

TARTU ÜLIKOOL
Füüsika-keemiateaduskond
Eksperimentaalfüüsika ja tehnoloogia instituut

Raavo Josepson
Negatiivne koroona $N_2 + O_2$ segudes

Magistritöö optika ja spektroskoopia erialal

Juhendaja: dotsent, f-m kandidaat, Matti Laan

Tartu 2004

Sisukord

Sisukord	2
1. Sissejuhatus.....	3
2. Ülevaade kirjandusest	4
2.1 Laengukandjate liikumine, teke ja kadu	4
2.2 Laviin.....	7
2.3 Negatiivne koroonalahendus ja Tricheli impulss.....	8
2.4 Algelektronide teke ja uuritav mudel.....	10
3. Katseseade ja mõõtmismetoodika.....	13
3.1 Lahendusvahemik	13
3.2 Gaasiga täitmine	13
3.3 Elektriline skeem	15
3.4 Mõõtmismetoodika	16
4. Mõõtmistulemused ja esialgne töötlus.....	18
4.1 Üldkirjeldus	18
4.2 Tricheli impulsi langus	18
4.3 Tricheli impulsi front.....	25
4.4 Vooluimpulsside kordussagedus.....	26
4.5 Gaasisegu vanusega seotud muutused	27
5. Modelleerimine ja edasine analüüs.....	29
5.1 Elektriväli.....	29
5.2 Laviini arvutus	29
5.3 Emissioonimudeli ja eksperimendi võrdlus.....	31
5.4 Positiivne ruumlaeng ja tema mõju	33
5.5 Vooluimpulsi langus	35
5.6 Tricheli impulss õhus ja kunstõhus.....	36
5.7 Vooluimpulsi algosa ajalised muutused	37
5.8 Tricheli impulsside kordussagedus.....	38
6. Lahtised probleemid.....	40
7. Kokkuvõte.....	41
Inglise keelne kokkuvõte	42
Kasutatud kirjandus	44
Lisa	46

1. Sissejuhatus

Koroonalahenduseks nimetatakse gaaslahendust tugevalt mittehomoogeenses elektriväljas. Koroonalahendus on seotud mitmete praktiliste rakendustega plasmakeemias, kuna ta on tugevalt mittetasakaalulise külma plasma allikas. Lisaks sellele on koroonalahendus plasmas tekkivate ionisatsiooniliste ebastabiilsuste uurimisel sobivaks mudeliks, kuna nähtused on ruumis hästi lokaliseeritud.

Sõltuvalt gaasi koosseisust võib koroonalahendus eksisteerida nii pidevas kui ka impulssrežiimis, kuid vaatamata gaasi koosseisule on lahenduse karakteristikud tekkemomendil sarnased - vool suureneb mõne nanosekundi jooksul mitmeid suurusjärke. Voolu hüppelise kasvu seletamiseks on loodud mitmeid arvutuslike mudeleid. Hiljuti esitati töödes [1] (toodud lisas) ja [2] mudel, mis seletab voolu hüppelist kasvu ajaliselt muutuva Fowler-Nordheim emissiooni baasil. Sellest mudelist järeldub, et gaasi koosseis peaks mõjutama algelektronide emissiooni. Samas puuduvad selles valdkonnas süstemaatilised uurimused.

Käesoleva töö eesmärgiks oli uurida negatiivse koroonaga impulsse erinevates lämmastiku ja hapniku segudes. Vaadeldakse gaasisegudes oleva hapniku mõju vooluimpulsi tõusule, langusele ja kordussagedusele.

Peatükis “Ülevaade kirjandusest” esitatakse laengukandjate põhilised tekke- ja kaomehhanismid. Lisaks kirjeldatakse negatiivse koroonaga peamisi seaduspärasusi, mis on vajalikud tehtud töö mõistmiseks. Kolmandas peatükis kirjeldatakse katseseadet ja mõõtmismetoodikat. Neljandas peatükis on ära toodud mõõtmistulemused ja nende esmane analüüs. Viiendas peatükis vaadeldakse modelleerimist ja võrreldakse modelleerimisel saadud tulemusi eksperimendi tulemustega ning analüüsitakse neid. Kokkuvõttes ja inglise keelses resümees esitatakse olulisemad tulemused. Tööle on lisatud autori osalusel valminud publikatsioon.

2. Ülevaade kirjandusest

2.1 Laengukandjate liikumine, teke ja kadu

Gaaslahenduses on laengukandjateks elektronid ja positiivsed ning negatiivsed ioonid. Eriline roll on gaaslahenduses täita elektronidel: elektronide väikese massi tõttu on nende liikuvus suur ja seetõttu toimub nende vahendusel elektrivälja energia ülekanne gaasi.

Elektron võtab osa nii soojusliikumisest kui ka triivist elektrivälja (E) toimel, kusjuures kaootilise soojusliikumise kiirus on enamasti palju suurem triivikiirusest. Elektronide triivikiirus avaldub valemiga

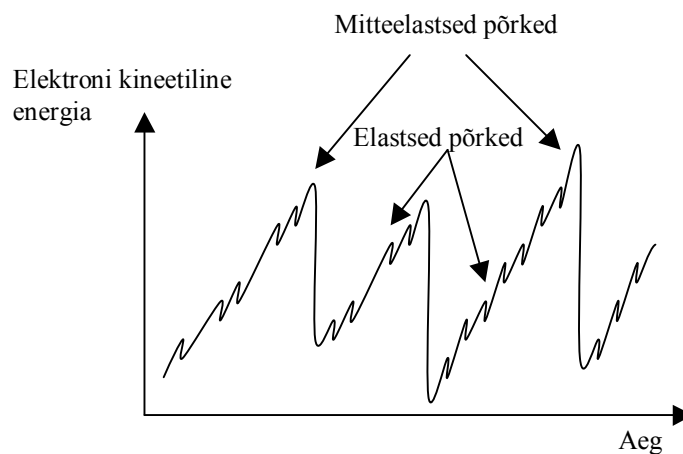
$$v_e = \mu_e E,$$

kus μ_e on elektroni liikuvus. Elektroni liikuvus on kaks kuni kolm suurusjärku suurem kui negatiivsetel või positiivsetel ioonidel [3].

Gaasi madala ionisatsiooniastme n_e / N (n_e ja N on vastavalt elektronide ja molekulide kontsentratsioon) puhul on elektronide jaotus kiiruste järgi määratud nende pörkesagedusega neutraalsete osakestega. Kahe pörke vahel liigub elektron välises elektriväljas kiirenevalt. Pörkel muutub nii elektroni energia kui ka liikumissuund.

Elektroni ja aatomi pörkel on kaks võimalust, mida kujutab joonis 1.

1. Pörge on elastne. Sellisel juhul kaotab elektron vähe oma energiast, kuid muutub



Joonis 1. Elektroni energia ajaline käik elektroni põrgetel aatomitega [4].

tema liikumise suund.

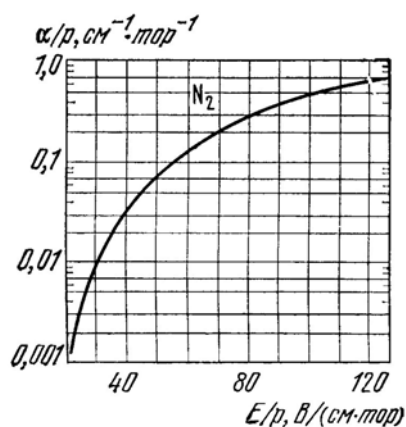
2. Põrge on mitteelastne. Sellisel juhul kaotab elektron peaaegu kogu oma energia, mis läheb aatomi ergastamiseks või ioniseerimiseks [4].



Lisaks sellele võib ionisatsioon toimuda ka aatomi pörkel teise aatomiga või valguskvandiga [5].

Antud töös käsitletavate protsesside kirjeldamisel vaadeldakse juhtu, kus ionisatsioon toimub ainult elektroni ja molekuli pörkel. Selle tulemusena tekib täiendav elektron ja positiivne laeng. Seda protsessi nimetatakse löökionisatsiooniks ja teda iseloomustab ionisatsioonikoefitsient α , mis näitab ioniseerivate põrgete arvu kui elektron on läbinud sentimeetrise vahemaa [6]. Ionisatsioonikoefitsient sõltub nii gaasist kui ka elektrivälja tugevusest. Piiratud väljatugevuste vahemikus võib lugeda ionisatsioonikoefitsiendi sõltuvust elektrivälja tugevusest eksponentsiaalseks, üldjuhul on sõltuvus keerulisem. Tavaliselt kasutatakse gaaslahenduses taandatud väljatugevuse E/p ja taandatud ionisatsioonikoefitsiendi α/p mõistet, kus p on rõhk. $\alpha/p = f(E/p)$ on toodud joonisel 2. Tihti on otstarbekas iseloomustada ionisatsiooni ionisatsioonisagedusega, mis näitab ioniseerivate põrgete arvu ajaühikus. Matemaatiliselt väljendub ionisatsioonisagedus kui ionisatsioonikoefitsiendi ja elektroni triivikiiruse korrutis.

Üheks elektronide kao mehhanismiks on kleepumine. Enamikel juhtudel toimub see protsess vaba elektroni kokkupörkel molekuliga [6]. Selle tulemusena moodustub negatiivne ioon. Kindla gaasikoosseisu puhul võib kleepumist



Joonis 2. Ionisatsioonikoefitsiendi sõltuvus elektrivälja tugevusest lämmastikus [5].

iseloolestada koefitsiendiga η , mis võrdub elektronide kaoga 1 cm teelõigul. Üldjuhul aga kirjeldab molekuli A negatiivse iooni teket järgmine differentsiaalvõrrand:

$$d[A^-] / dt = K [A] [B] N_e, \quad (1)$$

kus $[A]$ ja $[B]$ on gaaside A ja B kontsentratsioonid, N_e on elektronide kontsentratsioon ning K on antud protsessi kiiruskonstant [7]. Kleepumise puhul on oluline, milline on kolmas, energiat ära viiv osake B. See määrab ära kiiruskonstandi K . Töö [7] andmetel on kiiruskonstant protsessil, kus kolmas osake on lämmastiku molekul $1,2 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6/\text{s}$ ja protsessis, kus kolmandaks osakeseks on veeauru molekul $140 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6/\text{s}$.

Kui gaasis esineb kleepumine, siis on otstarbekam kasutada ionisatsioonikoefitsiendi α asemel efektiivset ionisatsioonikoefitsienti α_{eff} , mis avaldub läbi kleepumise η järgmiselt:

$$\alpha_{eff} = \alpha - \eta.$$

Gaase (näiteks hapnik), milles kleepumine on võimalik, nimetatakse elektronegatiivseteks gaasideks. Puhtas lämmastikus ei teki statsionaarseid negatiivseid ioone.

Lisaks võib laengukandjate arvu muutus mingis gaasi ruumiosas olla põhjustatud triivist, difusioonist ja rekombinatsioonist. Kui rekombinatsiooni käigus ühinevad elektron ja lämmastiku positiivneioon, siis on protsessi kiiruskonstandiks ca $10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$ [5, lk 132]. Samuti võivad rekombinatsiooni käigus neutraliseeruda negatiivne ja positiivneioon. Töös [7] toodud andmetel on lämmastiku positiivse ja hapniku negatiivse iooni rekombinatsiooni kiiruskonstandiks $2,6 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$.

Juhul, kui positiivsete ja negatiivsete osakeste kontsentratsioon on võrdne

$$N^+ = N^- = N,$$

siis iseloolestab rekombinatsiooni järgmine diferentsiaalvõrrand:

$$\frac{dN}{dt} = -\beta * N^2,$$

kus β on rekombinatsiooni iseloomustav konstant. Seda võrrandit integreerides saab rekombinatsiooni jaoks järgmise võrrandi:

$$\frac{1}{N} - \frac{1}{N_0} = \beta * t, \quad (2)$$

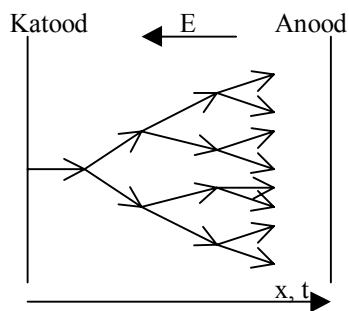
kus N_0 on algne ioonide kontsentratsioon.

2.2 Laviin

Kui elektrivälja tugevus on piisav ionisatsiooniks, siis algab elektronide laviinikujuline kasv (joonis 3). Elektronide laviini kirjeldas esimesena J. Townsend 1910. aastal [8]. Ideaalsel juhul on laviini tekkimiseks vaja ainult ühte elektroni, mis väljas liikudes ioniseerib gaasi. Tekkinud positiivsed ioonid on elektronide liikumise ajal praktiliselt paigal, mis on tingitud sellest, et elektronid liiguvad rohkem kui kaks suurusjärku kiiremini kui positiivsed ioonid [3].

Elektronide arvu muutumist vahemaa dx läbimisel iseloomustab seos

$$dn = n \alpha dx,$$



Joonis 3. Elektronide laviin.

kus n on kihti sisenevate elektronide arv, dn on tekkivate elektronide arv, α on ionisatsioonikoefitsient ja dx kihi paksus. Integreerides seda võrrandit saame, et homogeenises väljas avaldub elektronide arv järgmiselt:

$$n(x) = n_0 \exp(\alpha x),$$

kus n_0 on algne elektronide arv ning x elektronide poolt läbitud vahemaa. Minnes üle ionisatsioonisagedusele saame, et

$$\begin{aligned} n(t) &= n_0 \exp(\alpha v t) = \\ &= n_0 \exp(v_i t), \end{aligned}$$

kus v on elektronide triivikiirus, t on aeg ja v_i on ionisatsioonisagedus. Mittehomogeense välja korral on elektronide arv määratud järgmise avaldisega:

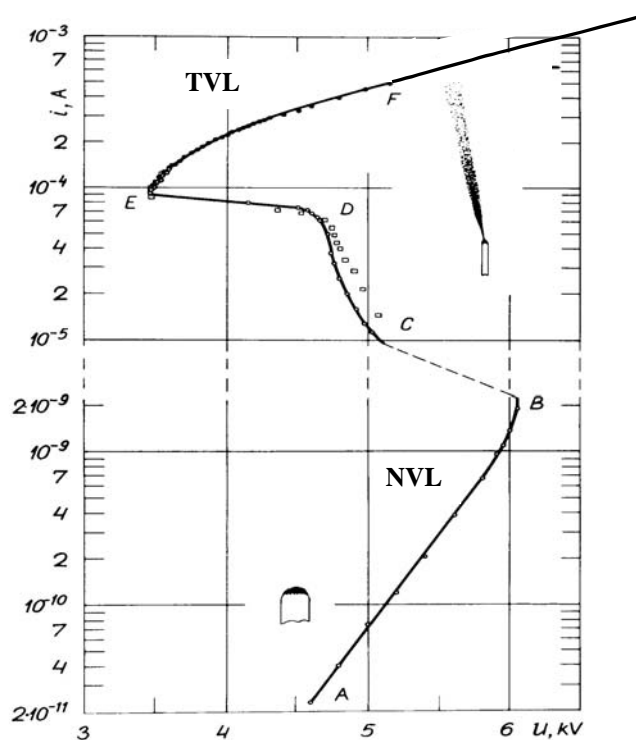
$$n = n_0 \exp\left(\int_0^x \alpha(x') dx'\right).$$

2.3 Negatiivne koroonalahendus ja Tricheli impulss

Koroonalahendus eksisteerib tugevalt mittehomogeenses lahendusvahemikus. Vastavalt väiksema kõverusraadiusega elektroodi potentsiaalile on tegemist positiivse või negatiivse koroonaga [9]. Negatiivse koroonalahenduse volt-amper karakteristik lämmastikus on toodud joonisel 4 [10]. Eksisteerib kaks voolutugevuste piirkonda, kus võib esineda statsionaarne lahendus:

1. nõrga voolu lahendus (NVL) - piirkond AB,
2. tugevvoolu lahendus (TVL) - piirkond EF.

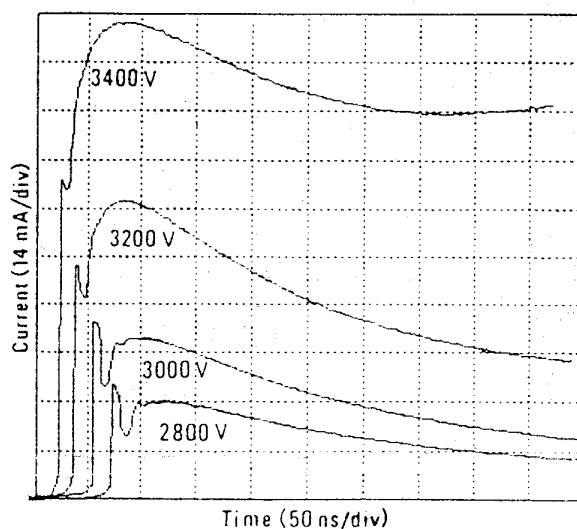
Piirkonnas BE on väga raske realiseerida statsionaarset lahendust. Atmosfäärilähedastel rõhkudel toimub üleminek ühest statsionaarsest seisundist teise hüppeliselt mõne nanosekundi jooksul. Elektronegatiivsetes gaasides ei ole elektronide kleepumise tõttu TVL võimalik ja tavaliselt registreeritakse eksperimendis vaid NVL-TVL üleminekule vastav vooluimpulss, mida nimetatakse Tricheli



Joonis 4. Negatiivse koroonalahenduse volt-ampere karakteristik lämmastikus [10].

impulsiks. Tricheli impulsi ajaline dünaamika ei erine esimese paarikümne nanosekundi jooksul NVL-TVL üleminekule vastavast impulsist lämmastikus [11]. Uuringud, mis käsitlevad Tricheli impulssi käivitavaid mehhanisme, on kirjeldatud ülevaates [12].

