova za proboj. Faktor $e^{\alpha d}$ u zagradi je broj jona koje u multiplikovanim procesima stvori jedan elektron na putu od katode do anode. Taj faktor pomnožen sa γ je broj novih elektrona koje ti joni izbiju sa katode. Po kriterijumu (32) taj broj treba da bude jednak 1, što znači da uslov proboja zahteva da svaki elektron koji podje sa katode, multiplikovanim procesima obezbedi stvaranje jednog novog elektrona na katodi. U tom slučaju se obezbedjuje kontinuitet stvaranja naelektrisanih čestica nezavisno od postojanja spoljašnjeg izvora. Iz uslova (31) sledi da je

$$\frac{1 + \gamma}{\gamma} = e^{\alpha d} \quad (33)$$

odnosno

$$\alpha d = \ln \frac{1 + \gamma}{\gamma}. \quad (34)$$

Uvodeći u izraz za Townsend-ov koeficijent α (izraz (28)), vrednost električnog polja, u slučaju proboja, tj. $E_p = U_p / d$, gde je U_p napon pri kome nastaje samostalno pražnjenje (probojni napon), dobija se posle množenja sa d

$$\alpha d = pA \exp\left(-\frac{Bpd}{U_p}\right) d. \quad (35)$$

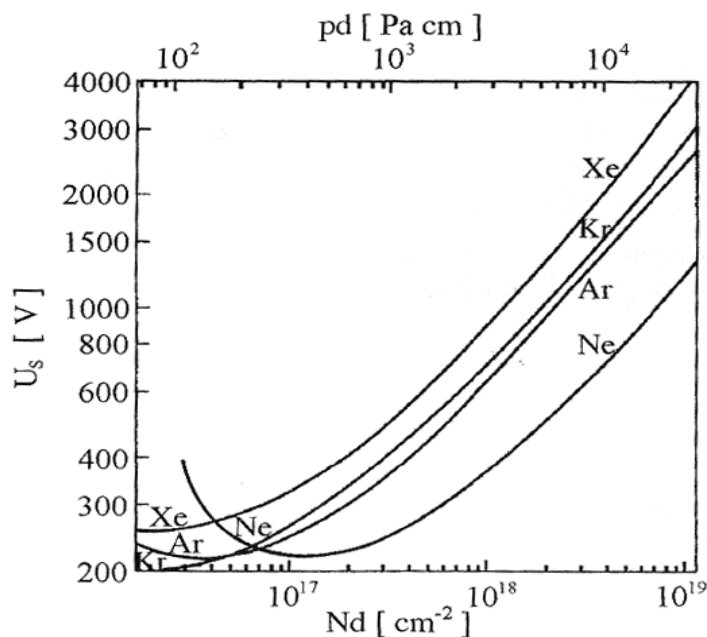
Izjednačavajući desne strane izraza (34) i (35) i logaritmujući dobija se

$$-\frac{Bpd}{U_p} = \ln\left[\frac{1}{pdA} \ln \frac{1 + \gamma}{\gamma}\right] \quad (36)$$

odakle sledi izraz za probojni napon

$$U_p = \frac{Bpd}{\ln\left[\frac{A}{\ln(1 + 1/\gamma)} pd\right]} \quad (37)$$

Krive probojnog napona u zavisnosti od proizvoda pd imaju minimum i poznate su pod nazivom Paschen-ove krive. Paschen-ove krive za nekoliko gasova prikazane su na slici 3 (ubaciti sliku).



Slika 3.

