

РА 17397

УНИВЕРЗИТЕТ У БЕОГРАДУ
ЕЛЕКТРОТЕХНИЧКИ ФАКУЛТЕТ

НЕНАД МОМЧИЛА КАРТАЛОВИЋ

**СТОХАСТИЧНОСТ
ИМПУЛСНОГ ОДЗИВА
ГАСНЕ ИЗОЛАЦИЈЕ**

ДОКТОРСКА ДИСЕРТАЦИЈА

БЕОГРАД, 2000.

Mr Ненад Карталовић је одбранио докторску дисертацију, под називом "Стохастичност импулсног одзива гасне изолације", 6. јула 2000. године на Електротехничком факултету у Београду, пред комисијом у саставу:

- 1) Проф. Др Предраг Осмоковић,
- 2) Проф. Др Драган Станковић,
- 3) Проф. Др Божидар Станић,
- 4) Проф. Др Златан Стојковић.

САЖЕТАК

Рад разматра актуелну проблематику импулсног одзива гасне изолације у циљу развоја врло брзих високоенергетских електро гасних прекидача као и развоја фундаменталних истраживања у плазми. Полази се од гасних пражњења на микро основи, утврђују се основни закони пражњења на макро основи и долази до могућности предвиђања и контроле гасних пражњења.

Полазећи од случајности процеса механизма електричног пражњења у гасовима развијен је модел иницијације и развоја пражњења до пробоја разматрањем кумулативних процеса производње слободних електрона, настанка иницијалних електрона и развоја пражњења до пробоја (стримерским и Таузендовим механизмом) у реалном простору и у простору вероватноће. На бази овог модела развијен је закон пораста вероватноће импулсног пробоја уз истовремену промену све три просторне димензије изолационог система; анализиран је утицај повећања броја слободних електрона на стохастичност импулсног пробоја гасне изолације; одређен је утицај контаминације гасне изолације проводним и непроводним честицама на импулсни одзив гасне изолације и развијен метод теоријског прорачуна волт-секундних карактеристика гасне изолације.

Теоријски добијени резултати проверавани су експериментално у лабораторијама широм света.

ABSTRACT

Actual problems of the pulse response of gas insulation are considered to achieve a development of very fast high energetic electro gas switches as well as the fundamental investigation of plasma. The fundamental laws of discharge at the micro bases are established and the possibility of prediction and control of the gas discharge are found, beginning from the analysis of the foundations of gas discharge at the macro base.

A model of initiation and evolution of the electric discharge until the breakdown was developed by consideration of the cumulative processes in the production of free electrons, appearance of initial electrons and discharge evolution until the breakdown (using streamer and Townsend mechanisms) in the real and the probability spaces, proceeding from the incidental processes in the mechanisms of the electric discharge in gases. New model has enabled: the establishment of the law of pulse breakdown probability increase with change in all space dimensions of the insulating system at the same time; the analyses of the influence of the free electron number increase on the stochastic pulse breakdown of the gas insulation; determination of the influence of the gas insulation contamination by conducting and nonconducting particles on the pulse response of the gas insulation; and development of the method for theoretical calculation of the volt-second characteristics of the gas insulation.

Theoretical results have been experimentally tested in the laboratories all over the world.

Ова дисертација је настала као резултат учешћивања у раду на пројектима који су се изводили на некадашњој Катедри за електротехничке материјале Електротехничког факултета у Београду.

Професору Предрагу Осмокровићу дуђујем посебну захвалност на помоћи приликом избора теме као и на стручној и личној подршци и корисним сугестијама током рада.

Захваљујем се професорима Божидару Сијанићу, Драгану Сијанковићу, Милану С.Савићу и Злаћану Стојковићу на помоћи и разумевању.

Професору Милеси Срећковић дуђујем захвалност за несебичну помоћ пружену приликом израде рада. Такође се захваљујем професорима и колеђама Дејану Раковићу, Владимиру Благојевићу, Драгану Ђорђевићу, Јовану Цвејићу и Драгани Осјојић на помоћи и сарадњи.

Захваљујем се колеђама Милану Коковићу, Ивану Кривокајићу, Небојши Арсићу, Милораду Томашевићу и Гојку Ђођу, те колеђаницама Маји Вукићевић и Драгани Савић на драгоцену техничку помоћ око израде рада.

Колеђа Михаило Пајевић је посебно заслужан за техничку израду рада, те му се овом приликом захваљујем.

Овом приликом се захваљујем колеђама и пријатељима са којима сам сарађивао: Најшиши Аћанацков, Данијели Танасковић, Сијанку Осјојићу, Љубици Вранеш, Андрији Барбичу, Николи Милошевићу, Марији Сјеробабин, Душану Мајијашевићу, Борису Лончару, Свјетлани Јосићовић, и свима онима који су ми на било који начин помогли, а којих се радо сећам.

Ненад Карпиаловић, јул 2000, Београд

САДРЖАЈ

1. УВОД	6
2. ЕЛЕМЕНТАРНИ ПРОЦЕСИ У ГАСУ	9
2.1. Запремински елементарни процеси пражњења у гасу	9
2.1.1. Крепање носилаца наелектрисања	9
2.1.2. Екситација	10
2.1.3. Јонизација	12
2.1.4. Рекомбинација	14
2.1.5. Ефикасни пресеци и вероватноће реакција	14
2.2. Површински елементарни процеси - процеси на катоди	19
2.2.1. Термомисија	19
2.2.2. Емисија пољем	19
2.2.3. Сударна емисија кроз позитивне јоне и побуђене атоме	21
2.2.4. Фофо емисија	21
2.3. Основни параметри електронске лавине	21
2.3.1. Кофицијенти јонизације, везивања и ослобађања	22
3. ЕЛЕКТРИЧНИ ПРОБОЈ ГАСОВА	24
3.1. Предпробојни процеси	24
3.1.1. Сиварање иницијалног електрона	24
3.1.2. Развој лавине носилаца наелектрисања	25

3.1.3. Развој сџримера	27
3.2. Развој пробоја у гасу	28
3.2.1. Таунзендов механизам ѓробоја	28
3.2.2. Сџримерски механизам ѓробоја	30
3.2.2. Лидерски механизам ѓробоја	32
3.2.4. Пробој у вакууму	32
3.2.4.1. Криџеријум ѓробоја у вакууму	33
3.2.5. Основни ѓпараметри варнице ѓробоја	35
3.3. Прорачун пробојног напона гасова	36
3.3.1. Сџајички ѓробојни наџон (Пашенов закон)	36
3.3.2. Динамички елекџрични ѓробој гасова	40
4. СТОХАСТИЧКИ МОДЕЛ ИМПУЛСНЕ КАРАКТЕРИСТИКЕ РЕАГОВАЊА	43
4.1. Стохастичност раста лавине	46
4.1.1. Модел сталног раста лавине	46
4.1.2. Модел раста лавине у дискретним кораџима	47
4.1.3. Несџајање и веровајноћа ѓрекорачења у хомоџеном ѓољу ѓри сџајичким наџонским оџшерћењима	51
4.1.4. Сџримерска веровајноћа ослобађања у хомоџеном ѓољу ѓри имџулсном оџшерћењу	56
4.1.5. Сџример веровајноћа ослобађања у областима ѓрекорачене јачине ѓоља исџред ѓовршине катџоде	58
4.2. Стохастичност настајања почетних електрона	62
4.2.1. Ослобађање елекџрона од неџајивних јона	63
4.2.2. Сударна емисија са катџоде	65
4.2.3. Емисија ѓољем на месџима смејњи на катџоди	65
5. ПАРАМЕТРИ ВРЕМЕНА КАШЊЕЊА ПРОБОЈА	67
5.1. Утицај макроскопских параметара на време кашњења	67
5.1.1. Уџицај ѓримењеног наџона	67

5.1.2. Ушицај поларизације напона	68
5.1.3. Ушицај међуелектродног растојања	68
5.1.4. Ушицај јонизационих зрачења	70
5.2. Микроскопски параметри времена кашњења пробоба	71
5.2.1. Спонтанност електронских лавина	71
5.2.2. Спонтанност ослобађања електрона	73
5.2.2.1. Ушицај услова на површини катоде на емисију електрона	75
5.3. Експериментално одређивање расподеле времена кашњења	79
6. НУМЕРИЧКО ОДРЕЂИВАЊЕ ЕЛЕКТРИЧНОГ ПОЉА	83
6.1. Метод симулације наелектрисања	85
6.1.1. Одређивање интензитета електричног поља и линија поља	86
6.1.2. Одређивање еквипотенцијалних линија	88
6.2. Опис програмског пакета	90
6.2.1. Задавање електродних контура	90
6.2.2. Позиционирање симулисаних наелектрисања	92
6.2.3. Позиционирање и број контролних тачака	93
6.2.4. Начин задавања контура	94
6.3. Прорачун минималне вредности прободног напона	95
7. МАТЕМАТИЧКА СТАТИСТИКА И ПРОБОЈНИ НАПОН	97
7.1. Расипање прободног напона	97
7.2. Обрада мерних података	97
7.3. Основне расподеле математичке статистике	100
7.3.1. Вејбулова и нормална расподела	101
7.3.2. Мешовите расподеле	103
7.4. Тестирање хипотезе	104
7.4.1. χ^2 тест	104
7.4.2. Тест Колмогорова	105

8. ОСНОВНИ ЗАКОНИ ИМПУЛСНОГ ГАСНОГ ПРАЖЊЕЊА	107
8.1. Закон површина време	107
<i>8.1.1. Основни закон површина време</i>	108
<i>8.1.2. Проширени закон површина време</i>	110
<i>8.1.3. Анализа закона површина време</i>	112
8.2. Закон запремина време	103
<i>8.2.1. Основни закон запремина време</i>	114
<i>8.2.2. Модификовани закон запремина време</i>	115
8.3. Закон пораста вероватноће пробоја	119
<i>8.3.1. Извођење закона пораста за случај увећања површине</i>	119
8.3.1.1. Случајеви за велики фактор оптерећења	122
8.3.1.2. Случајеви за малу вероватноћу пробоја	123
8.3.1.3. Случај неједнаких узорака	124
8.3.1.4. Примена Вејбулове расподеле на закон пораста	125
<i>8.3.1.4.1. Стандардно одступање пробојног напона при повећању узорка</i>	126
<i>8.3.1.4.2. Промена средње вредности пробојног напона за повећањем</i>	127
8.3.2. Извођење закона пораста за случај повећања распројања	130
8.4. Закон запремина време за познату функцију расподеле	136
9. ЕКСПЕРИМЕНТАЛНА ИНСТРУМЕНТАЦИЈА КОРИШЋЕНА У РАДУ	138
9.1. Гасно вакуумска инсталација са комором за пражњење	138
9.2. Електрични извори	139
<i>9.2.1. Високонапонски извор наизменичног напона</i>	140
<i>9.2.2. Високонапонски извор једносмерног напона</i>	141
<i>9.2.3. Високонапонски извор импулсног напона</i>	142
9.3. Мерна електронска опрема	143
9.4. Испитна комора и електродни систем	144

10. ЕКСПЕРИМЕНТАЛНИ РЕЗУЛТАТИ И ДИСКУСИЈА	147
<i>10.1. Поступак обраде резултата мерења</i>	147
<i>10.2. Пашенов закон и импулсни одзив</i>	148
<i>10.2.1. Пашенов закон за нормалне услове</i>	148
<i>10.2.2. Пашенов закон уз присуство извора бета зрачења</i>	150
<i>10.3. Закон површине</i>	151
10.4. Закон пораста вероватноће пробоја	157
10.5. Контаминација међуелектродног простора проводним и непроводним честицама и закон запремина време	163
<i>10.5.1. Моделовање електричног система и нечистоћа</i>	163
<i>10.5.2. Утицај параметара нечистоћа на прободни напон</i>	165
11. ЗАКЉУЧАК	168
ЛИТЕРАТУРА	172

1. УВОД

Гасови се, као диелектрик и као изолатор, све више користе у техници високих напона. Са једне стране имамо све обимнију употребу гаса у стандардним постројењима, а са друге стране све већи развој савремене технике и технологије доводи до нових начина употребе гаса као изолатора. То доводи до потребе изучавања пражњења у гасовима са више аспеката.

Са становишта раширене употребе стандардне високонапонске опреме и система, где се гас јавља као изолатор (најчешће SF_6) или као окружење и изолатор, намеће се потреба испитивања њихове поузданости у разним условима експлоатације, као и њихове отпорности на пренапонске сметње разног порекла и у разним условима експлоатације.

Све распрострањенија примена постројења изолованих гасом актуелизује проблем импулсног одзива гасне изолације. Наиме, склопне операције у овим постројењима изазивају настајање врло брзих транзијентних пренапона у њима. То може довести до пражњења и појаве унутрашњег лука, односно до отказа или уништења постројења.

Само тестирање високонапонске опреме и система, као и заштитних система осетљивих електронских уређаја, доводи до потребе развоја високонапонских и јакострујних импулсних генератора високих перформанси: импулсних напона велике вредности магнитуде (и до неколико MV) и кратког трајања чела импулса у границама ns (као што је случај у војној индустрији).

Код неких фундаменталних истраживања у физици, као што је истраживање плазме у екстремном стању, те могућа примена за паљење контролисане реакције нуклеарне фузије, неопходна је употреба контролисаног импулног генератора, за трајања мања од $10ns$, снаге неколико TW . То су врло комплексни захтеви, који се могу остварити само ако добро контролишемо све параметре који утичу на импулсне карактеристике генератора.

Висок импулсни напон (магнитуде од више MV) и велике импулсне струје укључења (неколико $100kA$) најчешће се добијају спајањем више модула на ред односно паралелно. То захтева велику синхронизацију и постојаност карактеристике укључивања редно/паралелне везе прекидача. Незнатан временски померај sukcesивног укључивања појединачних импулсних

генератора изазива знатна повећања времена пораста импулса као и време трајања, уз могућу појаву смањење максимума, такозваних цитера.

Велики део ових захтева успешно се остварује коришћењем гаса као медијума између електрода прекидача. Од гасног изолатора се захтева да има:

- добре изолаторске особине (висока електрична чврстоћа, незнатна предпробојна струја),
- веома брзу карактеристику пробојног паљења,
- добру поновљивост (реверзибилност).

Струјна карактеристика целог система мора бити одговарајућа: високе струје пражњења не смеју изазивати промене система.

Постоје многа техничка решења импулсних генератора са становишта досадашњих сазнања о електричним пражњењима у гасовима. Међутим, у конкретним извођењима уређаја долази до значајних одступања од мање или више идеализованих прорачуна. Намеће се потреба изучавања феномена, који настају када се испитивања са лабораторијског модела пренесу на конкретан објекат.

Основно полазиште разматрања импулсног гасног пражњења је случајност, односно стохастичност почетног момента процеса пражњења и развоја пражњења у гасу. Разматра се могућност математичког описивања појаве и развоја пражњења. Из микроскопских разматрања можемо доћи до тумачења уочених макроскопских величина. Макроскопско разматрање почиње од познатог извођења *закона ѿовршине* или импулсне карактеристике пробоја, која води рачуна о простирању пражњења кроз гас. Даља разматрања се темеље на *закону зајремина-време*, који води рачуна о критичним запреминама гаса у којима се појављује иницијални електрон, потребан за развој пражњења. Тако долазимо до *закона ѿорасића веровајноће ѿробоја* у зависности од повећања димензија гасног система (површине и запремине).

Посебно се разматра утицај контаминације гасног медијума проводним и непроводним честицама на импулсне карактеристике система, са становишта њихове стохастичности и стохастичности пражњења уопште.

Проширење досадашњег рада се огледа у посматрању стохастичне величине генерисања иницијалних електрона преко уопштених закона математичке статистике и до сада развијених модела гасног пражњења. Генерисање иницијалног електрона је полазна величина, и биће описана кроз елементарне физичке процесе у гасовима. Неки од тих процеса се могу описати помоћу модела квантне механике, а неки се могу разматрати семикласично или класично. У крајњој линији, посматрају се експериментално



мерљиве величине, а њихова интерпретација и објашњење је заснована на микроскопским феноменима.

Приликом анализа гасног пражњења, има се у виду да брзина пораста импулсног напона достиже брзине реда величине брзина процеса пражњења. Пад напона, односно пробој, дешава се после времена кашњења пробоја, које се мери од тренутка када импулсни напон достигне статички пробојни напон па до дешавања пробоја. То време је стохастична величина и условљена је случајним карактером процеса пражњења у гасу као и кроз утицај случајних граничних услова (на пример UV и космичко зрачење).

Стохастички карактер иницирања и развоја пражњења, поред низа других фактора, доводи до стохастичности пробојног напона. Обрада и анализа експерименталних резултата, односно експерименталне величине *пробојни напон*, захтева коришћење апарата математичке статистике.

2. ЕЛЕМЕНТАРНИ ПРОЦЕСИ У ГАСУ

Гасови су најпростије агрегатно стање материје које се карактерише одсуством било какве просторне уређености. То је последица врло слабе интеракције молекула, па се код њих најбоље испољава молекуларна природа материје. Елементарни процеси у гасу подразумевају процесе који се одигравају на атомском и молекуларном нивоу, и у својој основи су квантно механички процеси. Ови процеси су условљени унутрашњом енергијом самог гаса или енергијом која се доводи споља у гасни систем. Са становишта електротехнике, најинтересантнији случај довођења енергије је помоћу електричног поља. У том случају, поред процеса у самом гасу, такозваних запреминских процеса, појављују се и процеси на површинама електрода, такозвани површински елементарни процеси, који су изразито квантно механичког карактера. Елементарни процеси уз присуство електричног поља могу довести до електричног пражњења, односно електричних струја у гасу. Ова пражњења могу бити самостална и несамостална, у зависности да ли је за одржавање пражњења неопходно спољашње иницирање.

Елементарни процеси пражњења у гасу најједноставније се посматрају под условом да је густина слободних носилаца наелектрисања на почетку тока пражњења у поређењу са густином молекула занемарљива, и да је узајамно дејство између носилаца наелектрисања незнатно. Ако нису испуњени ови услови, долази до сложених процеса пражњења који онемогућују анализу појединачних елементарних процеса.

Према области пражњења у гасу, процесе можемо поделити на запреминске, тј. процесе који се одвијају у самом гасу, и површинске, тј. процесе интеракције гасног пражњења и површина електрода [1].

2.1. Запремински елементарни процеси пражњења у гасу

2.1.1. Крећање носилаца наелектрисања

Носиоци наелектрисања који се налазе у гасу биће услед енергетског деловања електричног поља убрзавани, њихово хаотично термално кретање добија карактер усмереног дрифтовског кретања. Поред тога постоји и усмерено дифузионо кретање због градијента густине носилаца наелектрисања [2]. Резултујућа брзина v носиоца наелектрисања добија се из

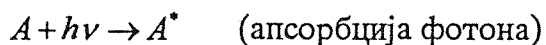
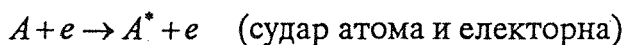
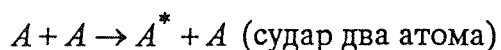
векторског сабирања три компоненте. Пераац и величина брзине v као и кинетичка енергија W су стохастичке величине и описују се расподелом густине вероватноће $f(W)$ или $f(v)$ као и средњом вредношћу \overline{W} [2]. Износ средње дрифтовске брзине носилаца наелектрисања у правцу поља је повезана преко покретљивоси μ са јачином електричног поља

$$v_D = \mu \cdot E \quad (2.1)$$

Поред јачине поља, кретање носилаца наелектрисања одређују и сударни процеси са молекулима гаса. Добијена енергија у пољу зависна је од слободне дужине пута између два судара. Даља расподела енергије у многоне зависи од карактера самих судара. При еластичним сударима дешава се измена кинетичке енергије између честица у судару, која зависи од односа маса честица у судару и начина судара. Код прекорачења прага енергије појединих процеса, носиоци наелектрисања добијају успорење кроз трансформацију кинетичке у потенцијалну енергију молекула гаса (нееластични судар).

2.1.2. Екситација

Екситација атома и молекула је процес код кога при судару атома или молекула са неком другом честицом долази до прелаза кинетичке енергије судара у енергије побуђених електронских или молекуларних квантних енергетских нивоа. Енергије екситација су ниже од енергија јонизација и резонантног су типа. Прелази у конфигурације са већим унутрашњим енергијама, односно побуђена стања, могу се извршити по једној од следећих шема [3]:

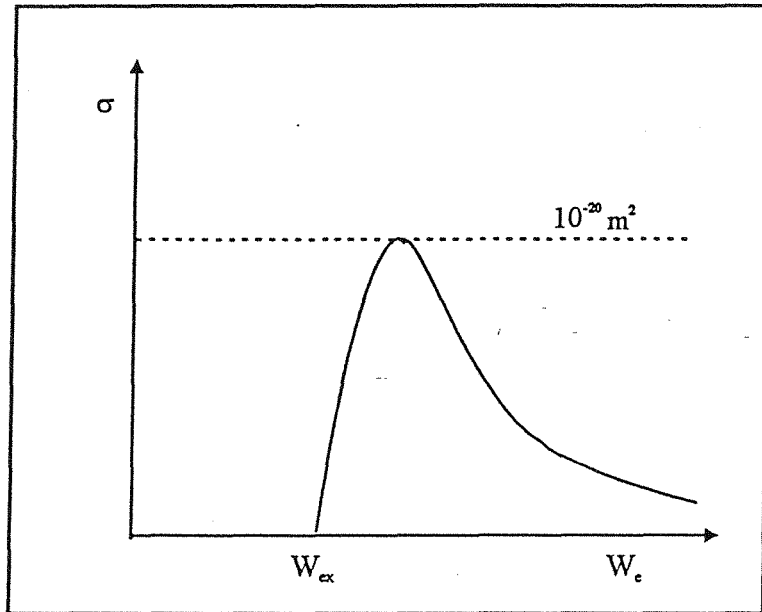


где је A^* побуђени атом, односно атом код кога се један од електрона преселио у вишу орбиту.

Ефикасни пресеци, односно вероватноће судара, за последња два случаја дати су на сликама 2.1 и 2.2. где се види изразита енергетска селективност фотонског процеса екситације.

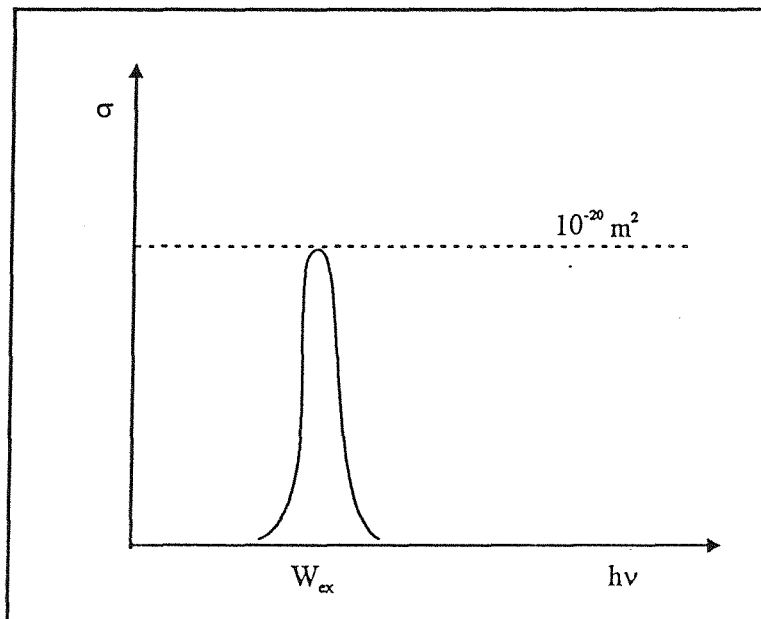
Побуђени атоми теже да се врате у основно стање, односно да се деекситују. Фотон емитован при деекситацији се лако апсорбује побуђујући неки други атом, па овај процес наставља да кружи континуираним

апсорбцијама и реемисијама фотона од стране атома. Средњи живот побуђеног атома је реда 10^{-8} s.



Slika 2.1 Zavisnost preseka za eksitaciju atoma elektronskim udarom od energije elektrona

Уколико је прелаз у основно стање мало вероватан (“забрањен”) за побуђено стање се каже да је метастабилно и средњи живот побуђеног атома је реда 10^{-5} s.

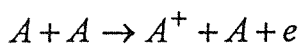
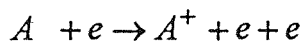


Слика 2.2 Зависност пресека за фотоекситацију од енергије фотона



2.1.3. Јонизација

Атоми се могу јонизовати на више начина. Основни услов за јонизацију, поред импулса, је енергетски, тј. размењена енергија у интеракцији мора бити довољна да саопшти електрону најмање енергију јонизације. Ако је реч о сударној јонизацији, мора кинетичка енергија сударних честица, најчешће електрона и атома, бити једнака или већа од енергије јонизације атома. Исто важи и за термалну јонизацију, где у судару учествују атоми, који се крећу термалним брзинама. Поменуте јонизације се одвијају по шеми [3]:



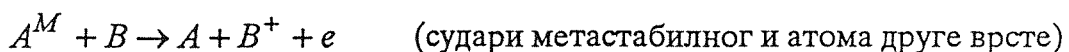
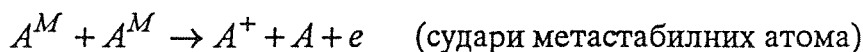
На слици 2.3 приказана је зависност ефикасног пресека за процес према првој релацији.

Термална јонизација је значајна на вишој температури када постоји значајан број молекула, атома и јона који крећући се термалним брзинама могу да изазову јонизацију. Из Нернстове топлотне теореме може се добити израз [4]:

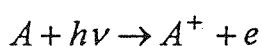
$$\frac{x^2}{1-x^2} p = 1.8 \frac{g_{jon}}{g_{gas}} 10^{-6} T^{5/2} e^{-\frac{eV_i}{kT}} \quad (2.2)$$

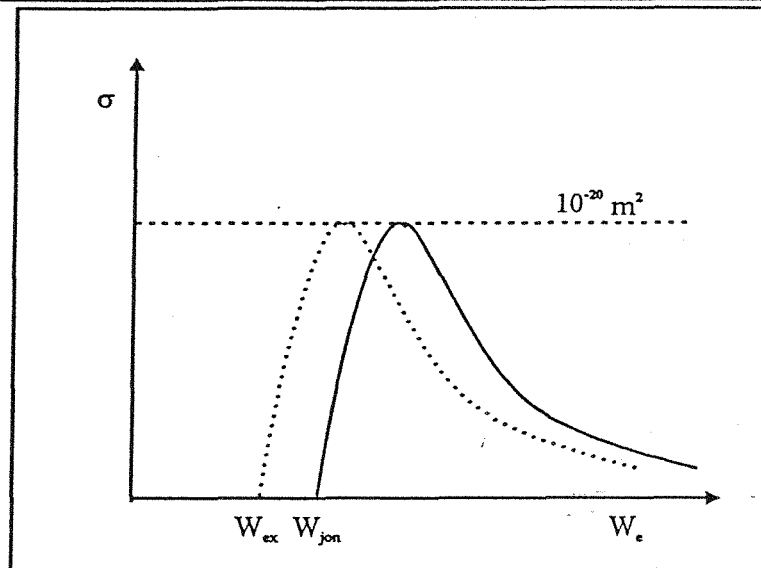
где су: g_{jon}/g_{gas} однос статистичких тежина; $x = p/p_0 = N_e/N_0$ степен јонизације, тј. однос концентрације електрона према концентрацији молекула гаса; p - притисак гаса; T - апсолутна температура; V_i - јонизациони потенцијал; k - Болцманова константа.

Јонизација се може извршити и ако се метастабилна стања атома A^M деекситују механизмима, као што су:

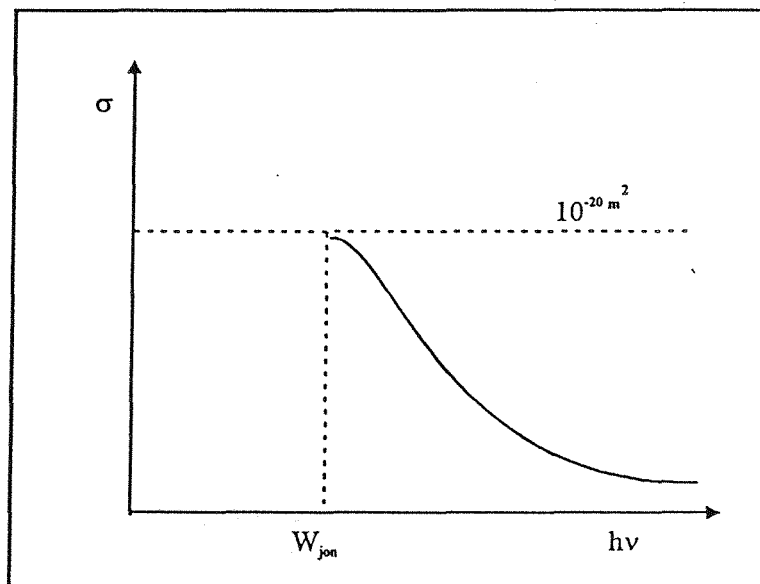


Јонизација се може извршити и апсорпцијом фотона (фотојонизација), слика 2.4:



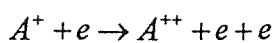
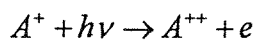


Слика 2.3. Зависноћ ефикасног пресека за јонизацију електронским ударом од енергије ударног електрона. Тачкастом линијом је, ради поређења, приказан ефикасни пресек за ексципацију електронским ударом.

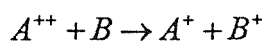
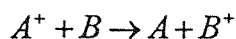


Слика 2.4. Зависноћ ефикасног пресека за фотојонизацију од енергије ујадног фотона

Могући су и процеси вишеструке јонизације, којима се избацују други електрони из омотача, за шта је потребна знатно већа енергија од енергије прве јонизације:

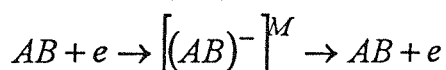
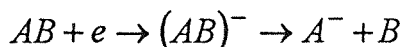
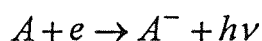


Јони могу настати изменом наелектрисања. Измена наелектрисања се врши по једној од ове две шеме:



Измена ће бити резонантна (велика вероватноћа) уколико су атоми А и В идентични, а нерезонантна уколико атоми А и В нису исте врсте.

Код електронегативних гасова значајан процес стварања јона је припајање електрона од стране молекула електронегативног гаса. Како ће се понашати настали негативни јон, зависи од енергетског биланса приликом интеракције (судара), и могућих случајева.



Четврти процес је посебно занимљив као могући извор иницијалног електрона, јер је за ослобађање електрона од негативног побуђеног јона потребна минимална енергија.

2.1.4. Рекомбинација

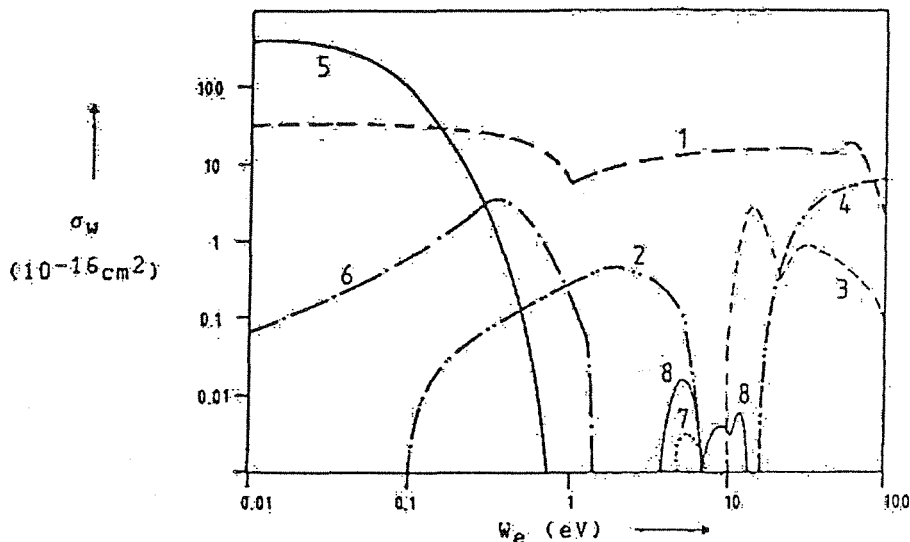
Рекомбинација електрона и јона, тј њихова неутрализација, је врло сложена појава и није довољно изучена. Једино је рекомбинација између позитивних и негативних јона била предмет различитих истраживања. Код високе густине честица у рекомбинацији учествују три тела, где слободна рекомбинациона енергија може бити пренета на неутралне молекуле гаса. То може даље довести до нових процеса јонизације и других елементарних процеса.

2.1.5. Ефикасни пресеци и вероватноће реакција

Сви наведени елементарни процеси имају одређену вероватноћу догађаја под одређеним условима, што се описује тз. ефикасним пресеком реакције. За електрична пражњења од посебног су интереса електронски ефикасни пресеци појединих реакција. Они су функција брзине електрона v_e ,

односно кинетичке енергије W_e , размењене у судару електрона, при чему се молекули гаса у односу на електрон могу сматрати непокретним.

Наведени елементарни процеси су присутни у свим гасовима и електродним конфигурацијама. Њихова динамика и квантитативна заступљеност зависе од врсте гаса, карактеристика електродног система и карактеристика примењеног напона. Као пример, на слици 2.5, приказани су поједини ефикасни пресеци за сумпор хекса флуорид (SF_6), посебно интересантан гас у техници високог напона.



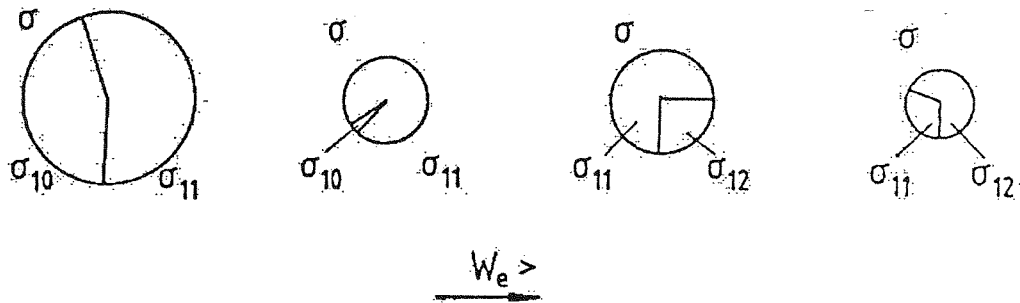
Слика 2.5. Ефикасни пресек за електрон-молекул сударне процесе као функција енергије електрона W_e . 1 еластично расејање (пренос импулса), 2 ексципација (побуда вибрационих нивоа), 3 електронска ексципација, 4 јонизација, 5-8 везивање електрона (SF_6^- , SF_5^- , F^- , SF_4^-).

Са слике се види да ће електрон незнатне кинетичке енергије ($< 0.1 eV$) бити са великом вероватноћом захваћен од стране неутралног молекула, без могућности да настане нестабилни побуђени јон. Средње време живота побуђеног међустања (SF_6^-)^{*} износи неколико μs [5] за случај мале густине молекула. Са порастом концентрације молекула, расте преношење побудне енергије на неутралне молекуле кроз сударне процесе (сударна стабилизација) [5]. Јони SF_5^- и F^- настали дисоцијацијом преко SF_6^- на основу високог електронског афинитета постају високо стабилни [5].

Електрон високе кинетичке енергије може изазвати распад SF_6 молекула на неутралне молекулске фрагменте, са порастом енергије повећава се распад SF_6 молекула. Код прекорачења јонизационе енергије SF_6 молекула

($W_I = 15.8eV$) могући су јонизациони процеси. Они иду увек са дисоцијацијом молекула на више начина [6]. Егзистенција SF_6^+ јона до сада није позната.

За описивање повећања носилаца наелектрисања неопходно је изједначавање реакција према њиховим електронским билансима, слика 2.6. Посматра се ефикасни пресек судара $\sigma(v_e)$ као мера за вероватноћу судара једног електрона са неутралним молекулом, тако да се ово дели на ефикасни пресек јонизације $\sigma_{12}(v_e)$, побудни ефикасни пресек $\sigma_{10}(v_e)$ и ефикасни пресек $\sigma_{11}(v_e)$ за билансно неутрални сударни процес.



Слика 2. 6. Квалитативно представљање ефикасних пресека у зависности од енергије електрона W_e . На слици је назначен смер пораста енергије.