Tüüpiline vooluimpulsi käik on toodud joonisel 5. Vooluimpulss algab kiire



Joonis 5. Tricheli impulsid erinevatel pingetel (CO_2 rõhul 13,33 kPa) [13].

kasvuga, seejärel kasv pidurdub või vool isegi lühiajaliselt langeb. Seda osa nimetatakse astmeks (ing. k. step). Sellele järgneb uus kiire voolu kasv, mis lõpeb voolu maksimaalse väärtusega. Edasi vool langeb. Langus lõpeb voolu stabiliseerumisega mingil konstantsel väärtusel (plato) või vooluimpulsi katkemisega [14]. Puhtas lämmastikus võib platoole järgneda uus voolu kasv, mis lõpeb kaarlahendusega [15].

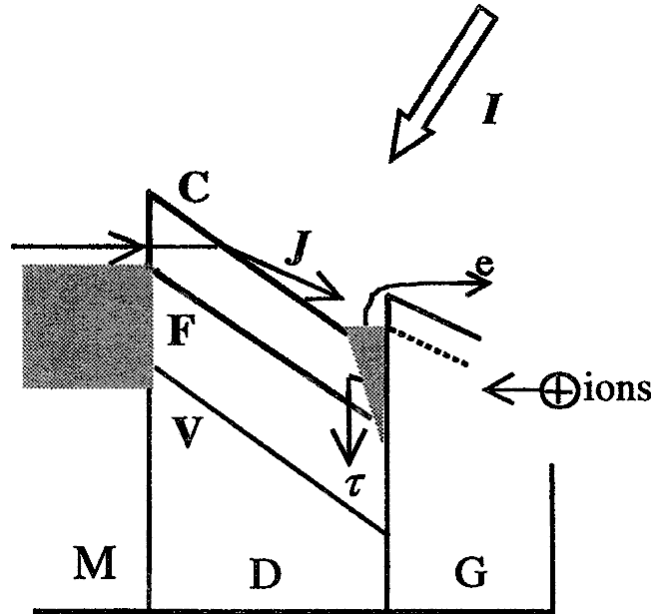
Erinevate laengukandjate roll Tricheli impulsi korral on erinev. Laviini käigus teravikelektroodi juurde tekkinud positiivsete ionide pilv tugevdab välja teravikelektroodi juures. Elektronid oma liikumisel kleepuvad hapniku aatomitega ja tekivad negatiivsed ionid. Negatiivsete ionide pilv triivib anoodi poole. Negatiivsete ionide pilve ruumlaeng põhjustab välja nõrgenemist [14, 16, 17].

2.4 Algelektronide teke ja uuritav mudel

Kui on tegemist homogeense väljaga, siis loetakse, et algelektronid katoodil tekivad fotoefekti, ionpommitamise või metastabiilsete aatomite/molekulide toimel. Kui väljatugevus on katoodi pinnal suur, siis võivad algelektronid ka tekkida väljaemissiooni tulemusena. Puhaste metallide korral on väljaemissiooniks vajaminev väljatugevus 10^7 V/cm, tegelikult aga jälgitakse lahenduse teket, kui väljatugevus on 10^5 V/cm. Sellist suurt lahknevust on võimalik seletada metalli pinnal eksisteerivate mittemetalliliste katete või osakesetega [18].

Lähtudes sellest, arendati töödes [1] ja [2] mudel, mis kirjeldab nõrga voolu lahendust. Mudeli energeetiline skeem on toodud joonisel 6. Metallist (M) tunneleeruvad elektronid dielektrikusse (D) läbi metalli ja dielektrikut eraldava barjääri. Seda protsessi iseloomustab voog J . Edasi kogunevad elektronid dielektriku ja gaasi (G) piirpinnal olevasse reservuaari. Reservuaari tühjenemise määravad kaks protsessi:

- Elektron liigub dielektrikust gaasi üle potentsiaali barjääri või tunneleerub läbi potentsiaali barjääri. Neid protsesse iseloomustab tõenäosus γ .
- Muud kaod, mida kirjeldab ajategur τ .



Joonis 6. Metall-dielektrik-vaakum struktuuri energietiline mudel [1, 2]. V – valentstsoon, F – Fermi nivoo, C – juhtivustsoon.

Antud mudelis kasutati lahenduse tekitamiseks valgust, mida iseloomustab intensiivsus I . Valguse toimel vabanevad esmased algelektronid, mis käivitavad edasised protsessid.

Lisaks toimub positiivsete ionide rekombinatsioon reservuaaris olevate elektronidega. Antud mudeli järgi iseloomustab reservuaari täituvust diferentsiaalvõrrand

$$\frac{dN_R}{dt} = J - \frac{N_R}{\tau} - \gamma N_R I \left[1 + \beta \exp\left(\int \alpha_{eff} dx\right) \right],$$

kus N_R on reservuaaris olevate elektronide arv, β iseloomustab rekombinatsiooni elektroni ja positiivse iooni vahel ning α_{eff} on efektiivne ionisatsioonikoefitsient. Antud valemis iseloomustab esimene liige elektronide liikumist metallist dielektrikusse ja teine liige kadusid. Kolmandas liikmes on kokku võetud elektronide liikumine gaasi ja elektroni rekombineerumine positiivse iooniga. Antud võrrandis on loetud rekombinatsiooni lineaarseks protsessiks, kuigi üldjuhul on rekombinatsioon ruutprotsess. Laviinide tekkesagedus ν ajahetkel t avaldub selle mudeli järgi järgmiselt:

$$v(t) = \gamma N_R(t) I(t).$$

Vool saadakse kui kõikide laviinide voolud kokku summeerida. Summeerimine ja seega voolu arvutamine toimub järgmise algoritmi alusel:

$$i(t) = \sum_n v(n\Delta t) i_{aval}(t - n\Delta t),$$

kus $i_{aval}(t)$ on ühe laviini vool ajas ja Δt on ajasamm.

Antud mudel kirjeldab emissiooni nõrga voolu lahenduse puhul. Tugeva voolu lahenduse korral väheneb arvatavasti dielektrik-gaasi piirpinnal olev potentsiaali barjäär. Seda kujutab joonisel 6 punktiirjoon.

3. Katseseade ja mõõtmismetoodika

3.1 Lahendusvahemik

Katseseadme skeem on esitatud joonisel 7. Lahendusvahemikuks oli plaat-teravikvahemik, teravik oli negatiivselt pingestatud. Teravikelektroodiks oli 1 mm läbimõõduga metallpulk, millel oli poolsfääriline ots. Kasutusel oli Mo teravikelektrood, mis oli kaetud 3 nm TiO₂ kihiga. Teraviku parasiitmahtuvus maa suhtes oli 20 pF.

Teraviku pingestamisel kasutati kahte pingeallikat: UT-7607 ja Matsusada AU-30. Pingeallika UT-7607 pinge tõusuaeg oli sõltuvalt pingest 10-40 s. Uurimaks protsesse vahetult peale pingestamist kasutati digitaalset pingeallikat Matsusada AU-30, mille pingetõusuaeg 0-10 kV oli 0,4 s.

Plaatelektroodi läbimõõt oli 17 cm ja selle keskmiseks osaks oli roostevabast võrk. Võrgu kasutamise tingis vajadus valgustada teravikelektroodi läbi plaatelektroodi. Plaatelektroodi parasiitmahtuvus maa suhtes oli 80 pF.

Elektroodide vaheline kaugus oli 3 cm ja nad asusid roostevabast terasest silindrilises nõus läbimõõduga 25 cm. Teravikelektroodi valgustamiseks ja visuaalseteks vaatlusteks oli nõu varustatud viie kvartsklaasist aknaga.

Valgustamiseks kasutati ksenoonlampi, mille valgus koondati kolme läätse ja peegli abil teravikelektroodile. Valguse katkestamiseks kasutati katikut. Valguse intensiivsust sai muuta diafragma abil.

3.2 Gaasiga täitmine

Lahenduskambri vakumeerimiseks kasutati vaakumseadet VS35B, mis koosnes rotatsioon- ja difusioonpumbast ning ühendussõlmedest. Gaasi vahetamiseks pumbati kõigepealt vana gaasi süsteemist välja kuni pumba juures oli saavutatud rõhk $1 \cdot 10^{-4}$ Torri. Vaakumit mõõdeti vaakummeetriga VIT-2 kasutades termopaari andurit. Seejärel täideti süsteem uue seguga. Hapnikku doseeriti katseanuma külge kinnitatud mehaanilise vaakummeetri järgi. Gaasidena kasutati kõrge puhtusastmega lämmastikku ja tehnilist hapnikku.

Iga kord peale gaasiga täitmist ja enne mõõtmiste alustamist konditsioneeriti teravikelektroodi. Selleks rakendati teravikelektroodile maa suhtes pinge 7,5 kV, mis oli allpool lahenduse lävepinget, ja valgustati teravikelektroodi. Seda tehti 30 minutit. Gaasi segunemise kiirendamiseks ja tingimuste ühtlustamiseks oli konditsioneerimise ajaks tööle lülitatud ka tsirkulatsioonpump, mis võimaldas gaasi ringlust kinnises süsteemis.

3.3 Elektriline skeem

Mõõtmiste juures kasutati ostsilloskoopi Textronix TDS540B. Antud ostsilloskoobil oli neli sisendit. Kasutuses oli neist kolm: üks lahendusvahemiku voolu registreerimiseks ja kaks pinge registreerimiseks lahendusvahemikul.

Pinge rakendati teravikelektroodile kasutades kondensaatoritest ja takistitest koosnevat ahelat (joonis 7). Takistite ja kondensaatorite valikul lähtuti sellest, et elektroodide vahel tekkiv lahendus ei areneks kaarlahenduseks, kuid samas taotleti, et esimese paari mikrosekundi jooksul lahendusvahemikule rakendatud pinge ei muutuks märgatavalt.

Pinget mõõdeti kahe pingejaguri abil. Nende jagurite signaale registreeriti samaaegselt lahendusvahemiku vooluga. Takistitest koosnev pingejaguri 1 abil oli võimalik määrata pinge väärtus pingeallika väljundis ja teravikelektroodi juurde kinnitatud mahtuvusliku pingejaguri 2 abil sai määrata pinge muutust lahendusvahemikul. Kahe pingejaguri andmete alusel oli võimalik välja arvutada elektroodide vaheline pinge.

Kuna üldjuhul mõjutas vooluimpulsi kestust teravikelektroodi mahtuvus maa suhtes, siis selle suurendamiseks ühendati teravikelektroodi juurde 70 pF mahtuvusega kondensaator. Selle tulemusena oli lahenduse tekkimisel pinge vähenemine elektroodide vahel aeglasem. See aga võimaldas saavutada olukorra, kus pinge esimese 5 μ s jooksul praktiliselt ei langenud ja seda võis lugeda konstantseks.

Voolu mõõtmiseks mõõdeti pingelangu takistitel, mis olid ühendatud plaatelektroodi ja maa vahele. Plaatelektroodi parasiitmahtuvus oli suhteliselt suur ja seda vähendada ei olnud võimalik. Vähendamaks registreeriva süsteemi ajategurit,

seiskamist lülitati pinge välja. Kahe mõõtmise vahel ei olnud lahendusvahemik pingestatud. Seejärel korrati tsüklit uue impulsi registreerimiseks.

Korduvate vooluimpulsside registreerimine oli sarnane esmase vooluimpulsi registreerimisega. Pinget tõsteti järsult 0-st 10 kV-ni. Korduvate impulsside jada registreerimisel kasutati tunduvalt aeglasemat ostsilloskoobi laotust selleks, et ühele ostsillogrammile jääks mitu üksteisele järgnevat vooluimpulssi. Registreeriti juhuslik lõik impulsside jadast.

4. Mõõtmistulemused ja esialgne töötlus

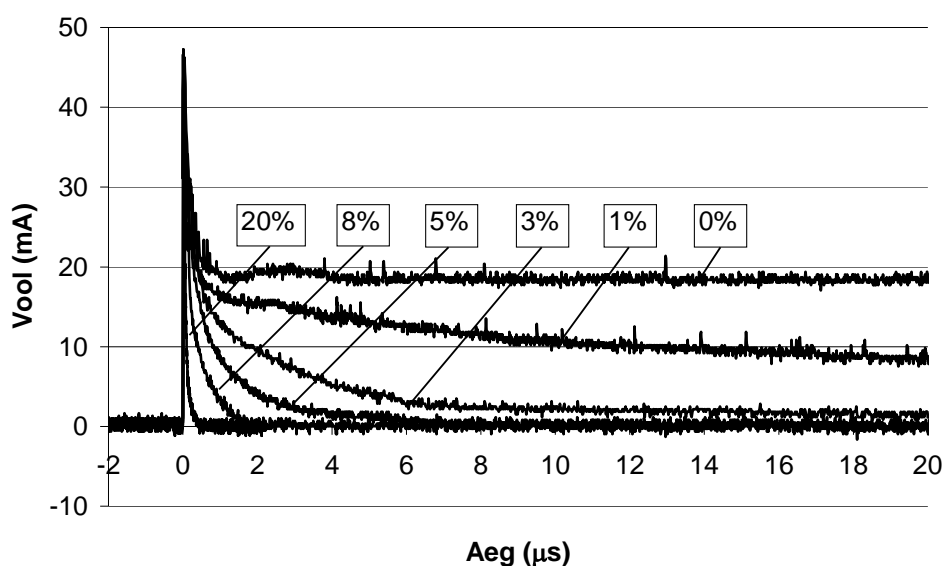
4.1 Üldkirjeldus

Sõltumata gaasisegust kasvas vool mõne nanosekundi jooksul oma maksimumväärtuseni ja sellele järgnes oluliselt aeglasem langus, mis sõltus hapniku kontsentratsioonist. Puhtas lämmastikus ja ka 1% hapniku kontsentratsiooni puhul langes vooluimpulsi ajal märgatavalt lahendusvahemikule rakendatav pinge. Kõrgematel hapniku kontsentratsioonidel oli pinge vähenemine tühine. Puhtas lämmastikus kujunes välja statsionaarne lahendus. Hapniku olemasolul aga eksisteeris lahendus korduvate vooluimpulsside kujul.

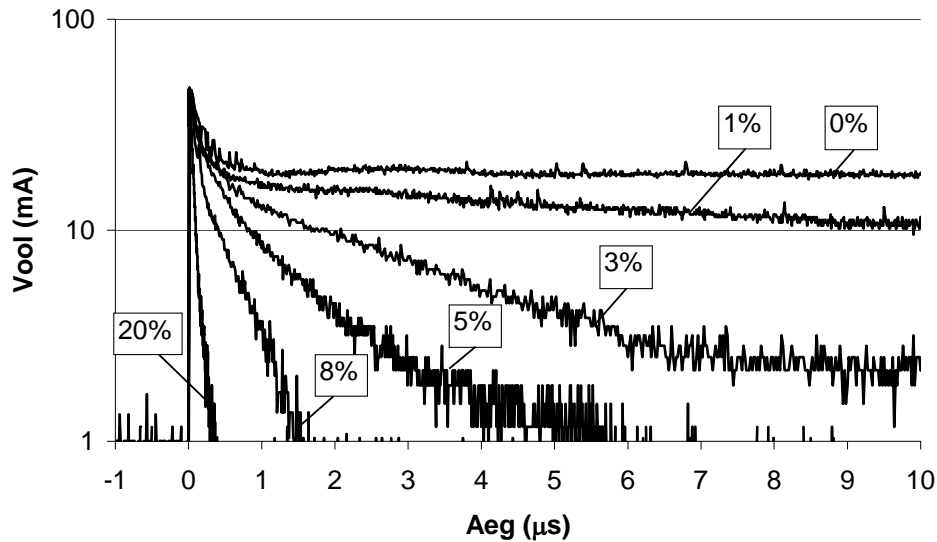
Järgnevalt esitatakse Tricheli impulssi iseloomustavad parameetrid eraldi neljas alapunktis. Algul vaadeldakse Tricheli impulsi langusega seotud protsesse, seejärel esifrondil tõusuga seotud seaduspärasusi ja kordussageduse sõltuvust hapniku kontsentratsioonist. Lisaks kirjeldatakse vooluimpulsi kuju muutusi, mis on seotud gaasisegu vananemisega.

4.2 Tricheli impulsi langus

Joonisel 9 on näha, et Tricheli impulsside langused sõltuvad hapniku kontsentratsioonist. Mida väiksem on hapniku kontsentratsioon, seda aeglasemalt



Joonis 9. Vooluimpulsside langus. Protsent näitab hapniku sisaldust segus.



Joonis 10. Vooluimpulsside langus poollogaritmilises skaalas. Protsent näitab hapniku sisaldust segus.

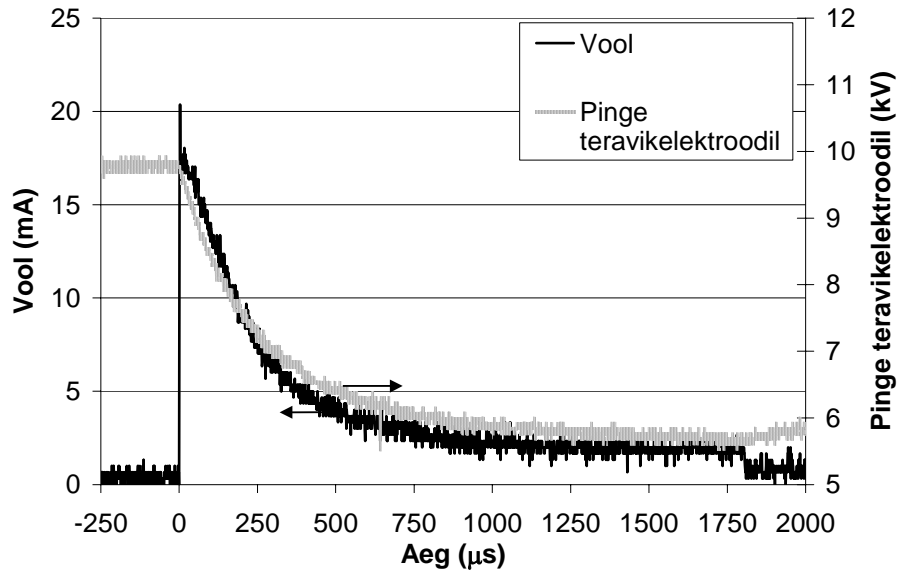
kahaneb vool. Kui lämmastikus on voolu languse kestus $1500\mu\text{s}$, siis 5% hapniku kontsentratsiooni korral kestab vooluimpulss $5\text{-}6\mu\text{s}$.