Razlog postojanja minimuma leži u činjenici da je broj molekula između elektroda proporcionalan proizvodu pd . U slučaju malih pritisaka, srednji slobodni put je veliki, ali je broj sudara, pa i jonizujućih sudara, mali. Prema tome da bi se obezbedila veća efikasnost jonizacije dovoljna za proboj, potreban je napon utoliko veći, utoliko je manji pritisak. Da bi se odredila minimalna vrednost probojnog napona $(U_p)_{\min}$ i odgovarajuće vrednosti proizvoda $(pd)_{\min}$, potrebno je diferencirati izraz (37) po pd i izjednačiti sa nulom. Nalazi se da je u tom slučaju

$$\ln\left[\frac{A}{\ln(1+1/\gamma)}(pd)\right] = 1 \quad (38)$$

Iz jednačine (37) prema tome sledi da je

$$(U_p)_{\min} = B(pd)_{\min} \quad (39)$$

Kako je iz izraza (38)

$$(pd)_{\min} = \frac{e \ln(1+1/\gamma)}{A} \quad (40)$$

to se za minimalni probojni napon dobija

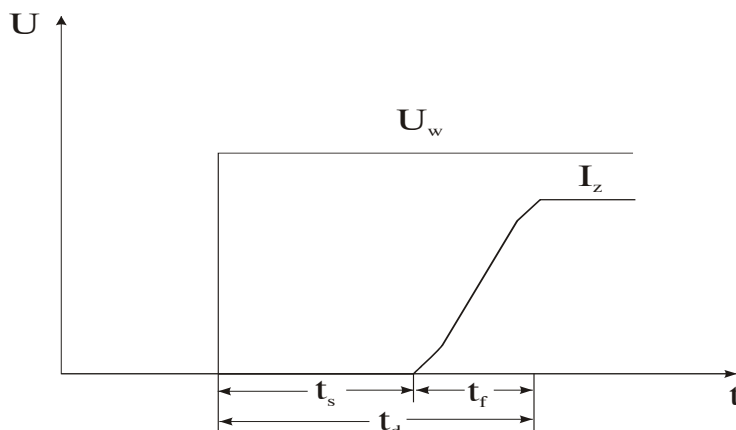
$$(U_p)_{\min} = \frac{B}{A} e \ln(1+1/\gamma), \quad (41)$$

gde je e osnova prirodnog logaritma ($e=2.718$).

5. VREME KAŠNJENJA ELEKTRIČNOG PROBOJA

Do električnog proboja u gasovima ne dolazi odmah posle priključenja napona na elektrode gasne cevi, već posle određenog vremena i ono se naziva vremenom

kašnjenja električnog proboja. Pokazalo se da je ono, kao i probojni napon, veličina statističkog karaktera. Vreme kašnjenja električnog proboja (t_d) se može definisati kao vreme od momenta priključivanja napona na gasnu cev većeg od probojnog napona (slika 4) do nastanka proboja, tj. dostizanja vrednosti struje zadate uslovima merenja. Sastoji se iz statističkog vremena kašnjenja (t_s) i vremena formiranja pražnjenja (t_f) (slika 4).



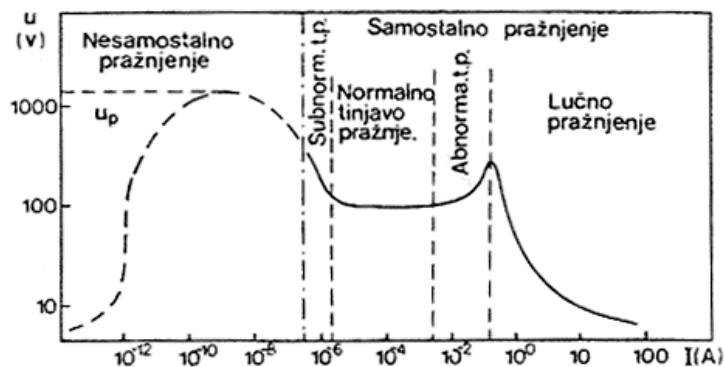
Slika 4.

Statističko vreme kašnjenja predstavlja vreme od momenta priključenja napona na elektrode gasne cevi do momenta pojave inicijalnog elektrona koji će izazvati proboj. Karakteriše ga struja u cevi u opsegu reda 10^{-19} - 10^{-8} A sa fluktuacijama istog reda veličine.

Vreme formiranja pražnjenja predstavlja vreme porasta struje od pojave uspešnog inicijalnog elektrona do uslovima merenja zadate vrednosti.