Код судара електрона са брзином v_e достиже се условна вероватноћа за јонизацију (p_{12}^*) и везивање електрона (p_{10}^*) за

$$p_{12}^* = \frac{\sigma_{12}(v_e)}{\sigma(v_e)} \quad (2.3)$$

$$p_{10}^* = \frac{\sigma_{10}(v_e)}{\sigma(v_e)} \quad (2.4)$$

Увођењем функције густине вероватноће расподеле електрона по брзинама $f(v_e)$, добијамо маргину вероватноће реакције као функцију одговарајуће јачине поља E/n :

$$p_{1j} = \int_0^{\infty} \frac{\sigma_{1j}(v_e)}{\sigma(v_e)} \cdot f(v_e) \cdot dv_e = g_j \left[\frac{E}{n} \right], \quad j = 0, 1, 2 \quad (2.5)$$

Квантитативно представљена микроскопска вероватноћа реакције није погодна за њено директно експериментално одређивање. Наиме, експериментално је могуће одредити ефикасни пресек одређене реакције $\sigma_{ij}(v_e)$ али опште прихваћена функција густине вероватноће расподеле

електрона по брзинама $f(v_e)$ до сада није одређена. Тако се елементарни пресеци одређују преко макроскопских реакција и коефицијената реакцијских делова. Тако се узајамно дејство великог броја електрона (облак електрона) са неутралним молекулима гаса може изразити преко статистички просечних величина, експериментално мерљивих.

Ако знамо коефицијенте парцијалних реакција k_{1j} (димензије: m^3/s):

$$k_{1j} = \int_0^{\infty} \sigma_{1j}(v_e) \cdot f(v_e) \cdot v_e \cdot dv_e \quad (2.6)$$

густину електрона n_e и густине молекула n , можемо израчунати електронску фракцију једне електрон-молекул реакције (по јединици запремине у јединици времена):

$$\dot{n}_{1j} = \frac{dn_{1j}}{dt} = k_{1j} \cdot n_e \cdot n \quad (2.7)$$

Коефицијент реакције χ_{1j} (димензије: cm^{-1}) даје средњи број реакција које електрон проузрокује дуж јединичног пута при кретању насупротив смеру електричног поља:

$$\chi_{1j} = \frac{n \cdot k_{1j}}{v_{De}} = \frac{n}{v_{De}} \cdot \int_0^{\infty} \sigma_{1j}(v_e) \cdot f(v_e) \cdot v_e \cdot dv_e = n \cdot f_j \cdot \left[\frac{E}{n} \right] \quad (2.8)$$

где су:

$\chi_{12} = \alpha$ први Таузендов коефицијент јонизације: број јонизујућих судара електрона по јединици пута у правцу поља,

$\chi_{10} = \eta$ коефицијент везивања: број везујућих судара једног електрона по јединици у правцу поља.

Јонизациони процеси кроз сударе позитивних јона са молекулима играју подређену улогу због релативно високе јонизујуће енергије као и незнатне кинетичке енергије јона.

Поред сударне јонизације, за настајање слободних електрона ослобађање електрона од негативних јона има велики значај. Без спољашњег довођења енергије могућ је процес ослобађања само од нестабилних побуђених SF_6^- јона (самоослобађање). Са повећањем густине гаса овај механизам губи свој значај, јер се време живота и густина нестабилних јона кроз сударну стабилизацију смањује.

За ослобађање електрона од стабилних негативних јона потребна је енергија реда $4eV - 7eV$, која премашује енергију која се може довести кроз вибрациорно и ротационо стање јона. Тако ослобађање најчешће настаје кроз судар негативних јона са неутралним молекулима (сударно ослобађање). Енергија ослобађања електрона је добијена преко кинетичке енергије учесника у судару, при чему је од посебног значаја дрефт јона.

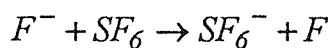
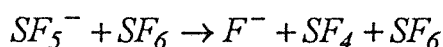
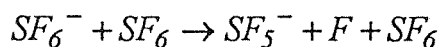
Параметри реакције процеса ослобађања електрона су дефинисани аналогно као за електрон-молекул сударе. Коефицијент ослобађања δ даје средњи број процеса ослобађања електрона од једног негативног јона по јединици пута, који се креће насупрот смера поља. Са средњом брзином дрефта v_{Di}^- негативних јона коефицијент ослобађања фракције електрона је:

$$k_{01} = \delta \cdot v_{Di}^- / n \quad (2.9)$$

Уз познавање густине n_i^- негативних јона, средњи број ослобођених електрона у фракцији је:

$$\dot{n}_{01} = \frac{dn_{01}}{dt} = \delta \cdot v_{Di}^- \cdot n_i^- = k_{01} \cdot n_i^- \cdot n \quad (2.10)$$

Поред ослобађања електрона значајни су процеси јонске измене при сударима негативних јона са молекулима, уз губитак кинетичке енергије. При томе се врши трансформација јона кроз преношење наелектрисања а може бити повезана и са процесима дисоцијације, као што је дато за пример SF_6 гаса:



Код већих концентрација молекула може доћи до формирања стабилних група насталих од негативних јона и неутралних молекула [6].

2.2. Површински елементарни процеси - процеси на катода

За структуру метала су карактеристични слободни електрони, који чине електронски облак у међујонском простору решетке метала. Када се слободни електрони нађу у близини металне површине биће електричним пољем јаким позитивних јона решетке спречавани да напусте електроду. За раскидање ове везе електрони морају да добију енергију која се назива спољашњи излазни рад, и једнака је $W_A = e \cdot \varphi_a$, и специфична је величина материјала. Енергетска расподела електрона унутар електронског облака описана је Фермијевом расподелом. До Фермијевог нивоа $e \cdot \varphi_i$, на 0 К, сва стања су попуњена, а изнад Фермијевог нивоа сва стања су празна. За ослобађање електрона од металне везе, он мора да добије енергију једнаку практично потенцијалној јами у којој се налази. Овај износ код уобичајено употребљених материјала за електроде је 3 – 5eV и знатно је мањи у односу на јонизациону енергију гасова.

2.2.1. Термомисија

Поред материјала електрода и његове структуре металне решетке на излазни рад утичу бројни параметри. Са порастом температуре метала расте и вероватноћа заузимања енергетских стања изнад Фермијевог нивоа, тако да поједини електрони добијају повећану потенцијалну енергију. Када се температура катоде довољно подигне, електрони који се налазе у највишим енергетским стањима, могу да савладају привлачне силе других наелектрисања и да напусте катоду. Квантно-механичком анализом долази се до израза (Ричардсона и Дашмана) за површинску густину струје :

$$j = AT^2 e^{-\frac{e\varphi}{kT}} \quad (2.11)$$

где су : A - карактеристична константа; φ - излазни потенцијал електрона; T - апсолутна температура катоде; k - Болцманова константа.

2.2.2. Емисија пољем

Када постоје јака електрична поља на катода, спољашњи излазни рад електрона биће снижен, опадање се рачуна по Шоткијевој \sqrt{E} - корекцији

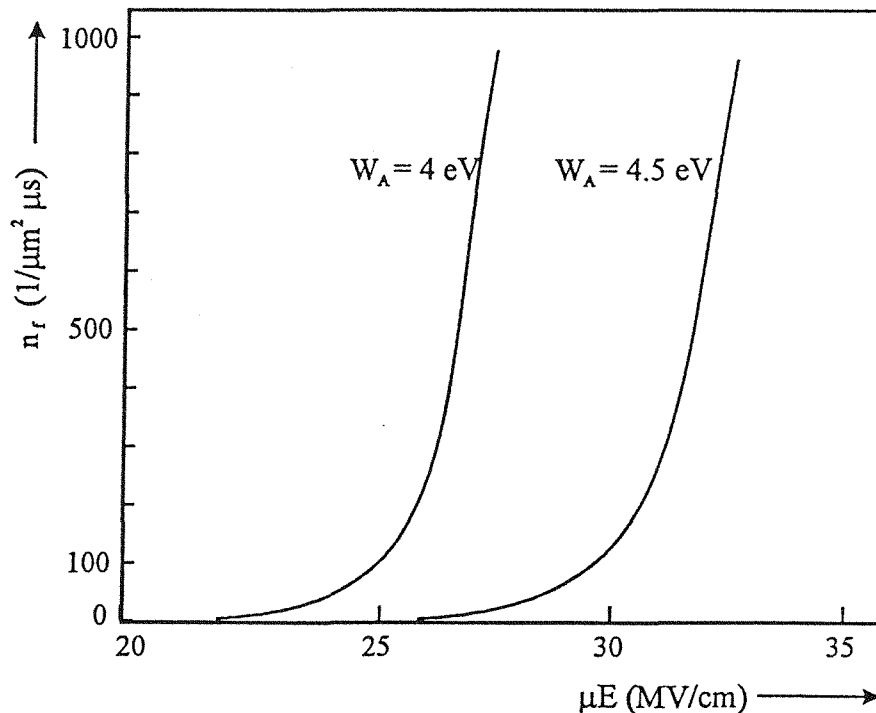
$$e \cdot \Delta\varphi = 3.79 \cdot 10^{-4} (eV) \cdot \sqrt{E (V/cm)} \quad (2.12)$$

при чему је E јачина одговарајућег електричног поља на површини метала. Тако добијамо Шоткијеву емисију насталу дејством јаког поља и температуре, за коју површинску густину струје рачунамо према релацији:

$$j_S = C_1 T^2 e^{-\frac{C_2 - C_3 E^{1/2}}{T}} \quad (2.13)$$

Смањење излазног рада услед Шоткијевог ефекта догађа се првенствено на металним или диелектричним местима површине (храпавост - микрошиљци, нечистоће), где јачина поља достиже велика прекорачења у односу на средњу вредност јачине поља. Даље, кроз апсорпцију молекула гаса могу да настану електрични двојни слојеви са диполним карактером који на основу оријентације дипола смањују или повећавају излазни рад. Могуће смањење излазног рада изазива и танак оксидни слој ($< 100 \text{ nm}$) на којем се налазе позитивни јони.

Код јачина поља од око 20 MV/cm електрони се ослобађају металне везе због значајног појаве ефекта квантно-механичког тунеловања (хладна емисија). Она углавном настаје на поменутим дисконтинуитетима катоде, (микрошиљци, танки оксидни слојеви, диелектричне нечистоће), где поља могу бити за ред величине већа од просечног електричног поља.



Слика 2.7. Фракција електрона n_f настала електронском емисијом као функција јачине локалног поља на површини катоде ($\mu \cdot E$) и параметра "излазни рад" (W_A), према формули (2.14).

Уз идеализацију услова да је температура метала $0K$, површина метала савршено глатка и чиста, са стране металне површине влада идеалан вакуум, можемо уз помоћ Фолер-Нордхајмове једначине установити број емитованих електрона ($\mu s^{-1} \mu m^{-2}$):

$$\dot{n}_t = \frac{k_1 \cdot (\mu \cdot E)^2}{W_A} \cdot \exp\left\{-\frac{k_2 \cdot W_A^{1.5}}{\mu \cdot E}\right\} \quad (2.14)$$

У једначини је $k_1 = 3.84 \cdot 10^{11}$, $k_2 = 68.3, W_A$ (eV) излазни рад (без Шоткијеве корекције), E макроскопска јачина поља у MV/cm , μ фактор локалног појачања поља на местима дисконтинуитета ($\mu \cdot E$ јачина локалног поља на површини), слика 2.7.

2.2.3. Сударна емисија кроз њозиивне јоне и њобуђене айоме

У електричном пољу долази до дрефта позитивних јона. Они могу при судару са катодом да буду неутралисани, при чему се ослобађа електрон, под условом да је сума кинетичке и потенцијалне енергије (јонизациона енергија) достигла најмање двоструку вредност излазног рада. Такође многобројни побудни нивои молекула гаса налазе се изнад нивоа излазног рада електрона. То значи да метастабилни молекули гаса могу, кроз предају своје потенцијалне енергије, да избију електрон са катоде.

2.2.4. Фоџо емисија

Фотони енергије $h \cdot \nu \geq W_A$ такође могу да избију електрон са катоде. Фотоемисиони процеси, за ралику од резонантних фото јонизационих процеса, су могући и при високим дуготаласним зрачењима који падају на катоду ($< 300nm$). У свком случају велики део доспелог зрачења на металну површину биће рефлектован, при чему квалитет обрађене површине има знатан утицај. Такође, фотони високе енергије, настали космичким или радиоактивним зрачењем, могу да ослободе многобројне електроне са катоде[2].

2.3. Основни параметри електронске лавине

Лавина електрона и јона је врло сложен систем настао довођењем енергије електродно гасном систему помоћу електричног поља. Као такав, систем се врло тешко може целовито описати једним моделом, а да се не уведу неке апроксимације и границе важења модела. Ради утврђивања појединих реакционих и транспортних параметара лавине, уводи се неколико претпоставки.

- Параметри лавине описују средње вредности као карактеристику великог колектива (лавине) носиоца наелектрисања који се креће под утицајем спољашњег хомогеног електричног поља. Најмања дужина померања мора бити реда и већа од средње слободне дужине пута носиоца наелектрисања.
- Енергија коју лавина преузима од макроскопског електричног поља у равнотежи је са губитком енергије проузрокованим сударним процесима. Особине колектива биће одређене само кроз јачину поља и молекулску концентрацију.
- Густина носилаца наелектрисања је незнатна у односу на молекулску концентрацију (типично $10^{16} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$), узајамно дејство између носилаца наелектрисања према томе има занемарљиву улогу.

По правилу, параметри пражњења се описују преко молекулске концентрације n , а може и једноставније употребом притиска гаса p . При томе не треба губити из вида да је основа процеса концентрација, а притисак је функција температуре као и других фактора који говоре о неидеалности посматраног гаса.

2.3.1. Коефицијенти јонизације, везивања и ослобађања

У многобројним радовима је проучавана зависност коефицијената јонизације и везивања од јачине електричног поља E и концентрације n , односно редукованог поља $\frac{E}{p}$ [1,2,3,4,5].

Први Таузендов јонизациони коефицијент α изражава настанак електрона у јонизационим сударним процесима електрона и молекула (атома) гаса. Он представља број јонизационих судара које оствари један електрон на јединичном померају у супротном смеру од електричног поља. Под наведеним претпоставкама, уз познати притисак p , добијена је формула за редуковани коефицијент јонизације $\frac{\alpha}{p}$:

$$\frac{\alpha(x)}{p} = f_1 \left\{ \frac{E(x)}{p} \right\} \quad (2.15)$$

где $f_1 \left\{ \frac{E(x)}{p} \right\}$ функција редукованог електричног поља.

Под истим условима може се дефинисати и коефицијент везивања електрона $\frac{\eta}{P}$ као:

$$\frac{\eta(x)}{P} = f_2 \cdot \left\{ \frac{E(x)}{P} \right\} \quad (2.16)$$

За повећавање носилаца наелектрисања у електронским процесима, меродаван је редуковани нето коефицијент јонизације $\frac{\bar{\alpha}}{P}$:

$$\frac{\bar{\alpha}(x)}{P} = \frac{\alpha(x)}{P} - \frac{\eta(x)}{P} \quad (2.17)$$

У одређеним условима значајан допринос генерисању електрона дају и судари убрзаних јона и молекула, што се може изразити коефицијентом $\frac{\beta}{P}$:

$$\frac{\beta(x)}{P} = g_1 \left\{ \frac{E(x)}{P} \right\} \quad (2.18)$$

Катодни ефекти се могу изразити редукованим коефицијентом $\frac{\gamma}{P}$:

$$\frac{\gamma(d)}{P} = h_1 \left\{ \frac{E(d)}{P} \right\} \quad (2.19)$$

Када до изражаја долазе и неки други елементарни процеси пражњења, аналитичко решавање пражњења је скоро немогуће без увођења одговарајућих апроксимација. У зависности од услова пражњења који омогућују поједине претпоставке, могуће је одредити функционалне зависности поменутих параметара, који се касније користе за одређивање тока пробоја и самог пробоја.

3. ЕЛЕКТРИЧНИ ПРОБОЈ ГАСОВА

Под електричним пробојем гасова подразумевамо појаву наглог повећања проводности у простору између електрода, узроковану појавом високе концентрације носилаца наелектрисања. Развој процеса пробоја је условљен процесима стварања и нестајања јона и електрона. Динамика процеса пробоја зависи од динамике преузимања енергије од електричног поља у елементарним процесима у гасу.

У зависности односа брзине промене напона и брзина карактеристичних за елементарне процесе гасног пражњења, електрични пробој гасова се дели на статички и динамички, односно импулсни. Електрични пробој остварен пољем чија је временска константа пораста интензитета много већа од временске константе карактеристичне за микроскопске процесе гасног пражњења назива се статичким (једносмерним) пробојем. У случају да је брзина пораста напона упоредива са временским константама предпробојног процеса дешава се динамички импулсни пробој [6].

3.1. Предпробојни процеси

3.1.1. Стварање иницијалног електрона

За почетно повећање носилаца наелектрисања лавинског карактера потребни су слободни електрони (почетни електрони) од којих ће настати иницијални електрон за посматрану лавину. Он настаје у неком већ поменутом (јонизационом) елементарном процесу у гасу или се емитује са катоде. Спољашњи јонизациони извори зрачења имају мање важну улогу због мале вероватноће јонизације гаса. Према неким мерењима космичко зрачење и природна радиоактивност околине у металом оклопљеној запремини гаса под нормалним условима ($p = 0.1 \text{ MPa}, T = 293 \text{ K}$) дају приближно $\dot{n}_i^+ = 10 \text{ (cm}^{-3} \text{ s}^{-1}\text{)}$ јонизационих процеса. Без спољашњег електричног поља добија се, под утицајем дифузионих и рекомбинационих процеса, након временске константе од реда 5 минута, стационарна јонско-електронска концентрација

$n_i^+ \approx n_i^- \approx 2500 \text{ cm}^{-3}$. Одступања од ове вредности су узрокована географским и метеоролошким факторима, условима гаса и оклапањем гасне изолације. [7]

Са присуством електричног поља ситуација се квалитативно и квантитативно мења. Већ незнатна електрична поља изазивају просторну и временску зависност јонске расподеле у гасу; јони дрефтују према супротно наелектрисаној електроди. При великим јачинама поља расте емисија електрона пољем, расте вероватноћа одвајања електрона од негативног јона. Висока концентрација позитивних јона у близини катоде повећава вероватноћу настајања иницијалног електрона из процеса сударне емисије на катоде [6].

Ако се настали слободни електрони нађу на повољном месту, тј. да могу да примају довољно енергије за јонизацију од електричног поља и да имају довољну путању дрефта за развој лавине, могу постати иницијални електрони за пробој.

3.1.2. Развој лавине носилаца наелектрисања

Почетни стадијум пражњења углавном је одређен узајамним дејством електрон-молекула. Настанком на месту x_0 , иницијални електрон за време свог дрефта према аноди на путу dx добија довољну енергију од електричног поља да би, кроз сударну јонизацију у средини, створио αdx слободних електрона од којих ће ηdx бити везано на молекулима и јонима. Електрони који се ослобађају при ударној јонизацији, убрзавају се под утицајем силе поља, и могу да учествују у даљој јонизацији атома гаса. На тај начин повећава се број слободних електрона који се крећу ка аноди, услед чега се јавља електронска лавина. Након једне дужине пута x егзистирају $N_e(x)$ слободних електрона, који на диференцијалном делу пута dx производе $dN_e(x)$ нових електрона [8]:

$$dN_e(x) = N_e(x) \cdot (\alpha - \eta) \cdot dx = N_e(x) \bar{\alpha} \cdot dx, \quad (\alpha - \eta) = \alpha^* \quad (3.1)$$

Решење диференцијалне једначине даје

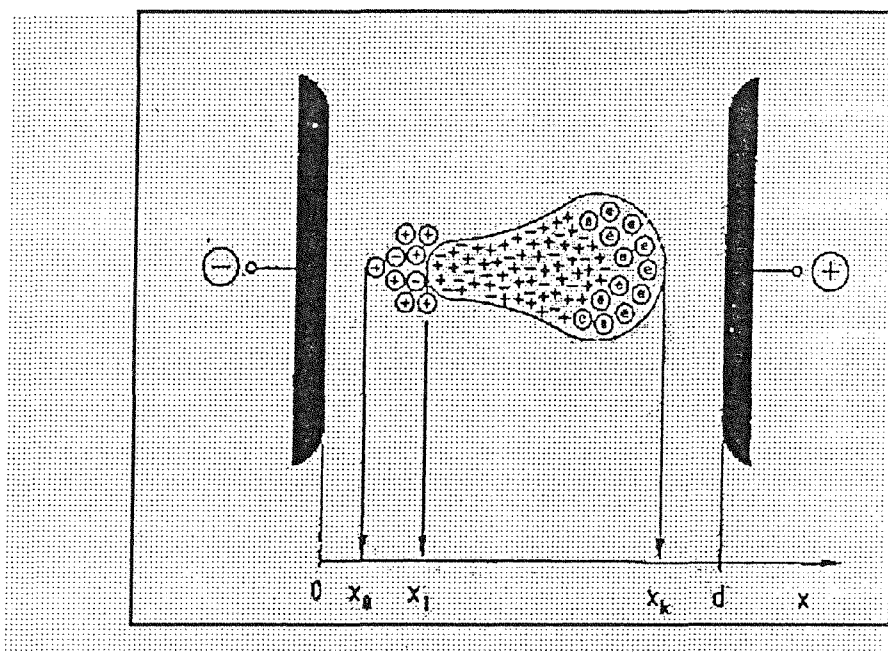
$$N_e(x) = \exp \left\{ \int_{x_0}^x \alpha^*(x) \cdot dx \right\} \quad (3.2)$$

Под истим условима имамо биланс за негативне јоне (припајање електрона) и позитивне јоне, па је:

$$N_i^-(x) = \int_{x_0}^x \eta(x) \cdot N_e(x) \cdot dx \quad (3.3)$$

$$N_i^+(x) = \int_{x_0}^x \alpha(x) \cdot N_e(x) \cdot dx \quad (3.4)$$

У општем случају електродне конфигурације, имамо просторно зависну расподелу јачине поља $E(x)$, тако да ће и коефицијенти реакције који зависе од јачине поља бити просторно зависни. У областима поља у којима јонизација надмашује процесе везивања електрона, ($\alpha^*(x) > 0$; $[E(x)/p] > [E(x)/p]_k$), експоненцијално расте број носилаца наелектрисања по јединици дужине пута x (лавински раст). Долажењем лавине носиоца наелектрисања у подручја слабијег поља ($\alpha(x) < \eta(x)$), $\alpha^*(x) < 0$; $[E(x)/p] < [E(x)/p]_k$, напредовање лавине ће бити успорено или чак спречено везивањем наелектрисања.



Слика 3.1. Шемајско представљање лавинског процеса.

Овакав модел раста важи, строго узевши, само под условом развијеног облака лавине. Ово није испуњено у првој фази повећавања броја носилаца, када је број носилаца испод одређеног критичног броја. Ако изузмемо почетне путеве $x = x_0 \dots x_1$, на којима број електрона $N_e(x_1)$ достиже до броја реда 100, добијамо једначине:

$$N_e(x) = N_e(x_1) \cdot \exp \left\{ \int_{x_1}^x \alpha^*(x) \cdot dx \right\} \quad (3.5)$$

$$N_i^+(x) = N_i^+(x_1) + \int_{x_1}^x \alpha(x) \cdot N_e(x) \cdot dx \quad (3.6)$$

У почетној фази број носилаца наелектрисања се мења у дискретним корацима. Стохастични карактер почетног раста лавине је последица присуства малог броја јона и електрона, тако да је флукуација средњег броја због припајања електрона јако велика, тако да може доћи и до нестанка лавине. За математичку обраду повећања носилаца наелектрисања у почетној фази неопходно је применити стохастички поступак. Са повећањем носилаца наелектрисања у лавини стварају се услови за примену једначина од 3.2 до 3.6 са задовољавајућом тачношћу.

3.1.3. Развој стримера

Раздвајање наелектрисања у зони лавине проузрокује појаву локалног електричног поља, и у зависности од односа према спољашњем електричном пољу, оно може да врши утицај на процес пражњења. Велика густина електрона у лавинском фронту као и позитивних јона у лавинском релу мења и изобличава електрично поље пре и иза лавине. Тако се могу појавити подручја прекорачења јачине поља потребне за иницирање нових лавина, те тако настају канали пражњења (стримери), са великом брзином кретања ка аноди и катоде [9].

Нарастање стримера појачава јонизујуће зрачење које потиче из лавинске главе. Услед интензивне електрон-молекул-јонске реакције у лавинском фронту настају фотони, прелазе велику дужину и јонизацијом и фото-емисијом доприносе стварању секундарних лавина. Осим фотонске, имамо и електронску јонизацију, где неке фракције електрона у локалном пољу могу бити екстремно убрзане па напуштају лавински фронт, где испред њега ослобађају електроне кроз сударну јонизацију и стварају анодно орјентисану секундарну лавину. Настали електрони могу бити привучени од позитивних јона лавине пре него што се ови покрену. Тако изазвано привидно кретање позитивних јона формира у међуелектродном простору узак проводан канал, стример, који се брзином реда 10^8 cm/s креће према катоде.

3.2. Развој пробоја у гасу

Процеси пробоја гаса у зависности од параметра pd (производ притиска p и међуелектродног растојања d) могу се представити помоћу три модела: 1) Таунзендов, 2) стримерски и 3) вакуумски. Примена неког од ових модела одређена је а) концентрацијом односно притиском гаса у међуелектродном простору и б) односом међуелектродног растојања d према средњој слободној дужини пута електрона λ [9].

3.2.1. Таунзенд-ов механизам пробоја

Пробој гаса настаје Таунзендовим механизмом када су услови такви да је у умножавању наелектрисања најзаступљенији лавински механизам, чији се учинак описује коефицијентом α , и ударна емисија електрона са катоде која се описује коефицијентом γ . Према моделу развоја лавине, број електрона у лавини, после дужине дрефта x је $n = e^{\alpha x}$. Када је иницијални електрон настао у близини катоде, лавина ће у близини аноде имати $n = e^{\alpha d}$ електрона, где је d растојање између електрода. Број новонасталих електрона односно позитивних јона је у том случају [4]:

$$n_e = (e^{\alpha d} - 1) \quad (3.7)$$

$$n^+ = \frac{\alpha}{\alpha^*} (e^{\alpha d} - 1) \quad (3.8)$$

Доласком на катоду, позитивни јони ослобађају γn^+ електрона са њене површине, где је γ секундарни лавински коефицијент и представља број нових слободних електрона насталих секундарним процесима по једном јону. Настали електрони сада постају почетни електрони за следеће лавине. Даљим кумулативним генерисањем, број електрона је:

$$n_e = \sum_{k=0}^{\infty} \left\{ \gamma \frac{\alpha}{\alpha^*} [e^{\alpha d} - 1] \right\}^k e^{\alpha^* d} \quad (3.9)$$

Уз услов конвергенције реда, добија се релација за број електрона:

$$n_e = \frac{e^{\alpha^* d}}{1 - \gamma \frac{\alpha}{\alpha^*} (e^{\alpha^* d} - 1)} \quad (3.10)$$

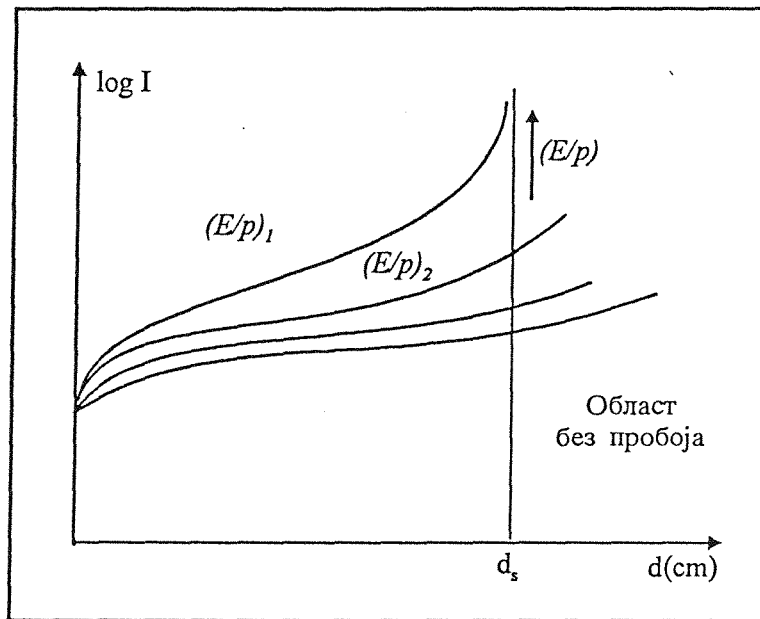
Из практичних разлога се може увести нови параметар $\omega = \lambda\alpha$. Тако, за самосталност пражњења, трајање пражњења без потребе иницијације, неопходно је да се испуне услови:

$$a) \quad \frac{\omega}{\alpha^*} (e^{\alpha^* d} - 1) \geq 1 \quad (3.11)$$

$$b) \quad \int_0^d \omega e^{\int_0^x \alpha^* dx} dx \geq 1$$

за случај хомогеног (3.11.a) и нехомогеног (3.11. б) електричног поља[6].

Из услова пробоја се види да је, док год је $\alpha \geq \eta, \alpha^* > 0$, пробој је увек могућ независно од вредности α, η и γ уколико је d довољно велико. Међутим, ако је $\eta > \alpha$, са порастом d услов пробоја се примиче асимптоти $\alpha = \frac{\eta}{1+\gamma}$. Тада пробој зависи само од односа $\frac{E}{p}$ и може се одредити граница испод које је пробој немогућ. Зависност пробоја од растојања d за различите вредности $\frac{E}{p}$ дата је на слици 3.2.



Слика 3.2. Зависности пробоја од вредности E/p

Приликом разматрања Таунзендовог механизма пробоја, узети су у обзир само секундарни ефекат на катоди (сударна емисија, фотоемисија) али се посматрањем може видети да постоје и секундарни процеси у гасу (фотојонизација, ослобађање електрона, јонска јонизација). Узмемо ли у

обзир да сваки позитиван јон својим кретањем јонизује β неутралних молекула гаса по јединици пређеног пута, добија се израз:

$$n_e = \frac{n_0(\alpha - \beta)e^{(\alpha - \beta)d}}{(1 + \gamma)\alpha - (\alpha\gamma + \beta)e^{(\alpha - \beta)d}} \quad (3.12)$$

Брзина настанка пражњења Таунзендовим механизмом првенствено је одређена брзином дрефта позитивних јона, која је реда $0.1 \text{ mm} / \mu\text{s}$.

3.2.2. Стримерски механизам пробоја

Таунзенсов механизам пробоја није могао да објасни низ појава које су пратиле пробој: краће време потребно за развој пробоја, независност пробојног напона од материјала катоде, развијање канала пражњења у средини мађуелектродног простора, развитак канала варнице из аноде итд.

За разлику од Таунзендовог механизма пробоја који је кумулативног карактера, пробој стримерским механизмом бива изазван једном лавином. До пробоја долази када на описани начин развоја лавине долази до формирања слабо проводног канала. Ради релативно велике специфичне отпорности канала стримера долази до загревања Џуловим ефектом. Температура канала може постати врло висока тако да настаје могућност за термојонизацију. Термојонизација испуни стримерски канал високопроводном плазмом након чега се електрични пробој окончава.

Феномен стримерског пражњења нема егзактан математички модел, али се експериментално могу одредити услови под којима се пробој развија стримерским механизмом. Тако је уочено да је основни услов тај да је просторним наелектрисањем изазвано поље барем истог реда величине као и спољашње поље.

Простирање стримера се наставља ако је број електрона у лавинском фронту након једне дужине пута x_k ($x_k < d$) достигао критични број N_{krit} .

$$N_e(x_k) > N_{krit} \quad (3.13)$$

Критични број носилаца наелектрисања N_{krit} је слабо зависан од притиска гаса p и дужине пута x_k , радијално ширење лавинског фронта утиче на просторну јачину поља наелектрисања. По правилу N_{krit} се наводи као константа реда величине од 10^5 до 10^8 у зависности од конкретних услова.

Узимањем у обзир почетног пута x_1 лавинских носиоца наелектрисања (једначина 3.5) посредно се према броју носилаца израчунава почетна стримерска јачина поља:

$$N_e(x_k) = N_e(x_1) \cdot \exp \left\{ \int_{x_1}^{x_k} \alpha^*(x) \cdot dx \right\}_{max} \stackrel{!}{=} N_{krit} \quad (3.14)$$

односно

$$\left[\int_{x_1}^{x_k} \alpha^*(x) \cdot dx \right]_{max} = \ln \frac{N_{krit}}{N(x_1)} \quad (3.15)$$

Према овим једначинама, апроксимативно се може доћи до релације која изражава услов стримерског пробоја за хомогено електрично поље:

$$\alpha d \geq k, \left(k = \ln \frac{N_{krit}}{N(x_1)} \right) \quad (3.16)$$

где k има различите вредности за различите гасове. У случају нехомогеног поља овај услов прелази у:

$$\int_0^d \alpha dx = k \quad (3.17)$$

Да би дошло до пробоја стримерским механизмом, мора, како је речено, број електрона у лавини да достигне критичну вредност (знатно) пре доласка лавине до катоде. То значи да су услови за Таунзендов пробој мање повољни, тј. да су секундарни процеси активни на катоци мање важни у односу на запреминске секундарне процесе. Према томе, за мале вредности производа pd треба очекивати Таунзендов механизам пражњења, а за велике вредности производа pd - стримерски. Са друге стране, уколико лавинска мултипликација електрона ($e^{\alpha d}$) достигне критичну вредност (од 10^8) неопходних за стример, при нижим вредностима електричног поља који је неопходан за задовољење Таунзендовог критеријума, пробој ће се извршити стримерским механизмом. Уколико са n_c означимо критичан број носилаца наелектрисања, пробој ће се одвијати стримерски уколико је $\frac{I}{\gamma} \geq n_c$. Којим ће се механизмом пробој одвијати зависи, дакле, од врсте гаса (α) и катодног материјала (γ).

Треба напоменути да се за прорачун пробојног напона једне конкретне електродне структуре и конкретног гаса изискује гломазан и за инжењерску праксу несврнисходан нумерички поступак, па се примењују једноставније

апроксимативно емпиријски добијене формуле. Тако се у области од 0.1 bar mm до 20 bar mm са грешком мањом од 15% , пробојни напон нехомогене конфигурације у гасу може одредити формулом:

$$U = A(pd)^B \quad (3.18)$$

где је U у волтима а (pd) у bar mm и где су A и B карактеристичне константе појединих гасова.

3.2.2. Лидерски механизам *пробоја*

У току раста стримера, он може својом главом да достигне аноду, стварајући делимични високо отпорни стримерски канал. Кроз стримерски канал протиче електронска лавина која изменом енергије загрева канал. Под одређеним условима погодним за преузимање енергије од електричног поља, густина размењене енергије у стримерском каналу достиже вредност критичне специфичне енталпије за посматрани гас. Тада долази до интензивне термојонизације која доводи до високе проводности канала који је повезан са анодом, и тако анодни потенцијал преноси каналом у међуелектродни простор. Тако је настао први степен лидера, који се састоји од високопроводног канала окруженог позитивним јонима и главе лидера у којој се одвијају процеси јонизације и рекомбинације. Због великог интензитета локалног електричног поља, испред главе лидера постоје услови за покретање нових лавина, затим се интензивирају рекомбинациони процеси у глави лидера и настали фотони стварају доприносе стварању нових стримера испред главе лидера. Новонастали стримери доводе до стварања новог степена лидера, који скоковито напредује [23].

3.2.4. Пробој у вакууму

Вакуум се карактерише врло ниским парцијалним притисцима гасова и великом дужином слободног пута молекула. Средња дужина слободног пута за притисак гаса реда 10^4 bar mm , је реда метра. Због тога при електричном оптерећењу такве електродне конфигурације, јонизациони ударни процеси преосталог гаса немају никакав значај. Иницирање пробоја може настати неким од механизма размене наелектрисања између електрода [10]. Ти механизми размене наелектрисања у вакуумском електродном систему могу бити:

- а) електронска емисија са катоде услед јаког електричног поља[10];
- б) микропражњења, која се састоје од размене јона међу електродама, добијених ударном јонизацијом молекула у слоју нечистоћа на електродама;

ц) пренос микроделића који се откидају услед различитих, још недовољно објашњених узрока, са електрода [11].