Joonisel 10 on toodud vooluimpulssid poollogaritmilises skaalas. Siin saab eristada languse kolme karakterset osa:

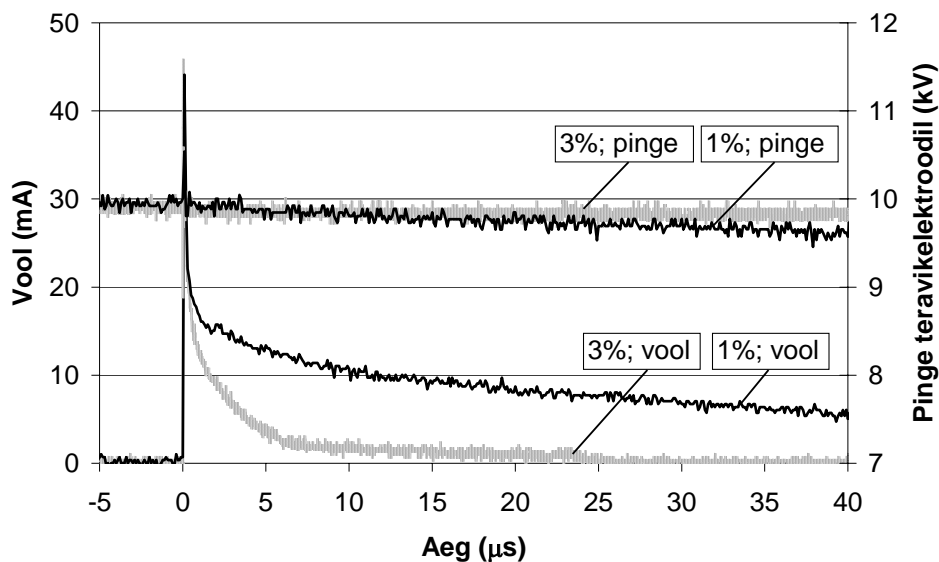
- algne kiire langus;
- languse osa, mis on poollogaritmilises skaalas lähendatav sirgega;
- languse lõpuosa (3% hapniku segu korral alates $7\mu\text{s}$).

Võrreldes pinge muutusi lahendusvahemikul joonistel 11 ja 12 näeme, et nad erinevad oluliselt. Puhtas lämmastikus on pingelang tunduvalt suurem kui lämmastiku ja hapniku segudes. Lahendusvahemiku pingelang on tingitud teravikelektroodiga ühendatud kondensaatori lõplikust mahtuvusest. Juba väikeste hapniku kontsentratsioonide juures impulsi ajaline pikkus lüheneb märgatavalt ja seega ei jõua ka tühjeneda teravikelektroodiga ühendatud kondensaator. Joonise 11 alusel võib oletada, et puhtas lämmastikus on voolu langus tingitud põhiliselt pinge vähenemisest lahendusvahemikul. Töös [15, joonis 1] voolu ei piiratud ja puhtas lämmastikus vool suureneb piiramatult ning lahendus läheb üle kaarlahenduseks.

Jooniselt 12 on näha, et 1% hapniku segu korral vooluimpulsi ajal pinge lahendusvahemikul muutub vähe ja 3% hapniku segu juures pinge lahendusvahemikul praktiliselt ei muutu. Seega 3% ja suurematel hapniku kontsentratsioonidel määrab vooluimpulsi languse mitte pingelang, vaid muud protsessid.

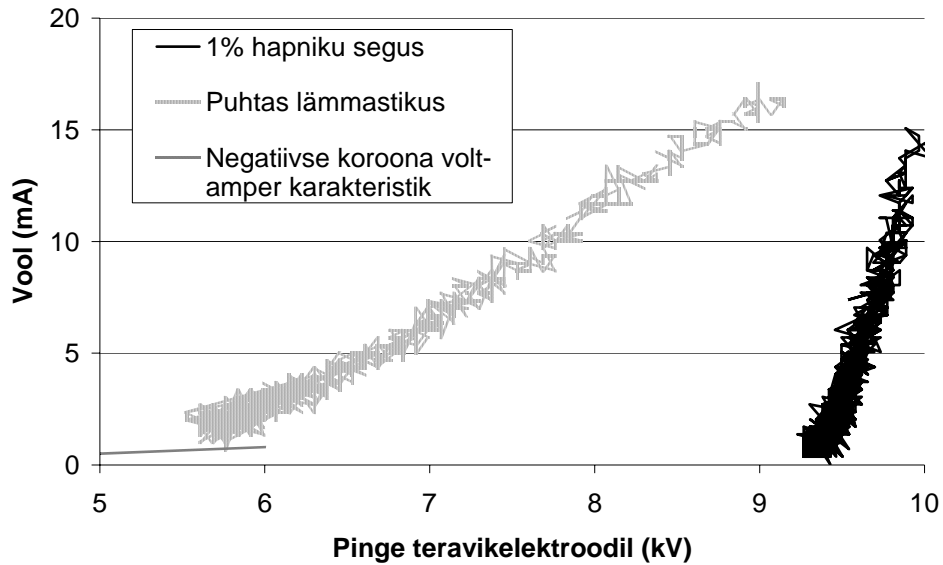


Joonis 11. Tricheli impulss ja pinge lahendusvahemikul. Mõõdetuna puhtas lämmastikus.

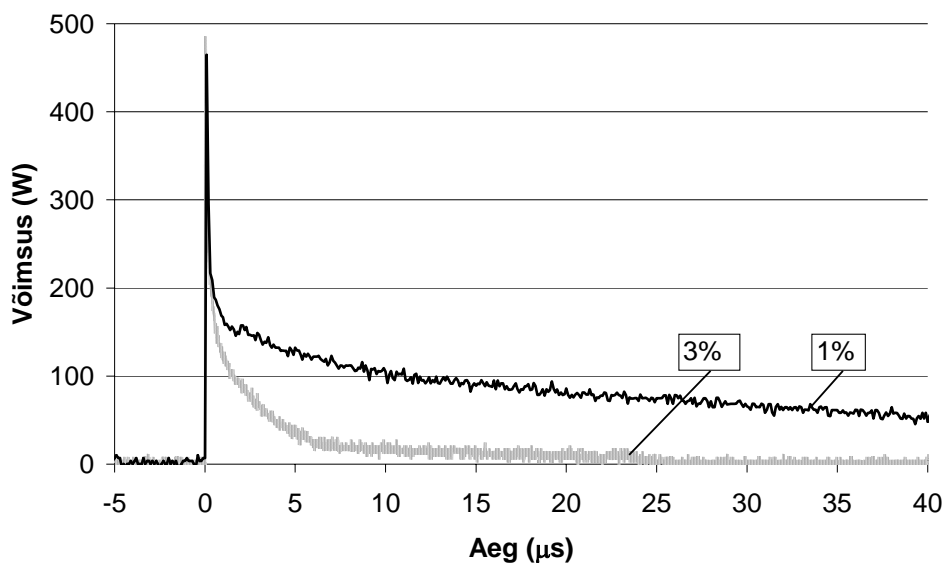


Joonis 12. Tricheli impulss ja pinge lahendusvahemikul, mõõdetud erinevate hapniku lisanditega. Protsent näitab hapniku sisaldust gaasisegus.

Registreeritud voolu ja pinge ajaliste muutuste põhjal konstrueeriti lahenduse volt-ampere karakteristik (joonis 13). Joonisel 13 on näha erinevus puhta lämmastiku ja 1% hapniku kontsentratsiooniga segu vahel. Hapniku lisandiga segus on sama voolu väärtuse puhul pinge märgatavalt kõrgem. Joonisele on lisatud töös [10] toodud negatiivse koroonalahenduse volt-ampere karakteristik lämmastikus. Antud töös mõõdetud ja töös [10] toodud volt-ampere karakteristikud puhtas lämmastikus



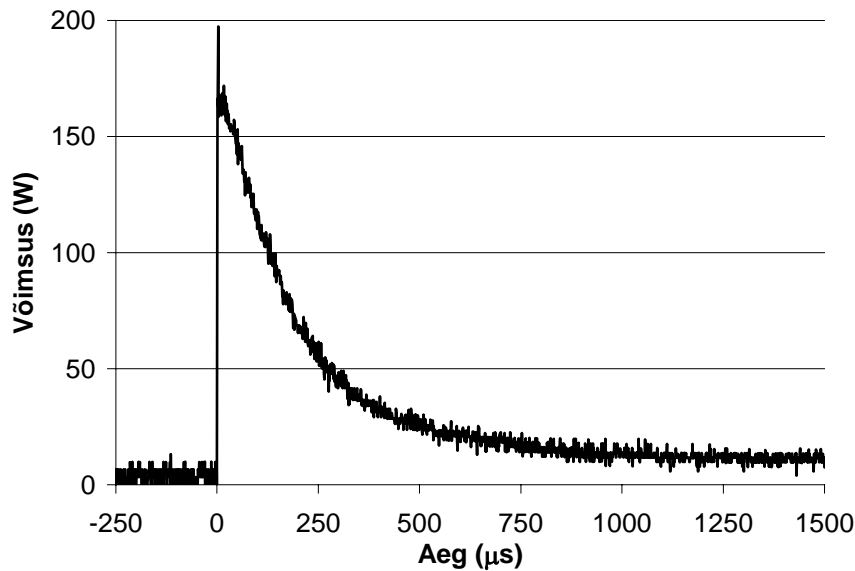
Joonis 13. Volt-ampere karakteristik. Negatiivse koroona volt-ampere karakteristik on võetud tööst [10].



Joonis 14. Sisendvõimsus 1% ja 3% hapniku segude korral.

langevad oma otstes kokku. Tuleb arvestada, et töös [10] registreeritud volt-ampere karakteristik on staatiline, käesolevas töös aga dünaamiline, lisaks on lahendusvahemiku geometriad erinevad.

Teades pinget ja voolu, on võimalik välja arvutada lahendusvahemikku antav võimsus. Hetkvõimsus impulsi alguses on kuni 500W (joonis 14). Koos voolu langemisega langeb kiiresti ka lahendusse sisseantav võimsus. Joonisel 15, mis näitab



Joonis 15. Sisseantav võimsus puhtas lämmastikus.

võimsuse muutumist lämmastikus, on näha, et võimsus saavutab stabiilse väärtuse umbes $1000\mu\text{s}$ juures ja selleks on $10\text{-}15\text{W}$.

Järgnevalt lähendati joonisel 10 olevate voolude lineaarseid osi sirgetega ja leiti vastavalt valemile

$$I \propto \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

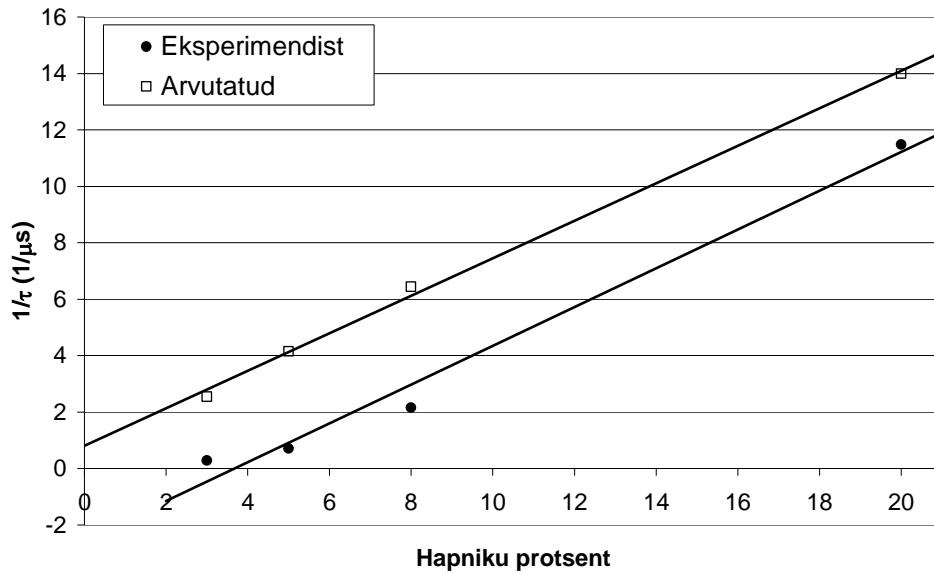
voolu languse ajategur τ .

Kui oletada, et langus on tingitud kleepumisest, siis vastavalt peatükis 2.1 toodud valemile (1) kleepumist eeldava ajateguri pöördväärtus avaldub kujul

$$\tau^{-1} = K [O_2] [N_2],$$

kus K on kiiruskonstant, $[O_2]$ hapniku kontsentratsioon ja $[N_2]$ lämmastiku kontsentratsioon. K väärtus võeti tööst [7]. Eksperimendist leitud ja arvatud τ^{-1} väärtused funktsioonina hapniku kontsentratsioonist on esitatud joonisel 16.

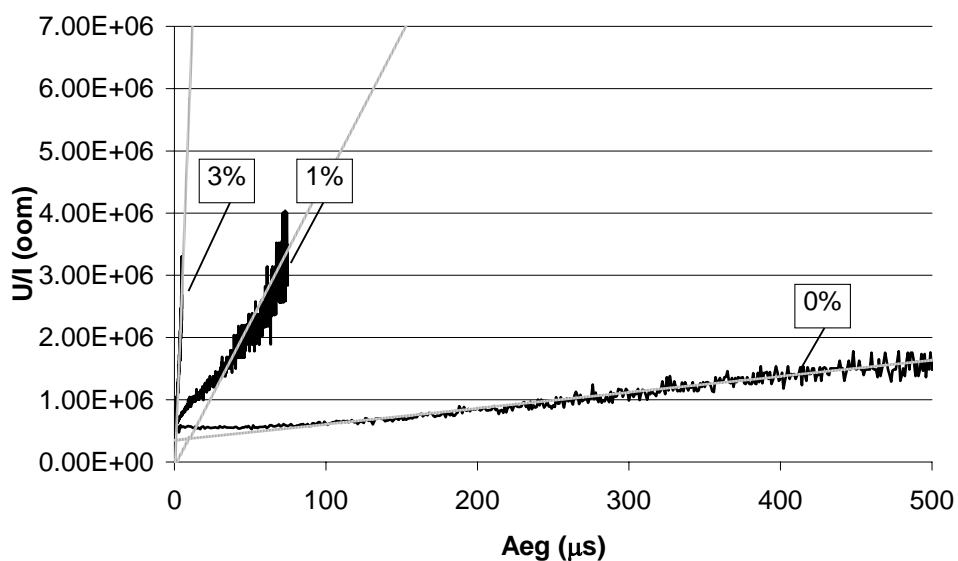
Jooniselt 16 on näha, et ajateguri τ pöördväärtus sõltub hapniku kontsentratsioonist lineaarselt. Samuti on lähedased nii eksperimendist saadud kui ka kiiruskonstandi järgi arvatud sõltuvuste tõusud, kuid eksperimendist saadud väärtused on väiksemad kui arvatud väärtused. Seega on eksperimendi ajategur



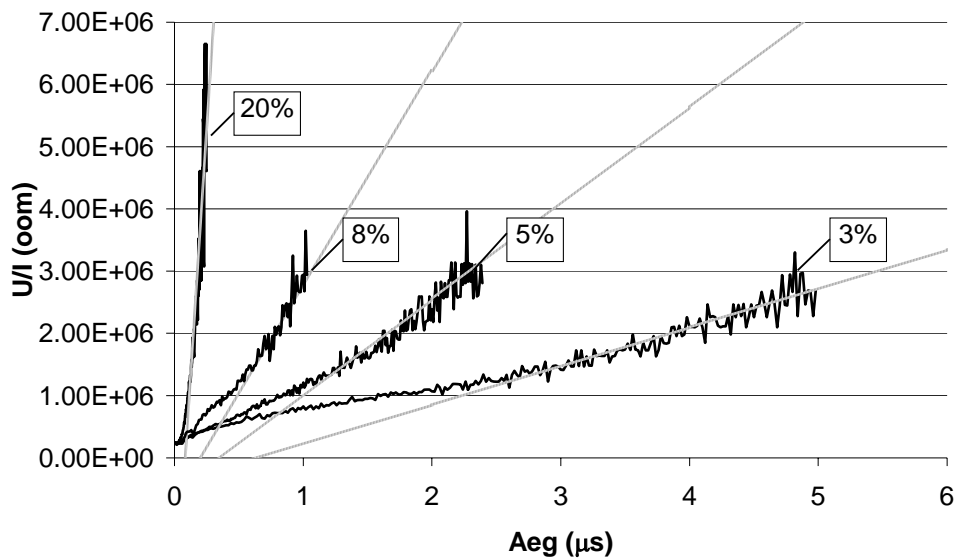
Joonis 16. Kleepumise ajategurite pöördväärtuste sõltuvus hapniku kontsentratsioonist. Erinevus eksperimendi ja arvutatud punktide vahel näitab, et peale kleepumise on veel teisigi protsess, mis mõjutavad vooluimpulsi languse ajategurit.

suurem, kui arvutatud ajategur. Arvatavasti tuleb voolu languse juures arvestada, et elektronide emissioon kestab ka Tricheli impulsi leviku ajal. Kuna emissioon kestab, siis on voolu langus aeglasem kui hetkelise emissiooni puhul.