6. SAMOSTALNO PRAŽNJENJE

Kada je napon na elektrodama dovoljno veliki, nesamostalno pražnjenje prelazi u samostalno. Sam prelaz između nesamostalnog i samostalnog pražnjenja je dosta neodređen i odigrava se u trenutku kada struja postigne jačinu reda $10 \mu A$. Oblast samog prelaza odgovara tzv. subnormalnom tinjavom pražnjenju, što se može zapaziti sa slike 5. Sa daljim povećanjem jačine struje, pražnjenje prelazi u oblast normalnog tinjavog pražnjenja (10^{-5} - 10^{-2} A) koja se karakteriše konstantnom vrednošću napona između elektroda. Sa daljim povećanjem jačine struje napon ponovo počinje da raste i pražnjenje prelazi u abnormalno tinjavo pražnjenje. Povećanje struje do jačine reda 10^{-1} A izaziva nagli prelaz u oblast lučnog pražnjenja u kome napon na elektrodama opada sa povećanjem jačine struje.



Slika 5.

7. STRIMERNO PRAŽNJENJE

Pri velikim električnim poljima (oko $3 \cdot 10^4 \text{ V/cm}$) u vazduhu koji se nalazi na normalnom atmosferskom pritisku javlja se pražnjenje u obliku varnice. Varnica ima oblik vrlo svetlog, krivudavog i razgranatog kanala-strimera. Strimer, preko koga ide formiranje varnice, povezuje oblasti (tačke) u gasu sa različitim potencijalima. U toku formiranja električne varnice, gas u svetlom kanalu karakteriše velika električna provodnost. Zbog toga temperatura u kanalu može da naraste na hiljadu do nekoliko desetina hiljada stepeni. Usled različite temperature u kanalu i van njega gas se naglo širi što izaziva pucketanje ili prasak.

Pri kojem naponu će se pojaviti varnica zavisi od rastojanja između elektroda i pritiska gasa, zatim od vrste gasa kao i oblika i veličine elektroda. Usled naglog pražnjenja kroz gas napon obično opadne u velikoj meri te prestaje efekat udarne jonizacije i varnica se gasi.

Varnično pražnjenje je uslovljeno lavinom elektrona i jona, koju izaziva udarna jonizacija, fotojonizacija i izbijanje elektrona sa katode.

8. PRAŽNJENJE U OBLIKU KORONE

Korona je specijalna vrsta pražnjenja u nehomogenom električnom polju. Javlja se u vazduhu i u drugim gasovima u blizini vrhova i izbočenih površina elektroda i duž žica kada se nalaze na visokim potencijalu u odnosu na svoju okolinu. Kod elektrodnih sistema javlja se uvek oko one elektrode u čijoj se blizini nalazi jače polje. Takve elektrode se nazivaju aktivne. Elektrode sa slabijim poljem u okolini su pasivne i služe kao kolektor.

Korona može biti pozitivna i negativna što zavisi od toga uz koju se elektrodu vrši pražnjenje. Ako je aktivna elektroda na pozitivnom potencijalu formiraće se pozitivna korona, u protivnom nastaje negativna korona. U međuprostoru između elektroda razlikuju se dve oblasti, jedna u neposrednoj blizini aktivne elektrode u

kojoj je gustina polja velika i druga, oblast slabog polja, u nastavku do pasivne elektrode. U prvoj oblasti vrši se jonizacija gasa zbog čega je nazvana jonizaciona oblast ili zona.

Pražnjenje u oblasti korone je određeno oblikom polja, vrstom gasa, pritiskom, temperaturom i drugim uslovima. Ono se manifestuje kao svetlućanje raznih boja u okolini aktivne elektrode i zavisi od sredine. Ponekad se javlja zvučni signal u obliku šuštanja i krckanja u blizini elektroda sa malim radijusom.

Osnovni procesi u pražnjenju u obliku korone su vezani za α i γ procese Townsend-ovog pražnjenja. Ovo se odnosi kako na jednosmernu koronu tako i na koronu u naizmeničnom polju niske frekvencije.