До пробоја у вакууму долази када предпробојна струја појача одређене процесе на обе електроде, услед чега се стварају неопходни продукти за јонизацију (металне паре и јони материјала електрода, микроделићи итд.). Много је различитих хипотеза постављено у покушају објашњења пробоја у вакууму. У зависности од доминирајућег процеса у формирању предпробојне струје, хипотезе можемо поделити у три основне категорије [11]:

а) хипотеза размене наелектрисања, која се заснива на претпоставци да до размене наелектрисања између електрода долази услед секундарних емисионих процеса. Пробој ће, на овај начин, настати када размена наелектрисања постане кумулативна;

б) хипотеза пробоја електронском емисијом се заснива на претпоставци да се снопови електрона емитују са микрошиљака електрода. Електронска струја доводи до термичке нестабилности једне или обе електроде, услед чега долази до испаравања материјала електрода у вакуумски простор. У металним парама се иницира и развија пробој лавинским механизмом гасног пражњења. Предпробојна струја која иницира пробојне процесе дата је Фолер-Нордхајмовом једначином:

$$j_A = 1.5 \cdot 10^{-10} \frac{e_0}{W_{iz}} \exp\left(-6.8 \cdot 10^{-9} \frac{W_{iz}^2}{e^{3/2} E_{iz}}\right) \quad (3.18)$$

ц) хипотеза микроделића се заснива на претпоставци да микроделићи у међупростору могу настати као продукт обраде електрода или формирањем капљица из анодних и катодних мрља [7]. Уколико је напон довољно велик, микроделићи се сударају са супротним електродама изазивајући пластичну деформацију, или испаравају у облак гаса у коме се стварају услови за пробој.

Ниједна од ових хипотеза није успела сама за себе да објасни почетак пробоја нити резултате експеримената. Резултати експеримената потврђују сваку хипотезу па се може рећи да су ове хипотезе пре комплементарне него контрадикторне. Може бити да се сви механизми одвијају симултано, у одређеном простору између електрода, а механизам који ће довести до пробоја зависи од дужине међуелектродног растојања, стања на површини електрода и других параметара.

3.2.4.1. Критеријум пробоја у вакууму

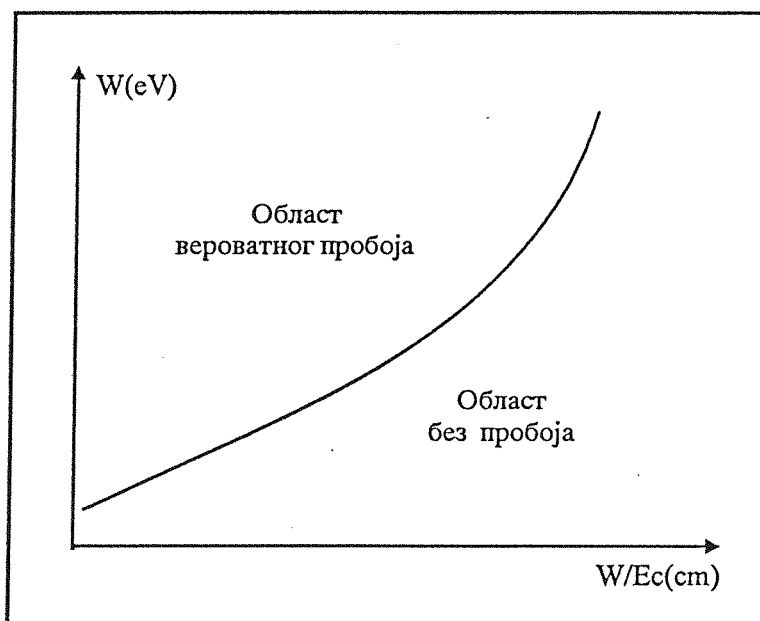
Због разноврсности хипотеза настанка иницијалног пробојног напона у вакууму постоји велика тешкоћа у одређивању одређеног критеријума

пробоја. За практичну употребу постављен је емпиријски критеријум минималног пробојног напона вакуума[16]. Овај критеријум се може применити у широком опсегу површинског поља између $9 \cdot 10^4$ и $8 \cdot 10^7$ V/cm , растојања до 100 mm , напона до $1,2 \cdot 10^6$ V и учестаности до 3000 MHz . На основу претпоставке да је предпробојна струја настала захваљујући хладној емисији и убрзањем јона, добијен је израз [16]:

$$WE_c^2 e^{-K_1 E_c} = K_2 \quad (3.19)$$

где је W максимална енергија честице на површини електроде у eV , E_c - катодни градијент у V/cm , $K_1 = 1,7 \cdot 10^5$, а $K_2 = 1,8 \cdot 10^{14}$.

Према [16], једначина 3.19. важи за било коју металну површину, чак и запрљану, и да одређује праг испод кога не би требао да се деси пробој чак и пре запрљања. Критеријум је графички приказан на слици 3.3. За веће учестаности W зависи од учестаности и међуелектродног растојања. За једносмерне напоне W је коресподентно примењеном напону. При једносмерном напону овај критеријум важи за одређивање почетног напона при малим растојањима, мањим од $1,5$ mm . За већа растојања овај критеријум се може искористити за одређивање напона између електрода након одређеног времена одржавања.



Слика 3.3. Графички представљен критеријум вакуумског пробоја према изразу 3.19.

3.2.5. Основни параметри варнице пробоја

Електрична варница настаје када стример премости растојање између електрода, тако да се варница јавља као прелазна појава између стримера и електричног лука. Премошћавање растојања омогућује интензивније преузимање енергије електричног поља од стране јона и електрона. Та преузета енергија доводи до интензивирања умножавања носилаца наелектрисања, чиме се све више повећава проводност канала између електрода, а то омогућује све интензивније преузимање енергије електричног поља и њено трошење на процесе јонизације. Како отпорност канала све више пада, струја кроз канал брзо достиже такве вредности да услед Џулових губитака долази до интензивне термалне јонизације и даљег пада отпорности канала.

Ширина канала зависи од притиска гаса и енергије пражњења, и креће се од пар μm за високе притиске до реда cm за ниске притиске (вакуум). Како је запремина канала релативно мала, густина топлотне енергије је јако велика. То доводи до брзог раста температуре гаса у каналу, а самим тим и до притиска гаса у каналу. Након тога долази до брзог ширења гаса (фронта притиска) што доводи до карактеристичног звучног ефекта, праска варнице.

У условима интензивне јонизације и густине јона и електрона, интензивна је и рекомбинација, односно фото емисија варнице. То се манифестује карактеристичним светлосним бљеском варнице. Праћењем самог тока светлосног ефекта ултра брзим камерама, може се пратити и развој саме варнице.

Емпиријским истраживањима је установљена зависност отпорности канала варнице од дужине канала d и протекле количине наелектрисања q односно времена формирања варнице t , према формули:

$$R_T = \frac{K_T d}{A_T + \int_0^t |i(t)| dt} \quad (3.20)$$

K_T је Топлерова константа а i је струја плазме, односно канала варнице.

Експлицитно решавање израза 3.30 је релативно сложено, у зависности од услова пражњења и параметара варнице. Наиме, у зависности од услова пражњења, варница поред омске отпорности, може да има и значајну

индуктивност и капацитивност, што треба посебно имати у виду код пројектовања уређаја са ефектима електричног пробоја.

3.3. Прорачун пробојног напона гасова

3.3.1. Статички пробојни напон (Пашенов закон)

Прорачун пробојног напона је заснован на познавању основних параметара предпробојних и пробојних процеса пражњења. За израчунавање статичког (једносмерног) пробојног напона неке електродне конфигурације можемо поћи од Таунзендовог механизма пробоја који подразумева доминантност електродних и лавинских процеса умножавања електрона у широкој област међуелектродног простора, уз занемаривање просторне расподеле носилаца наелектрисања. Са друге стране, ако се просторна расподела наелектрисања не може занемарити, користе се параметри умножавања електрона према Радеровом стримерском критеријуму. У принципу, израчунавају се пробојни напони помоћу оба критеријума, па се узима за важећи онај који даје нижу вредност пробојног напона[9].

Израз за умножавање електрона $\frac{\alpha}{p}$, у зависности од критеријума који се усваја за развој лавине односно од услова развоја лавине, има следеће зависности од редукованог електричног поља $\frac{E}{p}$:

$$1. \text{ Таунзенд: } \frac{\alpha}{p} = K_1 e^{\frac{K_2}{E/p}}; \quad (3.20)$$

$$2. \text{ Такаши: } \frac{\alpha}{p} = \begin{cases} K_1 \left(1 - e^{-\frac{E/p - K_2}{K_3}} \right) & \text{za } E/p > K_2 \\ 0 & \text{za } E/p < K_2 \end{cases} \quad (3.21)$$

$$3. \text{Мешовито: } \frac{\alpha}{p} = \begin{cases} A \cdot e^{-\frac{E/p - K_1}{K_2}} & \text{за } E/p < K_1 \\ K_3 e^{\frac{K_4}{E/p}} & \text{за } K_1 \leq E/p \leq K_2 \\ K_5 e^{\frac{K_6}{E/p}} & \text{за } E/p > K_2 \end{cases} \quad (3.22)$$

$$4. \text{Линеарни израз за SF}_6: \begin{cases} \frac{\alpha}{p} = K_1 \left(\frac{E}{p} - K_2 \right) \\ \frac{\eta}{p} = -K_3 \left(\frac{E}{p} - K_4 \right) \\ \frac{\bar{\alpha}}{p} = \frac{\alpha - \eta}{p} = K_5 \left(\frac{E}{p} - K_6 \right) \end{cases} \quad (3.23)$$

Вредности појединих константи K_i ($i=1,2,3,4,5,6$) зависе од врсте гаса и посматраног критеријума пробоја, као и начина одабирања области важења, односно дозвољене грешке код нумеричке интерполације кривих са експериментално одређеним вредностима редукованих коефицијената о којима је реч.

Када посматрамо пробој Таунзендовим механизмом можемо теоријски извести законитост одређивања минималног пробојног напона. За случај хомогеног поља, полази се од услова за самостално пражњење, то јесте од услова самосталног раста лавине без спољашњег утицаја. Полазећи од израза (3.20) за коефицијент α и везе између пробојног напона U_0 односно хомогеног електричног пробојног поља E и притиска гаса p , добијамо [13]:

$$\frac{E}{p} = \frac{U_0}{pd} \quad (3.24)$$

која се замењује у израз за услов самосталности пражњења (3.11), и трансформацијама се добија израз:

$$pd K_1 e^{-\frac{K_2 pd}{U_0}} = \ln \left(\frac{1}{\gamma} + 1 \right) \quad (3.25).$$

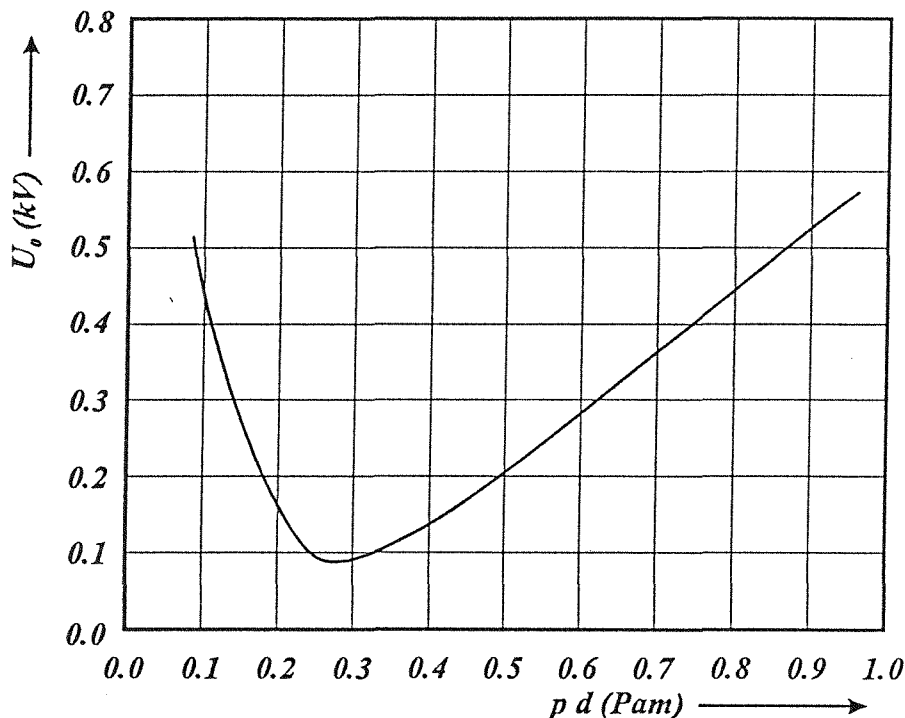
Када се израз (3.25) реши по U_0 , добијамо израз:

$$U_0 = \frac{C_2 pd}{\ln(C_1 pd) - \ln \left[\ln \left(\frac{1}{\gamma} \right) + 1 \right]} \quad (3.26)$$

који претставља Пашенов закон пробоја у хомогеном електричном пољу.

Анализа једначине(3.26) показује да је пробојни напон функција производа притиска гаса и међуелектродног растојања $p d$, према изразу (3.27) који је графички претстављен на слици 3.4.

$$U_0 = f(pd) \quad (3.27)$$



Слика 3.4. Зависност пробојног напона од производа притиска и међуелектродног размака (pd) (Пашенова крива).

Као што се са графика види, слика 3.4, зависност $U_0=(pd)$ има минимум, који одговара оптималним условима јонизације. Ова зависност је позната под називом *Пашенова крива*. Строго посматрано Пашенова крива има облик асиметричне U -криве са стрмијим порастом, лево од минимума, (што је тачно само у случају статичког пробојног напона и хомогеног електричног поља). Облик Пашенова криве и Пашеновог закона су последица закона сличности.

Постојање минимума пробојног напона, односно оптималних пробојних услова, може се објаснити тиме да интензитет ударне јонизације зависи од два фактора: броја судара електрона са атомима и вероватноће јонизације.

Свакако да већа густина гаса доводи до веће учестаности судара електрона са неутралним атомима. То би значило да са порастом притиска расте ударна јонизација. Међутим, са порастом притиска смањује се вероватноћа јонизације због смањења средње дужине слободног пута електрона, а последица тога је смањење преузимања енергије електрона од стране електричног поља и самим тим смањење могућности јонизације.

У овом случају доминира други фактор, услед кога су за пробој потребни високи напони, при којима се вероватноћа јонизације повећава. Смањење притиска (при константном растојању) доводи до повећања дужине слободног пута електрона што резултује повећаном вероватноћом јонизације и смањеним пробојним напоном (десни део криве). При малим притисцима када дужина слободног пута електрона постане упоредива са међуелектродним растојањем d , број судара електрона са атомима, постаје тако мали да је у том случају отежан развој лавине узроковане ударном јонизацијом, па су за пробој потребни високи напони (леви део криве).

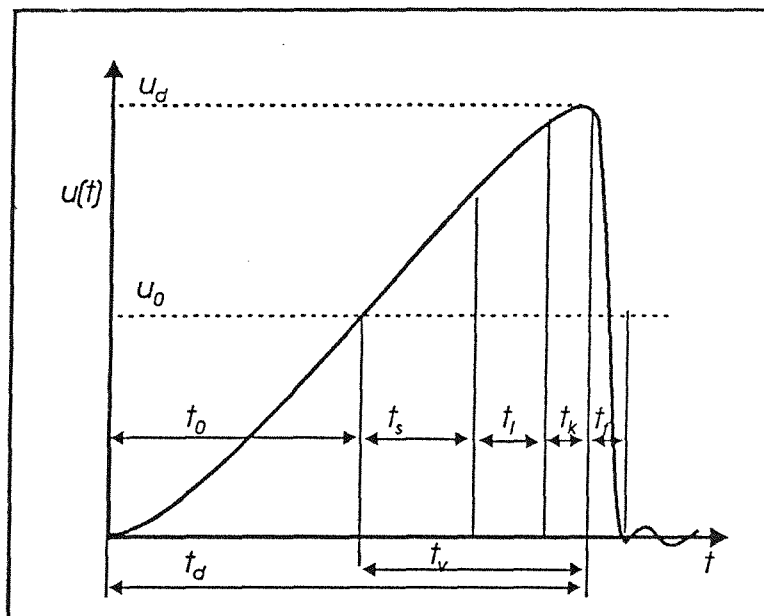
При константном притиску p и промени растојања међу електродама d , карактер промене је као у предходном случају. При великим растојањима d , да би дошло до пробоја потребно је довести високи напон на електроде. Смањењем растојања пробојни напон се смањује, достижући минимум при $d=(pd)_{kr} / p$. Даље смањење растојања доводи до повећања пробојног напона услед смањења броја судара електрона са атомима између електрода. Треба напоменути да се ово повећање пробојног напона манифестује при ниским притисцима када се критична вредност $(pd)_{kr}$ достиже при релативно високим вредностима d . При високим притисцима блиским атмосферском, пробојни напон не расте. При малим растојањима између електрода, реда $10^{-4}mm$, при притиску блиском атмосферском, што одговара критичној вредности $(pd)_{kr}$, јачине електричног поља у међуелектродном простору су тако велике да настају процеси аутоелектронске емисије са катоде, који утичу на снижење пробојног напона, при смањењу растојања d .

Теорија ударне јонизације (Таунзендова теорија), која објашњава настанак електричног пражњења као последицу запреминске ударне јонизације електронима и површинске јонизације на катоде, применљива је само у почетним стадијумима пробоја при малим вредностима pd , када је безначајан утицај запреминских наелектрисања на развој пробоја. Ако се не би узео у обзир утицај запреминских наелектрисања, не би било могуће објаснити низ феномена који се јављају при пражњењу при великим вредностима pd . Овде спадају: појаве далеко мањег потребног времена за развој пробоја (око 100 пута), него што то следи из Таунзендове теорије, независност пробојног напона од материјала катоде, развијање канала пражњења у средини међуелектродног простора, разгранати облик варнице, развитак канала варнице из аноде, као и појава електричног пражњења.

3.3.2. Динамички електрични пробој гасова

У случају када је временска константа пораста интензитета електричног поља у међуелектродном простору самерљива са временским константама предпробојних процеса, може се говорити о динамичком електричном пробоју гасова.

Динамички пробој гаса се изводи са напонским импулсом дефинисаног временско-магнитудног облика. Импулсни напони имају апериодичан облик и кратко време трајања. У лабораторијским условима облик импулсног напона одређен је магнитудом, трајањем чела импулса, као и укупним трајањем импулса. Експериментално је утврђено да до пробоја гаса, у случају деловања импулсног напона, долази при већем напону него у случају деловања једносмерног или наизменичног напона индустријске учестаности.



Слика 3.4. Облик импулсног напона на одводноку који је одреаговао

Импулсни пробој се дешава на тренутној вредности $u_d(t_d)$, импулсног напона у тренутку пробоја t_d , слика 3.4. За напон u_0 у највећем броју случајева узима се статички напон пражњења U_{st} . Пробојно време t_d је време које протекне од почетка примене импулса па до почетка пробоја, а време трајања самог пробоја је t_f . Време за које импулс достигне вредност статичког пробојног напона је пасивно време t_0 , а време кашњења пробоја t_v се рачуна од почетка премашења статичког напона од стране примењеног импулсног напона, па до почетка пробоја. У зависности од механизма пробоја,

t_v се може поделити на више карактеристичних временских интервала. Ако се пробој одвија Таунзендовим механизмом пробоја, имамо два временска интервала. Ако се пробој одвија стримерским механизмом, имамо три, а ако прелази у лидерски пробој четири временска интервала. Од тренутка када импулс премаша статички пробојни напон па до појаве лавинског процеса, протекне карактеристично иницијално, односно статистичко време t_s , потребно да се појаве иницијални електрони. Време развоја лавине од појаве иницијалног електрона па до настајања стримера зове се време изградње лавине t_l . Лавина прелази у стример, који нараста за време t_k . Ако се стекну услови за прелазак лавине у лидер, протекло би неко време развоја лидера, t_{kl} . Пад напона, односно пробој, догађа се када почиње да се развија варница, тј. проводни канал између електрода. Као што је речено, варница је динамичан феномен, а време развоја варнице је t_f .

Према томе, за случај стримерског пробоја, време кашњења пробоја t_v једнако је:

$$t_v = t_s + t_l + t_k \quad (3.28)$$

Статистичко време t_s , односно иницијално време, условљено је коначном вероватноћом појаве иницијалних електрона, како у времену трајања импулса тако и у ограниченом међуелектродном простору. Ово време се назива статистичким због чињенице да је вероватноћа појаве иницијалног електрона статистичке природе, јер је природа процеса ослобађања електрона на катода или гасу статистичка. Ако се електрон ослобађа природним путем, почетно време кашњења може бити и неколико секунди, а средње је око $10^{-2} s$.

Време изградње лавине t_l је одређено процесом лавинског формирања облака критичног наелектрисања, када лавина прелази у стример. Његова стохастичност проистиче из стохастичности елементарних процеса у гасу који доводе до развоја лавине. Ово време је по правилу реда величине и мање од статистичког времена, јер у једном делу зависе од истих фактора. По трајању може да се креће од неколико нано секунди до десетог дела секунде.

Време изградње стримера t_k је време потребно да стример пређе одређено растојање између електрода, почевши од места настајања па до достизања критичног растојања x_k . Раст стримера зависи од истих процеса који управљају растом лавине, уз извесне квантитативне разлике који у неким случајевима коче стример а у неким га убрзавају. У крајњој линији, време изградње стримера је краће од времена изградње лавине. Ако се током развоја стримера стекну одређени услови, стример може да пређе у лидер. Пробој

међуелектродног размака лидерским механизмом карактерише се временом развоја лидера.

Време изградње варнице t_f је време пада разлике потенцијала у међуелектродном простору. Између електрода долази (*термојонизацијом* као последицом Дуловог ефекта) до формирања високопроводног канала плазме. По правилу, време изградње варнице је за ред величине краће од осталих карактеристичних времена.

У експерименталим истраживањима времена кашњења пробоја, увек меримо t_{tot} . Ако је потребно недвосмислена информација о процесима ослобађања електрона, онда експерименталне услове треба изабрати тако да је $t_f \ll t_s$ и онда t_s можемо узети приближно t_{tot} . Слично, дужину иницијалног времена минимизујемо, или га чинимо што мањим од t_f ако је потребна информација о процесу секундарног раста. У каснијим примерима t_s можемо практично свести на нулу осветљавањем катоде снажним ултраљубичастим, меким X или алфа-зрацима. С друге стране, t_f можемо смањити применом врло високих пренапона. Веома снажни бљесци ласерског зрачења усмерени близу, или на катоду могу практично елиминисати и t_f и t_s чак и ако је примењени напон доста мањи од напона статичког пробоја.

4. СТОХАСТИЧКИ МОДЕЛ ИМПУЛСНЕ КАРАКТЕРИСТИКЕ РЕАГОВАЊА

Детерминистички модел пражњења у гасу описује и заснива се на очекиваним средњим вредностима величина које карактеришу развој пражњења, занемарујући њихов стохастички карактер. То је поготову груба апроксимација за случајеве са брзо променљивим импулсним напоном где су карактеристична времена појединих процеса у гасу самерљива са брзином промене импулса.

Развој пражњења преко лавине носилаца наелектрисања је случајан процес, из два разлога. Прво, мора се разматрати стохастичност раста и нестајања лавине кроз захват свих електрона, и друго, због случајности настанка иницијалног електрона из неког елементарног процеса.

Сваки почетни електрон поседује ограничену вероватноћу да иницира лавину критичног броја носилаца наелектрисања или пак стример. Према томе, време за које се појави иницијални електрон t_s је стохастичка величина, а функција $F(t_s)$ описује вероватноћу за стварање најмање једне лавине електрона у интервалу времена t_s .

Када се узме у обзир просторна и временска зависност јачине поља $E(x,t)$, као и средња електронска брзина дрифта $v_{De}(E)$, добија се лавинско време раста од тренутка $t_s' = t_0 + t_s$, за почетни електрон настао на координати x_0 , кроз модификовање стримерског критеријума:

$$\int_{x_0}^{x_0+x_k} \alpha^*(E) \cdot \frac{dx}{dt} \cdot dt = \int_{t_s'}^{t_s'+t_l} \alpha^*(E) \cdot v_{De}(E) \cdot dt = \ln N_{krit} \quad (4.1)$$

где је x_k потребна дужина пута за достизање критичног броја електрона, а t_l време потребно за то.

Време простирања стримера t_k не може се прецизно одредити, али се може проценити преко брзине простирања v_k :

$$t_k = (d - x_k - x_0) / v_k \quad (4.2)$$

при чему се, за $E/p \geq \{E/p\}_0$, v_k може узети као константа [5].

Кумулативна функција вероватноће пробоја $F(u_d)$ може се рачунати преко $F(t_s)$, при чему су u_d и t_s повезни као:

$$u_d = u(t_d) = u(t_0 + t_s + t_l + t_k) \quad (4.3)$$

Један од модела за прорачун кумулативне функције вероватноће $F(t_s)$ базиран је на методу рачунања настајања константног броја почетних електрона ($\dot{n}_0 \approx 1 \text{ cm}^{-3} \mu\text{s}^{-1}$) у целокупној запремини гаса [15]. Вероватноћа покретања стримера иницијалним електроном, у функцији места његовог настанка x_0 , за тренутак настака t_1 , уз присуство поља $E(x_0, t_1)$, је:

$$p_{ii} = \begin{cases} 1 - \frac{\eta(E(x_0, t_1))}{\alpha(E(x_0, t_1))} & \text{za } E(x_0, t_1) > \{E/p\}_0 \cdot p \\ 0 & \text{standardno} \end{cases} \quad (4.4)$$

Изрчунавање $F(t_s)$ је посредно, преко одређивања величине очекиване појаве почетних електрона $E\{M(t_s)\}$. У једном диференцијалном запреминском елементу dV , уз присуство електричног поља, у временском интервалу dt настаје:

$$dN_e = \dot{n}_0 \cdot dV \cdot dt \quad (4.5)$$

иницијалних електрона. Кроз мултипликацију броја електрона dN_e , вероватноћом p_{ii} , интеграцијом у критичној запремини V_k , за временски интервал (t_0, t_s) , може се добити тражена величина очекивања појаве електрона као

$$E\{M(t_s)\} = \dot{n}_0 \int_{t_0}^{t_0+t_s} \int_{V_k} \left\{ 1 - \frac{\eta(E)}{\alpha(E)} \right\} \cdot dV \cdot dt \quad (4.6)$$

За општи случај, једне нехомогене електростатичке структуре поља, критична запремина V_k , где могу да настану лавински иницијални електрони ($p_{ii} > 0$) је функција времена, услед временске промене електричне јачине поља.

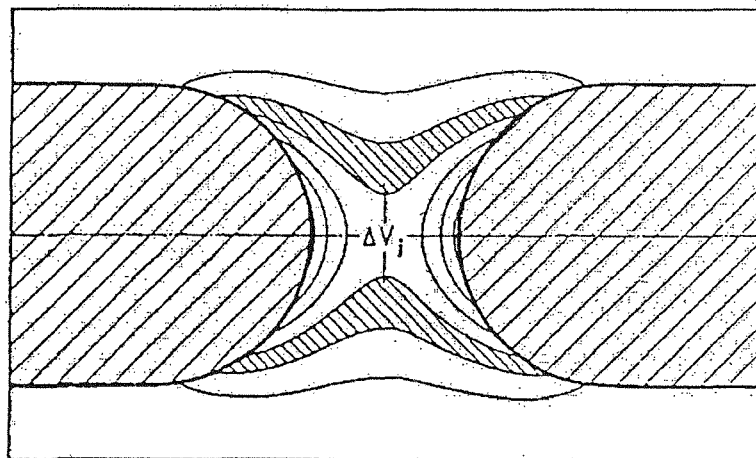
Коначан интеграл по једначини (4.6) у општем случају није могућ. За утврђивање просторне зависности јачине поља, простор се дели на

запреминске елементе ΔV_j , са апроксимативно константном јачином поља E_j , слика 4. 1. На исти начин се дискретизује $u(t)$, време t_s се представља са m временских интервала Δt_i . Тако се $E\{M(t_s)\}$ израчунава кроз суму свих запреминских и временских интервала, узимањем у обзир просторне и временске зависности јачине поља E_{ij} (индекс i за време и индекс j за запремину):

$$E\{M(t_s)\} = \dot{n}_0 \cdot \sum_{i=1}^m \sum_j \left[1 - \frac{\eta(E_{ij})}{\alpha(E_{ij})} \right] \cdot \Delta V_j \cdot \Delta t_i \quad (4.7)$$

На основу трансформација [15], добија се кумулативну функцију вероватноће појаве иницијалног електрона:

$$F(t_s) = \frac{E\{M(t_s)\}}{1 + E\{M(t_s)\}} \quad (4.8)$$



Слика 4.1. Електрични распоред са еквидисипантним линијама јачине поља.

Под претпоставком мале вероватноће ослобађања електрона, формула (4.8) се може апроксимативно писати као:

$$F(t_s) = 1 - e^{-E\{M(t_s)\}} \quad (4.9)$$

Узимањем у обзир процеса настајања иницијалних електрона: ослобађање електрона од неживих јона и емисија електрона пољем на катоди као и егзактни прорачун вероватноће покретања стримера, може бити проширено подручје примене овог метода. Констатована већа одступања експерименталних резултата од прорачунатих могу се превазићи узимањем у обзир утицаја гаса и геометрије електрода на статистичко време, као и саму површину катоде (локално микро поље). Такође је потребно анализирати

утицај стрмине импулсног напона на вероватноћу ослобађања електрона, а свако настајање почетних електрона мора се посматрати као стохастички процес.

4.1. Стохастичност раста лавине

Математичко моделовање вероватноће са којом лавина настаје захтева постављање одређених критеријума за одређене догађаје, односно давање предности параметру премашивања одређеног броја електрона у лавини. То моделовање изискује примену теорије случајних процеса којима одговара дискретни Марковљев процес рачунања. Он описује процесе са целобројним варијаблама, код којих будућност, код познате садашњости, не зависи од прошлости.

4.1.1. Модел конинуалног раста лавине

Почетак стварања лавинског облака и разматрање раста лавине у зависности од пута дрифта x доводи до увођења линеарних процеса генерисања и рекомбинације у математичку основу модела. За случај константних реакцијских коефицијената ($\alpha, \eta = \text{const.}_x$), имамо хомоген процес Маркова. У моделу ће бити обухваћене све величине релевантне за пораст броја електрона (рађање) односно губитак (смрт)[5]. Вероватноћа рекомбинације после пута дрифта x где сви електрони имају тежинску функцију ($N_e(x) = 0$) је:

$$p(0/x) = \begin{cases} (\eta/\alpha) \cdot \frac{1 - \exp[-\alpha \cdot x]}{1 - (\eta/\alpha) \cdot \exp[-\alpha \cdot x]} & \text{за } \alpha \neq \eta \\ \frac{\alpha \cdot x}{1 + \alpha \cdot x} & \text{за } \alpha = \eta \end{cases} \quad (4.10)$$

Ограничења модела због случајног места настанка електрона x_0 биће превазиђена рачунањем x као случајне величине.

Вероватноћа прекорачења броја електрона у лавини након пута x , за $N_e \geq N_{e0}$ износи:

$$p(N_{e0}/x) = \begin{cases} \left(1 - \frac{\eta}{\alpha}\right) \frac{\{1 - \exp[-\alpha \cdot x]\}^{N_{e0}-1}}{\{1 - (\eta/\alpha) \cdot \exp[-\alpha \cdot x]\}^{N_{e0}}} & \text{za } \alpha \neq \eta \\ \frac{1}{1 + \alpha \cdot x} \cdot \left[\frac{\alpha \cdot x}{1 + \alpha \cdot x}\right]^{N_{e0}-1} & \text{za } \alpha = \eta \end{cases} \quad (4.11)$$

Експлицитни опис лавинског раста за случај нестационарног коефицијента реакције није могућ, али се може наћи приближно решење нумеричким путем. Лавина се рекурзивно дели тако што се пут x дели у m интервала Δx_j константне јачине поља E_j . Вероватноћа прекорачења достиже се рекурзивно као:

$$p(N_{e0}/x) = \prod_{j=1}^m \frac{\alpha_j - \eta_j}{B_j} \cdot (1 - H_m)^{N_{e0}-1} \quad \text{za } \alpha \neq \eta \quad (4.12)$$

$$B_j = (\alpha_j - \eta_j) + (1 - D_j) \cdot \eta_j \cdot H_{j-1} \quad j = 1, 2, \dots, m$$

$$H_j = \frac{(\alpha_j - \eta_j) \cdot D_j}{B_j} \cdot H_{j-1}, \quad H_0 = 1 \quad j = 1, 2, \dots, m \quad (4.12')$$

$$D_j = \exp[-(\alpha_j - \eta_j) \cdot (x_j - x_{j-1})] \quad j = 1, 2, \dots, m$$

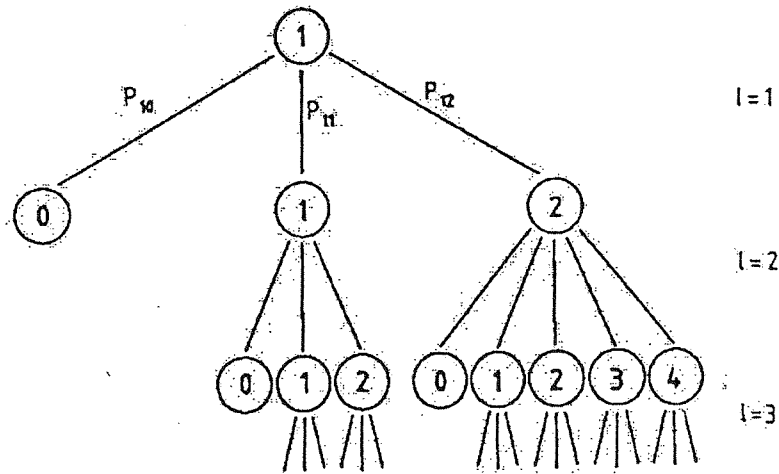
Код стварања стримера строго узевши након произвољног дела пута дрефта x лавина достиже или прекорачује вероватноћу постојања неопходног броја електрона [5].

4.1.2. Модел раста лавине у дискретним корацима

С обзиром на физичко понашање једног електрона између два судара са молекулима, параметар *дужина слободног љућа* је погодан за приближно моделовање раста лавине у дискретним корацима посматрањем уназад. Експлицитно математичко описивање овог случајног процеса базира се на микроскопским вероватноћама реакције. Описана карактеристика судара једног електрона, обзиром на биланс, је трокомпонентна. Вероватноћа губитка електрона из лавине захватом је p_{10} , вероватноћа настанка следећег електрона јонизацијом је p_{12} и вероватноћа осталих сударних процеса (екситација вибрационих нивоа молекула гаса, електронска екситација атомских процеса и разних електронских захвата) p_{11} чине судар билансно неутралним ($p_{10} + p_{11} + p_{12} = 1$). Треба узети поједностављење да сви електрони који постоје у лавини истовремено прођу судар и да за садашњи

лавински корак поседују идентичну вероватноћу реакције, слика 4.2. Такође се претпоставља да се у електричном пољу налазе електрони сличне енергије. У наставку ће се посматрати искључиво кретање електрона у правцу поља[5].

Разматрање процеса удвајања дозвољава да се кроз ланац Маркова математички опише број електрона у лавини након $(l+1)$ корака независно од стања након l -тог лавинског корака [5],[15],[17],[18]. Утицај просторног наелектрисања поља лавине биће занемарен.



Слика 4.2. Развој лавине у дискретним лавинским корацима

Вероватноћа прелаза $f_{ij}^{(l)}$ у једном лавинском кораку, то јест услов да након l лавинских корака и постојање електрона, вероватноћа појављивања од $N_e = j$ електрона након $(l+1)$ лавинских корака, добија се биномном расподелом [19]

$$f_{ij}^{(l)} = p(N_e^{(l+1)} = j / N_e^{(l)} = i) \quad (4.13)$$

$$= p_{10}^{i-j} p_{11}^j \cdot i! \cdot \sum_{k=k_1}^{k_2} \frac{(p_{10} \cdot p_{12})^k \cdot p_{11}^{-2k}}{(i-j+k)! (j-2k)! k!}$$

са $f_{ij}^{(l)} = 0$ за $i=0$, $j \neq 0$ као и $j > 2i$. Граница збира је $k_1 = \text{MAX}[0, j-i]$ и $k_2 = \text{INT}[j/2]$.

Функција јединичне вероватноће $f_{ij}^{(l)}$ са којом l почетних електрона у l корака лавине избије j електрона процењује се по закону Чапман-Колмогорова [5]:

$$f_{1j}^{(l)} = p(N_e^{(l)} = j / N_e^{(l)} = 1) = \sum_k f_{1k}^{(h)} \cdot f_{kj}^{(l-h)} \quad (4.14)$$

где су убројани са h - сви могући лавински кораци, $1 \leq h \leq l-1$, а са k - сви у h корака достигнути бројеви електрона.