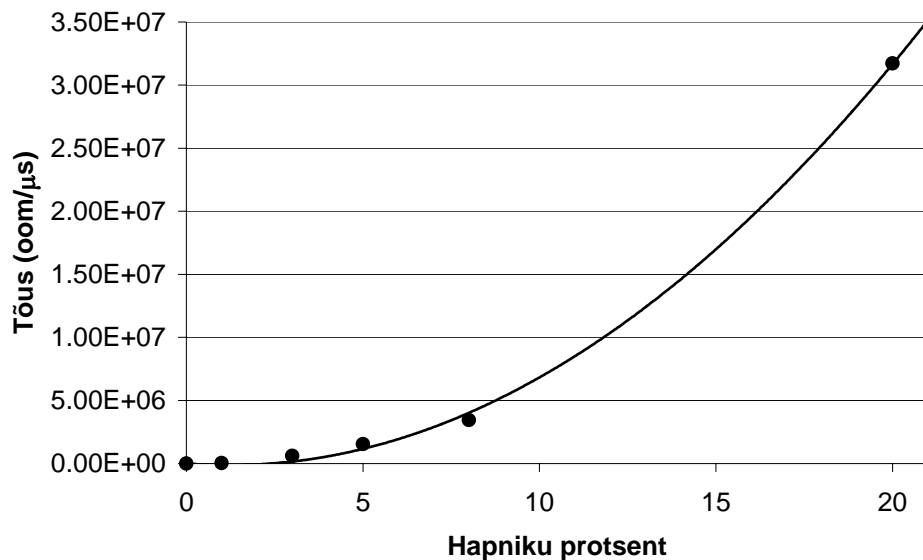
Teiseks laengukandjate kao põhjuseks võib olla rekombinatsioon. Kontrollimaks oletust arvutati pinge ja voolu suhe, mis iseloomustab lahenduse takistust, funktsioonina ajast. Nimetatud suhe on esimeses lähenduses pöördvõrdeline



Joonis 17. Lahenduse takistuse sõltuvus ajast (1/2).



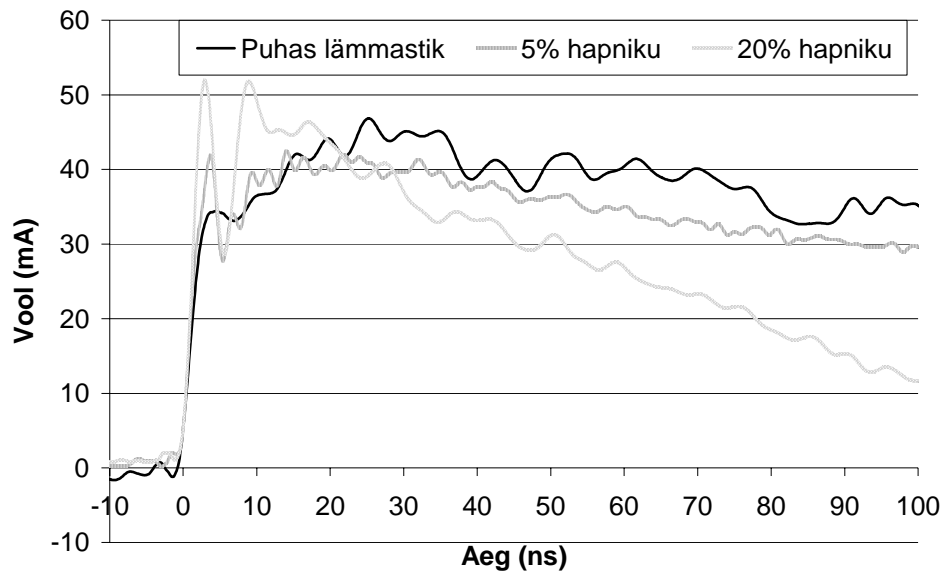
Joonis 18. Lahenduse takistuse sõltuvus ajast (2/2).



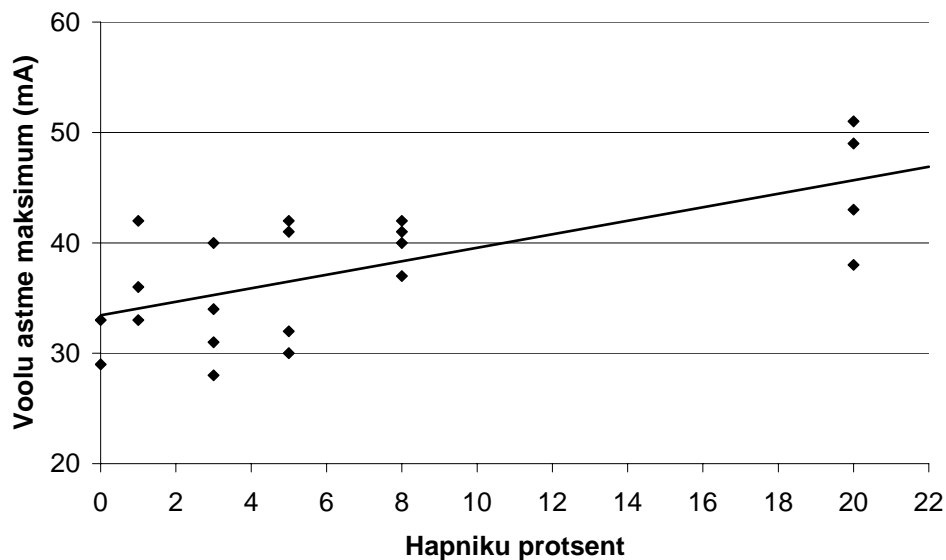
Joonis 19. Lahenduse takistuse muutuse sõltuvus hapniku kontsentratsioonist. Lähenduskõverana on kasutatud ruutpolünoomi.

laengukandjate kontsentratsiooniga ja vastavalt peatükis 2.1 toodud rekombinatsiooni iseloomustavale seosele (2), peaks sõltuvus tulema sirge.

Joonistel 17 ja 18 on näha piirkonnad, kus antud suhe muutub ajas lineaarselt. Jooniselt 18 on näha, et alguses ei ole suhe lineaarne, kuid edasi võib seda lugeda lineaarseks. Edasi arvatati välja lineaarse osa tõusud. Tõusude sõltuvus hapniku kontsentratsioonist on toodud joonisel 19. Jooniselt 19 on näha, et hapniku kontsentratsiooni kasvades kasvab ka lahenduse takistuse lineaarse osa tõus. Joonisel on tõuse lähendatud ruutpolünoomiga.



Joonis 20. Tricheli impulsside algosad.



Joonis 21. Voolu astme maksimumide sõltuvus hapniku kontsentratsioonist.

4.3 Tricheli impulsi front

Tricheli impulsi algosa kujutab joonis 20. Vooluimpulsside esifrondid on sarnased töös [13, joonis 1] toodule. Joonisel 20 on toodud algosa kolmel erineval hapniku kontsentratsioonil. Kõigil kolmel juhul on tõusu esiosa sama. Edasi tekib aste (ing. k. step) [14], mis on seda suurem, mida suurem on hapniku kontsentratsioon. Astmele järgneb voolu langus. Seejärel toimub uus, kuid juba aeglasem, voolu tõus,

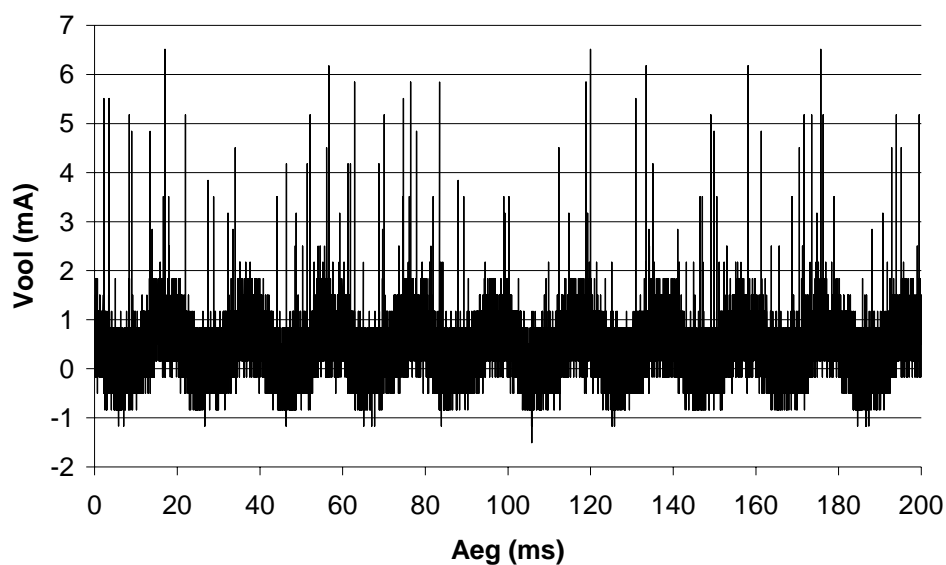
kuni vool saavutab maksimum väärtuse. Joonisel 20 on näha, et mida väiksem on hapniku kontsentratsioon, siis seda hiljem saavutab vool maksimumi. Näiteks puhtas lämmastikus on voolu maksimum 30 ns juures, siis 5% hapniku segus juba 20 ns juures ja 20% hapniku segus järgneb maksimum kohe peale astet olnud langust.

Voolu astme sõltuvus hapniku kontsentratsioonist gaasi segus on toodud joonisel 21. Ühe gaasisegu piires astme maksimumid fluktueeruvad märgatavalt. Siiski on näha, et hapniku kontsentratsiooni kasvades on astme maksimumidel tõusev trend.

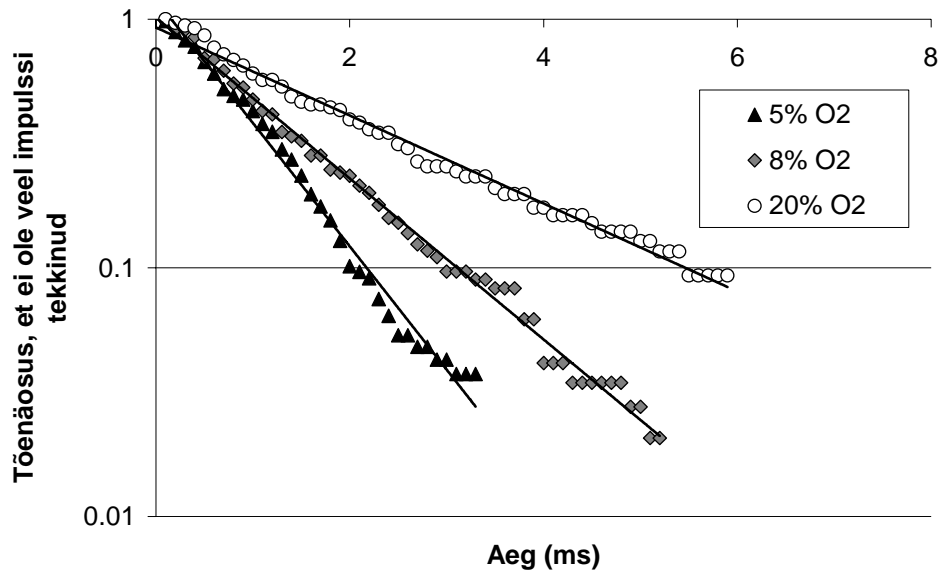
4.4 Vooluimpulsside kordussagedus

Antud töös registreeriti ka erinevate hapniku kontsentratsioonide korral vooluimpulsside kordussagedus. Kui gaasisegus oli hapnikku, siis peale pinge tõstmist ei tekkinud mitte üks vooluimpulss, vaid tekkis terve vooluimpulsside seeria. Selline seeria kunstõhus (20% hapniku, 80% lämmastiku) on toodud joonisel 22. Antud joonise järgi saab määrata kahe impulsi vahelise ajaintervalli. Impulsside suurust ei ole jooniselt võimalik määrata, kuna aeglase laotuskiiruse tõttu vastab impulsile vaid üks punkt. See aga võib asuda suvalises kohas impulsi suhtes.

Eeldades, et igast impulsist on registreeritud vähemalt üks punkt ja kuna impulsi pikkus võrreldes impulsside vahelise ajaga on väike, siis saame antud kõvera



Joonis 22. Vooluimpulsside seeria kunstõhus.



Joonis 23. Tõenäosus, et antud hetkeks ei ole uus vooluimpulss veel tekkinud.

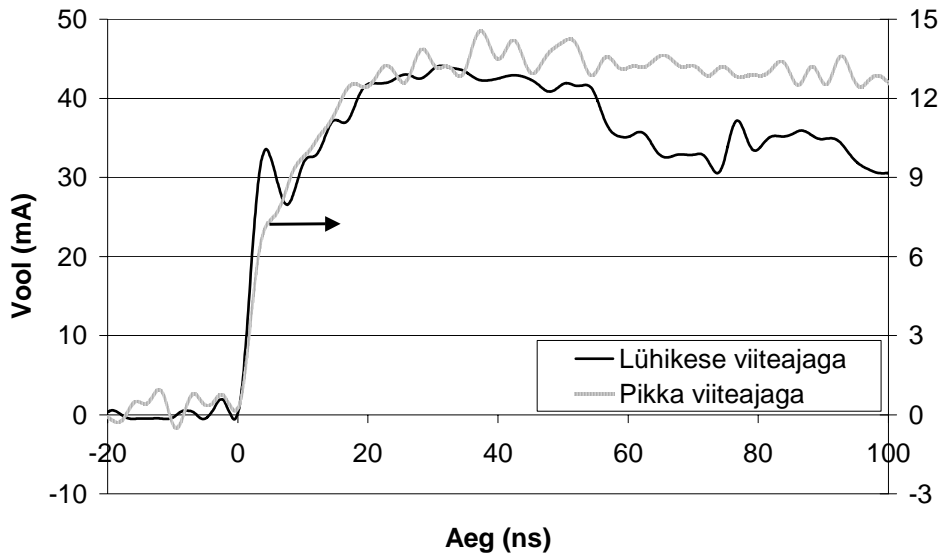
alusel leida kahe vooluimpulsi vahelise aja. Joonisel 23 on toodud tõenäosus, et peale eelmist vooluimpulssi ei ole antud ajahetkeks uus vooluimpulss veel tekkinud. Registreeritud on see kolmel erineval hapniku kontsentratsioonil. Jooniselt 23 on näha, et mida suurem on hapniku kontsentratsioon, seda hiljem tekib järgmine vooluimpulss.

4.5 Gaasisegu vanusega seotud muutused

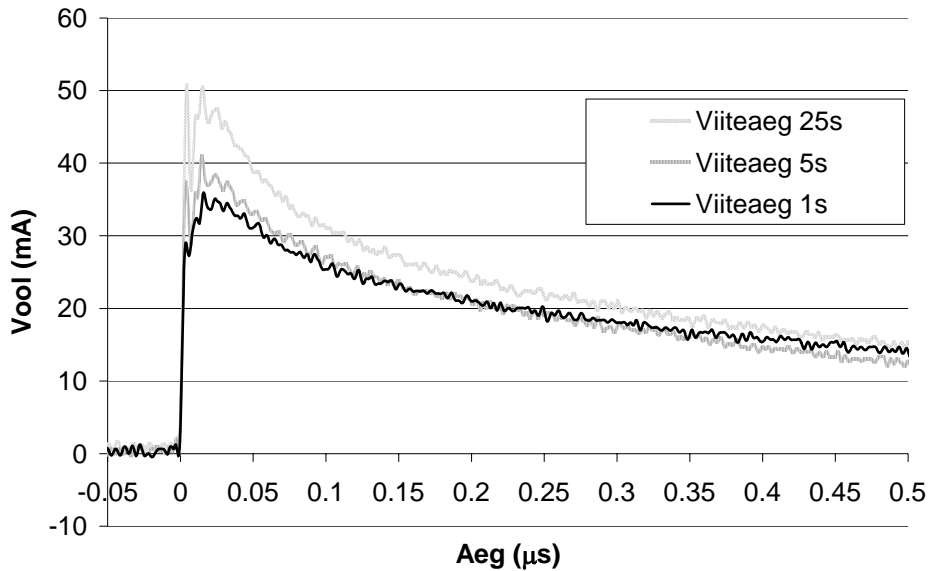
Eksperimendid teostati nii äsja vahetatud gaasiseguga kui ka mitmeid päevi katseseadmes seisnud gaasiseguga. Suurim erinevus ilmnes esimeste impulsside korral.

Esimese Tricheli impulsi tekkemoment peale pinge tõstmist varieerus nullist kuni paarikümne sekundini. Vooluimpulsi kuju sõltus viiteajast, mis kulus pinge tõstmisest kuni impulsi tekkeni. Sõltuvused viiteajast olid värskes gaasisegus ja seisnud gaasisegus erinevad.

Vahetult peale gaasisegu vahetamist registreeritud impulsside korral on suurema viiteajaga impulsside amplituud 3-4 korda väiksem kui lühikese viiteajaga tekkinud impulssidel (joonis 24). Impulsside tõusud langeva kokku, kuid suurema viiteajaga tekkinud impulsil ei ole eristatavat astet voolu tõusul.



Joonis 24. Vooluimpulsid vahetult peale gaasi vahetamist.



Joonis 25. Vooluimpulsid 10 päeva peale gaasi vahetamist.