Кроз $(l-1)$ степена примене једначине (4.14) дозвољава да се $f_{ij}^{(l)}$ рекурзивно растави на основу познате вероватноће прелаза лавинског корака, једначина (4.13)

$$f_{1j}^{(l)} = \sum_{k_1=k_1^-}^2 f_{1k_1}^{(l)} \sum_{k_2=k_2^-}^{2 \cdot k_1} f_{k_1 \cdot k_2}^{(l)} \dots \sum_{k_{l-1}=k_{l-1}^-}^{2 \cdot k_{l-2}} f_{k_{l-2} \cdot k_{l-1}}^{(l)} f_{k_{l-1} \cdot j}^{(l)} \quad (4.15)$$

са $k_h^- = \text{NXTINT} \left[j / 2^{l-h} \right]$ (NXTINT – следећи већи цео број)

Вероватноћа рекомбинације која се може достигнути у максимално l корака налази се непосредно из једначине (4.15)

$$p(0/1) = f_{10}^{(l)} \quad (4.16)$$

где дефинисана мера јединичне вероватноће $f_{10}^{(l)}$, једначина (4.13.), обухвата и нестале у претходним лавинским корацима. Број дискретних лавинских корака је једна случајна величина као и пут дрефта x .

Вероватноћа прекорачења лавине у тачно l корака, бројева електрона $j = N_{e0} \dots \infty$, као што је у једначини (4.11) односно (4.12), добија се кроз суму јединичне вероватноће, једначина (4.15). У супротном, егзактни прорачун за дискретни модел вероватноће прекорачења могућ је у максимално једном кораку. Уз то почетна вероватноћа прекорачења у лавини, у стању $i=1$, и у стању $j \geq N_{e0}$, након тачно m корака је:

$$p(N_{e0}/l) = \sum_{m=m^-}^l \sum_{j=N_{e0}}^{\infty} f_{1j}^{(m)} = \sum_{m=m^-}^l \sum_{j=N_{e0}}^{\infty} \sum_k f_{1k}^{(h)} \cdot f_{kj}^{(m-l)} \quad (4.17)$$

са $m^- = m_{\min} = \text{NXTINT} \left[(\ln N_{e0}) / \ln 2 \right]$, $f_{kj}^{(m-h)} = 0$ за $k \geq N_{e0}$

За прорачун уз помоћ дискретног рачуна даје наредно преобликовање:

$$p(N_{e0}/l) = \sum_{k_1^-}^{k_1^+} f_{1k_1}^{(1)} \sum_{k_2^-}^{k_2^+} f_{k_1 k_2}^{(1)} \dots \sum_{k_{l-1}^-}^{k_{l-1}^+} f_{k_{l-2} k_{l-1}}^{(1)} \sum_{k_l=N_{e0}}^{k_l^+} f_{k_{l-1} k_l}^{(1)} \quad (4.18)$$

са граничном употребом $f_{kj}^{(l-h)} = 1$ за $k \geq N_{e0}$ и границом суме $k_h^- = N_{XTINT}[N_{e0}/2^{l-h}]$, $k_h^+ = \text{MIN}[2k_{h-1}, 2^h]$.

$p(N_{e0}/l)$ је дефинисана мера монотонно растуће функције корака број l са чиме се између осталог повећава l непрестано не негативна почетна вероватноћа прекорачења. Постављени модел описује искључиво случајни закон раса лавине.

Модел је применљив како код стационарних процеса, електроде су у хомогеном пољу са стационарним напоном оптерећења тако и код нестационарних (нехомогено поље, импулсно оптерећење).

Основна тешкоћа је у проналажењу микроскопске вероватноће реакције. Посебно код стационарних услова зависност вероватноће реакције од одговарајуће јачине поља E/p није позната. Рачун у назад је преко реакцијских коефицијената могућ, образовањем количника “корисних” и “могућих” реакција [5]:

$$p_{10} = \frac{\chi_{10}}{\chi} \quad p_{11} = \frac{\chi_{11}}{\chi}; \quad p_{12} = \frac{\chi_{12}}{\chi} \quad \text{sa} \quad \chi = \sum_{j=0}^2 \chi_{1j} \quad (4.19)$$

Сведени коефицијенти $\chi_{10}/p = \eta/p$ и $\chi_{12}/p = \alpha/p$ су као функције јачине поља познати, али не и коефицијент χ_{11}/p . Вероватноћа реакције p_{11} ће бити прихваћена као константа. Очекивана вредност лавинског корака на путу дрефта x достиже се у зависности од притиска гаса p и јачине поља E/p :

$$E\{l\} = \chi \cdot x = p \cdot \frac{\chi}{p} \cdot x = p \cdot x \cdot f\left[\frac{E}{p}\right] \quad (4.20)$$

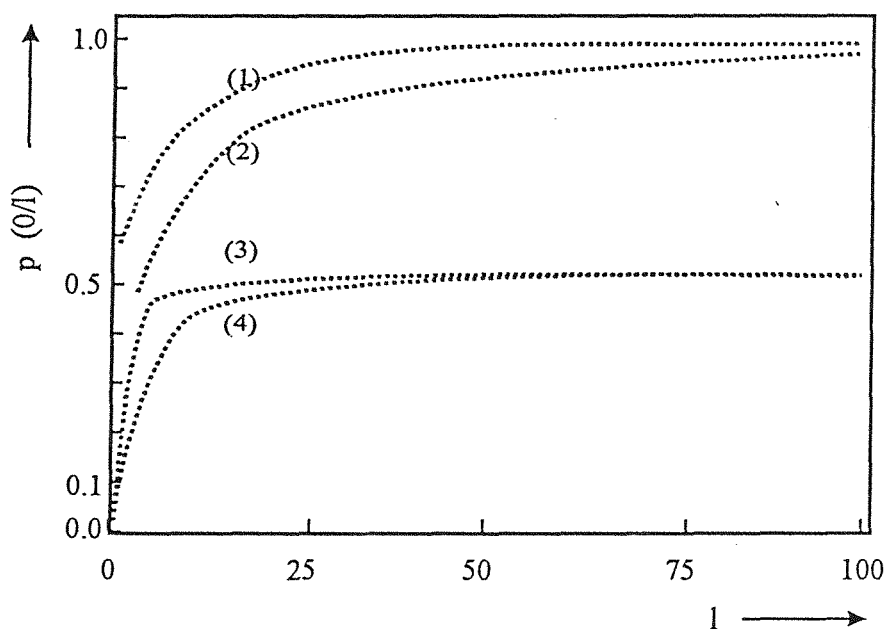
У почетном стадијуму лавинског развоја коефицијенти реакције нису употребљиви због дискретних стања лавине. Код веома великих градијената поља или стрмих пораста импулсног напона, мала је енергетска равнотежа биланса носиоца наелектрисања[5].

4.1.3. Несијајање и вероватноћа прекорачења у хомогеном пољу при степенским напонским оштерењима

За истраживање дискретног лавинског процеса прво се усваја стационарна вероватноћа реакције ($p_{1j} = \text{const.}_1$). "Будућност" лавине зависи од утврђивања првог лавинског корака. Вероватноћа нестајања износи, након једног корака, p_{10} и у границама неколико лавинских корака тежи вероватноћи изумирања $p(0)$, слика 4.3.

Коефицијент $p(0)$ зависи искључиво од односа нагомилавања за вероватноћу јонизације:

$$p(0) = \lim_{l \rightarrow \infty} p(0/l) = \begin{cases} p_{10}/p_{12} & \text{за } p_{12} \geq p_{10} \\ 1 & \text{за } p_{12} < p_{10} \end{cases} \quad (4.21)$$



Слика 4.3. Вероватноћа несјајања $p(0/l)$ као функција лавинског корака l

- (1) $p_{10}/p_{12} = 0.95$, $p_{11} = 0.001$; (2) исто за $p_{11} = 0.5$
 (3) $p_{10}/p_{12} = 0.50$, $p_{11} = 0.001$; (4) исто за $p_{11} = 0.5$

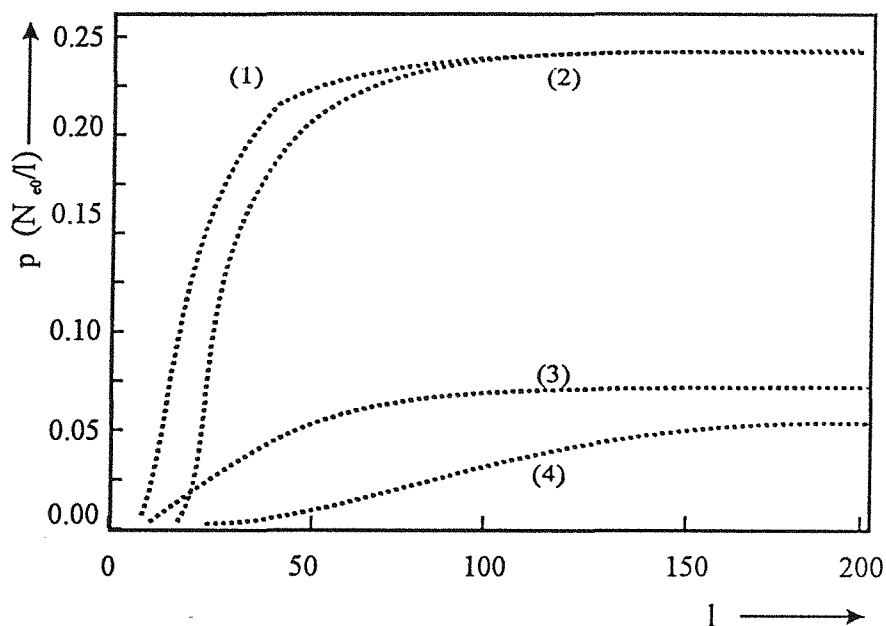
Једино за $p_{10} \approx p_{12}$ или веће вероватноће p_{11} лавини је потребан већи број корака за достизање граничне величине. За $p_{10} \geq p_{12}$ и довољно велики корак број l лавина нестаје са сигурношћу, такође и када у међувремену може

да нарасте за неких 10 електрона. Вероватноћа прекорачења подлеже сличним зависностима као вероватноћа нестајања, слика 4. 4.

Након, пре свега кроз лавинску величину одређеног броја корака, $p(N_{e0}/l)$ расте од 0 до граничне величине вероватноће $p(N_{e0})$.

Брзина раста је одређена величином p_{12}/p_{10} :

$$p(N_{e0}) = \lim_{l \rightarrow \infty} p(N_{e0}/l) = \begin{cases} \frac{1 - \frac{p_{10}}{p_{12}}}{1 - \left\{ \frac{p_{10}}{p_{12}} \right\}^{N_{e0}}} & \text{за } p_{10} \neq p_{12} \\ \frac{1}{N_{e0}} & \text{за } p_{10} = p_{12} \end{cases} \quad (4.22)$$



Слика 4.4. Вероватноћа прекорачивања $p(N_{e0}/l)$ као функција лавинског корака l [95].

(1) $p_{10}/p_{12} = 0.80$, $p_{11} = 0.001$, $N_{e0} = 30$; (2) исто за $N_{e0} = 100$

(3) $p_{10}/p_{12} = 0.95$, $p_{11} = 0.001$, $N_{e0} = 30$; (4) исто за $N_{e0} = 100$

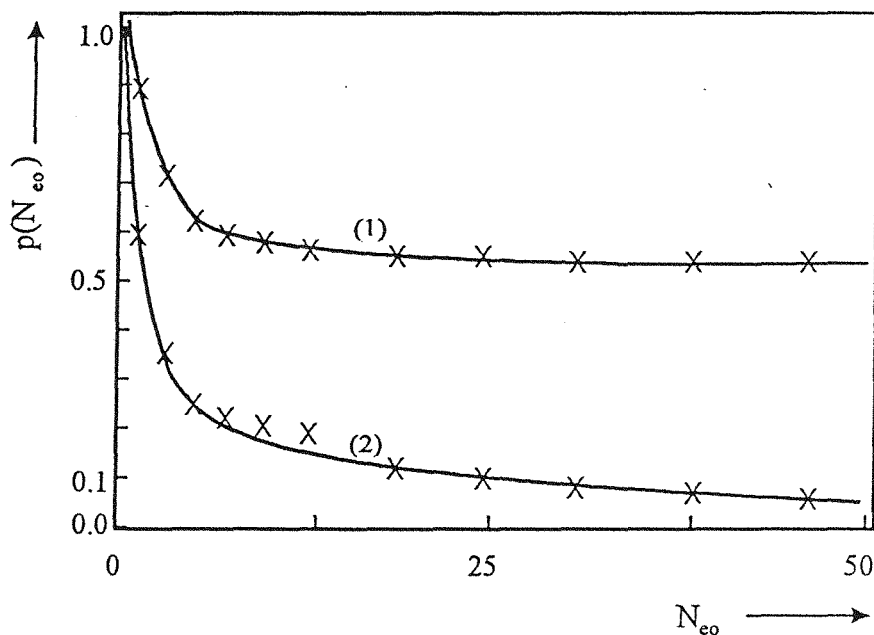
За $p_{10} \geq p_{12}$ вероватноћа стримера ($N_{e0} = N_{krit} \approx 10^8$) је мала. За раст лавине на довољном путу дрефта и превладавању јонизације над везивањем,

($p_{12} > p_{10}$), $p(N_{e0})$ конвергира са растом броја електрона N_{e0} према граничној вредности $\{1 - p_{10}/p_{12}\}$, слика 4.5.

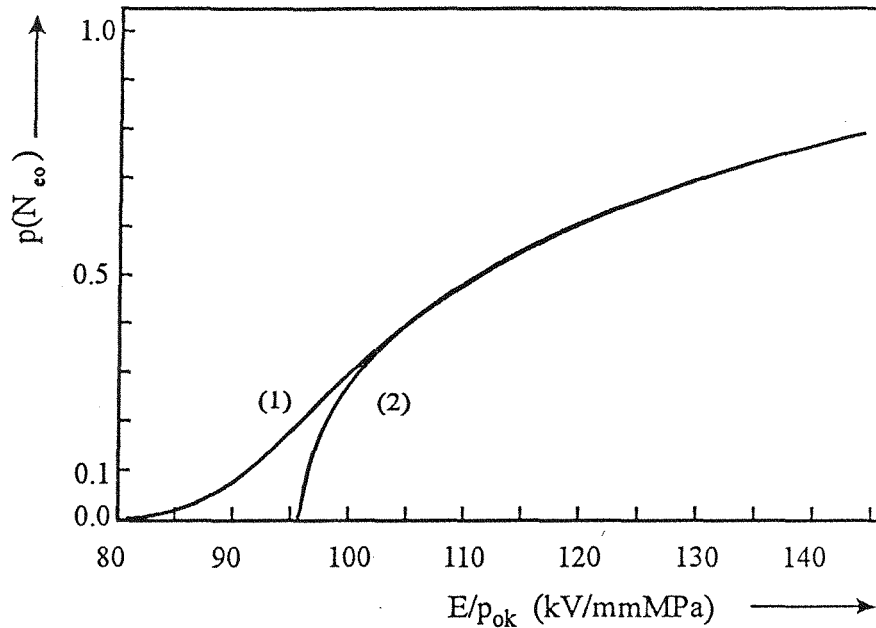
Вероватноћа настанка стримера износи $p_{\ddot{u}} = \{1 - p_{10}/p_{12}\}$. Вероватноћа прекорачивања броја електрона $N_{e0} = 100$ истог је реда величине, осим за $p_{10} \approx p_{12}$, када неке лавине, и након прекорачења од $N_{e0} = 100$, нестају. Лавински раст након достизања једног броја електрона, реда 100, може бити разматран детерминистички, те за $p_{10}/p_{12} < 0.96$ имамо:

$$p(N_{e0} \geq 10^8) \approx p(N_{e0} \geq 100) = 1 - \frac{p_{10}}{p_{12}} \Rightarrow p(10^8/100) \approx 1 \quad (4.23)$$

Из једначине (4.19) проистиче $p_{10}/p_{12} = \frac{\eta}{\alpha}$, па су према томе $p(0)$ и $p(N_{e0})$ искључиво функције одговарајуће јачине E/p , слика 4.6. Стога је вероватноћа прекорачења $p(N_{e0}/l)$ повезана са производом притиска гаса и дрефтовске дужине ($p \cdot x$) као и од E/p (једначина 4.20)



Слика 4.5. Вероватноћа прекорачења $p(N_{e0})$ као функција броја електрона N_{e0} . На слици су: (1) $p_{10}/p_{12} = 0.5$, (2) $p_{10}/p_{12} = 0.95$, $x - p(N_{e0}/l)$ према једначини 4.18 ($l = 500, p_{11} = 0.001$), — $p(N_{e0})$ према једначини 4.22



Слика 4.6. Вероватноћа прекорачења $p(N_{e0})$ као функција одговарајуће јачине поља E/p_{0k} (1) $N_{e0} = 10$; (2) $N_{e0} = 10^8$

Добијена вероватноћа прекорачења сталног модела, једначина (4.11), тачна је за $(\eta/\alpha)^{N_{e0}} \ll 1$ слаже се са дискретним моделом, једначина (4.18). Гранична величина $p(N_{e0}/x \rightarrow \infty)$ достиже се независно од N_{e0} према $\{1 - \eta/\alpha\}$. За достизање граничне вредности неопходна дужина дрифта x^* лавине приближно је:

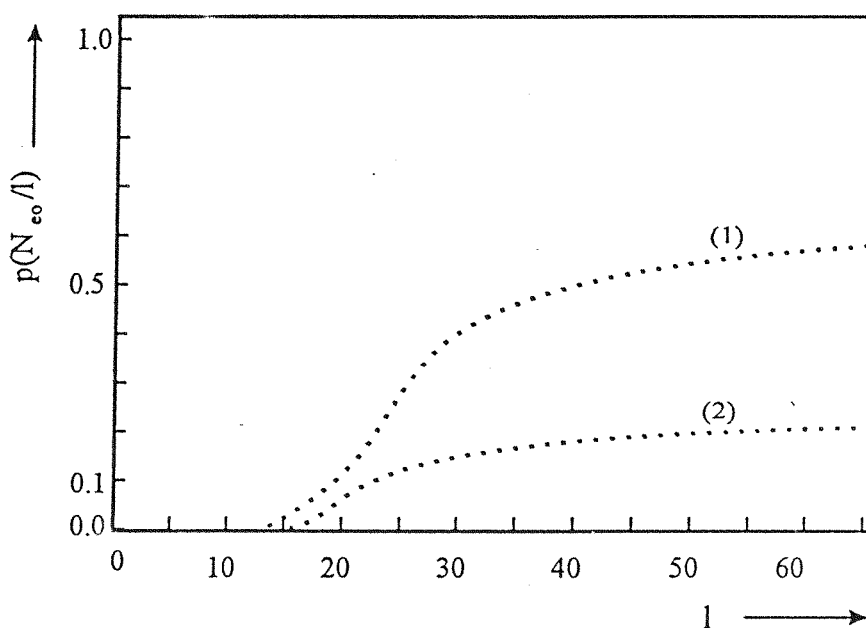
$$x^* = \frac{1}{p} \cdot \frac{\ln N_{e0}}{\alpha/p}, \quad (x^* = x_k \text{ за } N_{e0} = N_{krit}) \quad (4.24)$$

Код описа лавинског процеса у његовој почетној фази, као и при релативно незнатним јачинама поља $E/p \approx \{E/p\}_0$ срећу се велике разлике између сталног и дискретног модела. Ово је зато што се према једначини 4.11 вероватноћа прекорачења одређује тачно након пута дрифта x . Могућа међустања $N_e \geq N_{e0}$ која се након пута x редукују нагомилавањем поново на $N_e \leq N_{e0}$, неће бити узета у обзир. Зато није неопходно да је $p(N_{e0}/x)$ монотонно растућа функција дрифтовске дужине x . За $\eta/\alpha > (N_{e0} - 1)/N_{e0}$ наступа изражен максимум:

$$P(N_{e0}/x) = \frac{1}{N_{e0}} \cdot \left[\frac{N_{e0} - 1}{N_{e0} \cdot \eta/\alpha} \right]^{N_{e0} - 1} \quad (4.25)$$

$$\text{са } x' = \begin{cases} \frac{1}{\bar{\alpha}} \cdot \ln \frac{\eta/\alpha}{1 - N_{e0} + N_{e0} \cdot \eta/\alpha} & \text{за } \frac{\eta}{\alpha} \neq 1 \\ \frac{N_{e0} - 1}{\alpha} & \text{за } \frac{\eta}{\alpha} = 1 \end{cases} \quad (4.25')$$

Резултати израчунавања показују неопходност познавања зависности вероватноће прекорачења од пута дрефта, односно почетне координате иницијалног електрона x_0 . Може се извести приближан рачун под условом да је за почетни електрон израчуната величина пута дрефта ($d - x_0 = x > x_k$) [15]. При том прорачуну стримерска вероватноћа ослобађања p_{ii} доводи оба модела за $E/p > \{E/p\}_0$ на скоро идентичан резултат.



Слика 4.7. Поређење вероватноће прекорачења $p(N_{e0} = 100/l)$ за стационарне и нестационарне вероватноће реакције.

$$\begin{aligned} (1) \text{ нестационарно: } & p_{11} = 0.4 \quad p_{10} = 0.6 \quad p_{12} = 0 \quad (\text{за } h = 1) \\ & p_{11} = 0.3 \quad p_{10} = 0.233 \quad p_{12} = 0.467 \quad (\text{за } h = 2..1) \\ (2) \text{ стационарно: } & p_{11} = 0.3 \quad p_{10} = 0.233 \quad p_{12} = 0.467 \quad (\text{за } h = 1..1) \end{aligned}$$

Мора се ипак нагласити да представљени резултати важе само под строго стационарним условима. Ова претпоставка ипак у почетном стадијуму лавинског процеса није остварљива. Ако се на пример узме да почетни електрон не поседује потребну енергију за јонизацију, добија се да из тога следи знатно редукована вероватноћа прекорачења. Ово се израчунава уз

помоћ дискретног модела, слика 4. 7. Већ вероватноћа нестајања лавине у прва два корака:

$$p(0/2) = p_{10}^{(1)} + p_{11}^{(1)} \cdot p_{10}^{(2)} = 0.69 \quad (4.26)$$

јасно премашује вероватноћу прекорачења стационарног случаја. Вероватноћа прекорачења износи зато само 20 % (стационарни случај 50%). Пример указује на велики значај почетним условима лавинског процеса и разјашњава несигурност са којом је модел оптерећен.

4.1.3. Стримерска вероватноћа ослобађања у хомогеном пољу при импулсном напрезању

Основа ограничене брзине дрифта лавине носилаца наелектрисања су реакцијски коефицијенти и вероватноће при временски променљивим јачинама поља који се понашају као нестационарне величине. Пораст јачине поља зато што је дрифт лавине јак, даје јасно високе стример вероватноће ослобађања у односу на стационарне услове.

Под применом дискретног модела лавинског процеса за један распоред електрода у хомогеном електростатичком пољу (растојање d , притисак p_{0k}) може се показати утицај линеарно растућег ударног напона $u(t) = S \cdot t$. Временски интервал Δt између два лавинска корака израчунава се једначином (4.20)

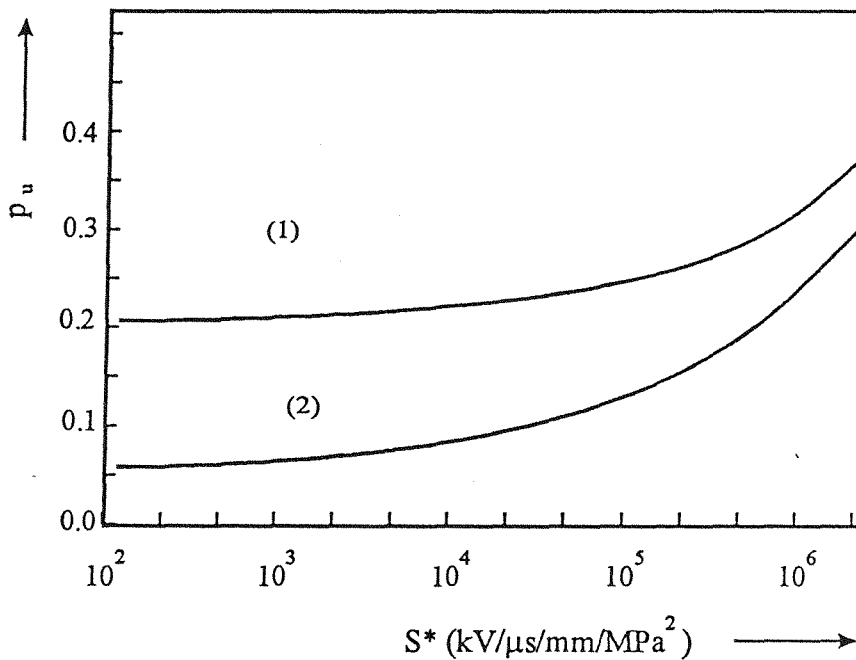
$$\Delta t = \frac{\Delta x}{v_{De}} = \frac{1}{v_{De} \cdot \frac{\chi}{p_{0k}} \cdot p_{0k}} = \frac{1}{p_{0k} \cdot f(E/p_{0k})} \quad (4.27)$$

Δt је функција одговарајуће јачине поља и обрнуто пропорционално је притиску гаса. Промена вероватноће реакције p_{1j} при пратећим лавинским корацима је одређена

$$\frac{\Delta E}{p_{0k}} = \frac{\Delta u / \Delta t}{d \cdot p_{0k}} \cdot \Delta t \sim \frac{S}{d \cdot p_{0k}} = S^* \quad (4.28)$$

Стримерска вероватноћа ослобађања p_{ii} почетног електрона зависи од одговарајуће јачине поља $E(t_1)/p$ са временом настанка t_1 као и притиска гаса, растојања између електрода и стрмине чела импулсног напона. Увођење одговарајуће стрмине S^* омогућава уопштено представљање утицаја импулсног напона на стохастичку лавинског процеса [5].

За јачине поља $E(t_1) \approx p \cdot \{E/p\}_0$ изражен је пораст стример вероватноће ослобађања већ при поређењу чврсто постављених незнатних импулсних стрмина, скок се ипак смањује порастом одговарајуће јачине поља $E(t_1)/p$, слика 4.8. Такође почетни електрони настали при јачинама поља $E(t_1) \ll p \cdot \{E/p\}_0$ поседују малу, али значајну вероватноћу за ослобађање од стримера. Неопходна јачина поља $E(t_1)$ за достизање $p_u = 0.1\%$ (0.1% квантил) пада са порастом импулсне стрмине јасно, слика 4.9. За настајање стримера неопходан број носилаца биће ипак прво достигнут при јачинама поља $E > p \cdot \{E/p\}_0$. Знатан утицај стрмине импулсног напона је на закаснили пораст вероватноће нестајања при незнатним одговарајућим јачинама поља (слика 4.3).

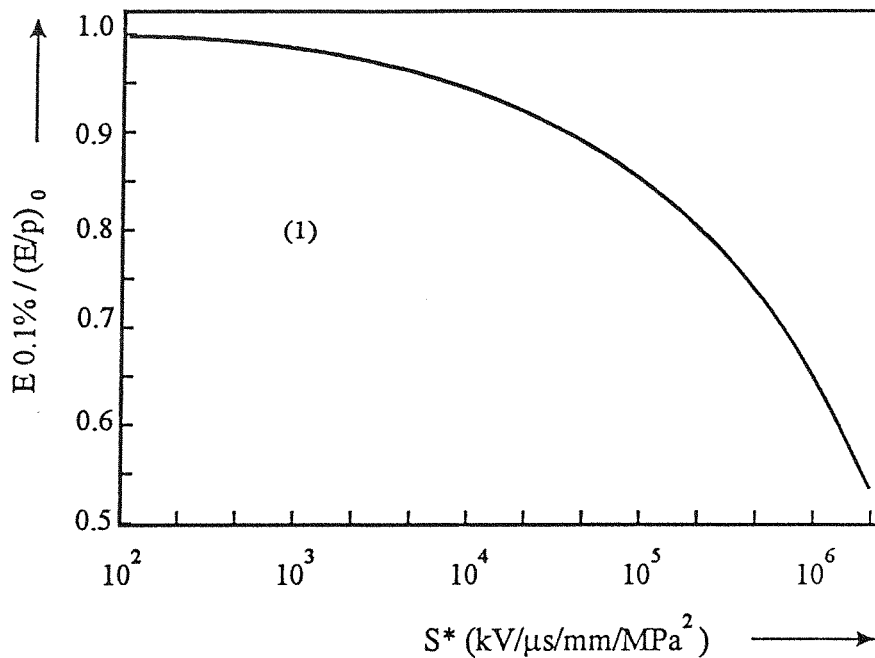


Слика 4.8. Вероватноћа ослобађања стримера p_u као функција одговарајуће стрмине напона S^*

$$(1) E(t_1)/p_{ok} = 102.2 \text{ kV} / \text{mmMPa} (\eta/\alpha = 0.8)$$

$$(2) E(t_1)/p_{ok} = 96.8 \text{ kV} / \text{mmMPa} (\eta/\alpha = 0.95)$$

Представљени резултати базирани су на континуалном моделу представљања, једанчина (4.12), упоредни рачун показује добро подударане са дискретним моделом. Кроз употребу параметара облака у оба случаја ће бити претпостављено да електрони при растућем импулсном напону су увек у енергетској равнотежи са електричним пољем.



Слика 4.9. Нормирана предсјава 0.1% квантिला јачине инхерентног електричног поља $E(t_1)/p$ у зависности од одређене напонске стирмине S^*

4.1.4. Вероватноћа ослобађања стирмера у областима прекорачене јачине поља испред површине катодне

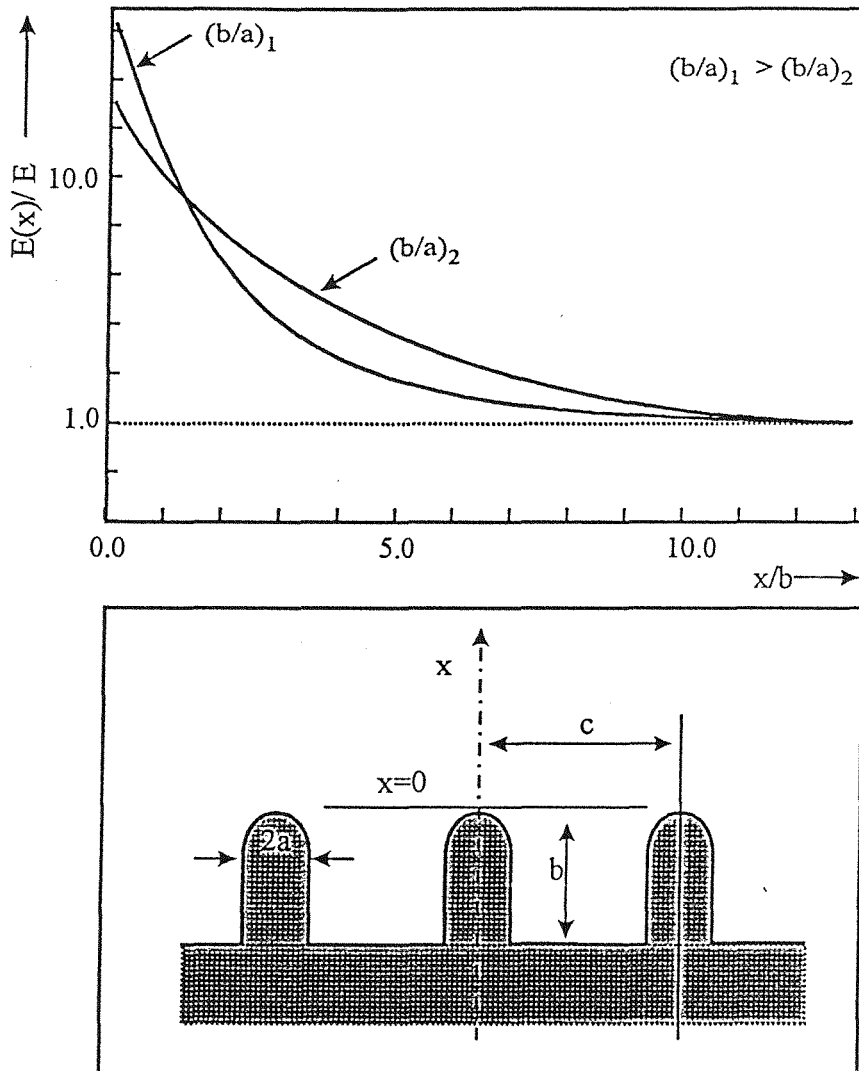
Утицај микроскопске структуре металне површине катоде (врхови, бразде, делићи) је такав да ће електрони бити емитовани при незнатним макроскопским јачинама поља. Ради истраживања утицаја микроструктуре катодне површине, усваја се одређена структура површине, слика 4.10.

Ток јачине поља пред стубастим формама места сметњи дозвољава нумерички прорачун уз помоћ методе симулисаних наелектрисања [7],[12]. Резултат доказује да је утицај суседног места сметње за $c > 20 \cdot b$ занемарљиво. Ако је висина b места сметње знатно мања у односу на растојање електрода d и растојање c , фактор прекорачења јачине поља μ биће одређен искључиво количником b/a . Приближно добијамо:

$$\mu = \begin{cases} 3 \cdot (b/a)^{0.55} & \text{за } 1 \leq b/a < 10 \\ 1.43 \cdot (b/a)^{0.87} & \text{за } 10 \leq b/a < 200 \end{cases} \quad (4.29)$$

Домет сметњи јачине поља је пропорционалан висини b и пада са растом фактора прекорачења μ . За ток јачине поља у подручјима места

сметњи у форми бразде важе сличне зависности и фактор прекорачења јачине поља је 50% мањи (за $b/a = 5$) него код стубастих места сметњи.

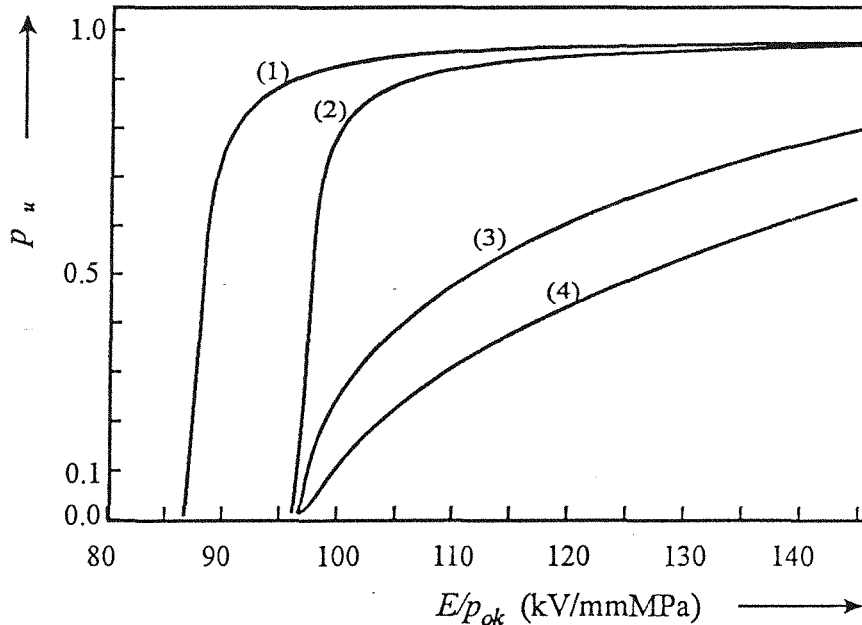


Слика 4.10. Рационално симетрични модел површинских сметњи. Квалитативни однос шокова хомогеног поља јачине E одговарајуће микроскопске јачине поља $E(x)$ у зависности од параметара.

На основу нумерички одређеног развоја јачине поља може се применом једначине 4.12 израчунати стримерска вероватноћа ослобађања пољем емитованих почетних електрона у зависности од μ и b односно $p \cdot b$. p_u се за $\bar{\alpha} < 0$ смањује, за макроскопске јачине поља $E(t_1) < p \cdot \{E/p\}_0$ можемо увек наћи максимум за p_u . Приближно умерено деловање поља просторног наелектрисања пред местима сметње биће знанемарљиво.

Већ за приближно незнатна поља сметњи знатно расте стример вероватноћа ослобађања у односу на поље без сметњи, слика 4.11. Порастом висине места сметње b или притиска гаса p површинска јачина поља

$\mu \cdot E$ места сметње одређује вероватноћу ослобађања
 $(p_u = 1 - \eta \cdot (\mu \cdot E) / \alpha \cdot (\mu \cdot E))$.



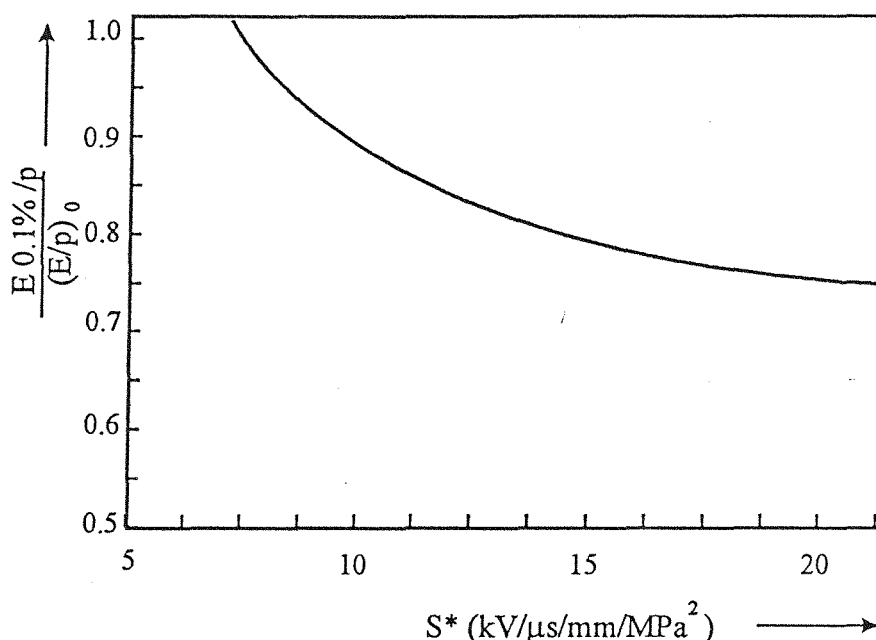
Слика 4.11. Пример вероватноћа ослобађања p_u као функција јачине хомогеног поља E/p_{0k} за различите висине места сметње ($b/a = 1, \mu = 3, d = 5 \text{ mm}$).

- (1) $p_{0k} \cdot b = 10 \mu \text{ mMPa}$;
- (2) $p_{0k} \cdot b = 2 \mu \text{ mMPa}$;
- (3) $p_{0k} \cdot b = 0.2 \mu \text{ mMPa}$;
- (4) $b = 0, p_{0k} = 0.1 \text{ MPa}$

Изнад једне критичне вредности производа $b \cdot p$ у подручју места сметње могу почетни електрони већ ослободити лавину критичне величине. За $p_u = 0.1\%$ неопходна одређена хомогена јачина поља E/p (0.1% количине) не постиже зато инхерентну електричну јачину, слика 4.12. Истина не важи претпоставка да у целом распореду стример у сваком случају доводи до прекида напона. Тачна сазнања неопходне минималне јачине поља E/p за стримерско распрострањавање није познато, са тачношћу се може ипак добити да долази до јасног смањивања стримерске вероватноће ширења за $E/p < \{E/p\}_0$.

Представљени резултат доказује да при високим јачинама поља ($E \approx 200 \text{ kV/cm}$) односно притисцима ($p \approx 0.2 \text{ MPa}$) имамо појаву пољем емитованих електрона који врше знатан утицај на карактеристику реаговања пражњења искрењем. При прорачуну кумулативне вероватноће $F(t_s)$ до сада

је стример вероватноћа ослобађања пољем емитованих електрона узимана у обзир само као врло груба константа [59].



Слика 4.12. Нормирана предсјава 0.1% количине одређене за стример поочейне јачине поља E/p као функције производа пријиска p и висине b месџа сметњи ($b/a=1, \mu=3, d=5mm$)

На основу поједностављеног тока јачине поља, слика 4.13, преко једначине 4.12, узимањем у обзир геометрије места сметњи као и макроскопске јачине поља, добија се:

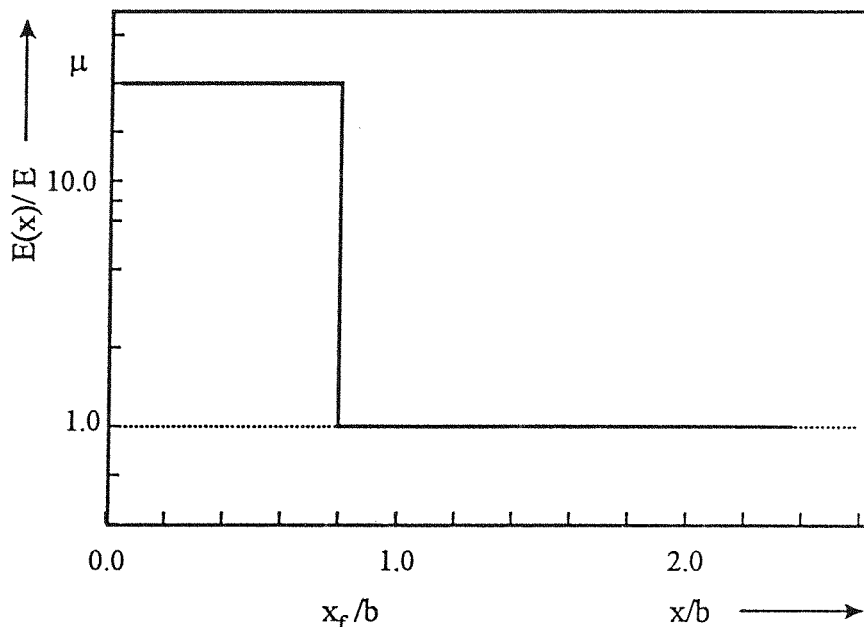
$$P_u = \begin{cases} \frac{\bar{\alpha}(\mu \cdot E)}{B_1} \cdot \frac{\bar{\alpha}(E)}{B_2} \cdot \left\{ 1 - \frac{\bar{\alpha}(\mu \cdot E) \cdot \bar{\alpha}(E) \cdot D_1 \cdot D_2}{B_1 \cdot B_2} \right\}^{10^8 - 1} & zaE > p \cdot \{E/p\}_0 \\ \frac{\bar{\alpha}(\mu \cdot E)}{B_1} \cdot \left\{ 1 - \frac{\bar{\alpha}(\mu \cdot E) \cdot D_1}{B_1} \right\}^{10^8 - 1} & zaE < p \cdot \{E/p\}_0 \end{cases} \quad (4.30)$$

$$\begin{aligned} D_1 &= \exp[-\bar{\alpha}(\mu \cdot E) \cdot x_f] & B_1 &= \bar{\alpha}(\mu \cdot E) + (1 - D_1) \cdot \eta(\mu \cdot E) \\ D_2 &= \exp[-\bar{\alpha}(E) \cdot (d - x_f)] & B_2 &= \bar{\alpha}(E) + (1 - D_2) \cdot \eta(E) \cdot \bar{\alpha}(\mu \cdot E) \cdot D_1/B_1 \end{aligned}$$

За места сметњи са висинама од неколико μm добија се приближно

$$x_f = 1.65 \cdot b/\mu \quad (4.31)$$

добро слагање са на основу нумерички пронађеног тока јачине поља прорачунате стример вероватноће ослобађања (видети слику 4.11)



Слика 4.13. Ујрошћен поок јачине поља за прорачун стример вероватноће ослобађања пољем емитованих електрона

Места сметње на аноди играју незнатну улогу [24]. Електронска лавина у правцу пораста јачине поља има, у подручјима прекорачене јачине поља испред аноде, занемарљиву стример вероватноћу ослобађања насталих почетних електрона у односу на емитоване са катоде.

За интерпретацију и објашњења резултата модела треба водити рачуна о ограниченом важењу дефиниције коефицијената јонизације и нагомилавања. Математичка поставка за коефицијент јонизације базира се на мерењима и интерполацији мерења при одговарајућим јачинама поља и вредностима притиска. Њихова применљивост за прорачун лавинског процеса у подручјима врло велике јачине поља је неистражена.

4.2. Стохастичност настајања иницијалних електрона

У глави 2 представљене физичке везе издвајају три доминантна процеса за идентификацију настајања почетних електрона. У запремини гаса настају електрони првенствено кроз сударе ослобађајући електрон од негативних јона, на катоде кроз одбијање позитивних јона (сударна емисија) и кроз емисију пољем на местима сметњи на површини. Произведене фракције се повећавају

са растом јачине поља, судари ослобађања и сударне емисије су зависне од раста притиска гаса. Спољашње електромагнетско зрачење и процеси самоослобађања од негативних јона играју подређену улогу, уведена зависност производне фракције \dot{n}_0 од јачине поља неће бити узимана у обзир.

Одређивање фракције настанка почетних електрона представља знатну тешкоћу, њихово директно експериментално одређивање није могуће. Такође прорачун уз помоћ реакцијских једначина је оптерећен несигурношћу, зато што су релевантни параметри облака врло неодређено познати. По правилу производне фракције ће се израчунати понављањем из експерименталне сумарне учестаности односно функције реакције реаговања импулсног напона. Резултати зависе ипак од специфично истраживачких услова и усвојеног модела (математичка поставка за p_u и $F(t_s)$) [35].

4.2.1. Ослобађање електрона од негативних јона

Очекивана или средња вредност $E\{\dot{n}_v\}$ фракције ослобођених електрона израчунава се реакцијским једначинама 2.14 као и експериментално добијеним коефицијентима ослобађања k_{01} , концентрације n_i^- негативних јона и концентрације молекула n :

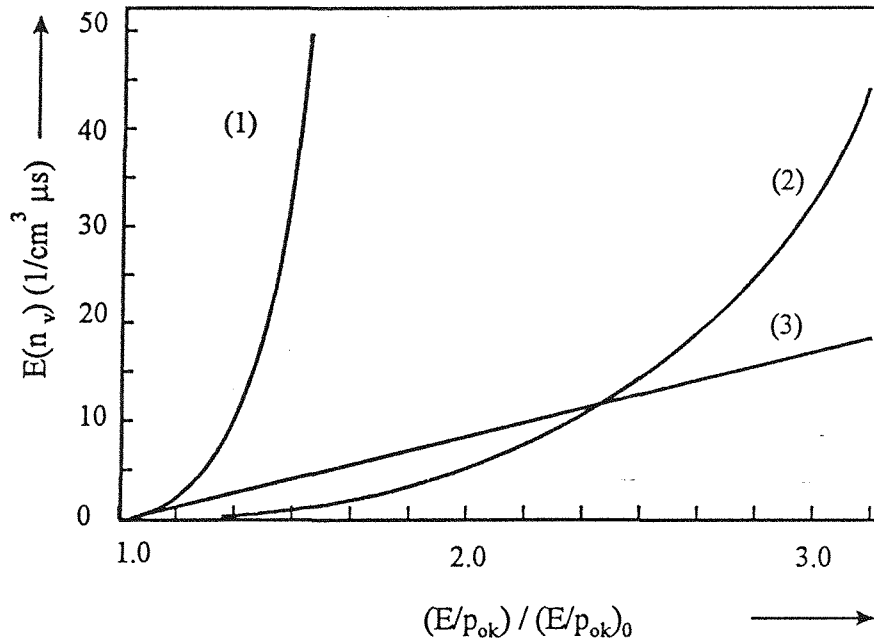
$$E\{\dot{n}_v\} = k_{01} \cdot n_i^- \cdot n = k_1 \cdot (p_{0k} / \text{MPa})^{1.8} \cdot \exp\left\{-k_2 \cdot \frac{\{E/p_{0k}\}_0}{E/p_{0k}}\right\} \quad (4.32)$$

$$k_1 = 7.35 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3} \mu\text{s}^{-1} \quad k_2 = 20.75([20])$$

$$k_1 = 8.80 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3} \mu\text{s}^{-1} \quad k_2 = 17.33([21])$$

Поред ових елементарних заједничких физичких повезаности спроведених прорачуна познатих многоструким рачуном у назад, садрже линеарну [31], [46], [102] или кубну зависност [11] ослобођене фракције електрона у односу на одговарајућу јачину поља E/p . Поређење појединих поставки расветљује ипак могућу дискретизацију, слика 4.14.

Очигледно основне зависности нису обухваћене. Нарочито висина и временско трајање граничног напона односно знатног утицаја концентрације негативних јона на јачину поља [20]. При трајању импулса мање од $100 \mu\text{s}$ установиће се просторна и временска зависност концентрације јона, која преовладава у дрефтовском кретању. Са повећањем импулсног трајања расте зона незнатне концентрације јона испред катоде. Код пражњења искрењем оптерећеним стрмо растућим импулсним напоном и временом реаговања мањим од $100 \mu\text{s}$ јони се могу узети као хомогено распоређени.



Слика 4.14. Поређење различитих поставки очекиваних величина ослобођене фракције електрона ($p_{0k} = 0.1 \text{ MPa}$)

(1) једначина 4.32 $k_1 = 8.80 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3} \mu\text{s}^{-1}; k_2 = 17.33[21]$

(2) једначина 4.32 $k_1 = 7.35 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3} \mu\text{s}^{-1}; k_2 = 20.75[20]$

(3) $E\{n_v\} = 55.2 \text{ cm}^{-3} \mu\text{s}^{-1} \cdot (p_{0k} / \text{MPa}) \cdot \left\{ \frac{E/p_{0k}}{\{E/p_{0k}\}_0} - 1 \right\} [5]$

Број ослобођених електрона узет као стохастичка величина може имати знатна одступања од очекиваних величина. Ако се узме ослобођена фракција n_v као номинална величина, онда су мерне јединице стохастичких закона дефинисане потпуно кроз величину очекивања $E\{n_v\}$ као и вероватноће ослобађања q_v [22]:

$$q_v = \exp \left\{ -k_2 \cdot \frac{\{E/p_{0k}\}_0}{E/p_{0k}} \right\} \quad (4.33)$$

Ово дозвољава спровођење физички оправданих закључака, број потенцијалних извора електрона зависан је од притиска гаса, зато што је коефицијент ослобађања функција одговарајуће јачине поља.

У овом раду биће прорачунати $E\{n_v\}$ по једначини 4.32 и q_v по једначини 4.33, коефицијенти k_1 и k_2 у недостатку поузданих физичких величина биће утврђени из сложених мерења.

4.2.2. Сударна емисија са катоде

Ослобађање електрона из катоде кроз судар позитивних јона и метастабилних молекула као и кроз фотоне у досадашњим моделима прорачуна није узимано у обзир, мада поред уобичајеног начина посматрања емисије пољем биће утврђена почетна јачина поља на коју знатан утицај имају емисиони процеси за почетак пражњења [5].

Квантитативни опис сударне емисије за настанак почетних електрона базиран је на реакцијским једначинама. Број \dot{n}_s^+ по јединици времена и јединичној површини на катоди затеклих позитивних јона рачуна се уз помоћ концентрације јона n_i^+ и средње дрифтоске брзине v_{Di}^+ , где су p_{0k} у МПа и E/p_{0k} у $kV/mmMPa$):

$$\dot{n}_s^+ = \dot{n}_i^+ \cdot v_{Di}^+ \approx 124.1 cm^{-2} \mu s^{-1} \cdot p_{0k}^{0.8} \cdot (E/p_{0k})^{0.5} \quad (4.34)$$

Очекивање $E\{\dot{n}_s\}$ ослобођених електрона добија се кроз мултипликацију фракције ударних јона са вероватноћом ослобађања q_s . При томе се \dot{n}_s узима као биномна вредност случајне величине. При томе се вредности другог Таунзендовог коефицијента јонизације и q_s узимају према конкретним експерименталним условима, [5].

4.2.3. Емисија пољем на местима сметњи на катоди

У досадашњим радовима, за разматрање утицаја електрона емитованих пољем, полази се од врло различитих поставки. Према [5] претпостављају суштински утицај емисионих процеса на повећање концентрације негативних јона и фракције ослобађања. Број по површини и јединици времена емитованих, укључујући нагомилане и поново ослобођене електроне биће дат као линеарна функција одговарајуће макроскопске јачине поља. Почетна емисиона јачина поља одговара инхерентној јачини $\{E/p\}_0$. За прорачун броја електрона биће узет у обзир део површине електроде, та макроскопска површинска јачина поља је $E > p \cdot \{E/p\}_0$.

За број \dot{N}_f од једног јединог места сметње (са фактором прекорачења јачине поља μ и емиторском површином A_f) по јединици времена добијамо емитоване електроне [5]:

$$\dot{N}_f = \begin{cases} \dot{n}_\infty \cdot A_f [1 - \exp\{-k_3(\mu \cdot E - E_f)\}] & \mu \cdot E \geq E_f \\ 0 & \mu \cdot E < E_f \end{cases} \quad (4.35)$$

E_f може бити интерпретирана као специфична величина материјала за почетну емисиону јачину поља, \dot{n}_∞ је гранична вредност емисионе фракције, k_3 одређује раст емисионе фракције.

Поновним апроксимацијама у форми стуба геометрије места сметњи може се број емитованих електрона, као и њихова стример вероватноћа ослобађања на висини b и радијуса a полулоптастог завршетка, добити ($A_f \sim a^2$).

Топологија реалне површине електроде је исувише компликована и исувише наборана да би била потпуно обухваћена односно да би био образован модел за прорачун. Мерења храпавости на пример поступком тастер зареза или електронским микроскопом дозвољавају најмање за мале површинске елементе A_0 (на пример 1 cm^2) утврђивање броја и геометрије места сметњи [23]. За проналажење дводимензионалне функције нагомилавања $h(b, a)$ обухватањем места сметњи обзиром на циљ у класама b_1, a_1 заједно, поред овог треба одредити укупни број z_0 места сметњи.

Расподела места сметњи на простору електроде површине A може знатно одступати од познате функције учестаности $h(b_1, a_1)$ површинског елемента A_0 . Ако се посматра $h(b_1, a_1)$ као извор вероватноће појављивања једног места сметњи, и узме укупни број z_1 таквог места сметње као биномну расподелу случајне величине, добијамо са $z = z_0 \cdot A / A_0$:

$$f(z_1) = \begin{bmatrix} z \\ z_1 \end{bmatrix} \cdot [h(b_1, a_1)]^{z_1} \cdot [1 - h(b_1, a_1)]^{z - z_1} \quad (4.36)$$

$f(z_1)$ је вероватноћа са којом се на површини електроде A појављује z_1 места сметњи, геометрије b_1, a_1 . Истоветних z_1 места сметњи емитују по јединици времена $z_1 \cdot \dot{N}_f$ електрона, сума по свим геометријским местима сметњи даје укупни број по јединици времена појављених електрона. За општи случај макроскопски слабо нехомогеног електростатичког поља, катода се издели на површинске елементе готово константне површинске јачине поља и једначине 4.35 / 4.36 се примењују на сваки поједини површински елемент.

5. ПАРАМЕТРИ ВРЕМЕНА КАШЊЕЊА ПРОБОЈА

Као што је већ речено, време кашњења пробоја састоји се од више карактеристичних времена. Са становишта стохастичности импулсног одзива гасне изолације, најзанимљивије је статистичко време и време изградње лавине, док су времена изградње стримера, лидера и времена изградње варнице мање значајна. То је због тога што је стохастичност времена кашњења њима мање одређена у смислу расипања вредности.

Параметре система изолованог гасом који утичу на време кашњења пробоја, односно на његово стохастичко понашање могу се поделити на макро односно спољашње, и микро односно унутрашње. Макро параметри су спољашњи технички услови, који у основи не могу да мењају унутрашње микро параметре физике електричног гасног пражњења, али могу да утичу на значајност појединих процеса. Тако за макро параметре имамо: примењени напон, поларитет примењеног напона, међуелектродно растојање и спољашње јонизујуће факторе. Микро параметри су одређени елементарним процесима пражњења као што су параметри електронских лавина параметри ослобађања иницијалних електрона.

Са становишта експеримента и спољних запажања и мерења, егзактно одређивање појединих параметара није могуће. Мерења и анализе се врше посредно, преко измерених средњих вредности и расипања, контролисања услова пробоја и тд. Зато се посебно изучавају утицаји макро параметара и њихове спреге са микро параметрима.

5.1. Утицај макроскопских параметара на време кашњења

Као што је речено, макроскопски параметри времена кашњења пробоја су: примењени напон, поларитет примењеног напона, међуелектродно растојање и спољашње јонизујуће факторе.

5.1.1. Утицај примењеног напона

Статистичко време опада са порастом напона односно електричног поља пошто пораст напона доводи до повећања вероватноће да слободни електрони постану иницијални. Поред тога са порастом напона расте вероватноћа појаве електрона хладном емисијом са катоде.

Време изградње лавине показује исто понашање као статистичко време, тј. оно опада са порастом напона. То се дешава зато што пораст напона доводи до пораста броја јонизујућих судара што, опет, значи да ће се критични број од 10^8 јонско електронских парова пре постићи.

5.1.2. Утицај поларитета напона

У хомогено електричном пољу и симетричности система у геометријском и електричном смислу, промена поларитета напона нема значаја, јер не доводи до промена система.

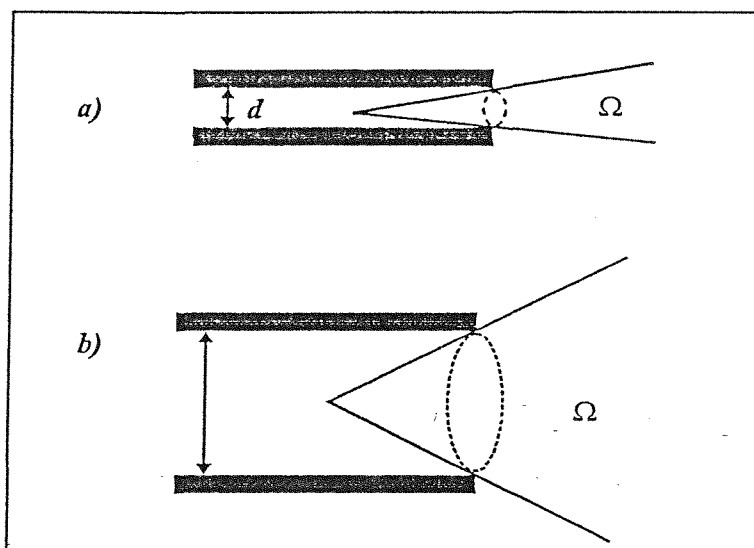
У нехомогеним конфигурацијама система, типа шиљак-раван, статистичко време је мање при негативном поларитету шиљка, него при позитивном, зато што се тада јављају додатни слободни електрони настали фотоелектричним ефектом и хладном емисијом на катода.

Време изградње лавине је при негативном поларитету, веће него при позитивном поларитету, због тога што изградња лавине у нехомогеној конфигурацији зависи од поларитета. При негативном поларитету шиљка иницијални електрони се производе на малом растојању од шиљате електроде. На путу према аноди они доспевају у област слабог поља тако да се лавина гаси. При позитивном шиљку иницијални електрони настају на већем растојању од шиљка и улазе у поље интезитета погодног за изградњу лавине.

5.1.3. Утицај међуелектродног растојања

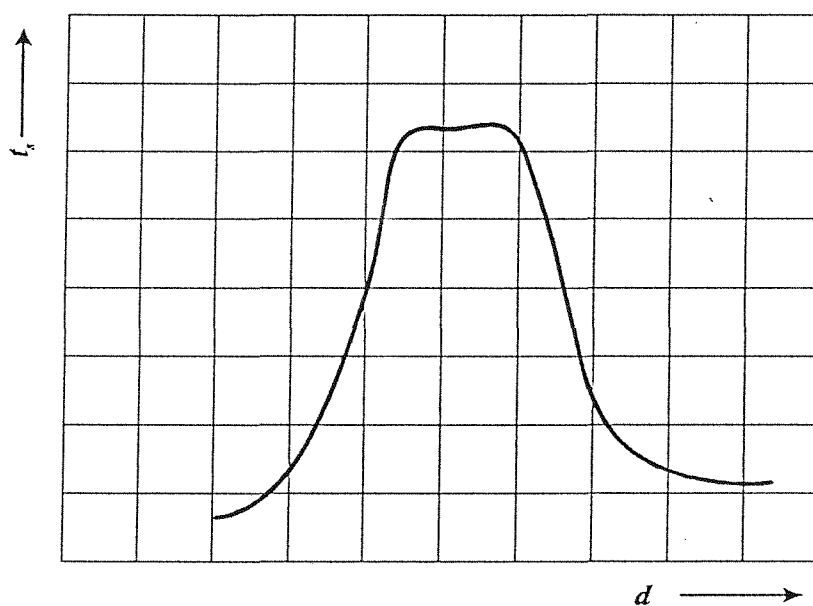
При малим растојањима електрода ($d < 0.1 \text{ mm}$), хладна емисија микрошиљка катодне топографије има велики утицај на производњу електрона пошто је фактор локалног увећања поља на њима велики. Тај утицај се губи при порасту растојања од 0.5 mm до 3 mm . Затим долази до опадања статистичког времена са порастом међуелектродног растојања, пошто просторни угао под којим спољашње зрачење продире у међуелектродни простор расте те се умањује овај ефекат на производњу слободних електрона, слика 5.1,

Као што се види, са већим просторним углом опада запремина гаса и површина електрода у којој се могу производити слободни електрони, фотоелектрони. При још већим међуелектродним растојањима овај ефекат губи сваки значај те статистичко време остаје константно.



Слика 5.1. Ушицај њромене њросѝорноѝ уѝла на хладну емисију елекѝрона. Просѝорни уѝао за мала расѝојања а) и велика расѝојања б).

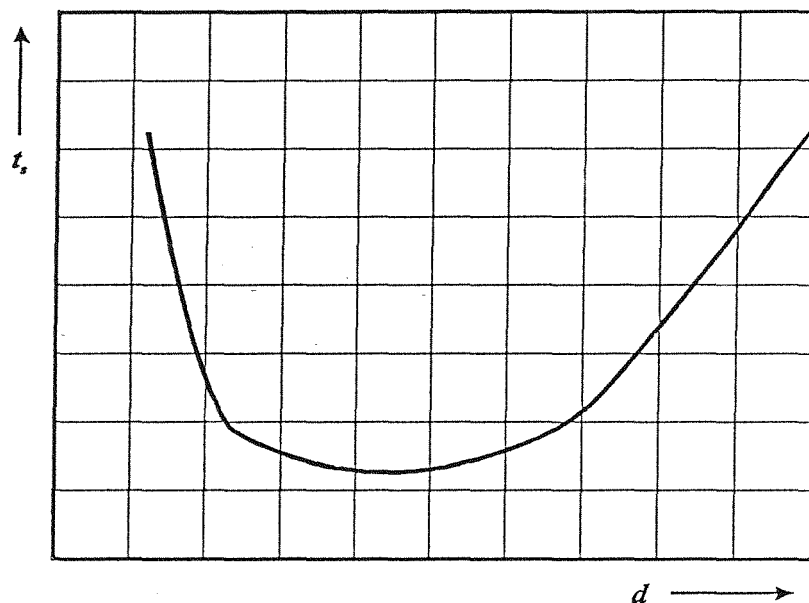
Квалитативна промена статистичког времена са међуелектродним растојањем приказана је на слици 5.2.



Слика 5.2. Квалитативна њромена статистичкоѝ времена са међуелекѝродним расѝојањем.

При малим међуелектродним растојањима треба више јонизујућих појава на правцу пражњења да би се постигао критични број јонско-електронских парова од 10^8 . Са порастом међуелектродног растојања критични број електронско-јонских парова се пре постиже на правцу пражњења тако да време изградње лавине опада. При већим међуелектродним растојањима потребно је више времена за изградњу канала пражњења пошто се веће растојање мора премостити, тако да тада долази до пораста времена

изградње лавине. На слици 5.3. приказана је квалитативна промена времена изградње лавине од међуелектродног растојања.



Слика 5.3. Квалитативна промена времена изградње лавине од међуелектродног растојања

5.1.4. Утицај јонизационих зрачења

При интензивном озрачивању међуелектродног простора јонизујућим зрачењем, може се статистичко време свести на нулу. Јонизујућим зрачењем се производи велики број слободних електрона тако да је практично, у сваком тренутку присутан један иницијални електрон.

Јонизујуће зрачење може бити електромагнетно (светлосно, меко x зрачење, микроталасно), и радиоактивно (алфа зраци, бета зраци, гама зраци). Радијација радиоактивних извора лоцираних на пример у катоде, није тако ефектна као директно осветљавање катоде. У случају радијације, електрони могу бити ослобођени у било којој тачки процепа, али само они који су створени близу катоде, или на њеној површини, су корисни при започињању пробоја. Једна предност коришћења радио-изотопа је та што они производе почетну јонизацију која не зависи значајно од стања на површини катоде. Било каква специфична активност мора бити таква да обезбеди струју почетне јонизације, која је око стотину пута већа од оне која се може лако добити коришћењем ултраљубичастог озрачавања катоде за минимизацију дужине иницијалног времена.

Време изградње лавине је нешто мање у условима озрачења али не у мери као статистичко време. То је зато што електрони произведени

озрачењем доводе до тога да се критични број јонско-електронских парова 10^8 пре постигне.

5.2. Микроскопски параметри времена кашњења пробоја

Као што је раније разматрано, елементарни процеси који доводе до стварања електричног пражњења су у основи случајне, стохастичне појаве. Експериментално мерене вредности појединих параметара елементарних процеса су њихове средње вредности. Експериментално мерљиво расипање је средња вредност стохастичности укупног деловања свих параметара.

Проучавањем магнитуда флукуација појединих параметара и њихових ефеката на ток пражњења и пробој доводи до бољег интерпретирања експерименталних резултата. Стохастичност развоја електронских лавина одређује стохастичност времена изградње лавине, а стохастичност процеса ослобађања електрона одређује статистичко, иницијално време.

5.2.1. Стохастичност електронских лавина

Таусендови коефицијенти примарне и секундарне јонизације α и ω/α који могу бити добијени из мерења, у стабилном стању просторног раста јонизационих струја, представљају средње вредности величина које су изложене статистичким флукуацијама. Те флукуације посредно преко примењеног напонског импулса утичу на флукуације времена изградње лавине.

Таусендов критеријум пробоја

$$1 - \frac{\omega}{\alpha} (e^{\alpha d} - 1) < 0 \quad (5.1)$$

се интерпретира као представљање услова под којима, за непрекидан низ електронских лавина које протичу бесконачно кроз гас између електрода раздвојених растојањем d , употребљен међуелектродни напон V јесте једнак пробојном напону. Када је задовољен овај услов, не постоји потреба за даљим постојањем спољњег извора иницијалних електрона, који тад можемо уклонити.

Тако, због статистичке природе процеса примарне и секундарне јонизације могуће је да у било ком тренутку у низу електронских лавина, магнитуде флукуација α и $\frac{\omega}{\alpha}$ око средњих вредности буду такве да

критеријум пробоја није задовољен, и низ генерисања лавина је прекинут. Тада струја пробоја опада чак иако одржавамо напон једнак пробојном напону.

Код процене вероватноће прекида уочава се да је средњи број електрона \bar{n} у лавини која стиже на аноду, покренута једним електроном са катоде, дат са

$$\bar{n} = \sum_{n=1}^{\infty} n p(n, d), \text{ где је } \sum_{n=1}^{\infty} p(n, d) = \exp(\alpha d) \quad (5.2)$$

и функција расподеле величине лавине се може написати као

$$p(nd) = \frac{1}{\bar{n}} \left\{ 1 - \frac{1}{\bar{n}} \right\}^{n-1} \rightarrow \frac{1}{n} \exp\left(-\frac{n}{\bar{n}}\right), \quad \text{за } \bar{n} \gg 1 \quad (5.3)$$

Стандардна девијација је за експоненцијалну расподелу једнака средњој вредности \bar{n} , и према томе веома велика.

Позитивни јони и фотони, побуђени и метастабилни атоми генерисани током напретка лавина, могу да интерагују са катодом и генеришу иницијалне електроне и тако покрену низ лавина. Али постоји вероватноћа да сви процеси не ослободе ниједан електрон. Тада низ лавина нестаје, са чим нестаје и пробој.

Нека је Q_0 вероватноћа прекида и $P_0 = 1 - Q_0$ вероватноћа наставка у коначном времену. Нека је U_{0v} вероватноћа да активне честице, рецимо позитивни јони у првој лавини, генеришу v електрона на катоде, $v = 0, 1, 2, \dots$ итд. Ако је $v = 0$, нема даље генерације и вероватноћа гашења је једнака један. За $v = 1$ вероватноћа гашења је Q_0 , и генерално за v електрона је једнака Q_0^v . Лавине настале од сваког секундарног електрона међусобно су зависне. Тако, за вероватноћу прекида пражњења добијамо

$$Q_0 = \sum_{v=0}^{\infty} U_{0v} Q_0^v \quad (5.4)$$

U_{0v} се може извести разматрајући лавину која садржи n електрона на аноди и отуда $(n-1)$ позитивних јона који стижу на катоду. Ако је γ вероватноћа да јон избаци електрон, онда вероватноћа да $(n-1)$ електрона избаце v електрона је ${}^{n-1}C_v \gamma^v (1-\gamma)^{n-1-v}$. U_{0v} зависи и од овога и од вероватноће да лавина садржи $(n-1)$ јона, сумираних по свим могућим вредностима за v , тј.

$$U_{0v} = \sum_{n=1}^{\infty} p(n,d)^{n-1} C_v \gamma^v (1+\gamma)^{n-1-v} = \frac{[\gamma(\bar{n}-1)]^v}{[\gamma(\bar{n}-1)+1]^{v+1}} = \quad (5.5)$$

$$= \frac{q^v}{(q+1)^{v+1}} \quad (5.6)$$

Како је $\bar{n} = e^{\alpha d}$, и $q = \gamma(e^{\alpha d} - 1)$, тако да је

$$Q_0 = \sum_{v=0}^{\infty} \frac{q^v Q_0}{(q+1)^{v+1}} = \frac{1}{q+1-qQ_0} = \begin{cases} 1 \\ \frac{1}{q} \end{cases} \quad (5.7)$$

па је вероватноћа P_0 , да је секвенца прекинута је $P_0 = 0$ за $q < 1$, $P_0 = 1 - \frac{1}{q}$ за $q > 1$. Сада $q = 1$ представља услов за почетак пробоја који је задовољен када је примењени напон једнак пробојном напону, тј. $V = V_s$. Ако је $V < V_s$, $q < 1$, секвенца је сигурно прекинута. Чак и када је $V > V_s$ и $q < 1$, P_0 ће бити такво да струја неће бесконачно протицати. P_0 је значајно мање од 1 за напоне који су много већи од V_s . Тако, да бисмо обезбедили постојаност непрекидног протока струје узроковане слободним електронима, морамо да применимо велике пренапоне. Ово је приказано на слици 5.4 за случај пробоја између паралелних алуминијумских електрода на растојању од 0,3 mm у ваздуху, водонику и аргону на притисцима од 1000 mbara и 700 mbara. Потребно је применити најмање 25% пренапона да се P_0 приближи јединици.

Вероватноћа прекида се смањује уколико више од једног електрона узрокује лавину. Тако, ако су N електрона истовремено употребљени за покретање N лавина, вероватноћа да се секвенца не прекине је

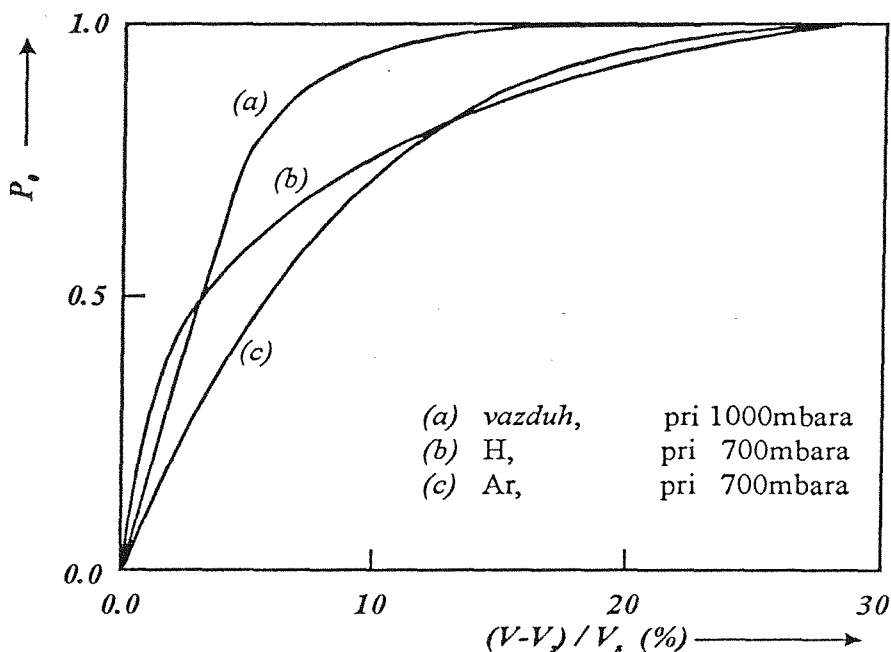
$$1 - (1 - P_0)^N = 1 - Q_0^N \quad (5.8)$$

Ове релације јасно показују потребу за великим бројем иницијалних електрона и велике пренапоне да обезбеде поуздан и брз почетак пробоја.