10 ööpäeva vanuses gaasisegus registreeritud impulsside amplituudid varieerusid sõltuvalt viiteajast väiksemas ulatuses (joonis 25). Nüüd aga kasvas viiteaja pikenedes nii impulsi amplituud kui ka impulsi ees olev voolu aste.

Joonistelt 24 ja 25 on näha, et lühikese viiteajaga impulsside korral on vooluimpulss samasugune nii värskest vahetatud kui ka 10 ööpäeva seisnud gaasisegus.

5. Modelleerimine ja edasine analüüs

5.1 Elektriväli

Elektrivälja tugevuse arvutamisel kasutati samu meetodeid, mis töös [2]. Antud juhul on lihtsuse mõttes piiratud arvutamistega ainult sümmeetriateljel. Elektrivälja tugevus lahendusvahemiku teljel on toodud joonisel 26. Elektrivälja tugevuse arvutused on teostatud Villu Repäni poolt.

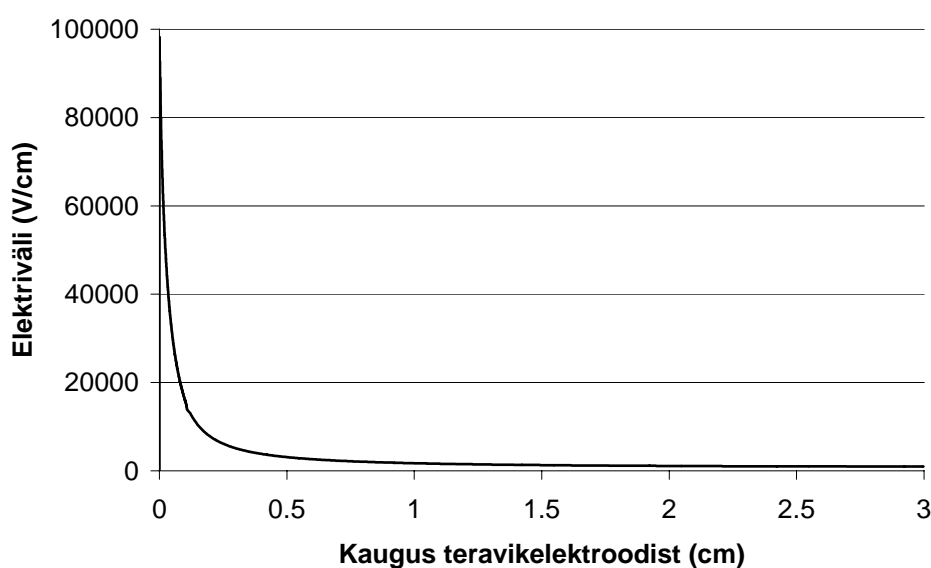
5.2 Laviini arvutus

Kõik ionisatsiooni ja elektronide ning ionide liikumist ning elektronide kleepumist iseloomustavad arväärtused on võetud tööst [3].

Voolu arvutamisel välisahelas kasutati meetodit, mis on toodud töös [19]. Vastavalt Ramo-Shockley teoreemile on vool välisahelas

$$I = \frac{1}{U} * q * v * E ,$$

kus I on välises ahelas registreeritud vool, q – laeng, v – laengu liikumiskiirus laengu



Joonis 26. Elektrivälja tugevus lahendusvahemiku teljel.

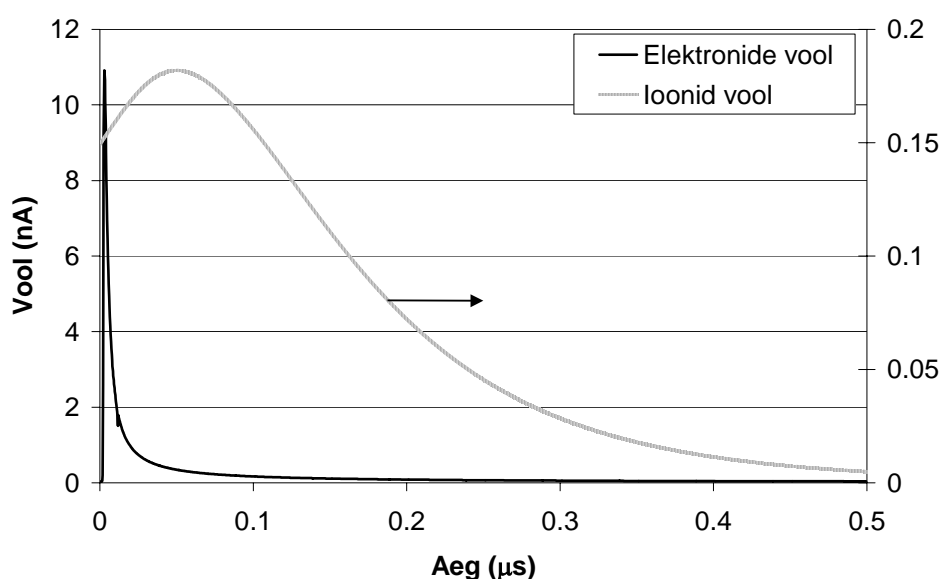
asukohas, E – Laplace’i elektrivälja laengu asukohas ja U elektroodide vaheline pinge. Mittehomogeenses väljas suurused E ja v ei ole konstantsed ja igas punktis tuleb neid eraldi välja arvutada. Iga laengukandja liigi jaoks tuleb vool eraldi arvutada ja laviini summaarne vool saadakse, kui kõigi laengukandjate voolud kokku summeerida.

Voolu elektronkomponendi leidmiseks arvestati, et elektronid on kontsentreeritud väga kitsas ruumpiirkonnas, see tähendab igal hetkel on elektronide arv n lahendusvahemiku teljega risti olevas kihis

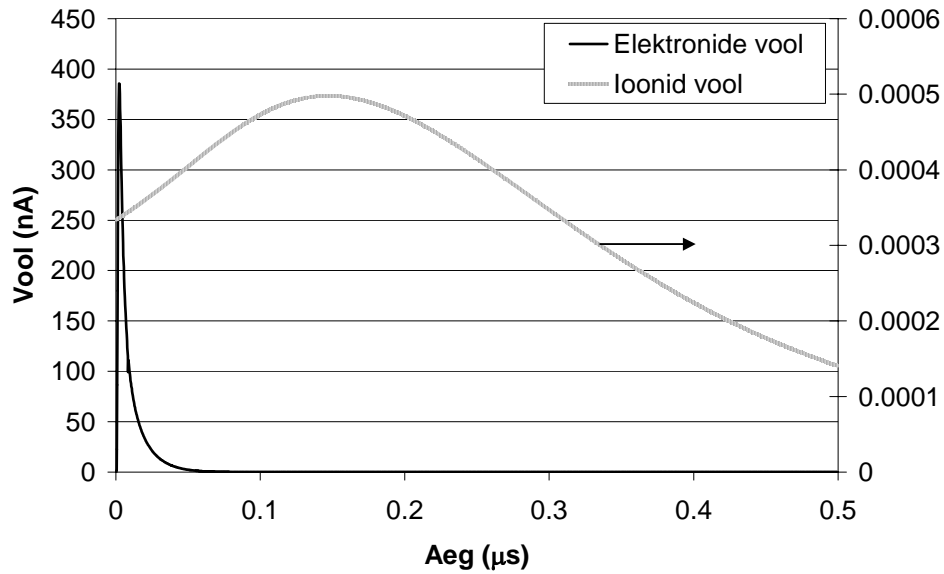
$$n = n_0 \exp\left(\int_0^x \alpha(x') dx'\right),$$

kus n_0 on algelektronide arv ja α ionisatsioonikoeffitsient. Elektronkomponendi arvutamisel kasutati konstantset 0,001 mm sammu. Leiti kui palju tekib vabu elektrone juurde nende liikumisel ühest kihist järgmisesse. Lisaks arutati aeg, mis kulus elektronide liikumisel kahe naaberkihi vahel. Seejärel leiti voolu väärtus antud ajamomendil.

Positiivsete ioonide voolukomponendi arvutamine erines elektronide voolukomponendi arvutamisest. Teades elektronide liikumist ja laviini kasvu, leiti kõigepealt ioonpilve tihedus. Seejärel jaotati ioonpilv kihtideks, mis olid erineva paksusega. Kihtideks jaotamine toimus nii, et ioonid liiguksid alati naaberkihti sama



Joonis 27. Elektronide ja ioonide voolud lämmastikus pingel 10 kV

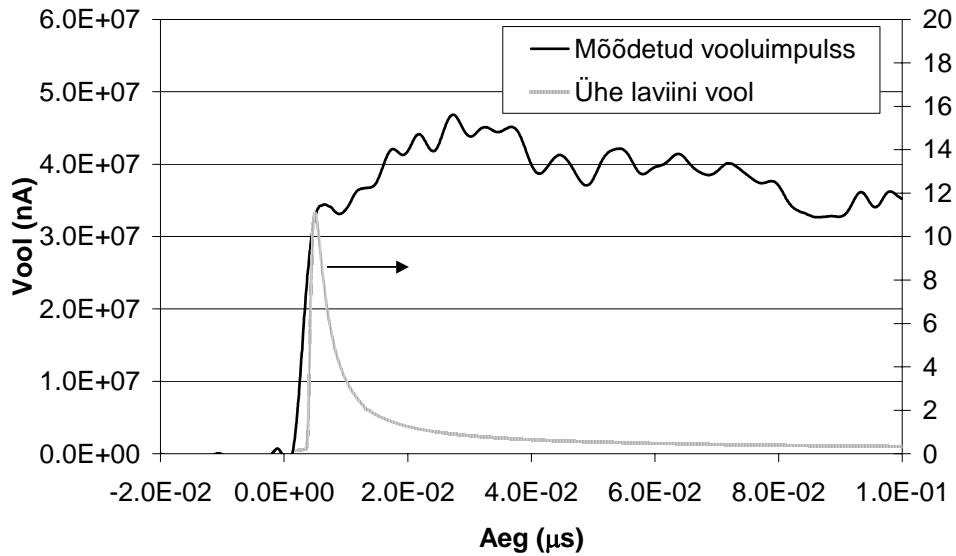


Joonis 28. Elektronide ja ionide voolud õhus pingel 10 kV.

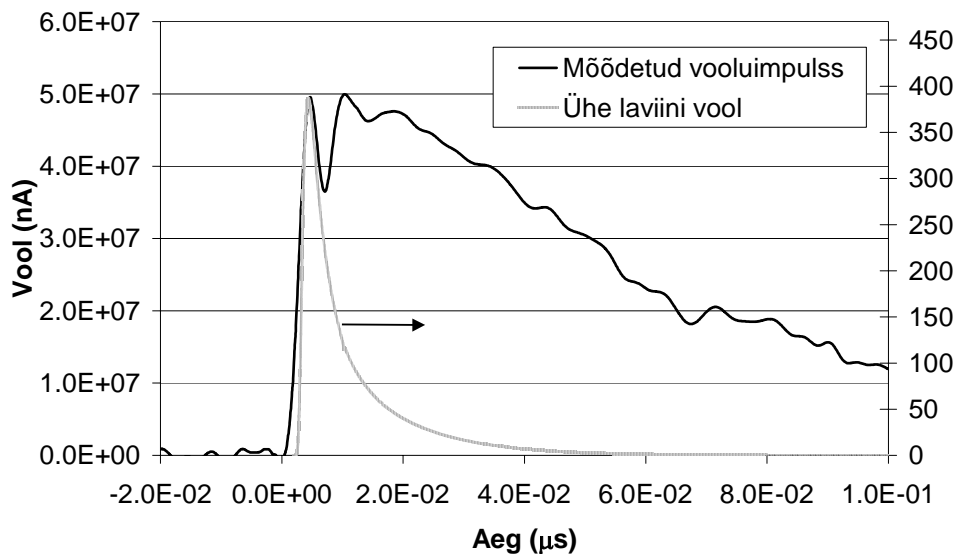
ajavahemiku jooksul ja seda üle kogu ionide liikumise. See võimaldas arvutusi lihtsustada, sest selline jaotus arvestas automaatselt erinevates väljaosades ionide erinevaid triivikiiruseid. Seega ei tekkinud olukorda, kus liikuva kihi laeng ajas muutuks. Lõpuks arvutati iga ionikihi liikumisel naaberkihti tekkiv vool ja need voolud summeeriti. Joonistel 27 ja 28 on toodud ära ühe laviini elektronide ja positiivsete ionide voolud lämmastikus ja õhus. Joonistelt 27 ja 28 on näha, et õhus on voolu elektronikomponent palju suurem kui lämmastikus.

5.3 Emissioonimudeli ja eksperimendi võrdlus

Töodes [1] ja [2] esitatud elektronide emissioonimudel oli välja töötatud nõrga voolu lahenduse jaoks. Antud töö üheks eesmärgiks oli kontrollida mudeli õigsust ka tugeva voolu lahenduse korral. Vastavalt mudelile kontrollib emissiooni metall-dielektrik siire. Läbi selle siirde tunneleerunud elektronid täidavad reservuaari dielektrikus (joonis 6.). Töös [2] oletati, et Tricheli impulsi teke saab võimalikuks juhul, kui elektronid on võimelised ilma välise mõjutuseta ületama barjääri dielektrik-gaas siirdel. Sellisel juhul tühjeneb reservuaar lühikese aja vältel, kuna tunnelvool ei ole võimeline kompenseerima elektronide kadu reservuaaris. Sellisel juhtumil peaks Tricheli vooluimpulsi algosa olema lähedane ühe laviini vooluimpulsiga.



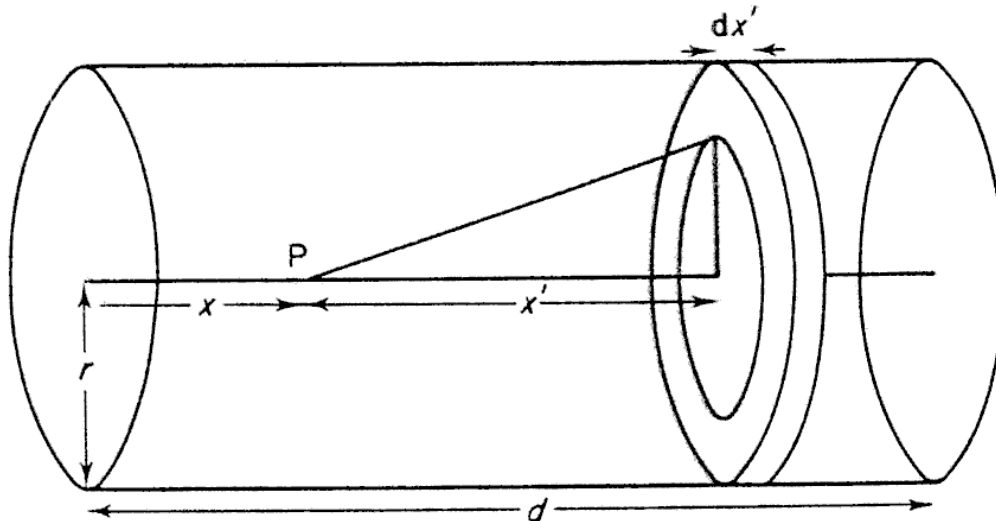
Joonis 29. Vooluimpulss ja ühe laviini vool lämmastikus.



Joonis 30. Vooluimpulss ja ühe laviini vool kunstõhus.

Joonis 29 ja 30 on esitatud ühe laviini vool ja Tricheli impulss antud keskkonnas. Kunstõhu korral (joonis 30) on voolu aste lähedane laviini vooluga. Seega võib oletada, et kunstõhus emiteeritakse alguses suur hulk algelektrone ja esimesed protsessid on määratud just selle alguses ja praktiliselt üheaegselt emiteeritud elektronpilvega. Voolude järgi saab hinnata, et kunstõhus üheaegselt emiteeritakse ca 10^5 laviini. Samades tingimustes lämmastikus on algelektronide arv 10^6 .

Seega võib väita, et Tricheli impulsi areng esimestel nanosekunditel ei ole vastuolus emissioonimudeliga.



Joonis 31. Ketta elektrivälja arvutamise meetodika [20].

5.4 Positiivne ruumlaeng ja tema mõju

Laviin tekitab lahendusvahemikus positiivsed ioonid. Nende poolt põhjustatud ruumlaengu väli muudab esialgset väljajaotust ja seega ka järgnevate laviinide suurust.

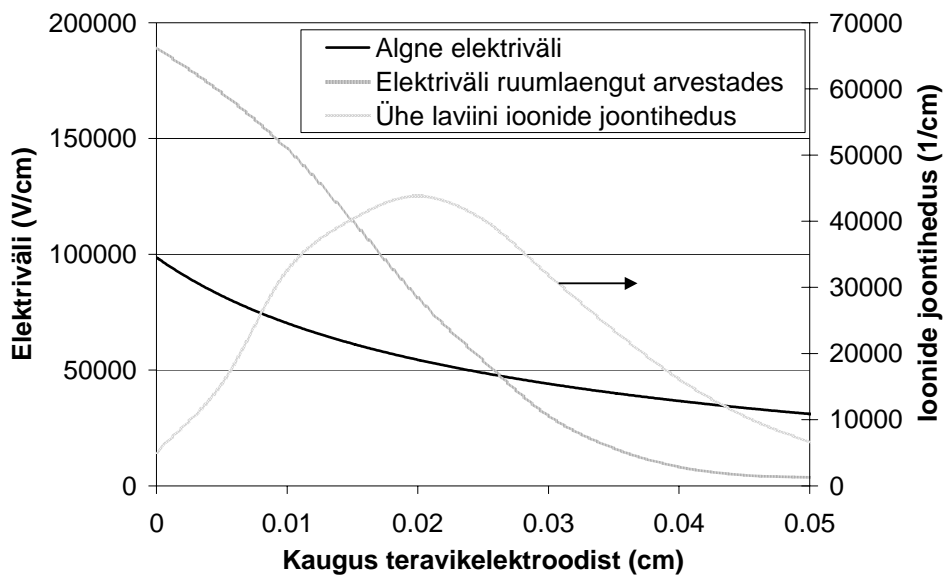
Positiivsete ionide tekitatud välja hindamiseks kasutati ketta meetodit [20]. Ruumlaeng jaotatakse õhukesteks ketasteks, mis on risti lahendusvahemiku teljega. Iga ketta piires loetakse laengutihedus konstantseks. Meetodi idee on esitatud joonisel 31.

Teades kihis dx' olevate laengukandjate laengut q saab leida kihi poolt põhjustatud välja punktis x

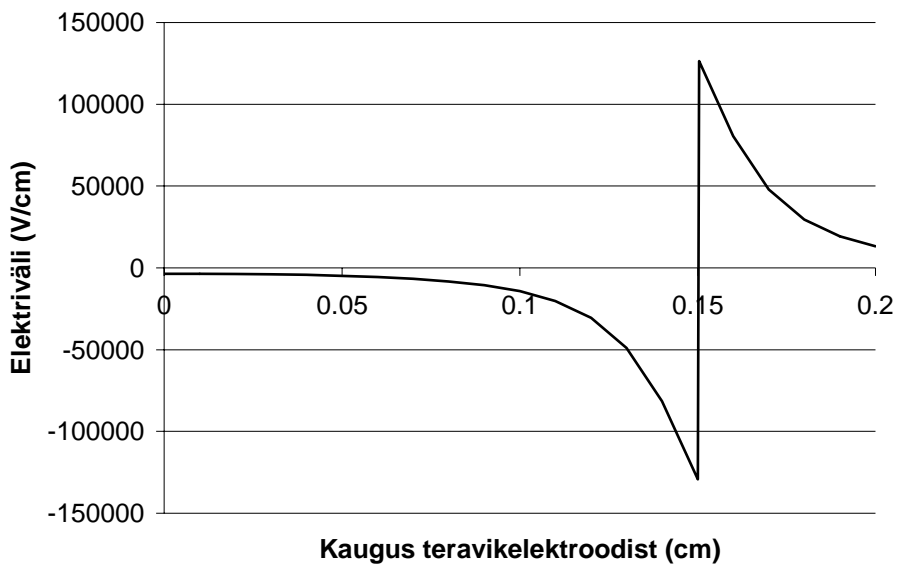
$$E(x) = \frac{q}{2 * \epsilon_0 * \pi * r^2} * \left\{ 1 - (x - x') * [(x - x')^2 + r^2]^{-0,5} \right\} \quad x \leq x'$$

$$E(x) = \frac{q}{2 * \epsilon_0 * \pi * r^2} * \left\{ -1 - (x - x') * [(x - x')^2 + r^2]^{-0,5} \right\} \quad x > x'$$

Kogu ruumlaengu poolt tekitatud väli mingis punktis lahendusvahemiku teljel saadakse kõigi ketaste väljade summeerimisel. Ruumlaengu välja arvutamisel võetakse arvesse ka peegellaengu väli, mis avaldub järgmiselt:



Joonis 32. Elektrivälja tugevus lämmastikus ilma ruumlaenguta ja ühes 200000 laviini positiivsete ionide ruumlaenguga. Lisaks ühe laviini poolt tekitatud positiivsete ionide joontihedus. Arvutatud 20 ns peale alelektroni teket.



Joonis 33. 200000 laviini elektronide ruumlaeng lämmastikus. Arvutatud 20 ns peale alelektronide teket.

$$E_{\text{peegel}}(x) = \frac{-q}{2 * \epsilon_0 * \pi * r^2} * \left\{ 1 - (x + x') * [(x + x')^2 + r^2]^{-0,5} \right\}.$$

Seega kogu summaarne väli on

$$E_{\text{kogu}}(x) = \sum_{\text{kihtide}} E(x) + E_{\text{peegel}}(x).$$

Antud töös hinnati positiivsete ionide ruumlaengu välja juhul, kui emiteeritakse samaaegsel 200000 laviini (joonis 32). Kõige ebamäärasemaks suuruseks välja arvutamisel on ketta raadius r . Töös [21] varieeriti ketta raadiust vahemikus 0,25 – 0,75 mm. Antud töös võeti ketta raadiuseks 0,25 mm. Joonisel 32 on kujutatud positiivsete ionide joontihedus ja nende ruumlaengu poolt põhjustatud elektriväli 20 ns peale algelektronide emiteerimist. Joonisel 33 on toodud sama meetodiga arvutatud elektronide ruumlaengu väli 20 ns peale algelektronide emiteerimist. Elektronide ruumlaengu arvutamisel on eeldatud, et kõik elektronid asuvad ühes kihis. Kihhi raadiuseks on võetud 0,25 mm. Nii elektronide kui ka positiivsete ionide ruumlaengu arvutamisel on tehtud lihtsustav eeldus, et elektronpilve arengut ei mõjuta positiivne ruumlaeng. Võrreldes jooniseid 32 ja 33 on näha, et teravikelektroodi läheduses on elektronide ruumlaengu mõju tühine võrreldes positiivsetet ionide omaga.

Jooniselt 32 on näha, et elektriväli tugevneb märgatavalt teravikelektroodi läheduses. Tugevamas väljas arenenud laviin on suurem. See on ka ilmselt põhjuseks, et peale astet voolu kasv jätkub.

5.5 Vooluimpulsi langus

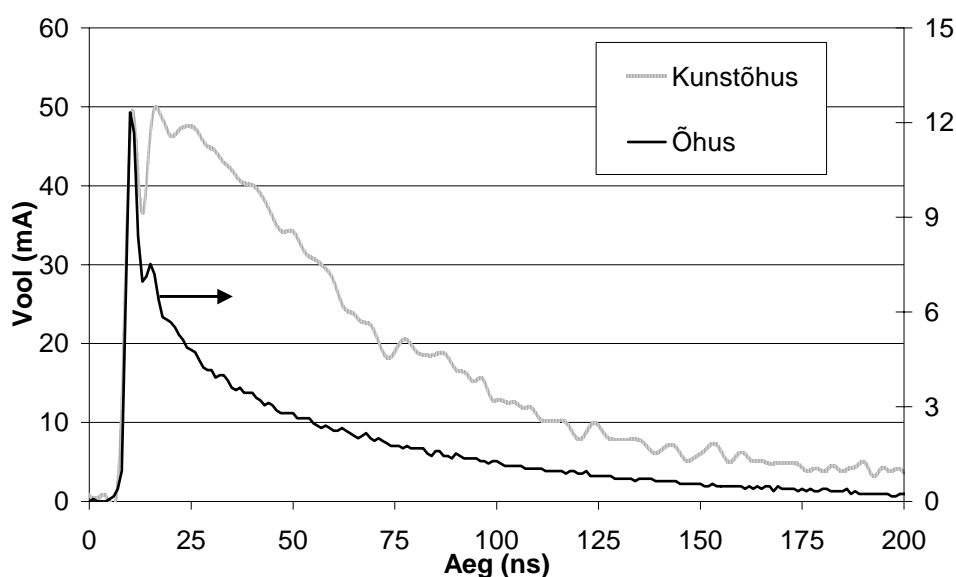
Peatükis 4.2 kirjeldati vooluimpulsi langust tuues sisse võimalike laengukandjate kaomehhanismidena nii kleepumise kui ka rekombinatsiooni. Täiesti lahtiseks jäi aga küsimus, millises ruumiosas need protsessid toimuvad. Joonisel 32 toodud summaarse väljatugevuse jaotus võimaldab teha selles suhtes mõningaid oletusi. Kaugustel 0,4-0,5 mm teravikust on elektrivälja tugevus nullilähedane. See

tähendab, et selles piirkonnas on meil tegemist plasmapiirkonnaga [17]. Samas on see piirkond küllalt lähedal teravikelektroodile ja seega on väljafaktor E/U suur. See faktor aga määrab välisahelas registreeritava voolu suuruse. Seetõttu võib oletada, et registreeritav vool on tundlik plasmapiirkonnas toimuvate muutuste suhtes.

Lisaks neile protsessidele võib vooluimpulsi langus olla põhjustatud dielektriku ja gaasi piirpinnal oleva reservuaari tühjenemisest. Peatükis 5.4 on näidatud, et ruumlaengu tekkega kaasneb elektrivälja tugevnemine teravikelektroodi läheduses. Tugevnenud elektriväljavi omakorda suurendab elektronide lahkumist reservuaarist ja põhjustab ka ühe laviini voolu suurenemise. Arvestades peatükis 5.4 toodud laviinivõimenduse suurenemist, peaks vool kasvama peaaegu piiramatult. Reaalses eksperimendis aga laviini vool peale voolu astet ei suurenenud piiramatult. Seega arvatavasti dielektriku ja gaasi piirpinnal olev reservuaar tühjeneb ja seega pidurdub oluliselt dielektrikust gaasi tulevate algelektronide arv.

5.6 Tricheli impulss õhus ja kunstõhus

Võrreldes antud töös registreeritud Tricheli impulssi kunstõhus (20% hapniku, 80% lämmastiku) ja töös [2] registreeritud Tricheli impulsi õhus (joonis 34) on näha, et mõlema impulsi algosa langeb kokku. Erinevus tekib peale voolu astet. Antud töös registreeritud impulsi korral vool tõuseb taas ja edasine langus on palju aeglasem.



Joonis 34. Tricheli impulss õhus ja kunstõhus [2].

Töös [2] toodud impulsi korral aga peale voolu astet on küll väikene voolu tõus, kuid ikkagi jätkub esialgne voolu kiire langus.

Nende kahe impulsi kuju erinevuse üheks põhjuseks võib olla kleepumine. Antud töös registreeriti vooluimpulss kunstõhus (20% hapniku, 80% lämmastiku). Töös [2] registreeriti vooluimpulss labori õhus. Seega töös [2] registreeritud impulsi korral sisaldab õhk ka veeauru. Töö [7] andmetel on kiiruskonstant, juhul kui kolmandaks osakeseks on lämmastiku asemel veeaur, ligikaudu sada korda suurem (peatükk 2.1).

5.7 Vooluimpulsi algosa ajalised muutused

Emissiooni mudeli alusel on võimalik seletada gaasi vananemisega seotud vooluimpulsi kuju muutusi (peatükk 4.5). Vastavalt mudelile (peatükk 2.4) on reservuaari mahtuvus määratud dielektrik-gaasi pinnaseisunditega. Samas on teada, et pinnaseisundite tihedus on oluliselt mõjutatud pinnal absorbeerunud gaasiga.

Vananemisega seotud efektid (joonised 24 ja 25) on seletatavad, kui oletada, et värske gaasisegu puhul pole absorptsiooni protsess veel tasakaalulises olekus ja seega on emissiooni võime kahel kirjeldatud juhul erinev.

Värskes gaasisegus viiteaja suurenemisega vähenes oluliselt vooluimpulsi amplituud. Vastavalt mudelile võib olla selle põhjuseks nõrga voolu lahenduse eksisteerimine ajal, mil pinge oli rakendatud. Sellisel juhtumil toimus reservuaari tühjenemine ja hilisemal ajamomendil tekkiv vooluimpulss on väiksema amplituudiga.

Vanas gaasisegus ilmselt nõrga voolu lahendust ei olnud ja impulsi amplituudi suurenemist koos viiteaja pikenemisega võiks seletada tsooni struktuuri muutusega pinge rakendamise ajal.

Kuna lühikese viiteajaga tekkinud impulsid olid mõlemal juhul sarnased, siis pingestamata olukorras oli arvatavasti reservuaari täituvus mõlemal juhul sama.

Loomulikult on toodud seletused spekulatiivsed, kuna antud töös ei registreeritud nõrga voolu lahendust. Toodud oletused nõuavad edasist eksperimentaalset kontrolli.

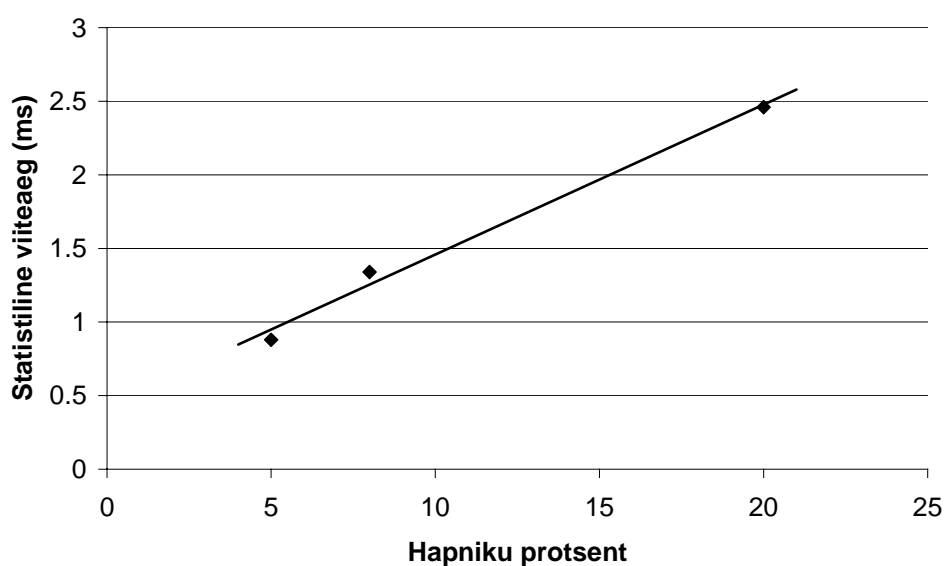
5.8 Tricheli impulsside kordussagedus

Kleepumise tulemusena tekkivate negatiivsete ionide ruumlaeng nõrgendab esialgselt välja teravikelektroodi lähedal. Antud töö tulemused sobivad selle seisukohaga. Negatiivsete ionide ruumlaengu mõjule annab kinnitust impulsside kordussagedus (peatükk 4.4). Kahe impulsi vaheline viiteaeg t jaguneb formeerimisajaks t_f ja statistiliseks viiteajaks t_{st} [22]. Tõenäosus, et vooluimpulss ei ole tekkinud antud ajahetkeks t , avaldub valemiga [22]

$$P_{ei} \propto \exp\left(-\frac{t-t_f}{t_{st}}\right).$$

Kui esitada $P_e(t)$ poollogaritmilises skaalas, siis sirgete tõusud annavad statistilise viiteaja.

Antud kolme hapniku kontsentratsiooni jaoks on statistilised viiteajad esitatud joonisel 35. Jooniselt 35 on näha, et statistilised viiteajad sõltuvad esimeses lähenduses hapniku kontsentratsioonist lineaarselt. Tulemus kinnitab, et kordussagedus on määratud negatiivse ruumlaenguga. Negatiivne ruumlaeng nõrgendab välja teravikelektroodi juures ja seega on raskendatud uute algelektronide emiteerimine. Mida suurem on hapniku kontsentratsioon, seda suurem on ka



Joonis 35. Statistilise viiteaja sõltuvus hapniku kontsentratsioonist.

negatiivne ruumlaeng. Seega suurema hapniku kontsentratsiooni korral on ka pikemad viiteajad.

6. Lahtised probleemid

Antud töös jäid lahtisteks ja vajavad edasist uurimist järgmised probleemid:

- Tricheli impulsi registreerimine teiste elektronegatiivsete lisandgaasidega (näiteks CO₂).
- Tricheli impulsi modelleerimine, arvestades ruumlaengut ja sellest tulenevat välja muutust.
- Laviini modelleerimine lämmastiku ja hapniku erinevate kontsentratsioonidega segudes.
- Täpsem analüüs Tricheli impulsside erinevustest ja nende tekkimise põhjustest äsja vahetatud ja päevi seisnud gaasides.

7. Kokkuvõte

Käesoleva töö eesmärgiks oli uurida negatiivse korona impulsse erinevates lämmastiku ja hapniku segudes. Töös vaadeldi gaasisegudes oleva hapniku mõju vooluimpulsi tõusule, langusele ja kordussagedusele. Saadud tulemusi võrreldi töödes [1, 2] toodud mudeliga. Töö käigus modelleeriti laviini vool lämmastikus ja õhus ning arvatati tekkinud positiivsete ionide ruumlaengu mõju elektriväljale.

Käesoleva töö tulemused on järgmised:

- Vooluimpulsi kestus väheneb hapniku kontsentratsiooni kasvuga (peatükk 4.2).
- Vooluimpulsi langus näib olevat määratud kleepumisega. Samas ei saa välistada ka rekombinatsiooni (peatükk 4.2).
- Töös registreeriti vooluimpulsi tõusul olev aste (ing. k. step) (peatükk 4.3).
- Vooluimpulsi astme maksimum kasvab ühes hapniku kontsentratsiooni kasvuga (peatükk 4.3).
- Vooluimpulsi aste on tõenäoliselt põhjustatud suure hulga algelektronide emiteerimisest lühikese ajavahemiku jooksul (peatükk 5.3).
- Sõltumata gaasisegust ja viiteajast on voolu ajaline kulg alghetkedel sarnane (peatükk 4.3 ja 4.5).
- Positiivsete ionide ruumlaeng mõjutab oluliselt elektrivälja tugevust (peatükk 5.4).
- Töödes [1, 2] toodud mudeli ja käesoleva töö mõõtmistulemuste vahel ei ole vasturääkivusi (peatükk 5).

Sooviksin tänada kõiki inimesi, kes on kaasa aidanud selle töö valmimisele. Eelkõige tänan oma juhendajat Matti Laant huvitavate diskussioonide eest, Villu Repäni elektrivälja arvutuste eest ja Tõnu Asu abi eest katseseadme tehniliste probleemide lahendamisel.