5.2.2. Стохастичност ослобађања електрона

Брзине емитовања електрона са катоде или на неки други начин одређују и времена статистичког кашњења, односно његову стохастичност. Најефектније место за ослобађање иницијалних електрона је на катоде, пошто тада

електрони трпе максимално умножавање и прелазе максимално растојање до аноде.



Слика 5.4. Вероватноћа непрекинуте секвенце електронских лавина иницијализованих слободним електроном као функција пренајона

Ако се претпостави да је на процеп варничара у тренутку $t=0$ примењен правоугаони напонски импулс високе амплитуде, тада ће P_0 бити приближно један, а t_f занемарљиво мало. Вероватноћа да електрон буде емитован са катоде у интервалу t до $t+dt$ је константна и једнака $I dt$. Вероватноћа пробоја у овом интервалу је једнака вероватноћи да је електрон емитован. Тада, ако интервал времена $(0, t)$ поделимо на ν малих интервала dt вероватноћа да ниједан електрон није ослобођен у t је једнака

$$(1 - I dt)^\nu = \left(1 - \frac{I t}{\nu}\right)^\nu \quad (5.9)$$

Израз 5.9. претставља вероватноћу да временско кашњење превазилази t . У граничном случају, за велико ν ово постаје $\exp(-I t)$. Тада вероватноћа да се временско кашњење завршава у интервалу $(t, t+dt)$ је $I \exp(-I t)$ и функција расподеле временских кашњења је експоненцијална са стандардном девијацијом једнаком средњем времену кашњења, t које је једнако $\frac{1}{I}$. Значи, брзина ослобађања електрона је обрнуто пропорционална статистичком времену кашњења.

Процена вероватноће $\exp(-I t)$ се може добити посматрањем броја тренутака n у којима временско кашњење прелази t у великом броју проба N . Тако,

$$\frac{n}{N} \cong \exp(-I t) \quad (5.10)$$

и

$$I = \left(\frac{1}{t}\right) \ln\left(\frac{N}{n}\right) \quad (5.11)$$

Када су експериментални услови такви да се време пораста t_f може занемарити, расподела мерених резултата се може написати као

$$\frac{n}{N} = \exp\left(\frac{t-t_f}{\bar{t}}\right) \quad (5.12)$$

Процена за \bar{t} (и тако I) се може добити из нагиба линеарног графика $\ln\left(\frac{n}{N}\right)$ у зависности од t , према 5.12. Време t_f се може проценити из пресека са временском осом, сматрајући да t_f остаје константно у току свих N проба, што може бити случај у пажљиво контролисаним условима. Основно је то да N треба да буде велики број да би се обезбедила одговарајућа тачност процене t , I и t_f , пошто тачност расте са \sqrt{N} . Из потребе достизања тачности до 3%, N не би требало да буде мање од 1100.

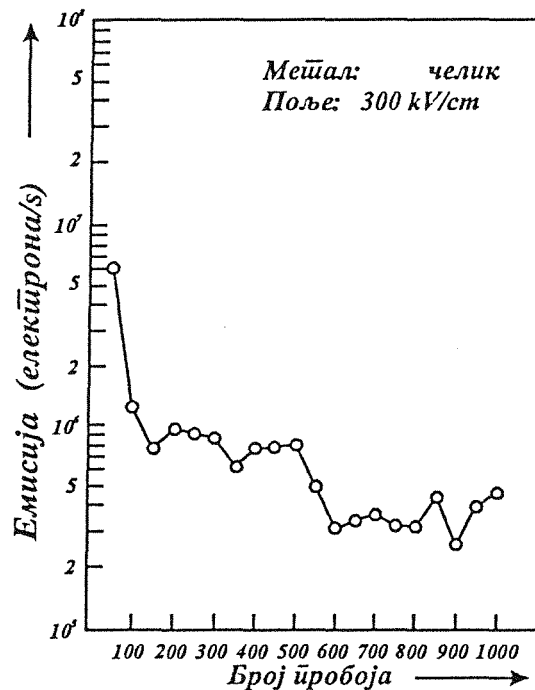
Овај метод се може искористити у изучавању улоге површине електроде и њеном утицају на почетак пражњења, или ефикасности озрачивања процела у изазивању пробоја.

5.2.2.1. Утицај услова на површини катодe на емисију електрона

У одсуству зрачења и загревања катоде, извор иницијалних електрона је скоро увек емисија која зависи од електричног поља, тј. јачине струје веће од $10^6 \text{ elektrona cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ захтевају снажно електрично поље око 10^7 V cm^{-1} . Но, утврђено је да се велике брзине електронске емисије могу добити са хладне неосветљене катоде у гасовима при мањим електричним пољима, од $10^4 - 10^5 \text{ V cm}^{-1}$. У оваквим случајевима површинске контаминације и микроемисије играју виталну улогу у процесу стварања електрона. Постоји и запажање да механизми емисије могу обухватати и издвајање електрона из електронегативних молекула који су привучени на

површину, или појачавање локалних електричних поља јона, створених у ранијем пробоју, кроз танак задрљани слој.

Познато је да низ варница утиче на електронску емисију, и отуд је временско кашњење, за дати процес, описано поменути процесима, зависно од стања на електроди. Мерења средњег времена кашњења су показала да се карактеристике електронске емисије у стабилном стању могу добити по установљавању стабилног стања, формирањем или танког слоја оксида, или танког слоја нечистоћа. Генерално, времена кашњења су веома кратка, али са повећањем броја варница, време тежи већим вредностима. Ово је приказано на слици 5.5 за челичне полиране електроде, у атмосфери азота. У табели 5.1. су приказане брзине електронске емисије изведених из средњих времена кашњења, са електрода од полираних метала, у атмосфери азота.

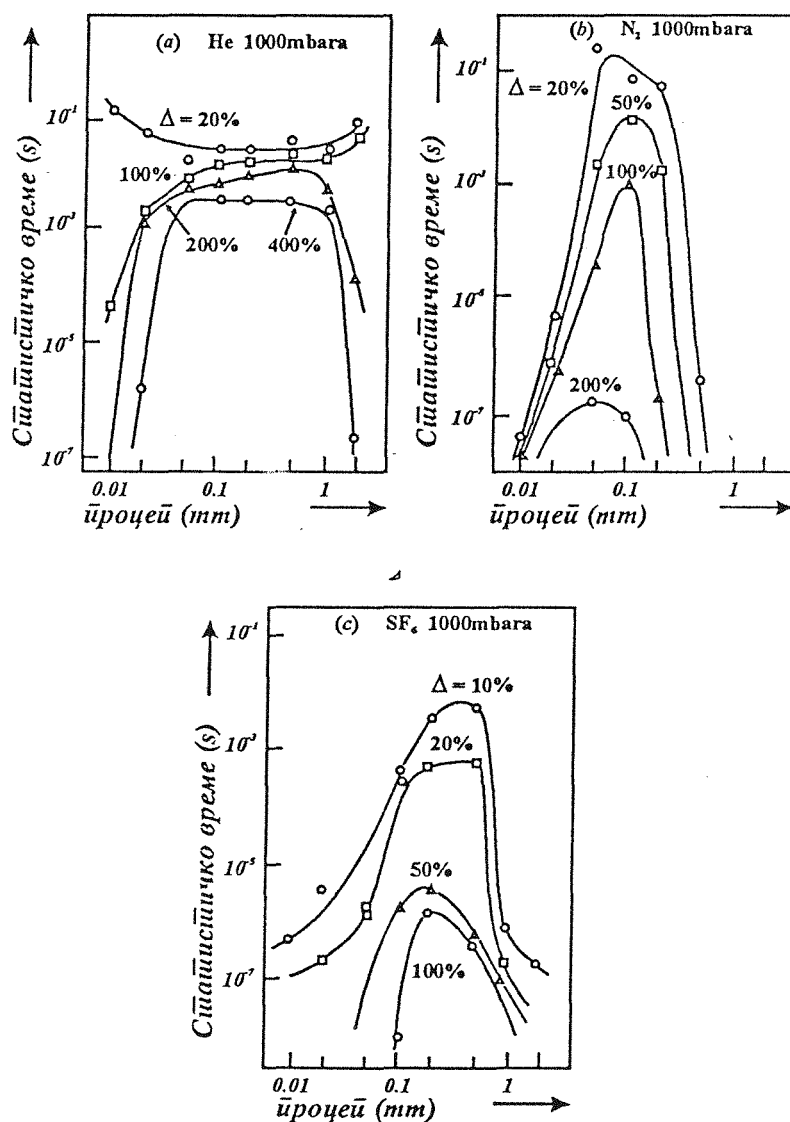


Слика 5.5. Брзина електронске емисије из челика као функција броја мерења

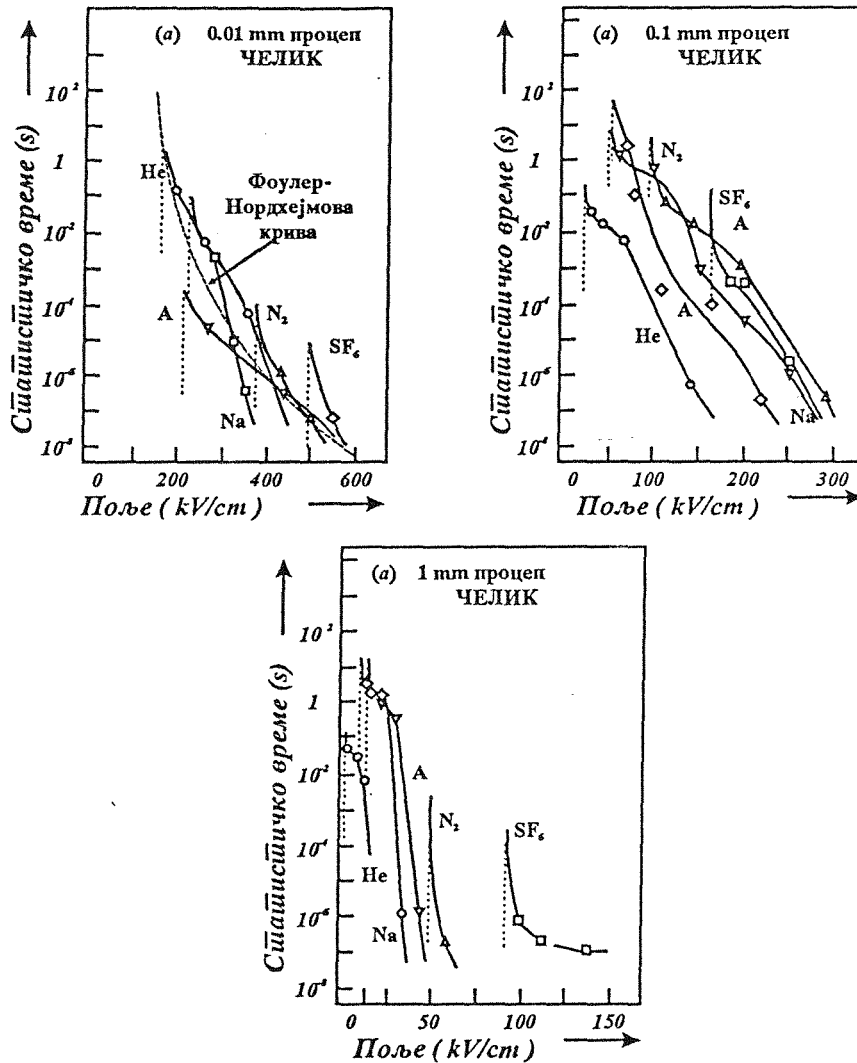
Резултати истраживања, који дају промену иницијалног времена са растојањем између електрода, за нерђајући челик у хелијуму, азоту и SF_6 , на притиску од $10^5 Pa$, при константном пренапону, су дати на слици 5.7. а зависност од електричног поља и растојања на слици 5.8. Ови подаци су добијени на основу 50 мерења за све комбинације гаса, међуелектродног растојања, материјала од кога су електроде и електричног поља, и како је тачност \bar{t} обрнуто пропорционална квадратном корену броја мерења, указују на то како треба радити.

Табела 5.1. Емисија електрона са површине метала

Електрично поље (V/cm)	Фракција емисије (електрона / s)				
	Бакар	Бронза	Сребро	Алуминијум	Челик
10^5	$1,3 \times 10^4$	$1,4 \times 10^4$	$2,2 \times 10^6$	$2,4 \times 10^6$	$8,3 \times 10^2$
2×10^5	$3,6 \times 10^4$	$1,6 \times 10^6$	$1,3 \times 10^6$	$1,2 \times 10^3$	$1,7 \times 10^4$
3×10^5	$3,2 \times 10^6$	$1,7 \times 10^3$	$1,4 \times 10^3$	$1,2 \times 10^3$	$3,5 \times 10^5$

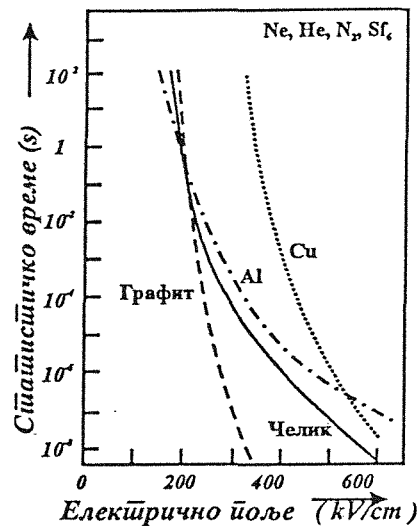


Слика 5.6. Зависноси дужине израјања иницијалног времена од ширине процедја при константном тренуноу



Слика 5.7. Зависноћ дужине израјања иницијалног времена од јачине поља

Са слике 5.7 се види да је зависност статистичког времена од јачине поља сложена и различита од услова до услова. У првом реду значајна разлика је за различите врсте гаса. За аргон би се у лог-нормалној размери могла увести линеарна апроксимација, док би за случај SF₆ гаса зависност била знатно сложенија. То ће се имати у виду приликом израчунавања времена кашњења пробоја у појединим случајевима.



Слика 5.8. Зависност дужине трајања иницијалног времена од материјала електроде

5.3. Експериментално одређивање расподеле времена кашњења

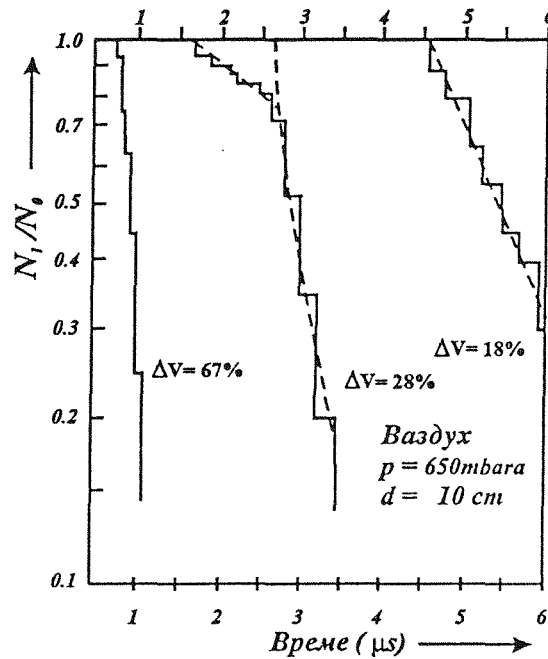
Истраживања времена кашњења пробоја у многим гасовима, укључујући сув ваздух и сумпор-хексафлуорид су открила дисконтинуитет у зависности времена кашњења од пренапона ΔV , дефинисан као $\Delta V_r = \frac{(V - V_s)}{V_s}$

где је V_s пробојни напон, при чему се добијају графици $\ln\left(\frac{n}{N}\right)$, у зависности од t . Експерименти са појачавачима слике су показали да је у азоту и смешама азот-кисеоник, на ниским пренапонима, време изградње варнице t_f релативно дугачко, што одговара прогресији неколико генерација електронских лавина које воде до појаве светлости из процела, док су на високим пренапонима концентрације електрона и јона углавном толике да могу да изазову изобличење поља и повећају јонизацију и повећану светлосну радијацију узроковану фотоелектричном јонизацијом на катоди. Временска кашњења у овом режиму су кратка. Постоји и лоше дефинисан прелазни режим, зависан од статистичке расподеле величине лавина у којима и дуго t_a и кратко t_b могу да означавају како више, тако и једну лавину у пробоју. Под овим околностима, расподеле временског кашњења се може описати као

$$\frac{n}{N} = A \exp\left(\frac{t_a - t}{t_a}\right) + B \exp\left(\frac{t_b - t}{t_b}\right) \quad (5.13)$$

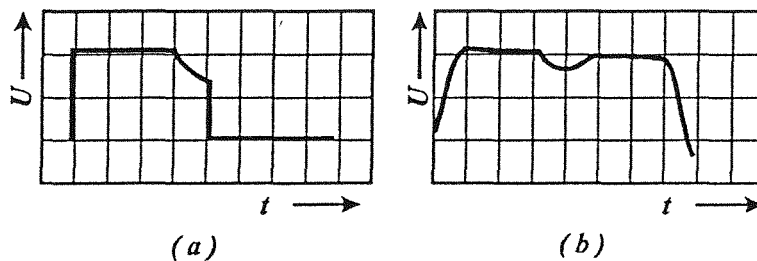
у којој су A и B чланови који зависе од више или једне лавине, респективно. B је растућа функција пренапона. График функције расподеле, према

једначини 5.12, у логаритамској размери, састоји се од два линеарна дела, који се секу, са негативним нагибом, а у супротности са једначином (5.11) која је у потпуности линеарна. На слици 5. 9. су приказани примери за две линеарне расподеле на 18% и 67% пренапона и нелинеарна, дисконтинуална расподела временских кашњења за 28% пренапона мерена у сувом ваздуху на 650 mbara између Стивенсонових-(*Stephenson*) електрода пречника 42 cm раздвојених 10 cm . То говори да пражњење улази у режим када су могућа два типа пробоја, узрокованих једном или више лавина.



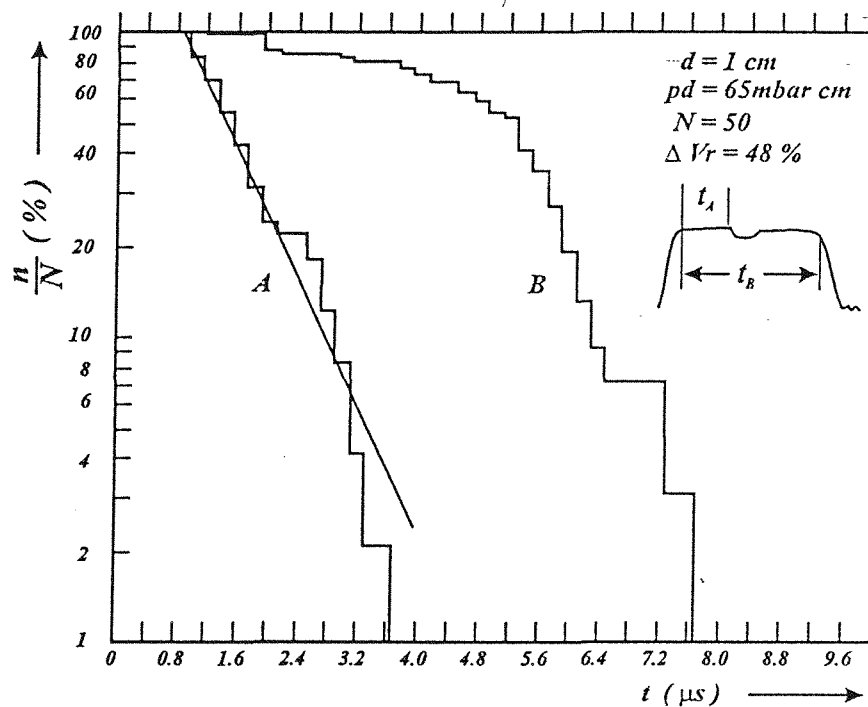
Слика 5.9. Линеарне и нелинеарне расподеле временских кашњења у сувом ваздуху

Експерименти у којима су коришћене Стивенсонове електроде пречника $21,6\text{ cm}$ од $NiPt$ месинга у SF_6 су потврдили постојање нелинеарности у расподели кашњења [2].



Слика 5.10. Таласни облици међуелектродног напона, добијени на осцилоскопу, који показују два начина пада напона. Под а) је случај добро дефинисаног пробоја, под б) недовршен први пробој.

Тешкоћа тачног процењивања времена кашњења је јасно видљива у овом експерименту, који открива више начина пада међуелектродног напона, осцилограм показан на слици 5.10. У случају (а) се јавља релативно спор али добро дефинисан дисконтинуитет пробоја, у (б) први мали дисконтинуитет је праћен каснијим потпуним падом напона. Први пад указује на појаву самоодржавајућег пражњења и то је тренутак t који треба узети за временско кашњење. Сlike а) и б) су добијене са SF_6 на 65mbar у процепу од 1cm са 23% и 48% пренапона.



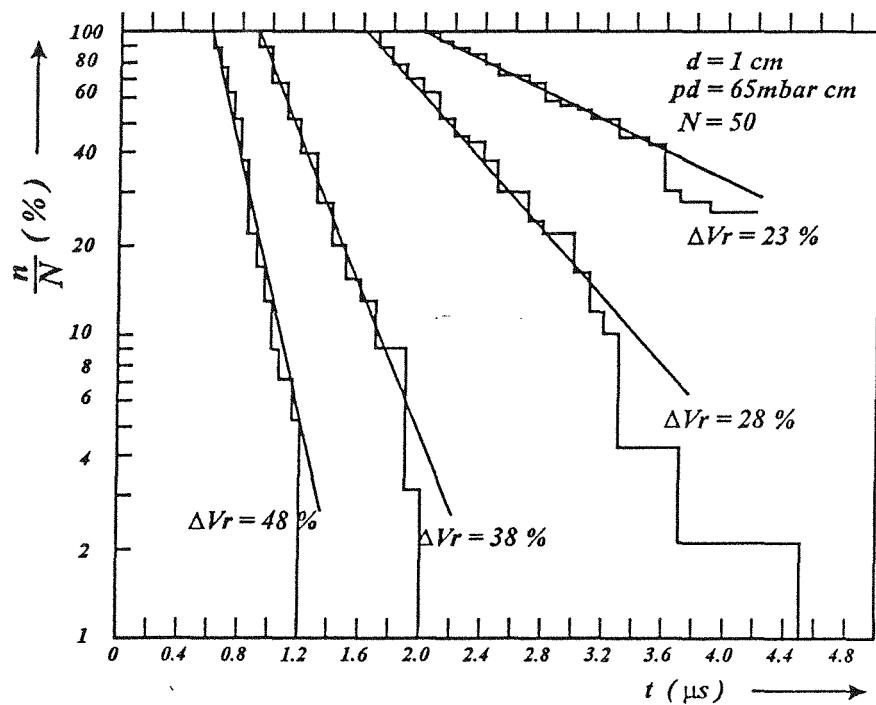
Слика 5.11. Линеарна и нелинеарна расподела времена кашњења у SF_6

Важност коришћења првог дисконтинуитета у $V-t$ карактеристици, за индикацију временског кашњења у процени времена t_f и карактеристика стварања електрона се види на слици 5.11. Она показује линеарну зависност $\ln\left(\frac{n}{N}\right)$ од t , као што је очекивано за константну брзину стварања електрона (крива А- одговара t_A), и нелинеарну расподелу која се добије коришћењем времена t_B , као тачке тоталног пада напона.

Типичне линеарне расподеле добијене коришћењем t_A су приказане за различите пренапоне на слици 5.12.

Ова разматрања наглашавају проблеме израчунавања појединих параметара пражњења из података добијених на основу мерења времена

кашњења. Пажљивом анализом резултата, може се дати одговарајућа физичка интерпретација феномена пражњења.



Слика 5.12. Линеарна расподела временског кашњења у SF_6

6. НУМЕРИЧКО ОДРЕЂИВАЊЕ ЕЛЕКТРИЧНОГ ПОЉА

Један од основних параметара сваког електродног система је расподела електричног поља у међуелектродном простору и на површини проводника (електрода). Поље се аналитички може одредити у малом броју случајева. Ради одређивања расподеле и јачине електричног поља у једном електродном систему, развијено је више експерименталних, графичких, графичко-аналитичких и аналитичких метода [6]. Од најранијег времена одређивање поља је било експериментално, применом сонди, аналогних отпорних мрежа, електролитичке каде итд. Када је геометрија електродног система у виду равних, цилиндричних или сферних електрода, тада комфортно пресликавање, као вид аналитичког решавања Лапласове једначине поља, даје задовољавајуће резултате. Ови методи постају непрактични при одређивању сложенијих аналитичких и неаналитичких просторних расподела електричних поља. Тада се прибегава нумеричком решавању Лапласове једначине применом рачунара. Најчешће примењивани методи су: метод коначних разлика, Монте Карло метод и метод симулације наелектрисања.

Метод коначних разлика се заснива на итеративном поступку код кога се у међуелектродном простору подељеном на решетку променљивог корака, потенцијал сваког чвора одређује сукцесивним апроксимацијама чија конвергентност може бити побољшана употребом надрелаксација или убрзавајућих формула коначних разлика [20]. Овај метод је ефикасан за ротационо симетричне системе, док код прорачуна асиметричних тродимензионалних поља постаје сувише сложен.

Монте Карло метод користи решеткасту поделу простора, где се из једног чвора (x, y) прави n произвољних корака, чиме се достижу граничне тачке потенцијала U_i ($i=1, 2, \dots, n$) након чега средњи гранични потенцијал

$$U(x, y) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n U_i \quad (6.1)$$

конвергира ка константној вредности брзином пропорционалном $n^{-0.5}$. За случај планарног, дводимензионалног поља, ако би кораци δs били из четири суседне тачке дводимензионалне квадратне решетке, добијени средњи потенцијал би био:

$$U(x, y) = 0,25 \{ U(x + \delta s, y) + U(x - \delta s, y) + U(x, y + \delta s) + U(x, y - \delta s) \} \quad (6.2)$$

што представља дводимензионалну Лапласову једначину. Монте Карло метод се примењује код прорачунавања потенцијала у мањем броју тачака великих међуелектродних простора са сложеним граничним условима.

6.1. Метод симулације наелектривања

Метод симулације наелектривања заснива се на постављању n фиктивних наелектривања Q_i ($i=1, 2, \dots, n$) ван области у којој треба одредити расподелу поља (обично унутар граница електрода). При томе мора бити испуњен захтев за задовољењем граничног услова за електродне еквипотенцијале. То значи да за n произвољно усвојених наелектривања у свакој тачки контуре електроде на потенцијалу U , треба да буде испуњен услов:

$$\sum_{i=1}^n P_i Q_i = U_i \quad (6.3)$$

где су P_i потенцијални коефицијенти који одговарају наелектривању Q_i за посматрану контурну тачку. За n тачака електроде треба да се постави n једначина облика (6.1), чиме се добија систем:

$$|P||Q| = |U| \quad (6.4)$$

где је

$$|P| = \begin{bmatrix} P_{11} & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & P_{ik} & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & P_{nn} \end{bmatrix} \text{ матрица потенцијалних коефицијената;}$$

$$|Q| = \begin{bmatrix} q_1 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ q_n \end{bmatrix} \text{ матрица фиктивних наелектривања;}$$

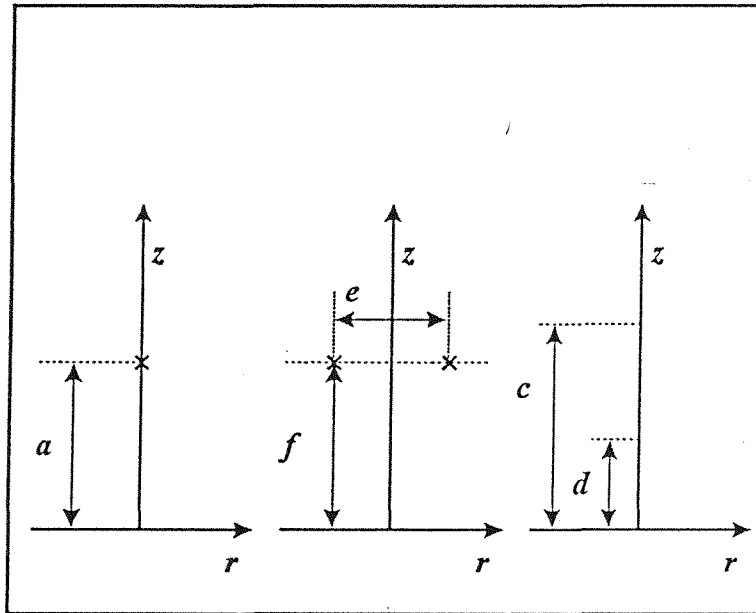
$$|U| = \begin{bmatrix} U \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ U \end{bmatrix} \text{ матрица електродног потенцијала.}$$

Матрица потенцијалних коефицијената $|P|$ је квадратна матрица димензија $n \times n$, пуна и асиметрична. Њени елементи, потенцијални коефицијенти, представљају у ствари геометријске факторе преко којих се одређује одстојање једног симулисаног наелектривања Q_k од тачке P_i у којој се

рачуна потенцијал услед тог наелектривања. Производ p_{ik} и Q_k даје потенцијал услед наелектривања Q_k у тачки p_i .

Потенцијални коефицијенти зависе од фиктивних наелектривања која се, због могућности аналитичког представљања узимају као (слика 6.1):

- тачкаста (слика 6.1a);
- прстенаста (слика 6.1b);
- линијска (слика 6.1c).



Слика 6.1 Врсте симулисаних наелектривања са основним параметрима који дефинишу њихову позицију у простору

Према ознакама са слике 6.1, потенцијални коефицијенти се израчунавају по следећим изразима, при чему је узет у обзир и ефекат огледања наелектривања у равни $z=0$ [21]:

- за тачкасто наелектривање:

$$p_{ik} = \frac{1}{4\pi\epsilon} \left[\frac{1}{\sqrt{r^2 + (z-a)^2}} - \frac{1}{\sqrt{r^2 + (z+a)^2}} \right] \quad (6.5)$$

- за прстенасто наелектривање:

$$p_{ik} = \frac{1}{4\pi\epsilon} \cdot \frac{2}{\pi} \left[\frac{K(k_1)}{\sqrt{(r+e)^2 + (z-f)^2}} - \frac{K(k_2)}{\sqrt{(r+e)^2 + (z+f)^2}} \right] \quad (6.6)$$

где је:

$$k_1 = \sqrt{\frac{4er}{(r+e)^2 + (z-d)^2}}; \quad k_2 = \sqrt{\frac{4er}{(r+e)^2 + (z+d)^2}} \quad (6.7)$$

$K(k)$ потпуни елиптични интеграл прве врсте.

- за линијско наелектрисање

$$P_{ik} = \frac{1}{4\pi\epsilon(c-d)} \ln \frac{(c-z+\sqrt{r^2+(c-z)^2}) \cdot (d+z+\sqrt{r^2+(d+z)^2})}{(d-z+\sqrt{r^2+(d-z)^2}) \cdot (c+z+\sqrt{r^2+(c+z)^2})} \quad (6.8)$$

За нумеричко решавање система 6.1 користи се Гаус-Жорданов метод [22]. Решавањем система 6.1. добијају се вредности фиктивних наелектрисања, помоћу којих се за тачке међуелектродног простора одређују потенцијали. Тако добијене вредности су тачне у захтеваним границама само у n унапред изабраних тачака електродне контуре, док у свим осталим тачкама израчунати потенцијал одступа више или мање од стварне вредности. Показује се да је мера овог одступања одступање израчунатог потенцијала од потенцијала електрода дуж њихових контура. Оно зависи од броја примењених фиктивних наелектрисања и њиховог распореда. Један од начина провере тачности рачунања је да се између контурних тачака постави одређени број контролних тачака, у којима израчунате грешке потенцијала и угла вектора електричног поља са електродном површином буду мање од унапред усвојених вредности.

Када се поставе фиктивна наелектрисања према методу симулисаних наелектрисања, могу се одредити вектори електричног поља у међуелектродном простору. Самим тим, могуће је одредити и линије електричног поља и екипотенцијалне равни. Поступак одређивања је итеративан, у више корака, који конвергира ка решењу унутар задатих граница тачности. Да би се обезбедила конвергентност итеративног поступка, настоји се да се рачунање параметара наредне тачке на основу одређених параметара претходне, дешава у области (квази) хомогеног поља. Параметри хомогености поља су разлике вектора поља у посматраним тачкама по интензитету и правцу (углу између вектора). То значи да се наредна тачка за рачунање линије поља или екипотенцијале, бира по одређеној процедури у области у којој се вектор електричног поља разликује од претходно израчунатог вектора унутар постављених граница.

6.1.1. Одређивање интензитета електричног поља и линија поља

Одређивање интензитета електричног поља у једној тачки врши се сабирањем r и z компоненти поља у тој тачки свих фиктивних наелектрисања. Јачина поља у некој тачки (r, z) рачуна се у складу са ознакама са слике 6.1 по следећем изразу:

$$E = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^n E_{ri}\right)^2} + \sqrt{\left(\sum_{i=1}^n E_{zi}\right)^2} \quad (6.9)$$

где је E_{ri} - компонента јачине електричног поља у смеру r осе, а E_{zi} - компонента јачине електричног поља у смеру z осе, које потичу од једног (тачкастог, прстенастог или линијског) постављеног наелектрисања [7].

Компоненте јачина електричног поља E_{ri} и E_{zi} за тачкасто наелектрисање рачунају се респективно по изразима:

$$E_{ri} = \frac{Q_i}{4\pi\epsilon} \left[\frac{r-b_i}{\sqrt{[(r-b_i)^2 + (z-a_i)^2]^3}} - \frac{r-b_i}{\sqrt{[(r-b_i)^2 + (z+a_i)^2]^3}} \right] \quad (6.10)$$

$$E_{zi} = \frac{Q_i}{4\pi\epsilon} \left[\frac{z-a_i}{\sqrt{[(r-b_i)^2 + (z-a_i)^2]^3}} - \frac{z+a_i}{\sqrt{[(r-b_i)^2 + (z+a_i)^2]^3}} \right] \quad (6.11)$$

Да би се одредио ток линије поља, неопходно је поред јачине поља у појединим тачкама одредити и угао вектора поља. Положај тих тачака се у међуелектродном простору одређује итеративном методом, у границама усвојене тачности. Одабере се почетна тачка линије P_1 која лежи на електроди, у којој је вектор поља познат, \overline{E}_1 , нормалан на површину електроде, слика 6.2. На растојању Δs у правцу вектора јачине поља, поставља се помоћна тачка P_p у којој се рачуна вектор електричног поља \overline{E}_p и угао α између вектора \overline{E}_1 и \overline{E}_p . У правцу нормалном на вектор \overline{E}_p прави се корекциони корак Δs_k чија се дужина рачуна тако што се ток линије поља између тачака P_1 и P_2 апроксимира кружним луком, слика 6.2. Тако се добија формула која обезбеђује потребну почетну тачност:

$$\Delta s_k = \Delta s \frac{1 - \cos \alpha}{\sin \alpha} \quad (6.12).$$

Тако се поставља нова тачка на линији поља, P_2 , у којој се рачуна вектор поља \overline{E}_2 и његов угао према вектору \overline{E}_p .

Ограничавање грешке која се чини описаним поступком регулише се променљивошћу корака Δs у функцији осталих параметара, у складу са описаним критеријумом локалне хомогености поља. Једна од мера локалне хомогености поља је угао α , слика 6.2, који не сме бити већи од унапред задате вредности α_{max} , тј. први услов је $\alpha < \alpha_{max}$. У случају да је $\alpha > \alpha_{max}$, рачуна се ново Δs према формули:

$$\Delta s' = \frac{\Delta s}{\alpha} \alpha_s = R_{kr} \alpha_s \quad (6.13)$$

где је α_s унапред задати угао мањи од α_{max} , тј. смањује се дужина лука, чиме се усваја нова тачка у ближој области тачке P_1 (већа хомогеност поља).