Summary

In this work the corona discharge has been investigated. Corona discharge exists in a non-homogeneous electric field. There are two current regions, where steady discharge modes exist: high current mode and low current mode. To the transition from one mode to another corresponds a current pulse called Trichel pulse. The growth of the current of Trichel pulse is very steep (some nanoseconds).

There are a number of models, which explain the quick growth of the current. In the current work the low current mode model given in the papers [1, 2] is used. According to this model there are two potential barriers. Electrons come from metal, tunnelling through the metal-dielectric surface potential barrier and accumulate in a reservoir in the dielectric. The reservoir empties when electrons move to the gas over or through the dielectric-gas potential barrier. These two processes determine the number of electrons in the reservoir.

In this work the negative corona in a point-plane discharge gap has been investigated. Corona discharge was studied in nitrogen / oxygen mixtures. Oxygen concentration changed in the interval 0-20%. The current of the pulses as well as the voltage drop at the discharge gap were recorded with nanosecond resolution. From the results of the experiments followed that the waveform of Trichel pulses depends on the concentration of oxygen in the mixture. When some oxygen was added to nitrogen, the steady high current mode was missing and only pulse series were recorded.

It was found that current decay of the pulse increases with oxygen concentration growth. Calculation showed, that the attachment is the main process responsible for the current decay. At the same time the recombination could also play some role.

The modelling showed that the quick growth of the current could be caused by simultaneous emission of $10^5 - 10^6$ electrons. The electron avalanche creates a positive ions cloud near the point electrode. The field of the cloud increases the total field near the point electrode, but in the farther area the electric field becomes weaker. Already about 0,05 mm from the point electrode the electric field is significantly smaller than the initial electric field. Most probably this is the region, where electron attachment with oxygen, and electrons and negative ions recombination with positive ions take place.

The time between two sequential pulses was measured. This time was longer when the oxygen concentration was higher. One possible reason is the negative ions space charge. This space charge weakens the electric field near the point electrode and the electron emission is smaller.

The results of the study conform that it is possible to apply the model presented in [1, 2] also for high current mode of the discharge.

The main results of the work are:

- The growth of the current pulse depends on the oxygen concentration.
- The duration of the current pulse depends on the oxygen concentration.
- The step at the leading edge of the current pulse likely reflects a burst-like emission of a large number of electrons.
- It was found, that the low current mode model given in the papers [1, 2], can be used also in the high current mode – there were not obtained contradictions.
- The regularities at the beginning of Trichel pulse depend on the concentration of the oxygen, mixture age and the time interval between the application of the voltage and the rise of Trichel pulse.

Kasutatud kirjandus

- 1 – Laan, M., Aarik, J., Josepson, R., Repän, R., *Low Current Mode of Negative Corona: Mechanism of Electron Emission*, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 36, 2003, 2667-2672.
- 2 – Repän V., *Low current mode of negative corona PhD Thesis*, Tartu Ülikool, 2004.
- 3 – Kennedy, J. T., *Study of the avalanche to streamer transition in insulating gases*, Eindhoven Technical University, 1995.
- 4 – Verdeyen, J.T., *Laser electronics*, New-Jersey, Prentice-Hall International, 1995
- 5 – Raizer J. P., *Fizika gazovogo razrjada*, Moskva, Nauka, 1987.
- 6 – Raether H., *Electron avalanches and breakdown in gases*, London, Butterworths, 1964.
- 7 – Smirnov, B.M., *Otrišatelnoi ionõ*, Moskva Atomizdat, 1978.
- 8 – Barrington-Leigh, C. P., *Fast Photometric Imaging of High Altitude Optical Flashes Above Thunderstorms*, *PhD Dissertation*, Stanford University, 2000, <http://www-star.stanford.edu/~vlf/publications/theses/cpblThesis/node12.html>
- 9 – Saveljev, I., *Füüsika üldkursus*, II köide, Tallinn, Valgus, 1978.
- 10 – Korge, H., Kudu, K., Laan, M., *The discharge in pure nitrogen at atmospheric pressure in point-to-plane discharge gap*, Third international symposium on high voltage engineering, 1979.
- 11 – Laan, M., Paris, P., *Formation of corona pulses*, 9 th Symp. on elementary processes and ch. reactions in low temperature plasma, 1992.
- 12 – Laan M., Paris P., Repän V., *Triggering of Negative Corona*, *J. Phys IV France*, 7, 1997, 259-270.
- 13 – Černák, M., Hosokawa, T., Inoshima, M., *Positive-Streamer-Like Instabilities of the Cathode Sheath of Filamentary Glow Discharges*, *ICFIG*, Pisa, Italy, 1991.
- 14 – Meek, J.M., Craggs, J.D., *Electrical Breakdown of Gases*, 4. peatükk: Sigmond, R.S., *Corona Discharge*, John Wiley & Sons, 1978.
- 15 – Černák, M., Hosokawa, T., *Similarities between the initial phase of a transient nonuniform glow discharge in nitrogen and the negative corona Trichel pulse formation in an electronegative gas*, *Appl. Phys. Lett.*, 1988, 52, 185-187.
- 16 – Loeb, L.B., *Electrical Coronas*, University of California Press, 1965.

- 17 – Morrow, R., Lowke, J.J., *Space-charge effects on drift dominated electron and plasma motion, J. Phys. D: Appl. Phys.* 14, 1981, 2027-2034.
- 18 – Vu Then Bin, Ch. Adessi, *New mechanism for electron emission from planer cold cathodes: the solid-state field-controlled electron emitter, Physical review letters*, 4, 2000, 864-867.
- 19 – Blom, P.P.M., *High-Power Pulsed Corona*, Technische Universiteit Eindhoven, 1997.
- 20 – Meek, J.M., Craggs, J.D., *Electrical Breakdown of Gases*, 3. peatükk Dutton, J, *Spark Breakdown in Non-Uniform Fields*, John Wiley & Sons, 1978.
- 21 – Reess, T., Paillol, J., *The role of the field-effect emission in Trichel pulse development in air at atmospheric pressure, J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1997, 30, 3115-3122.
- 22 – Kudrle, V., LeDuc, E., Fitaire, M., *Breakdown delay times and memory effects in helium at low pressure, J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1999, 32, 2049-2055.

Lisa

Low current mode of negative coronas: mechanism of electron emission

M Laan¹, J Aarik², R Josepson¹ and V Repän¹

¹ Institute of Experimental Physics and Technology, University of Tartu, Tähe 4, 51010 Tartu, Estonia

² Institute of Physics, University of Tartu, Riia 142, Tartu, Estonia

E-mail: laan@ut.ee

Received 25 June 2003

Published 15 October 2003

Online at stacks.iop.org/JPhysD/36/2667

Abstract

Photo-induced non-self-sustained discharges are studied in point–plane gaps in air. Point electrodes made of different materials and with different non-metallic coatings (including TiO₂ and HfO₂) are tested with varying intensity of radiation and voltage. It is found that the quantum yield of photoemission (electrons per photon) changes with time and depends on the radiation intensity and applied voltage. It is assumed that the tunnelling of electrons through the barrier at the metal–dielectric interface and the finite capacitance of the electron reservoir at the dielectric–gas interface limit the current. The results of the model fit with the experimental findings.

1. Introduction

Modelling [1] seems to prove that the field emission could be responsible for ignition of negative coronas (in air for the rise of Trichel pulses). At the same time the calculated field strength at the surface of the point electrode is too low for effective Fowler–Nordheim (FN) type emission from metals.

There is much in common in the initial stages of discharges in vacuum and high-pressure gases [2]. In vacuum, experiments affirm the model of breakdown, which assumes the existence of non-metallic inclusions at the electrode surface [3]. Recent studies in vacuum [4] indicate that in comparison with metal electrodes, cathodes coated with thin insulating layers allow us to achieve the same emission current at a more than an order of magnitude lower value of the electric field strength.

We assumed that the experimental study of DC negative coronas below the onset of Trichel pulses should clarify the emission mechanism of the first electrons triggering the discharge [5]. We called this type of non-self-sustained discharge the low current mode (LCM) of negative coronas. An important finding in the study of LCM was that thin cathode coatings could enlarge the photo-induced current: in the case of molybdenum substrates, the current increases by two orders of magnitude. Close to the onset potential of Trichel pulses, LCM has a complicated structure: besides the steady component of the current, there are also current spikes, which finally lead to a rise in Trichel pulses [6, 7]. At voltages more than 100 V below the onset potential, only the steady component is recorded.

In this paper, we present the experimental results connected with the steady component of the LCM and propose a model of the emission mechanism.

2. Experimental

2.1. Set-up and procedure

A sketch of the experimental device is presented in figure 1. The experiments were carried out in a point–plane gap of 40 mm spacing. The plane electrode was an aluminium disc of 150 mm diameter and an opening in its centre was covered with a stainless steel grid of 1 mm mesh size. The point electrodes were wires of 1 mm diameter with a hemispherical tip. A number of point electrodes made of platinum (Pt), copper (Cu) and molybdenum (Mo) were tested. Three artificial electrode coatings were used: TiO₂ and HfO₂ coatings were of controlled thickness and they were produced using the atomic layer deposition method [8, 9]; a CuI coating was made according to the method described in [10]. For Cu electrodes the effect of natural growth of the dielectric layers was tested. For this purpose the characteristics of the discharge were recorded immediately after bombardment of the point electrode by argon ions in a low-pressure glow discharge ('fresh' point) and tens of hours later ('aged' point).

The flow of ambient air, which was cleaned free of dust by a high-efficiency filter, passed the discharge chamber. A flow-rate larger than 3 m s⁻¹ guaranteed good reproducibility of the results. The experimental device allowed control of the relative

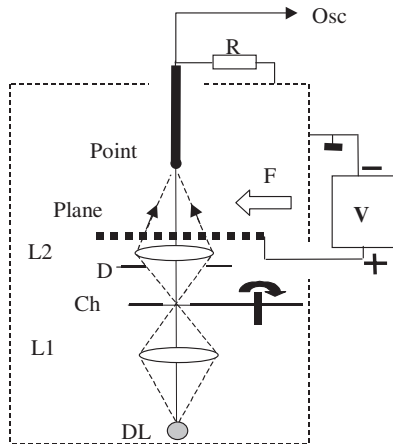


Figure 1. Device sketch; DL—deuterium lamp; L1, L2,—quartz lenses; Ch—rotating chopper; D—calibrated diaphragm; R—resistor; F—airflow; V—power supply.

humidity and the temperature of the medium. The plane electrode was stressed and the point electrode was grounded through the resistor, $R = 10\text{ k}\Omega$.

The radiation of the deuterium lamp, DL (L 6302, Hamamatsu), triggered a discharge. Quartz lenses, L1, L2, directed the radiation to the point surface. The radiation intensity was regulated using a set of calibrated diaphragms, D. According to the data sheet of the deuterium lamp [11] and the parameters of our optical system, we estimated the number of photons incident on the point surface. We found that at the wavelength region $\lambda < 350\text{ nm}$ the photon flux 10^{10} s^{-1} corresponds to the arbitrary intensity $I = 1$. It is a rough estimation and the actual flux of photons may differ from the number presented by an order of magnitude.

The chopper, Ch, formed rectangular light pulses of $50\text{ }\mu\text{s}$ rise/fall time, and usually the duration of the pulses was $\approx 3.4\text{ ms}$. The repetition rate of the pulses was 50 s^{-1} . The voltage drop at the resistor, R , caused by the discharge current pulse was amplified 100 times by an operational amplifier (LM318N) and then recorded by a digital oscilloscope (TDS 220). The estimated time-constant of the recording system was $4\text{--}7\text{ }\mu\text{s}$.

Special attention was paid to suppressing the influence of the external electromagnetic interference. The discharge chamber was screened according to the recommendations given in [12], and the amplifier caused the dominant noise to be recorded in the sample mode of the oscilloscope (figure 2(a)). Use of the average mode of the oscilloscope ensured reliable recording of currents larger than 0.5 nA .

2.2. Results

The onset potential of Trichel pulses was close to 13.6 kV . In this study we worked at voltages more than 100 V below the onset potential. At these voltages current spikes were missing. Without illumination of the point electrode, the current was not higher than 10^{-11} A . Figure 2(b) presents a normalized current waveform typical for all points at lower voltages and/or at low values of the radiation intensity. First, the current rises with a rate comparable with that of the light pulse. The next current increment lasts $t_{dr} \approx 1\text{ ms}$ and then the current reaches an

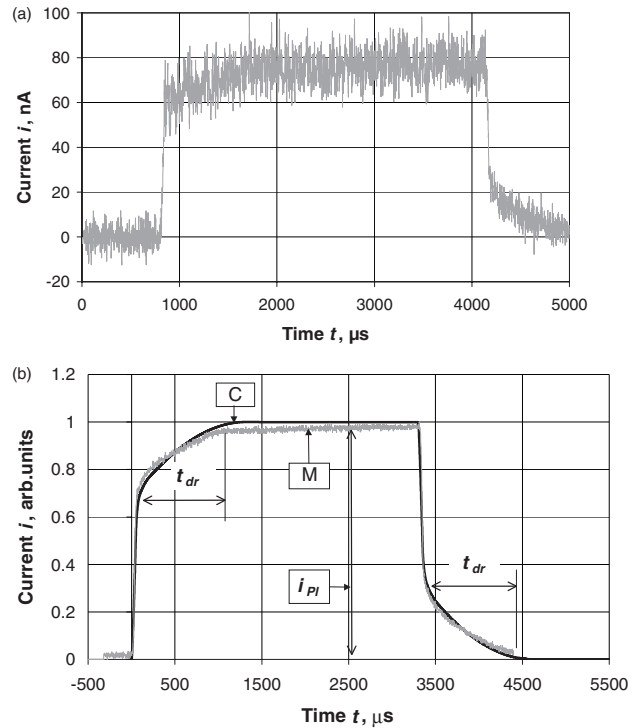


Figure 2. (a) Current pulse using the sample mode of the oscilloscope; (b) normalized current pulse using the average mode (128 samples) of the oscilloscope; M—measured waveform, C—calculated waveform; other symbols are explained in the text.

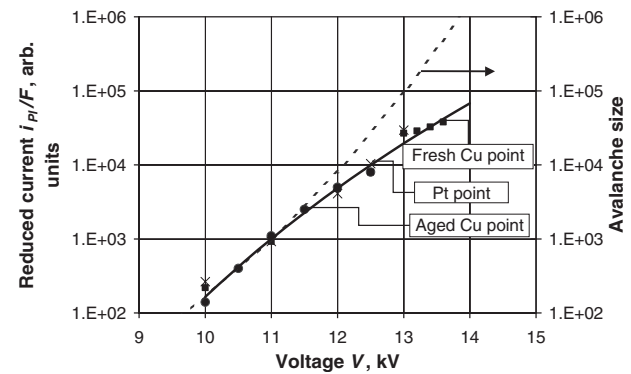


Figure 3. Reduced current, i_{pl}/F , and calculated number of charge carriers in an avalanche (avalanche size) versus applied voltage; factors F for Pt, fresh Cu and aged Cu are related as $8/2/1$; intensity, I , has a fixed value; —: FN dependence fitted with experimental points.

almost constant value, i_{pl} , (current plateau). At the end of the light pulse, the current passes the same fast and slow stages as at the beginning of the pulse. The slow stage of the current decay takes place when the point illumination is already missing.

In figure 3, the currents, i_{pl} , of different points are reduced to the same arbitrary value. It should be pointed that in spite of the fact that the currents, i_{pl} , differ by a factor of almost 10, they vary with voltage in a similar way. At a certain voltage, the current, i_{pl} , is a non-linear function of the intensity, I , for all points studied (figures 4(a) and (b)). Besides, figure 5 demonstrates that deviation from a linear dependence increases with voltage growth.

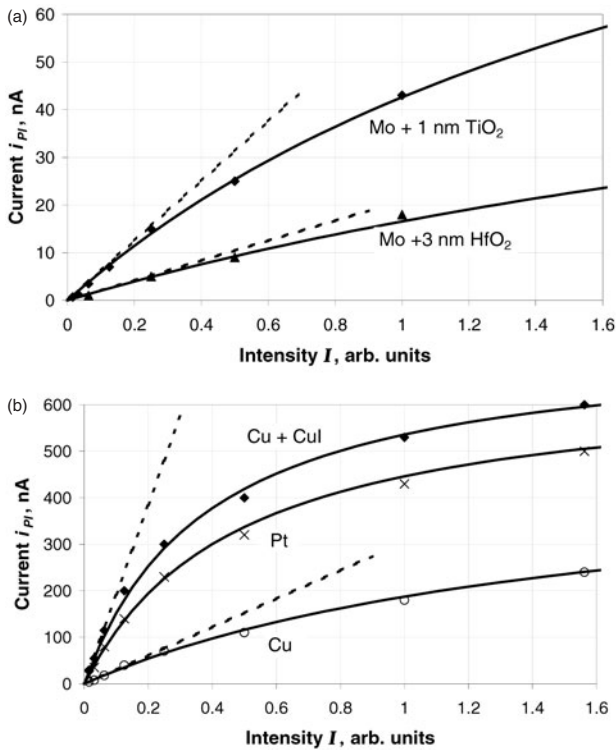


Figure 4. (a) and (b) Different types of point electrodes; current, i_{PI} , as a function of the intensity; $V = 12.5$ kV; points are results of experiments; lines are results of calculations.

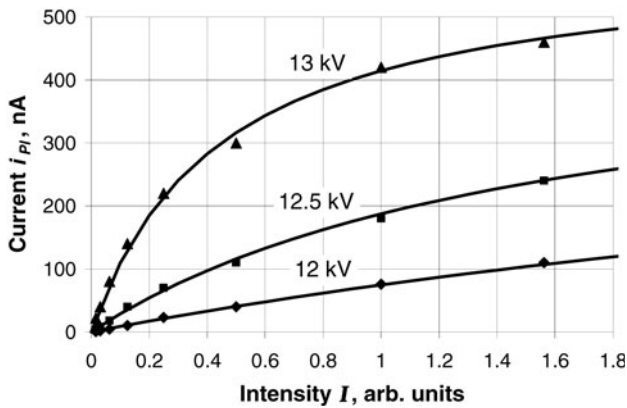


Figure 5. Cu point; plateau current, i_{PI} , at different voltages as a function of intensity; points are results of experiments; lines are results of calculations.

For some point types, growth of the voltage and/or intensity leads to the appearance of an overshoot at the beginning of the current pulse. The effect is especially pronounced for Pt, Cu and Cu + CuI points (figure 6).

3. Discussion

3.1. Calculation of avalanche current

Analytical approximations used for the field strength distribution in point–plane discharge gaps give satisfactory results only for the region that is close to the point electrode. In electronegative gases where the contribution of the negative ion component to the total current is large, a correctly modelled

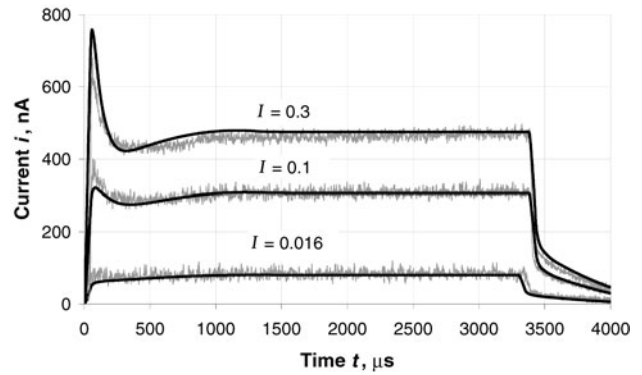


Figure 6. Cu + CuI point; waveforms of the current at different intensities, I ; $V = 13.5$ kV; smooth curves present the results of calculations: $J = 3.5 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$; $\beta = 0.25$; $\gamma\tau = 9.5 \times 10^{-15} \text{ s}$.

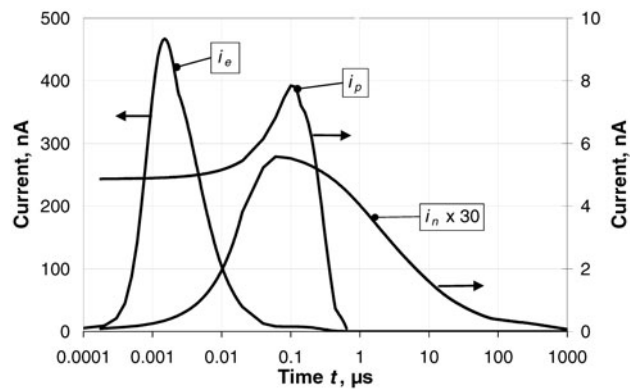


Figure 7. Calculated waveforms of current components; i_e , i_p and i_n —electron, positive ion and negative ion components, respectively; $V = 13$ kV.

field distribution must be used. We modelled the field distribution taking into account the influence of discharge chamber walls also [13].

For drift velocities as well as for ionization and attachment coefficients as functions of the field strength, we used formulae from [14]. These relationships are based on experimental data from [15–17]. We considered that the negative ions produced are stable and both ionization and attachment were characterized by one coefficient, α_{eff} . Figure 3 gives the calculated ionization integral, $\int \alpha_{\text{eff}} dx$, as a function of applied voltage. For calculation of the electron and ion components of the avalanche current, the Ramo–Shockley theorem was used as is described in [18]. As follows from figure 7, the peak value and duration of the current components have huge differences.

Because of the limited bandwidth of the recording system, we actually could record the avalanche current, $i_{\text{aval}}(t)$, as presented in figure 8. In our further calculations, we approximated this waveform by four straight lines (figure 8, inset).

3.2. Emission model

At first glance, sub-linear dependences of the current, i_{PI} , on the intensity, I (figures 4 and 5), could be caused by the space–charge effects of negative ions drifting in the discharge

gap. In this case, the effect of the current saturation must be more pronounced for points of larger currents. At the same time $i_{p1} = f(V)$ dependences for points having considerably different current values (figure 3) practically coincide. This fact forces us to overrule the assumption that the processes in the discharge gap control the current.

Our assumption is that the observed saturation trends of the photo-induced current are related to the properties of the cathode emissivity. Another assumption is that non-metallic inclusions at the point surface have a decisive role in the emission mechanism. Indeed, the principal differences between specially coated and non-coated points are missing (figure 4). Furthermore, we found that even in the case of a Pt point, the discharge starts from the region of the point electrode where non-metallic microinclusions are embedded [6]. On the grounds of the above-mentioned circumstances, we describe the emission according to the sketch in figure 9. The sketch is close to that used for explanation of the emission in vacuum [3, 4]. The photons transfer the first electrons into the gas from a reservoir of finite capacity at the dielectric–gas (DG) interface (figure 8). The number of electrons emitted per second is proportional to the intensity, I , and the amount of electrons, N_R , in the reservoir. If γ is the probability that a photon liberates an electron from the reservoir, then $\gamma N_R I$ is the number of electrons emitted per time unit, i.e. it is the frequency, ν (s^{-1}), of avalanches. Therefore, the current

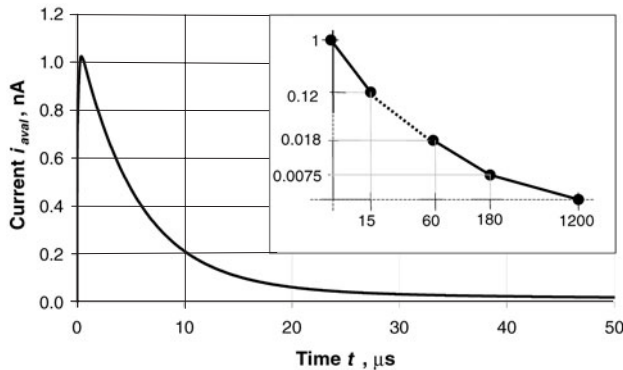


Figure 8. Calculated waveform of avalanche current as it could be recorded after passing the circuit of $5 \mu s$ time constant; $V = 13$ kV; inset—approximation of the avalanche current.

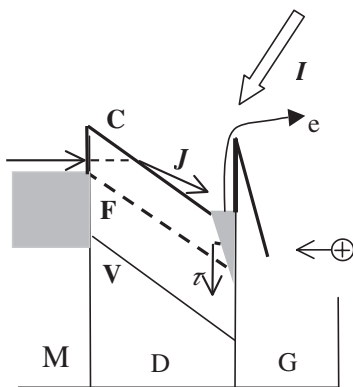


Figure 9. Model of photo-induced emission in the case of metal (M)–dielectric (D)–gas (G) structure; V—valence band; C—conduction band; F—Fermi level; other symbols are explained in the text.

recorded is

$$i = e\gamma N_R I \exp\left(\int \alpha_{\text{eff}} dx\right), \quad (1)$$

where e is the elementary charge.

The number of electrons in the reservoir, N_R , changes with time. The reservoir is filled with electrons tunnelling through the metal–dielectric (MD) barrier (flux J). The amount of electrons in the reservoir, N_R , diminishes due to the photo-induced emission (rate $\gamma N_R I$), the recombination of electrons with a part β of the positive ions created by the discharge avalanches (rate $\beta\gamma N_R I \exp(\int \alpha_{\text{eff}} dx)$), and other losses (time constant τ). Thus, the rate equation for the electrons in the reservoir is

$$\frac{dN_R}{dt} = J - \frac{N_R}{\tau} - \gamma N_R I \left[1 + \beta \exp\left(\int \alpha_{\text{eff}} dx\right)\right]. \quad (2)$$

As follows from (2), at the initial moment (i.e. $I = 0$), the amount of electrons in the reservoir, $N_R(0) = J\tau$, and at the current plateau

$$N_R = \frac{J\tau}{1 + \gamma\tau I(1 + \beta \exp(\int \alpha_{\text{eff}} dx))}. \quad (3)$$

3.3. Calculation of photo-induced current

In this subsection the calculated number of charge carriers in an avalanche (figure 3) is used and it is set that the photon flux, $10^{10} s^{-1}$, corresponds to the arbitrary intensity $I = 1$.

Replacing N_R in (1) by the expression (3) and assuming that $\beta \exp(\int \alpha_{\text{eff}} dx) \gg 1$ give for the current at the plateau

$$i_{p1} = eJ \frac{\gamma\tau I \exp(\int \alpha_{\text{eff}} dx)}{1 + \gamma\tau\beta I \exp(\int \alpha_{\text{eff}} dx)}. \quad (4)$$

This relationship was fitted with the experimental dependences varying $\gamma\tau$, β and J . Actually the listed variables are not independent, i.e. if the value of one variable is fixed, it is possible to change the others in the limits less than 20%. Figures 4 and 5 confirm that the model describes properly the dependence of the current, i_{p1} , both on the intensity and voltage. Dashed straight lines in figure 4 present the results of the calculations when we neglect the second term in the denominator of the expression (4).

For a certain point type, β has a fixed value, which does not depend on voltage: in the case of the Cu + CuI point, β was close to 1 and for Cu + 3 nm HfO₂ point, it was ten times smaller. For the same point types the fluxes, J , differ by two orders of magnitude (5×10^{12} and $5 \times 10^{10} s^{-1}$ at $V = 12.5$ kV), and they are voltage dependent. The latter result is not surprising, as the emission through an MD barrier follows the same FN type regularities as in the case of a field emission from a metal. The height of the barrier of the MD interface is considerably lower than that for metals as it is equal to the difference of the work function of the metal and the affinity of the dielectric. According to [19], the flux could be presented as

$$J = AU \exp\left(-\frac{B}{\sqrt{U}}\right), \quad (5)$$

where U is the voltage drop at the dielectric layer and the A and B values depend on the electrical properties of the dielectric.

We assumed that the voltage drop, U , is proportional to the voltage, V , applied to the gap, and varying A and B , we fitted the relationship (5) with the experimental results. Figure 3 demonstrates that the FN dependence is close to the experimental one.

The value of the product $\gamma\tau$ was almost the same ($\approx 10^{-14}$ s) for all points tested. This somewhat unexpected result should indicate that at atmospheric pressures both the emission probability, γ , and the time constant of losses, τ , are determined by the surrounding gas medium. From the latter conclusion, it follows that the role of the reservoir is played by the surface states of the DG interface, whose structure is determined by the gas absorbed at the point surface [20].

To find the temporal changes of the photo-induced current, first the equation (2) was solved numerically and then the time-dependent frequency of the avalanches, $\nu(t) = \gamma N_R(t)I(t)$, was calculated. If the frequency, $\nu(t)$, and the waveform of a single avalanche, $i_{\text{aval}}(t)$ (figure 8, inset), are known, it is possible to calculate the photo-induced current,

$$i(t) = \sum_n \nu(n\Delta t) i_{\text{aval}}(t - n\Delta t). \quad (6)$$

In our calculations we set $\Delta t = 1 \mu\text{s}$ and $n = 4000$. It turned out that using the Excel program, a PC (Pentium II, 233 MHz, 64 MB RAM) manages to perform the calculations in 2–3 min. When fitting the calculation results with the recorded temporal changes of the current, it is possible to determine the parameters γ and τ separately; the time constant of losses for the curves in figure 6 is $\approx 200 \mu\text{s}$.

The results of the calculations allow interpreting the regularities of the recorded current waveforms. The fast rise of the current (figure 2) is mainly caused by the movement of positive ions and electrons in a high-electric field near the point electrode, while the slow rise of ≈ 1 ms duration reflects the drift of the negative ions in the low field region. The current reaches its plateau when the negative ions arrive at the plane electrode. When the illumination of the point stops, the positive ions are quickly removed from the gap and the electrons are attached; these events cause the fast fall of the current, but the negative ions continue their drift towards the plane electrode. The drift of the negative ions is the reason why the current is recorded after the end of the light pulse.

The reason for the current overshoot in figure 6 is that at the initial moment the amount of electrons penetrating the MD barrier is not able to balance the number of electrons leaving the reservoir, and N_R diminishes from the initial value, $J\tau$, to a new equilibrium one. This new equilibrium value corresponding to the current plateau depends both on the voltage, V , and intensity, I .

The product γN_R has the meaning of quantum yield, i.e. it characterizes how many electrons per photon are liberated from the electrode. According to figure 10, the value of the quantum yield at the highest voltage used changes with the intensity growth more than four times. In spite of a large uncertainty in the estimation of the photon flux presented, the numerical values of the quantum yield are rather close to those given in [21].

As one can conclude from the dependences in figure 10, at low intensities of the triggering radiation the dependence of the quantum yield on the voltage is weak. The same conclusion is valid when short-duration light pulses trigger the discharge.

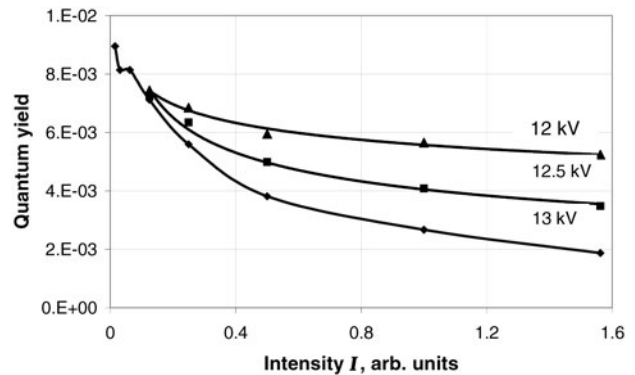


Figure 10. Aged Cu point; quantum yield, γN_R , at the current plateau as a function of intensity at three different voltages.

4. Conclusion

Non-metallic inclusions at the cathode surface are responsible for the regularities of the photo-induced non-self-sustained discharge in a point–plane gap.

The FN type of emission is a likely mechanism of production of the first electrons triggering a negative corona, but the tunnelling takes place at the MD interface.

The quantum yield of photoemission is time dependent, and it is influenced both by the applied voltage and the intensity of the triggering radiation.

Acknowledgment

The study was supported by the Estonian Scientific Foundation, grant no 1328.

References

- [1] Paillot J, Espel P, Reess T, Gibert A and Domens P 2002 Negative corona in air at atmospheric pressure due to a voltage impulse *J. Appl. Phys.* **91** 5614–21
- [2] Mesyats G A 1997 Ectons and their role in electrical discharges in vacuum and gases *Inv. Pap. ICPIG XXII (Toulouse, France) J. Phys. IV* **7** 94–112
- [3] Latham R V 1988 High voltage vacuum insulation new horizons *IEEE Trans. Electr. Insul.* **23** 881–95
- [4] Binh Vu T and Adessi Ch 2000 New mechanism for electron emission from planar cold cathodes: the solid state field-controlled electron emitter *Phys. Rev. Lett.* **85** 864–7
- [5] Laan M, Paris P and Repän V 1997 Triggering of negative corona *Inv. Pap. XXIII ICPIG (Toulouse, France) J. Phys. IV* **7** 259–70
- [6] Repän V, Laan M, Paris P, Aarik J and Sammelselg V 1999 Negative coronas: low current mode—pulse mode transition *Czech. J. Phys.* **49** 217–24
- [7] Repän V, Laan M and Paris P 1999 Transition to trichel pulses for cathodes of different photoelectric yields *Proc. 24th ICPIG'99 (Warsaw, Poland) Contrib. Pap. vol II*, P-218, pp 175–6
- [8] Aarik J, Aidla A, Uustare T and Sammelselg V 1995 Morphology and structure of TiO₂ thin films grown by atomic layer deposition *J. Cryst. Growth* **148** 268
- [9] Aarik J, Aidla A, Kiisler A, Uustare T and Sammelselg V 1999 Influence of substrate temperature on atomic layer growth and properties of HfO₂ thin films *Thin Solid Films* **340** 110–6

- [10] Cernak M, Hosokawa T, Kobayashi S and Kaneda T 1998 Streamer mechanism for negative corona current pulses *J. Appl. Phys.* **83** 5678–90
- [11] *L2D2 Lamps (deuterium lamps)* http://www.hpk.co.jp/eng/products/ETD/pdf/L2D2_TLISO1027E05.pdf
- [12] Houten v M A 1990 Electromagnetic compatibility in high-voltage engineering *PhD Thesis* Eindhoven University of Technology
- [13] Repän V, Laan M and Plank T 2002 Electric field modeling for point-plane gap HAKONE VIII *Int. Symp. on High Pressure Low Temperature Plasma Chemistry (Tartu, Estonia)* Contrib. Papers, vol P2.2, pp 134–8
- [14] Kennedy J T 1995 Study of the avalanche to streamer transition in insulating gases *PhD Thesis* Eindhoven University of Technology
- [15] Badaloni S and Gallimberti I 1972 *Basic Data of Air Discharges* Upee-72/05
- [16] Wen C and Wetzer J M 1989 Determination of swarm parameters in dry air with a fast timeresolved swarm technique. *Proc. 19th Int. Conf. on Phenom. Ionized Gases* vol 3, p 592
- [17] Wen C 1989 Time resolved swarm studies in gases with emphasis on electron detachment and ion conversion *PhD Thesis* Eindhoven University of Technology
- [18] Sigmond R S 1997 The oscillations of the positive glow corona *Inv. Pap. ICPIG XXII (Toulouse, France)* *J. Phys. IV* **7** 383–96
- [19] Simmons J G 1971 Conduction in thin dielectric films *J. Phys. D: Appl. Phys.* **4** 613–57
- [20] Tang H, Prasad K, Sanjinés R and Lévy F 1995 TiO₂ anatase thin films as gas sensors *Sensors Actuators B* **26–27** 71–5
- [21] Raizer Y P 1991 *Physics of Gas Discharges* (Berlin: Springer)