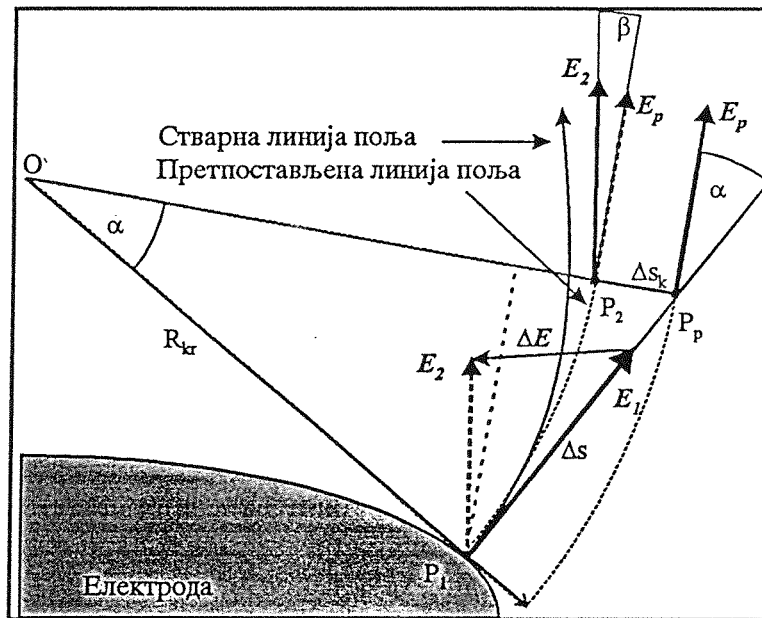
Када је испуњен први услов, контролише се угао између вектора \overline{E}_2 и \overline{E}_p , тј. треба да је испуњен други услов: $\beta < \beta_{max}$ (строжији захтев локалне

квази хомогености). У случају да овај услов није испуњен, понавља се претходни корак за избор тачке P_p са кораком $\Delta s' = \frac{\Delta s}{2}$.

Последња провера, пре усвајања тачке P_2 за тачку тражене линије поља, је испуњеност захтева да се вектори електричног поља разликују унутар постављених граница. То значи да модуо разлике вектора поља у тачкама P_1 и P_2 буде мањи од дозвољене вредности $|\Delta \vec{E}| = |\vec{E}_1 - \vec{E}_2| < |\Delta \vec{E}|_{\max}$, *што чини претходни услов*. Уколико овај услов није испуњен, понавља се корак избора тачке P_p дужином:

$$\Delta s_n = \Delta s \frac{|\Delta \vec{E}|_{\max}}{|\Delta \vec{E}|} \quad (6.14)$$

Задавањем граничних вредности поменутих параметара омогућено је бирање наредне тачке линије поља у зони прихватљиве локалне нехомогености поља, чиме се постиже висок степен тачности рачунања.



Слика 6.2. Одређивање линије електричног поља

6.1.2. Одређивање еквипотенцијалних линија поља

Еквипотенцијале су једна од карактеристика електричног поља. То су површи у међуелектродном простору, чије се тачке налазе на истом потенцијалу. Слично као и при одређивању линија електричног поља, и у овом случају се одређују тачке за које се са одређеним степеном тачности утврди да леже на траженој еквипотенцијали, а затим се спајају правом. Тражење тих тачака се врши на тај начин што се за изабрану почетну тачку у простору P_1 , слика 6.3, израчуна вектор електричног поља. У правцу нормалном на њега прави се корак дужине Δs којим се стиже у помоћну тачку P_p , у којој се поново

рачуна вектор електричног поља. У правцу поља, али у супротном смеру прави се корекциони корак дужине:

$$\Delta s_k = \frac{\Phi_2 - \Phi_T}{|E_2|} \quad (6.15)$$

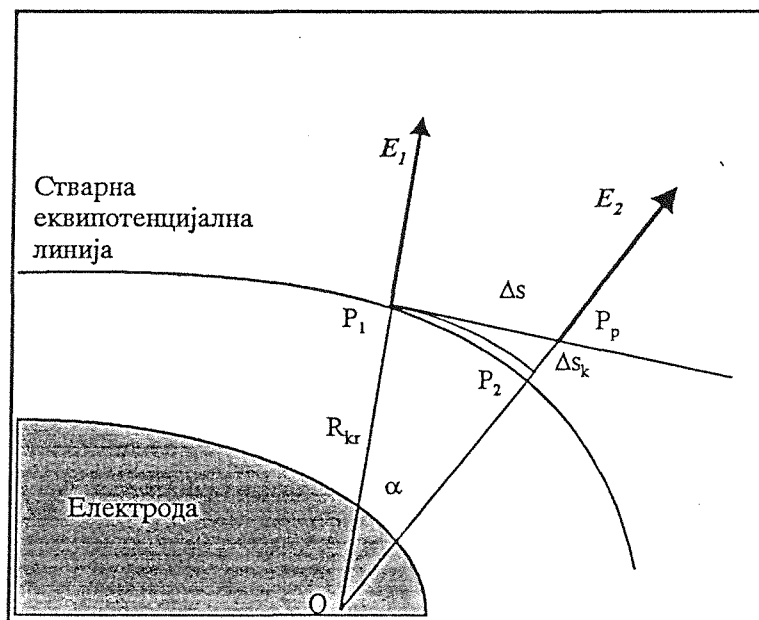
где је:

Φ_T - потенцијал посматране еквипотенцијале;

Φ_2 - потенцијал помоћне тачке P_p .

Под претпоставком да поље у малом простору око тачке P_p има мали степен нехомогености, оваквим корекционим кораком се стиже на жељену еквипотенцијалу у постављеним границама тачности. У случају већег степена нехомогености поља, овим кораком се стиже у нову помоћну тачку која сигурно лежи ближе траженој површи од тачке P_p , и она се узима за следећу помоћну тачку.

Након коначног броја корекционих корака стиже се у тачку P_2 чији се потенцијал разликује за мање од унапред задане вредности од траженог потенцијала Φ_T , па се та тачка усваја за тачку посматране еквипотенцијалне линије (површи).



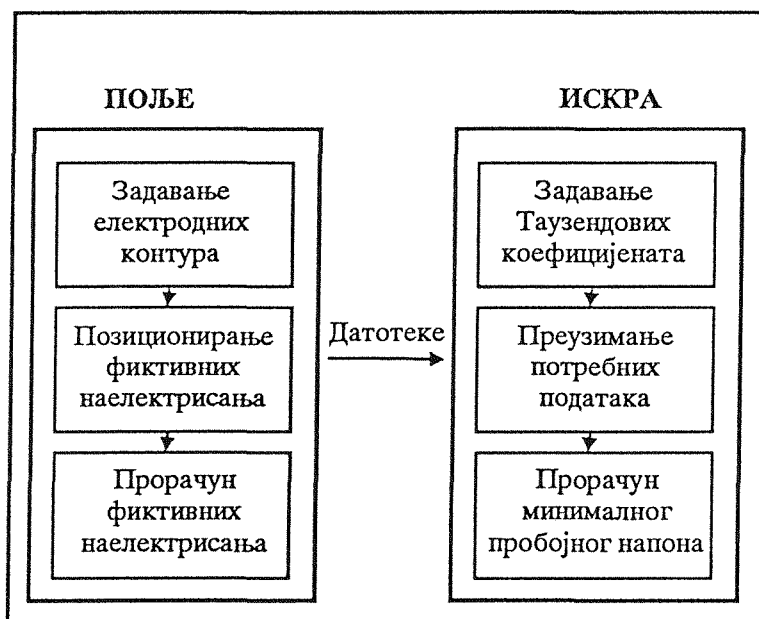
Слика 6.3. Одређивање еквипотенцијалних линија

Као и код одређивања линија поља, код одређивања еквипотенцијалних површи тежи се да се рачунање наредне тачке врши у области локалне хомогености поља, односно у границама дозвољене нехомогености. То се постиже истим параметрима као и код рачунања линија поља, модификованим за ову примену.

6.2. Опис програмског пакета

Програмски пакет је конципиран тако да прорачунава поље ротационо симетричног електродног система и пробојни напон за дату електродну конфигурацију. У пољу може да постоји диелектрични гранични слој, односно програм може да рачуна поље и пробојни напон у случајевима када се између електрода налазе диелектрични и/или проводни делови.

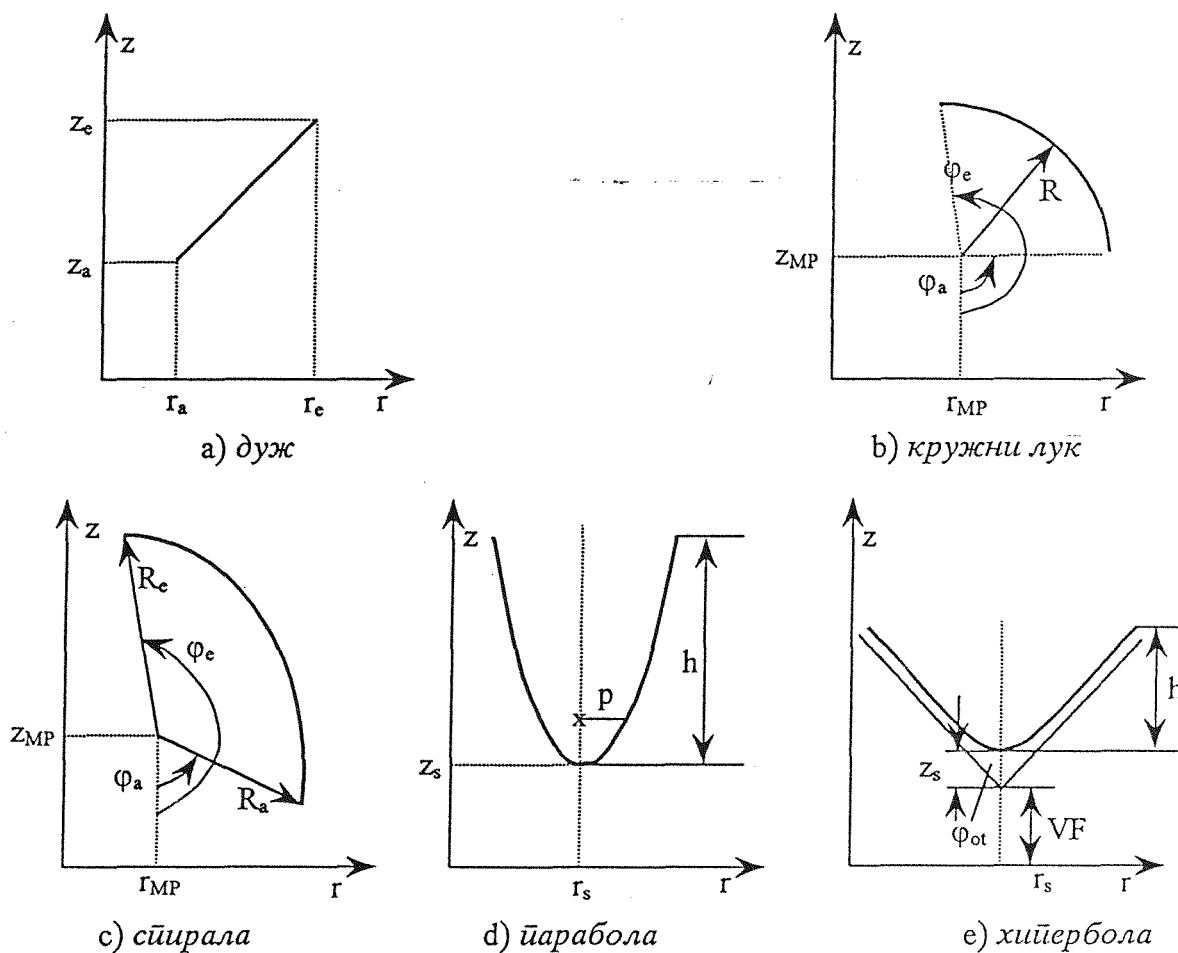
Програмски пакет се састоји из два дела (слика 6.4). Први део који служи за израчунавање електричног поља назван је ПОЉЕ, а други део који служи за израчунавање пробојног напона, назван је ИСКРА. Задавање података и управљачких наредби за оба програма врши се у специјалном неформалном језику развијеном за ову проблематику.



Слика 6.4. Блок шема програмског пакета ИСКРА - ПОЉЕ

6.2.1. Задавање електродних контура

Електроде саме по себи могу имати произвољан облик. Међутим, задавање електродног облика се може урадити једино помоћу аналитички заданог контурног елемента, као дела контуре електроде. То практично није ограничење, јер се располаже са пет врста контурних елемената (слика 6.5): дуж, кружни лук, део спирале, део параболе, део хиперболе, помоћу којих је могуће описати и најсложеније контуре.



Слика 6.5. Контурни елементи помоћу којих се описују контуре електричног поља

Сваки контурни елемент може се у потпуности описати задавањем параметара:

- дуж се задаје почетном тачком (r_p, z_p) и крајњом тачком (r_k, z_k) ;
- кружни лук се задаје координатом центра (r_{ST}, z_{ST}) , радијусом (R) , почетним и крајњим углом (φ_p, φ_k) ;
- спирални лук се задаје са координатом центра (r_{ST}, z_{ST}) , почетним и крајњим углом (φ_p, φ_k) , почетним и крајњим радијусом (R_p, R_k) ;
- парабола се задаје координатама (r_t, z_t) , параметром p и висином h ;
- облик хиперболе се задаје растојањем темена хиперболе од пресечене тачке асимптота, z_s , углом отвора φ_{ot} , висином h , а положај помоћу координата темена r_s и растојањем пресечне тачке асимптота од равни $z=0$.

Прорачун се врши у r - z координатном систему чија z оса одговара ротационој оси при ротационо симетричним конфигурацијама.

Сви задани углови морају бити позитивни (0° - 360°), с тим да z оса одговара нултом углу. Задане контуре морају лежати у I квадранту ($r \geq 0, z \geq 0$). Програм је конципиран тако да рачуна поље по теорему огледања у односу на раван $z=0$.

6.2.2. Позиционирање симулисаних наелектрисања

Квалитет израчунавања параметара једне електродне конфигурације методом симулисаних наелектрисања, зависи од врсте, броја и позиционирања симулисаних наелектрисања. Програм омогућује употребу тачкастих, прстенастих и линијских симулисаних наелектрисања, до максималног броја 75.

Програм сам израчунава врсту наелектрисања и позицију, број и позицију контурних и контролних тачака. На њихове позиције се може утицати помоћу следећих фактора: броја наелектрисања (AEL), почетног растојања a_1 контурних тачака (DS), фактора сређености (FZ), и фактора распоређености (FS), (слика 6.6.)

Величина FZ описује однос растојања наелектрисања контура према растојању контурних тачака:

$$FZ = \frac{b}{a} \quad (6.16)$$

Задавањем FZ даје се податак са које се стране контурне линије налази унутрашњост електроде (са те стране се налазе симулисана наелектрисања). Важе следећа правила:

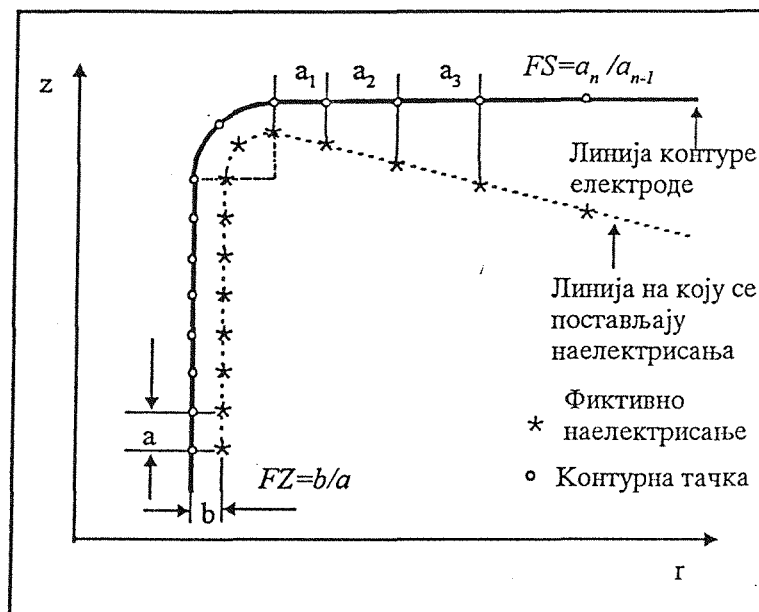
- а) За случај контурног сегмента у виду дужи, коју посматрамо као усмерени правац, симулисана наелектрисања се налазе на позитивној, десној, страни дужи, уколико је фактор сређености позитиван.
- б) Код закривљених контурних елемената, при позитивном фактору сређености, наелектрисања су смештена према центру кривине.

Ако контурни елемент припада једној диелектричној области, тада ће са обе стране бити смештена симулисана наелектрисања. У том случају се задају два различита фактора сређености FZ1 и FZ2, који дају податке са које се стране граничне линије налази који медијум. FZ1 и FZ2 морају имати различите предзнаке.

Фактор распоређености FS (слика 6.6) служи за одређивање густине контурних тачака, и тиме повећава тачност израчунавања на одређеним деловима контурног елемента. Износ овог фактора даје однос растојања две суседне контролне тачке:

$$FS = \frac{a_2}{a_1} = \dots = \frac{a_n}{a_{n-1}} \quad (6.17)$$

Фактор распо­ре­ђе­но­сти мо­же би­ти ве­ћи или ма­њи од један, у за­ви­сно­сти од то­га да ли се рас­то­ја­ње кон­трол­них та­ча­ка од по­чет­ка до кра­ја кон­тур­ног е­ле­мен­та пове­ћа­ва или сма­њу­је.



Слика 6.6. Фактори сређености и распо­ре­ђе­но­сти

Да би се описао релативно мали ивични полупречник, одговарајућа наелектрисања морају да буду врло близу контуре. При прелазу са кружног лука на други контурни сегмент, мора се спречити скок положаја симулисаних наелектрисања у смислу растојања b . При обради веома малих растојања, мора се позиционирати велики број симулисаних наелектрисања. За формирање праве нису неопходна мала растојања контурних тачака. Задавањем $FZ > 1$ могуће је повећати растојања између контурних тачака без скока броја наелектрисања на прелазном месту.

6.2.3. Позиционирање и број контролних тачака

Контролне тачке морају бити постављене еквидистантно између две контурне тачке. Од наведених параметара морају да буду задани само број симулисаних наелектрисања, или почетно растојање a_1 . Уколико је једна од те две величине задата, остале величине израчунава сам програм. Уколико није дат FZ , односно FS , програм узима вредност 1. Ако није задат број контролних тачака, узима се вредност 0. Препоручује се задавање неке вредности у средини између две контурне тачке тамо где се очекује највећа грешка. Ако није задат број симулисаних наелектрисања, ни почетно растојање, значи да одговарајући контурни елемент нема никаквог утицаја на поље.

При ротационо симетричним конфигурацијама, програм по правилу користи прстенаста наелектрисања, ако се наелектрисање налази ван осе ротације. Једино се на самој осе ротације користе тачкаста наелектрисања

(могу се посматрати као специјални случај прстенастих наелектрисања са ексцентрицитетом $e=0$).

6.2.4. Начин задавања контура

Да би задавање контурних података било што боље, препоручује се да се направи технички цртеж електродног система. Тада се приступа следећем:

1. Утврђивање броја и врсте контурних елемената од којих се контура састоји.
2. Цртање тих контурних елемената у r - z координатном систему (по могућности пропорционално).
3. Одређивање геометријских параметара контурних елемената. Треба пазити да на граници контурног елемента не долази до прекида, односно да се крајње тачке суседних контурних елемената не поклапају.
4. Утврђивање основних параметара (број симулисаних наелектрисања или почетна растојања), затим, броја контролних тачака, фактора сређености и распоређености за сваки контурни елемент. При томе су важна следећа правила:
 - a) број симулисаних наелектрисања треба да буде мањи од 75
 - b) на граничним местима између два контурна елемента треба спречити скок растојања b између контурних тачака и наелектрисања;
 - c) растојање b између контурних тачака и наелектрисања треба да буде мање од растојања контурне тачке према супротној електроди;
 - d) фактори сређености и распоређености би требало да се налазе у границама $0.5 \leq |FZ| \leq 1.5$ и $0.6 \leq |FS| \leq 1.4$;
 - e) при кружном луку се добија добра слика када су наелектрисања на половини радијуса (уколико су задовољена поменута правила). Препоручује се да се почне са оним контурним елементом који има најмањи радијус. За тај радијус ће према правилу d) бити одређен број симулисаних наелектрисања. Тиме се добија растојање контурних тачака и на основу правила b) почетно растојање за следеће контурне елементе.

Међусобна зависност између фактора FS , AEL и DS , који имају примену при формирању слике електродне конфигурације је:

$$L = DS \sum_{i=1}^{AEL-1} FS^{i-1} \quad (6.18)$$

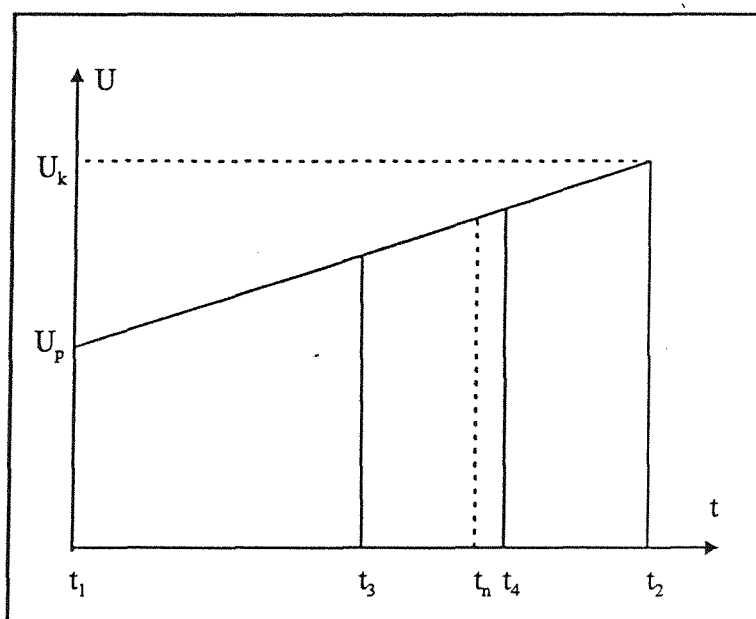
где је L лучна дужина контурног елемента.

6.3. Прорачун минималне вредности пробојног напона

Егзактно одређивање пробојног напона подразумева познавање електричног поља у међуелектродном простору и начин дешавања пробоја. Електрично поље у међуелектродном простору је одређено геометријским фактором, тј. просторном функцијом расподеле поља, и напонем на електродама. Начин дешавања пробоја зависи од вредности и начина промене коефицијената α и η од количника вредности електричног поља и притиска гаса. За аналитички позната поља и параметре, пробој се може одредити аналитички. У већини случајева се користе методи приближног, нумеричког прорачуна (итеративни поступак).

Програм ПОЉЕ израчунава векторе електричног поља у одређеним тачкама међуелектродног простора, односно одабраним линијама поља. Израчунати подаци се у погодном формату преносе у програмски пакет за израчунавање минималног пробојног напона ИСКРА. Пробој се прво рачуна по линији поља која полази са електроде из тачке која има највећу вредност електричног поља, па затим по осталим линијама поља. За пробојни напон узима се минимални напон од свих израчунатих напона.

Сам прорачун пробојног напона почиње задавањем интервала напона у којем се очекује пробој, преко почетног U_p и крајњег U_k напона за сваку электроду. Напон се између ових крајњих вредности мења линеарно у функцији неког параметра t , слика 6.7.



Слика 6.7. Итеративни поступак одређивања пробојног напона

У следећем кораку решава се интеграл $\int \alpha dx$ у тачки t_1 , која одговара почетној вредности потенцијалне разлике између електрода, и проверава се испуњеност услова пробоја.

Пошто се прорачун јачине поља, а самим тим и коефицијента α врши у дискретним тачкама, решавање интеграла $\int \alpha dx$ вршиће се сумирањем у поједним тачкама:

$$\int_0^d \alpha(x) dx \approx \sum_{i=1}^n \alpha_i(x) dx \quad (6.19)$$

Вредности коефицијента $\alpha(x)$ у појединим тачкама рачунају се по изразима 4.33.

Након одређивања вредности интеграла $\int \alpha dx$ у почетној тачки, врши се упоређивање израчунате вредности са критичном вредношћу интеграла, која зависи од примењеног критеријума. За Радеров критеријум та вредност је $18.4 = \ln 10^8$, а за Таунсендов $\ln \left(\frac{1}{\gamma} + 1 \right)$.

Уколико је у почетној тачки t_1 испуњен пробојни услов, тј. израчуната вредност интеграла $\int \alpha dx$ је већа од критичне вредности, итерациони поступак се прекида и јавља се порука о грешци. У случају да пробојни услов није испуњен, проверава се испуњеност услова у критичној тачки t_2 која одговара заданој крајњој вредности потенцијалне разлике U_k . Уколико пробојни услов у овој тачки дуж ниједне линије поља није испуњен, подручје потенцијала електрода се аутоматски проширује. Нове почетне и крајње вредности потенцијала се рачунају по следећим изразима:

$$\begin{aligned} U_{pnovo} &= U_{kstaro} \\ U_{knovo} &= U_{kstaro} + (U_{kstaro} - U_{pstaro}) \end{aligned} \quad (6.20)$$

Уколико је, међутим, пробојни услов у тачки t_2 испуњен, врши се нова провера испуњености услова у тачки t_3 која лежи на половини интервала (t_1, t_2) . Ако је највећа вредност интеграла $\int \alpha dx$ у овој тачки мања од критичне, тада тачка у којој је испуњен пробојни услов сигурно лежи у интервалу (t_3, t_2) . Половљењем овог интервала добија се тачка t_4 и у њој се проверава пробојни услов.

Овај поступак се наставља све док у некој тачки одступање вредности интеграла $\int \alpha dx$ од критичне вредности интеграла није мање од задане вредности (тачка t_n на слици 6.7).

Тражени пробојни напон (U_{D1} на слици 6.7) добија се као разлика потенцијала оних електрода између којих је испуњен пробојни услов.

7. МАТЕМАТИЧКА СТАТИСТИКА И ПРОБОЈНИ НАПОН

7.1. Расипање пробојног напона

Иницирање пробоја као и његов развој, као што је речено, су стохастични процеси, који зависе од динамике елементарних процеса пражњења, односно, посредно, од макроскопских услова пражњења. За контролисане услове пражњења, минималан пробојни напон је детерминистичка величина, чије расипање потиче у мањем делу од квантно механичке неодређености елементарних процеса, а у већем делу од неизбежне неодређености појединачних мерења, која подлежу Гаусовој расподели дистрибуције резултата. Код реалних мерења, увек је присутан параметар коначног времена примене напона и брзине његовог пораста. У том смислу, динамички пробоји имају најкраће време примене до пробоја, јер имају највеће брзине раста и највеће пренапоне. За потребе статистичког разматрања мерних резултата пробоја говори се о случајној променљивој *пробојни напон*. У том смислу има се у виду њен статистички карактер описан бројем мерења, расипањем резултата, средњом вредношћу. Такође, добијени резултати се могу према потреби разматрати и неком или више погодних математичких статистичких расподела. Приликом појединачних мерења импулсног пробојног напона долази до мерних непрецизности које су најчешће занемарљиве према расипању мерене вредности.

7.2. Обрада података мерења

За одређивање пробојног напона једне електродне конфигурације, из претходно објашњених разлога, потребно је извршити више мерења пробоја. Када се утврди да су разлике у вредностима пробојног напона случајне а не систематске природе, на мерне резултате се примењује математичко-статистичка процедура. Целокупност мерених вредности пробојног напона може се тада описати са кумулативном учестаношћу пробојног напона $F(U)$. Та функција даје при свакој вредности напона U број експерименталних вредности које леже испод напона U . Вредност кумулативне учестаности се креће између 0 и 1, односно између 0% и 100%.

Изведена функција из кумулативне функције је учестаност пробојног напона $f(U)$. Интеграл те функције на једном интервалу напона ΔU даје проценат пробојних напона који се налазе у том интервалу. Што је већи број мерења извршених на једној електродно-изолаторској конфигурацији, то је тачније одређен њен пробојни напон у статистичком смислу. Са растућим бројем мерних података кумулативна учестаност тежи ка граничним вредностима функције расподеле $F(U)$, односно функцији густине $f(U)$, које су дефинисане изразима:

$$F(U) = \int_{U_a}^U f(U) dU \quad (7.1)$$

$$f(U) = \frac{dF(U)}{dU} \quad (7.2)$$

при чему U_a означава најмању вредност пробојног напона.

Ако је математички израз за функције $F(U)$ и $f(U)$ познат, за њихову примену се онда мора одредити само један мали број параметара. Ти параметри су најчешће средња вредност \bar{U} и стандардно одступање σ , односно параметри који се из њих изводе. Процена тих параметара, из једног мерног низа U_1, U_2, \dots, U_m , врши се према познатим изразима:

$$\bar{U} = \sum_{i=1}^m \frac{U_i}{m} \quad (7.3)$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{m-1} \sum_{i=1}^m (U_i - \bar{U})^2} \quad (7.4)$$

Средња вредност даје податак о положају једног мерног низа на напонској оси, а стандардно одступање је мера за расипање мерних података. Квадрат стандардног одступања σ^2 је познат као дисперзија или варијанса.

За познату функцију расподеле $F(U)$ односно густину вероватноће $f(U)$, средња вредност односно варијанса могу се наћи према релацијама:

$$\bar{U} = \int_{U_a}^{U_m} U f(U) dU \quad (7.5)$$

$$\sigma^2 = \int_{U_a}^{U_m} (U - \bar{U})^2 f(U) dU \quad (7.6)$$

Један метод којим се може окарактерисати посматрана расподела је тз. моментни метод, помоћу кога добијамо низ параметара, такозваних централних момената одређеног r -тог реда. Они се дефинишу према релацији:

$$M_r = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (U_i - \bar{U})^r \quad (7.7)$$

где је r ред момента, U_i је i -та мерена вредност од укупно N , \bar{U} је средња вредност пробојног напона.

За познату функцију расподеле, централне моменте можемо рачунати према изразу:

$$M_r = \int_{U_a}^{U_m} (U - \bar{U})^r f(U) dU \quad (7.8)$$

Може се уочити да се за $r=0$ и $r=1$ добијају моменти нултог и првог реда, $M_0=1$, $M_1=0$, без обзира на расподелу, тако да се из њих не може добити никаква информација. За $r=2$ добија се варијанса расподеле, израз (7.6), а за $r=3$ добија се централни моменат M_3 :

$$M_3 = \int_{U_a}^{U_m} (U - \bar{U})^3 f(U) dU \quad (7.9)$$

који говори о асиметричности расподеле, као важној особини.

Графичка представа једног мерног низа је најчешће у облику криве кумулативне учестаности, при чему се на апсциси наноси вредност пробојног напона, а на ординати кумулативна учестаност. Када је функција расподеле пробојног напона позната, онда је могуће ординатну осу поделити тако да се при линеарној подели апсцисе добије кумулативна учестаност у облику праве, познат у литератури као папир вероватноће.

За наношење мерених података у један тако припремљен координатни систем, потребно је прво добијене вредности пробојног напона поређати по величини $U_1 < U_2 < \dots < U_m$. Напону U_i ($i=1, \dots, m$) приписује се тада једна кумулативна учестаност $F(U_i) = \frac{i}{m+1}$. Након повезивања тако добијених тачака $\left(U_i, \frac{i}{m+1} \right)$ са линијом, добије се крива кумулативне учестаности чије одступање од праве истовремено може послужити за оцену оправданости предпостављене функције расподеле.

Мерни подаци се могу приказати и на низ других начина, у зависности од тога које чињенице су битне за карактеризацију расподеле. Један од начина је и груписање података према критеријуму вредности и расипања, и представљање у виду хистограма. Хистограми могу послужити да се дође до емпиријске расподеле и густине расподеле, а онда до налажења параметара одговарајуће математичке расподеле.

Постоји низ софтверских пакета који се користе за анализу експерименталних и истраживачких резултата помоћу рачунара, са врло широким могућностима. Да би се ефикасно користили за анализу резултата, морају се познавати основни критеријуми статистичке обраде који су уграђени у софтвер. У противном може доћи до колизије појединих захтева и до немогућности рада софтвера. Програми су опремљени са добром графичком подршком тако да се сви резултати могу квалитетно визуелно презентовати.

7.3. Основне расподеле математичке статистике

За потребе анализе експерименталних резултата у многим областима истраживања, развијен је читав низ расподела. Што се тиче анализе случајне променљиве пробојни напон, постоје извесне особености које одређују које расподеле више или мање одговарају природи ствари. Наиме, за случајну променљиву пробојни напон, најчешће постоји минимална вредност испод које се ни у ком случају не може десити пробој. У том смислу треба примењивати расподеле које имају ту особину минималне вредности променљиве (праг пробоја). Са друге стране, код процеса пробоја, у зависности од примењених услова, постоји неравнотежа између фактора који подржавају пробој и оних који га ометају. Због тога је емпиријска расподела резултата пробоја односно густина вероватноће пробоја најчешће несиметрична. Пробојни напон није одређен са горње стране, тј у неким случајевима он буде релативно висок, или чак изостане и при максималној примењеној вредности напона. То доводи до тога да је густина расподеле резултата пробоја најчешће несиметрична, померена према нижим вредностима, што изражава централни моменат трећег реда, израз (7.9). У том смислу треба примењивати расподеле које могу да опишу ту несиметрију, поред раније поменутог прага пробоја. Са тог становишта, најзначајнија за примену је Вејбулова расподела, и расподеле које се из ње могу извести. Са друге стране, нормална расподела је ограничено употребљива, а експоненцијална расподела само посредно. У извесном смислу, експоненцијална расподела произилази из саме природе електричног пробоја. Међутим пробојне појаве су често знатно сложеније и експериментални резултати значајно одступају од дистрибуције коју предвиђа експоненцијална расподела.

Поред поменутих расподела, Вејбулове и експоненцијалне, најчешће у употреби су двострукоекспоненцијална, логнормална, дво и тро параметарска гама расподела и низ других.

7.3.1. Вејбулова и нормална расподела

Функција густине вероватноће расподеле и функција вероватноће за Вејбулову расподелу је:

$$f(U) = f(U, U_a, \eta, \beta) = \frac{\beta}{\eta} \left(\frac{U - U_a}{\eta} \right)^{\beta-1} e^{-\left(\frac{U - U_a}{\eta} \right)^\beta} \quad (7.10)$$

$$F(U) = F(U, U_a, \eta, \beta) = 1 - e^{-\left(\frac{U - U_a}{\eta} \right)^\beta} \quad (7.11)$$

при чему је параметар U_a параметар расподеле у смислу минималног пробојног напона, $U > U_a$. Параметар β највише, поред осталог, утиче на симетричност расподеле, а значење параметра η се добија када се нађе вредност функције расподеле за напон који проистиче из једнакости $\eta = U - U_a$.

Према изразу (7.10), (7.5) и (7.7) можемо доћи до израза за средњу вредност, варијансу и трећи моменат Вејбулове расподеле:

$$\bar{U} = U_a + \eta \Gamma\left(\frac{1}{\beta} + 1\right) \quad (7.12)$$

$$\sigma^2 = \eta^2 \left[\Gamma\left(\frac{2}{\beta} + 1\right) - \Gamma^2\left(\frac{1}{\beta} + 1\right) \right] = \eta^2 K^2(\beta) \quad (7.13)$$

$$M_3 = \eta^3 \Gamma\left(\frac{3}{\beta} + 1\right) + 2\eta^3 \Gamma^3\left(\frac{1}{\beta} + 1\right) - 3\eta^3 \Gamma\left(\frac{1}{\beta} + 1\right) \left[\Gamma\left(\frac{2}{\beta} + 1\right) - \Gamma^2\left(\frac{1}{\beta} + 1\right) \right] \quad (7.14)$$

где је $\Gamma(t)$ гама функција аргумента t .

За нормалну расподелу функција густине вероватноће расподеле и функција вероватноће је, слика 7.1:

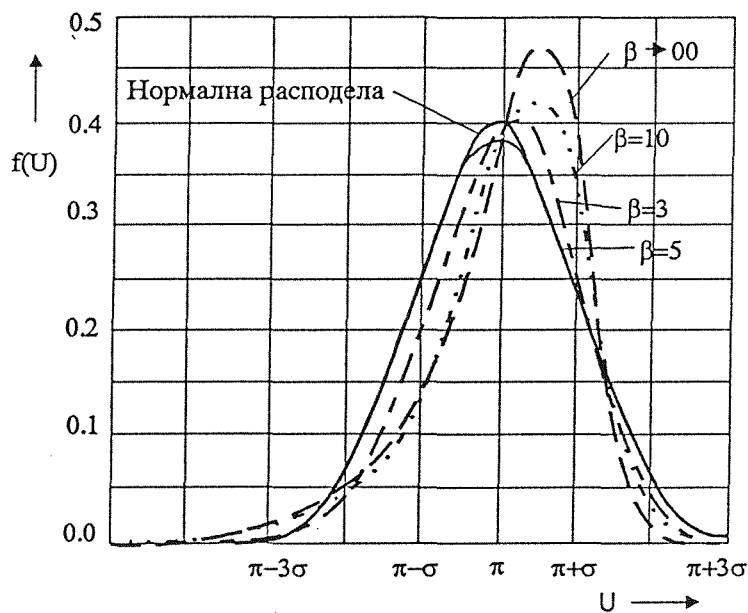
$$f(U) = f(U, \mu, \sigma) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\left(\frac{U-U_a}{\sqrt{2}\sigma}\right)^2} \quad (7.15)$$

$$F(U) = F(U, \mu, \sigma) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^U e^{-\left(\frac{U-U_a}{\sqrt{2}\sigma}\right)^2} dU \quad (7.16)$$

при чему је U пробојни напон, μ је средња вредност (\bar{U}), а варијанса је σ^2 . Вредност функције $F(U)$ се може рачунати преко Гаусове функције грешке:

$$F_0(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x e^{-\left(\frac{t}{\sqrt{2}}\right)^2} dt \quad (7.17)$$

која се даје табеларно или израчунава нумеричким поступком.



Слика 7.1. Упоређење Вејбулове и нормалне расподеле. Приказано је како параметар β утиче на форму криве Вејбулове расподеле.

7.3.2. Мешовите расподеле

Експериментални резултати се могу описати неком расподелом математичке статистике, са већим или мањим одступањем, односно значајношћу. Често више расподела имају исту значајност, иако имају различиту форму функције. За поједине случајеве погодно је коришћење и мешовите расподеле. Под мешовитом расподелом подразумева се расподела која није аналитичка, али се састоји од коначног броја аналитичких расподела. Експерименти указују на то да се могу добити две врсте мешовитих расподела: а) мултипликативна мешовита расподела, (7.18), и б) адитивна мешовита расподела (7.19).

$$\text{а) } F(U) = 1 - \prod_{i=1}^m [1 - F_i(U)] \quad (7.18)$$

$$\text{б) } F(U) = \sum_{i=1}^m p_i F_i(U), \quad \sum_{i=1}^m p_i = 1 \quad (i = 1, 2, \dots, m) \quad (7.19)$$

где за случај Вејбулове расподеле имамо, према изразу (7.18) да је:

$$F_i(U) = 1 - e^{-x_i^{\beta_i}} = 1 - e^{-\left[\frac{U - U_{ai}}{\mu_i}\right]^{\beta_i}}; \quad (i = 1, 2, \dots, m) \quad (7.20)$$

$$F(U) = 1 - \prod_{i=1}^m [1 - F_i(U)] = 1 - e^{-\sum_{i=1}^m x_i^{\beta_i}} \quad (7.21)$$

Компоненте $F_i(U)$ зову се делимичним расподелама.

Мултипликативне мешовите расподеле се јављају код узорака где постоји више конкурентних начина пробоја који се могу разликовати по месту пробоја, динамици започињања и динамици развоја пробоја и тд. Догађаји пробоја се међусобно искључују, тј. не може се десити више од једног пробоја као исход посматраног појединачног експеримента. Постоје многи практични случајеви код којих се може применити овај модел вероватноће пробоја. Код плочастог кондензатора до пробоја може доћи на ивицама или у средини кондензатора. Јасно да се у ова два случаја не ради о истим пробојним условима. Такав узорак можемо разложити на хомогени и ивични део поља. Такође је могућа и нехомогеност унутрашњег простора као и ивица (микрошиљци). Ако се узорак посматра као паралелна веза два делимична узорака при чему је једном приписан један а другом други механизам (начин)

пробоја, то се целина може описати једном мултипликативном мешовитом расподелом.

С друге стране, адитивна мешовита расподела се односи на случајеве када се испитује серија узорака, који се испитују посебно. Претпоставимо да је у једном мерном низу само један део P_1 узорака под утицајем једног фактора. Ако је тај утицај од значаја за пробојне карактеристике може се предпоставити да се код дела P_1 јавља друга расподела у односу на друге делове P_2 ($P_1 + P_2 = 1$). На сличан начин је могуће читав скуп посматраних узорака поделити у m делова p_g ($g = 1, 2, \dots, m$) са међусобно различитим расподелама $F_g(U)$. Вероватноћа да један узорак, који је узет из укупне масе, припада делу p_g ($g=1, 2, \dots, m$) и да при напонима мањим од U бива пробијен, износи $p_g F_g(U)$. Функција расподеле $F(U)$ свих узорака је једнака вероватноћи да један узорак који припада делу P_1, P_2, \dots, P_m буде пробијен при напону мањем од U . На основу овога може се писати израз:

$$F(n, U) = 1 - \left[1 - \sum_{g=1}^m p_g F_g(U) \right]^n \quad (7.22)$$

Суштинска разлика између расподела мултипликативног и адитивног типа је у томе да су код првих сви узорци подвргнути истим експерименталним условима, и имају исте иманентне параметре пробоја, а код других нису. Код експеримената где узорци само групно имају исте експерименталне услове, треба претпоставити једну адитивну мешовиту расподелу.

Постоји математичка процедура по којој се одређена расподела пробојног напона може раздвојити на делимичне расподеле. Сам алгоритам раздвајања зависи од конкретних параметара расподеле и њеног тока функције.

7.4. Тестирање хипотеза

Експериментални резултати случајне променљиве пробојни напон формирају одређену емпиријску расподелу, која се може апроксимирати неком расподелом математичке статистике са мањом или већом значајношћу. Са коликом значајношћу обрађивани резултати припадају претпостављеној расподели, хипотези H , одређује се низом тестова. Најраспрострањенији су χ^2 тест и тест Колмогорова.

7.4.1. χ^2 тест

За случај дискретне експерименталне променљиве x_i , имаћемо и дискретне вероватноће $p_i(g)$, где је g параметар расподеле. За случај континуалне расподеле, извршићемо дискретизацију груписањем

експерименталних резултата у групе према критеријуму за хистограме [17]. Тако је добијено N експерименталних вредности појединих група променљиве x_i , са фреквенцијама f_i , којима одговарају теоријске фреквенције $f_{ii} = N p_i(\theta)$. Теорија показује да је величина:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^k \frac{(f_i - f_{ii})^2}{f_{ii}} \quad (7.23)$$

дистрибуирана по закону γ расподеле са степеном слободe k који зависи од броја група N и од броја параметара s претпостављене расподеле H , према формули:

$$k = n - 1 - s \quad (7.24)$$

Ако би смо правили више серија експеримената са по N група мерених резултата и применили исту процедуру налажења χ^2 вредности, добили би смо низ вредности које се покоравају више или мање закону γ расподеле. Ако је разлика теоријских и емпиријских одговарајућих група релативно мала и случајног карактера, ни вредности χ^2 неће бити велике, што допушта прихватање хипотезе H као могуће расподеле. У противном претпостављена хипотеза се мора одбацити.

Нека је $\chi^2_{1-\alpha}$ таква вредност варијабле за коју важи релација:

$$P\{\chi^2 > \chi^2_{1-\alpha}\} = \alpha \quad (7.25)$$

тада интервал $(0, \chi^2_{1-\alpha})$ претставља подручје прихватљивости хипотезе, док је интервал $(\chi^2_{1-\alpha}, \infty)$ подручје одбацавања хипотезе H . За ниво сигнификантности α најчешће се узима вредност $\alpha = 0.05$, што практично значи, према поменутом критеријуму, да се прави грешка од највише 5% у случају одбацавања хипотезе.

7.4.2. Тест Колмогорова

Тест Колмогорова се базира на теорији која даје релацију између емпиријске расподеле $\bar{F}_n(x)$ добијене на основу узимања узорачких величина n , и претпостављене расподеле $F_n(x)$, променљиве x . Теорија каже да се функција $\bar{F}_n(x)$ може сматрати апроксимацијом стварне расподеле $F_n(x)$ у случају када $n \rightarrow \infty$ и када су испуњени одређени услови. Наиме, ако уведемо параметар одступања експерименталне расподеле од теоријске као

$$D_n = \max_{-\infty < x < \infty} \left| \overline{F}_n(x) - F_n(x) \right| \quad (7.26)$$

тада за било коју непрекидну функцију расподеле важи:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} P \left(D_n < \frac{\lambda}{\sqrt{n}} \right) = Q(\lambda) \quad (7.27)$$

где је

$$Q(\lambda) = \sum_{k=1}^{+\infty} (-1)^k e^{-2k^2 \lambda^2} \quad (7.28)$$

Одавде следи да се за $n \rightarrow \infty$ са великом вероватноћом може рећи да експериментална расподела конвергира теоријској расподели.

Према теорији Колмогорова, ако имамо узорак (x_1, x_2, \dots, x_n) , тада прихватљивост претпостављене хипотезе тестирамо преко параметра D_n кога налазимо према релацији:

$$D_n = \max_{m=1,2,\dots,n} \left[\frac{m}{n} - F(x_m) \right] \quad (7.29)$$

Критично подручје за прихватање хипотезе одређује се према релацији:

$$D_n > K_{n,\alpha} \quad (7.30)$$

где је $K_{n,\alpha}$ двопараметарска функција, зависна од величине узорка n и одабраног коефицијента сигнификантности α . За велике вредности n важи

$$K_{n,\alpha} \cong \frac{\lambda_{1-\alpha}}{\sqrt{n}} \quad (7.31)$$

где је $\lambda_{1-\alpha}$ вредност која задовољава релацију:

$$Q(\lambda_{1-\alpha}) = 1 - \alpha \quad (7.32)$$

8. ОСНОВНИ ЗАКОНИ ИМПУЛСНОГ ГАСНОГ ПРАЖЊЕЊА

Гасно пражњење је врло сложен процес који се базира на елементарним процесима гасног пражњења. У зависности од макроскопских услова пражњења, процес пробоја се одвија на различите начине. Сваки од тих начина има своје законитости које су уочљиве са макроскопског нивоа. Поједине особености се могу уочити мерењем макроскопских величина: пробојног напона, времена кашњења пробоја, међуелектродног растојања, површине и запремине електродног система и низа других параметара електричног поља. У том смислу су поједине уочене особености описане законима гасног пражњења, као што су закон површина-време, закон запремина-време, закон пораста вероватноће пробоја са површином и низ других закона.

8.1. Закон површина-време

Одређени електродни систем изолован гасом, има своју карактеристику напон-време. Она представља везу између вредности импулсног пробојног напона и времена пробоја, односно времена кашњења пробоја, које је имплицитно видљиво на карактеристици. Закон површина изражава експериментално уочену чињеницу да је површина коју направи високонапонски импулс у пренапонском делу до пробоја (површина између криве импулса и праве статичког пробојног напона), константна. То значи да је независна од брзине импулса и његове форме, за дати систем. Помоћу закона површина могуће је на основу познавања две карактеристичне величине: напонско временске површине F и статичког пробојног напона U_b , израчунати време кашњења за произвољни облик напона. Увођењем нормираних параметара површине и статичког пробојног напона, уз практично задовољавајућу тачност, могуће је упоређивати и различите електродне системе помоћу јединствене карактеристике напон-време.

8.1.1. Основни закон површина-време

Почетна претпоставка за извођење овог закона је претпоставка да брзина којом се плазма линеарно шири између електрода зависи од величине пренапона, односно јачине електричног поља:

$$v(x, t) = k[E(x, t) - E_b(x)] \quad (8.1)$$

при чему константа k зависи од механизма пробоја, односно елементарних процеса и поларитета електрода. Статичко поље E_b одговара статичком пробојном напону U_b . Према закону површина, импулсни пробој је могућ тек када вредност импулсног напона прекорачи вредност статичког пробојног напона. При томе је U_b вредност статичког пробојног напона која се може прорачунати или експериментално одредити на напонима брзине пораста реда V/s.

Под претпоставком непостојања просторног наелектрисања у међуелектродном простору, важи:

$$E(x, t) = u(t)g(x) \quad (8.2)$$

при чему функција $g(x)$ узима у обзир геометрију електродног система.

На основу једначине (8.1) добија се:

$$v(x, t) = k g(x) \left[u(t) - \frac{E_b(x)}{g(x)} \right] \quad (8.3)$$

Узимајући у обзир средње вредности:

$$\bar{E} = \frac{1}{d} \int_0^d E_b(x) dx = \frac{U_b}{d} \quad (8.4)$$

$$\frac{1}{d} = \frac{1}{d} \int_0^d g(x) dx \quad (8.5)$$

при чему је d међуелектродно растојање.

Једначина (8.3) се према томе може писати у облику:

$$v(x,t) = \frac{dx}{dt} = k g(x) [U(t) - U_b] \quad (8.5)$$

Раздвајањем променљивих и интеграцијом, добија се:

$$\int_0^x \frac{1}{k g(x)} dx = \int_{t_1}^{t_2+t_a} [U(t) - U_b] dt \quad (8.6)$$

уз граничне услове $u(t_1) = U_b$, при чему је то минимална вредност времена кашњења.

У случају Таунзендовог механизма k је константа, пошто се ради о јединственом пражњењу. При $x = x_k$ механизам прелази у стримерски и k добија знатно већу вредност него у случају Таунзендовог механизма. При овоме се занемарује да се стримерски механизам пробоја одвија неупоредиво већом брзином него Таунзендов. Због тога је интеграл потребно израчунати само од 0 до x_k , и то представља само време трајања Таунзендовог механизма пробоја

$$\frac{1}{k} \int_0^{x_k} \frac{dx}{g(x)} = \text{const}_{u(t)} = \int_{t_1}^{t_2+t_a} [u(t) - U_b] dt = F \quad (8.7)$$

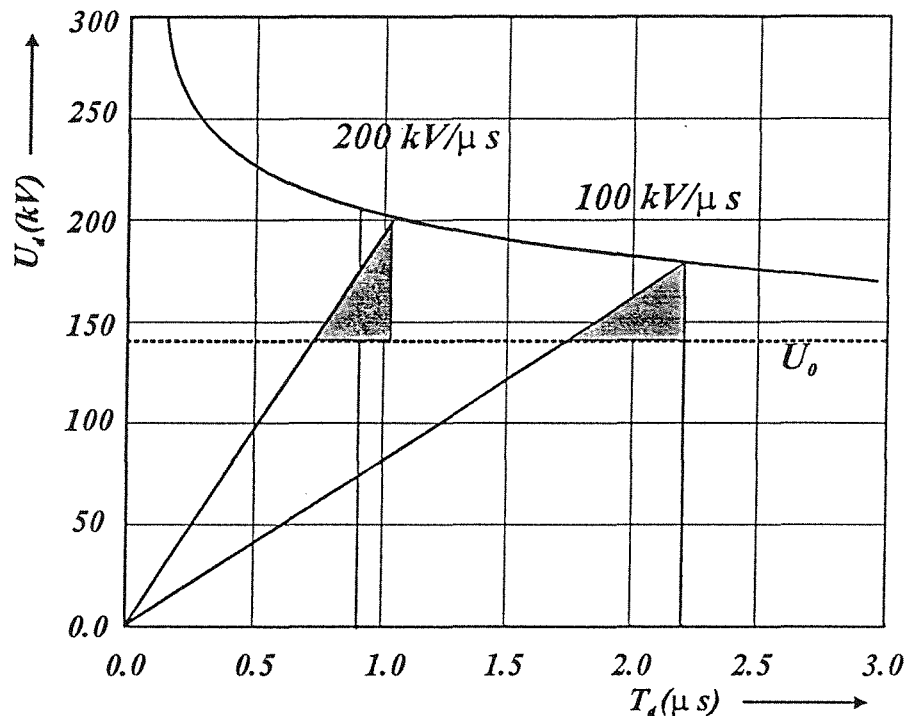
Закон површина показује да је површина у напонско-временској равни између $u(t)$ и U_b за један електродни систем константа, слика 8.1.

Напонско-временска раван и статички пробојни напон су карактеристичне величине електродног система и могу се одредити помоћу два мерења пробојног напона, па се помоћу тог поступка могу конструисати импулсне карактеристике за произвољни облик напона.

За напонске импулсе успонског облика $u(t) = St$, где је S променљива константа, слика 8.1, помоћу једначине (8.7), добија се крива напон-време[8]:

$$u_d(t_d) = U_b + \frac{F}{t_d} \left[1 + \sqrt{1 + 2 \frac{U_b t_d}{F}} \right] \quad (8.8)$$

где је F карактеристична површина за посматрани систем, U_b статички пробојни напон посматраног система и t_d пробојнио време.



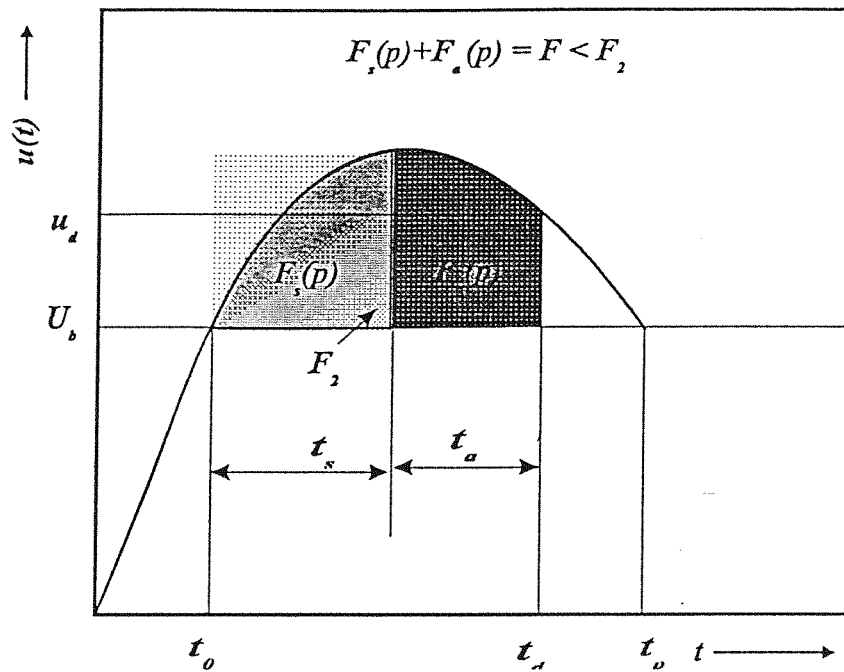
Слика 8.1. Приказ закона површина за две брзине пораста импулсног напона

Услов за импулсни напон при ком не долази до пробоја гаса је (слика 8.2) да је укупна површина импулса F_2 изнад линије U_b мања од површине пробоја за дату конфигурацију F :

$$F \leq F_2 \quad (8.9)$$

8.1.2. Проширени закон површина-време

Како је вредност времена кашњења импулсног пробојног напона стохастична величина, и сам пробојни напон је стохастична величина. Ова стохастичност се може представити у напонско временској равни на погодан начин поделом припадајуће површине на два дела. Први део површине $F_s(p)$ би одговарао статистичком времену кашњења пробоја t_s , а други део површине F_a укупном времену развоја лавине, евентуалном развоју стимера и лидера, и формативном времену, t_a . Параметар посматране површине је одговарајућа посматрана вероватноћа пробоја p , при чему други део површине не зависи од вероватноће пробоја. Вероватноћа пробоја се посматра за познати поновљиви напонски импулс, при чему ће се пробој десити са вероватноћом p за интервал одговарајућег времена кашњења пробоја $t_v(p)$, односно пробојног напона u_d (израз 3.28, слика 3.4).



Слика 8.2. Закон површина-време за различите облике напонског импулса

Услов (8.9) да не дође до пробоја импулсним напонем се може писати преко интервала времена кашњења пробоја $(t_d - t_0)$ и времена трајања пренапона на електродном систему $(t_p - t_0)$ као:

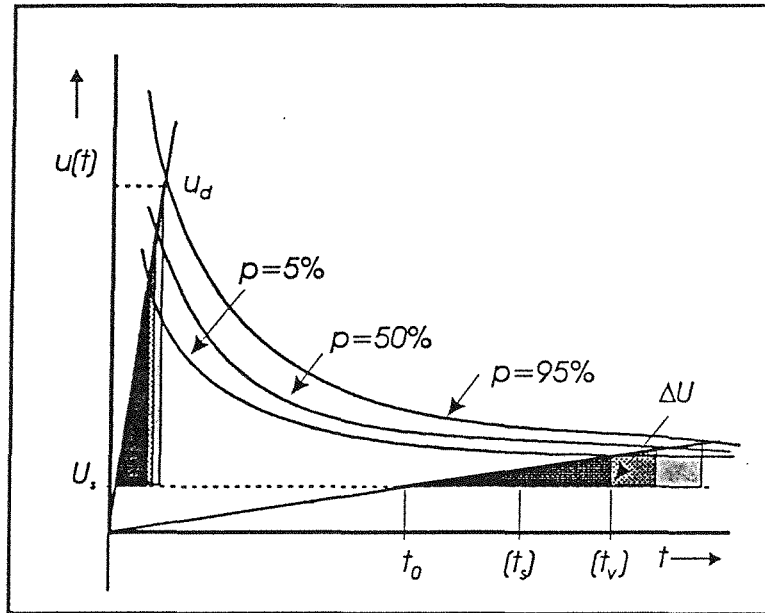
$$t_d - t_0 \leq t_p - t_0 \quad (8.10)$$

У противном неће имати довољно времена за иницирање пробоја или ће доћи до гашења већ започетог пробоја.

Ако се пође од претпоставке константности укупне површине за посматрану вероватноћу пробоја, може се писати израз:

$$\int_{t_0}^{t_p} [u(t) - U_b] dt = F_s(p) + F_a = F(p) = \text{const}(p) \quad (8.11)$$

У пракси се најчешће за вероватноћу p бирају вредности 5%, 50% и 95%, тако да се добијају одговарајуће површине $F(p_i)$, такозвани квантили. Помоћу квантила је могуће израчунати и одговарајуће криве за напонско временску карактеристику посматраног електродног система.



Слика 8.3. Квантили за закон површина време.

8.1.3. Анализа закона површина-време

Закон ~~запремина~~ ^{површина} време дефинише параметре са којима се одређује волт-секундна карактеристика одређеног електродног система. За проширени случај закона то су одређена вероватноћа пробоја, одговарајућа површина и статички пробојни напон. Како једном иницирани пробој више не зависи од вероватноће иницирања, то само површина квантила која одговара статистичком времену зависи од одабране вероватноће.

Према слици 8.3 и једначини (8.11), за имплицитну зависност времена кашњења од пренапона успонског импулса можемо писати:

$$(t_s + t_a)\Delta U = 2[F_s(p) + F_a] \quad (8.12)$$

Из једначине (8.12) уз претходне претпоставке може се добити зависност:

$$t_s = [2F_s(p)U_b] \frac{1}{(\Delta U/U_b)} \left(\sim \frac{1}{x} \right) \quad (8.13)$$

Добијена зависност за $t_s(\Delta U)$ је хиперболична, и погодна је за претстављање у процентуалној зависности од пренапона. Иста зависност се може добити и за време t_a .

Основни закон површина претпоставља да је статистичко време занемарљиво у односу на време кашњења пробоја. Закон површина такође претпоставља могућност занемаривања просторног наелектрисања. Може се поставити питање, да ли се време формирања стримера и њихово кретање за $X > X_k$ може занемарити, посебно за већа међуелектродна растојања.

Пуно је рађено на експерименталној провери овог закона под наведеним условима. Рађено је у хомогеном и псеудохогоеном пољу са међуелектродним растојањем од 20-200 mm. Примењиване су разне врсте импулса. Добијени резултати су углавном потврдили оправданост претходне анализе и важење релације (8.13).

Под претпоставком да је електрично поље система хомогено, према једначини (8.11), закон површина за статистичко време се може писати као:

$$\int_{t_0}^{t_s} [E(t) - E_b] dt = F'_s(p) = \text{const}(p) \quad (8.14)$$

где су напони замењени одговарајућим електричним пољима. Из једначине (8.14) произилази да је одговарајућа површина за статистичко време независна од временског облика електричног поља. На слици 5.7. претстављена је зависност иницијалног времена од јачине електричног поља за разне гасове и међуелектродна растојања. За већину гасова се зависност иницијалног времена може апроксимирати истом формом функције, приближно експоненцијалном. Тако се може очекивати да ће за њих важити закон површина под истим условима. Међутим, са слике се види да је у појединим случајевима форма функције зависности иницијалног времена од електричног поља врло сложена, тако да се може очекивати да интеграл у једначини (8.14) неће увек давати исте резултате, односно да закон површина неће важити у датом облику. Могуће је да се аналитичко нумеричким путем уведу одговарајуће корекције, тако да закон остане у важности.

8.2. Закон запремина-време

Закон запремина време се заснива на разматрању вероватноће појаве иницијалног електрона у некој запремини гаса у јединици времена. Емисија електрона услед присуства поља на катоди није узета у обзир и овај облик закона запремина-време не важи при негативном поларитету јако нехомогених поља. Међутим, закон је од посебног значаја за нехомогена електрична поља када су поједини делови запремине доминантни, док други немају значаја за појаву иницијалног електрона, а пробој се развија стримерским механизмом.

8.2.1. Основни закон запремина-време

Основна поставка закона запремина-време се базира на елементарним процесима генерисања електрона у гасу, уз присуство електричног поља. Елементарни процеси се посматрају у зависности од положаја елементарне запремине гаса и у том тренутку. Коефицијенти јонизације $\alpha(x,t)$ и припајања $\eta(x,t)$ су мере вредности јонизујућих процеса који зависе од јачине поља и притиска гаса. Чињеница да само део слободних електрона може бити иницијалан узима се у обзир тежинским фактором:

$$g[E(x,t)/p] = 1 - \frac{\eta(x,t)}{\alpha(x,t)} \quad (8.15)$$

Уколико је $\alpha > \eta$, односно, $E(x,t)/p > (E(x,t)p)_0$, може доћи до лавинског процеса. Број иницијалних електрона n , добија се када се узме елемент запремине са константном вредношћу поља у себи и тежинским фактором $g(E/p)$:

$$dn(t) = n_0 g(E(x,t)/p) dV dt = n_0 \left[1 - \frac{\eta(x,t)}{\alpha(x,t)} \right] dV dt \quad (8.16)$$

У изразу (8.16) n_0 је број потенцијалних електрона у запремини. Ако се изврши интеграција по свим запреминама у којима важи услов да је $\alpha > \eta$ као и по времену, добија се:

$$n(t) = n_0 \int_0^t \int_{V[(E(x,t)/p)_0]}^{V[(E(x,t)/p)_{max}]} \left[1 - \frac{\eta(x,t)}{\alpha(x,t)} \right] dV dt \quad (8.17)$$

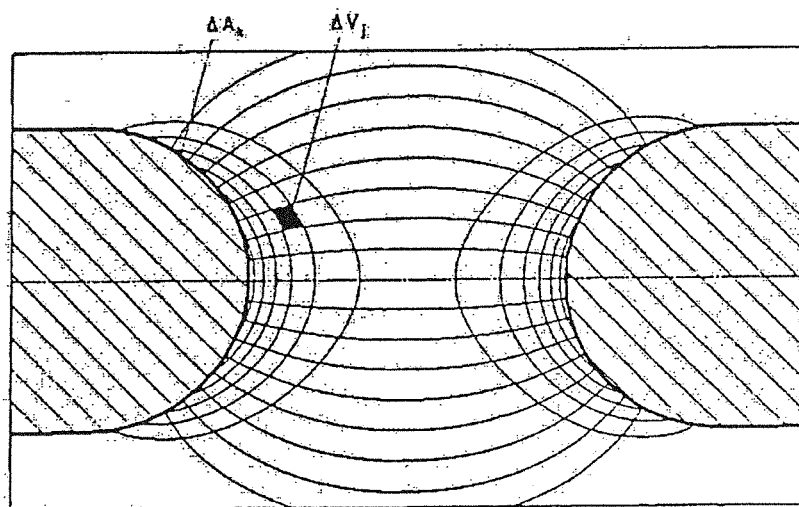
До пробоја, према најједноставнијем облику закона запремина-време, долази када је:

$$n(t_p) = 1 \quad (8.17.a)$$

односно, потребно је да постоји бар један иницијални електрон у укупној запремини гаса.

8.2.2. Модификовани закон запремина-време

Полазећи од дискретног и стохастичног карактера настанка почетних електрона може се прорачунати кумулативна функција вероватноће расподеле иницијалних електрона $F(t_s)$.



Слика 8.4. Распоред електрода са еквидистантним јачинама поља и линијама поља

За прорачун $F(t_s)$ временски ток импулсног напона $u(t)$ има дискретну природу. Јачина поља за време једног временског интервала Δt_i се мења само у одређеним границама. По сличном критеријуму издељен је електрично напрегнут изоловани простор у запреминске елементе ΔV_j , као и површина катодe у површинске елементе ΔA_k , слика 8.4. Додатно ограничење запремински односно површинских елемената је кроз линије поља дуж којих почетни електрони ослобођене лавине имају приближно идентичне вероватноће ослобађања (видети слику 4.1).

За праћење поступка прорачуна за $F(t_s)$ биће установљена комплементарна вероватноћа $\bar{F}(t_s)$. $\bar{F}(t_s)$ описује вероватноћу да у границама временског размака t_s не буде ослобођен ниједан почетни електрон за лавину критичне величине.

За време интервала Δt_i у запреминском елементу ΔV_j постоји N електрона који у јединици времена поседују вероватноћу иницирања стримера $p_u = p_{ij}$. Вероватноћа да ниједан од N електрона не покрене стример је:

$$\bar{f}_v(\Delta t_i, \Delta V_j / N) = (1 - p_{ij})^N \quad (8.18)$$

Једначина (8.18) подразумева стохастичку независност електрона, то јест електрони су међусобно независни у настанку и покретању стримера. Број електрона N је стохастичка величина која се може описати биномном расподелом, [18]:

$$f(N) = \binom{N_{ij}}{N} \cdot q_{ij}^N \cdot (1 - q_{ij})^{N_{ij} - N} \quad (8.19)$$

где је q_{ij} вероватноћа ослобађања електрона зависна од јачине поља, према једначини (4.33), N_{ij} највећи могући број ослобођених електрона и рачуна се из очекиване величине фракције ослобађања, једначина (4.32)

Гранична вероватноћа са којом се, при преживелом броју N електрона, не појављује ниједан лавински процес је [5]:

$$\begin{aligned} \bar{f}_v(\Delta t_i, \Delta V_j) &= \sum_{N=0}^{N_{ij}} \bar{f}_v(\Delta t_i, \Delta V_j / N) \cdot f(N) = \\ &= \sum_{N=0}^{N_{ij}} \binom{N_{ij}}{N} \cdot [1 - p_{ij} \cdot q_{ij}]^N \cdot (1 - q_{ij})^{N_{ij} - N} \end{aligned} \quad (8.20)$$

Применом биномног закона добијамо:

$$\bar{f}_v(\Delta t_i, \Delta V_j) = [1 - p_{ij} \cdot q_{ij}]^{N_{ij}} \quad (8.21)$$

Узимањем у обзир свих запреминских елемената добијамо:

$$\bar{f}_v(\Delta t_i) = \prod_j (1 - p_{ij} \cdot q_{ij})^{N_{ij}} \quad (8.22)$$

Логаритмовањем једначине (8.22) добијамо:

$$\ln \bar{f}_v(\Delta t_i) = \sum_j N_{ij} \cdot (1 - p_{ij} \cdot q_{ij}) \quad (8.23)$$

На сличан начин се добијају почетни електрони на катоде, кроз сударну емисију:

$$\ln \bar{f}_s(\Delta t_1) = \sum_k N_{ik} \cdot (1 - p_{ik} \cdot q_{ik}) \quad (8.24)$$

са $q_{ik} = q_s = \text{const.}_E$ и $N_{ik} = \dot{n}_s^+ \cdot \Delta A_k \cdot \Delta t_i$ (по једначини 4.34)

Могуће је у обзир узети и вероватноћу емисије електрона са катоде на местима локалног појачања поља, такозваним местима сметњи. Број места сметњи z_1 , геометрије b_1, a_1 , за временски интервал Δt_i , емитује $(z_1 \cdot \dot{N}_{fil} \cdot \Delta t_i)$ електрона, тако да је, према биномној расподели:

$$\bar{f}_f(\Delta t_i, b_1, a_1 / z_1) = (1 - p_{il})^{z_1 \cdot \dot{N}_{fil} \cdot \Delta t_i} \quad (8.25)$$

Једначином 4.36 и применом биномног закона добија се гранична вероватноћа:

$$\ln \bar{f}_f(\Delta t_i, b_1, a_1) = z \cdot \ln \left\{ 1 - h(b_1, a_1) \cdot \left[1 - (1 - p_{il})^{\dot{N}_{Fil} \cdot \Delta t_i} \right] \right\} \quad (8.26)$$

При посматрању свих места сметњи на катоде добијамо:

$$\ln \bar{f}_f(\Delta t_i) = \sum_l \ln \bar{f}_f(\Delta t_i, b_l, a_l) \quad (8.27)$$

Сабирањем једначина 8.23, 8.24 и 8.27 добијамо вероватноћу $\bar{f}(\Delta t_i)$ са којом у временском интервалу Δt_i почетни електрони не изазивају ниједан лавински процес.

Тражена кумулативна функција вероватноће $F(t_s)$ да у интервалу статистичког времена t_s настане најмање један лавински процес од почетних електрона добија се поделом t_s у m временских интервала Δt_i , а преко комплементарне вероватноће $\bar{F}(t_s)$:

$$\begin{aligned}
 F(t_s) &= 1 - \bar{F}(t_s) = 1 - \bar{F}_v(t_s) \cdot \bar{F}_s(t_s) \cdot \bar{F}_f(t_s) = \\
 &= 1 - \exp \left\{ \sum_{i=1}^m \ln \bar{f}_v(\Delta t_i) + \ln \bar{f}_s(\Delta t_i) + \ln \bar{f}_f(\Delta t_i) \right\}
 \end{aligned}
 \tag{8.28}$$

Различити процеси настајања почетних електрона делују међусобно независно на $F(t_s)$.

Поступак прорачуна по једначини 8.28 темељи се на егзактном математичком извођењу и значи уопштавање уобичајено кориштене једначине 4.9. Решавање једначине је могуће нумеричким путем ако су познати сви елементи система. У пракси се прибегава решавањима у граничним случајевима.

За посебан случај малих вероватноћа ослобађања p_u и/или вероватноћа настанка почетних електрона q , једначина 8.28 се, кроз развијање у ред, према једначини 4.9 своди на:

$$\begin{aligned}
 \lim_{p_u \cdot q \rightarrow 0} \ln(1 - p_u \cdot q) &\approx -p_u \cdot q \tag{8.29} \\
 \Rightarrow N_{ij} \cdot \ln(1 - p_u \cdot q) &= -E\{N\} \cdot p_u = -E\{M\}
 \end{aligned}$$

Апроксимативно разматрање поступка рачунања показује да са порастом притиска гаса микропражњења на катоди постају доминантна на кумулативну функцију вероватноће $F(t_s)$. Са повећањем површине електрода као и броја и величине места сметњи на површини катоде, расте број насталих почетних електрона. Кумулативна функција вероватноће $F(t_s)$ конвергира према јединичној функцији $\delta_{-1}(t_s)$, а расипање напона пробоја се смањује.

8.3. Закон пораста вероватноће пробоја

Закон пораста вероватноће пробоја изражава законитост која описује појаву смањења пробојног електричног поља одређеног изолованог система са повећањем просторних димензија система. Прво је уочено смањење пробојног напона са повећањем површине система.

У основи закона пораста стоји претпоставка да се сваки појединачни део n -пута увећаног узорка P_n (слика 8.5) понаша исто као и основни узорак P_1 . Закон пораста се изводи уопштено, и може се применити код једносмерног, наизменичког и импулсног напонског напрезања. Облик напонске промене може бити произвољан али увек идентичан за основни и n -пута увећани узорак.

8.3.1. Извођење закона пораста за случај увећања површине

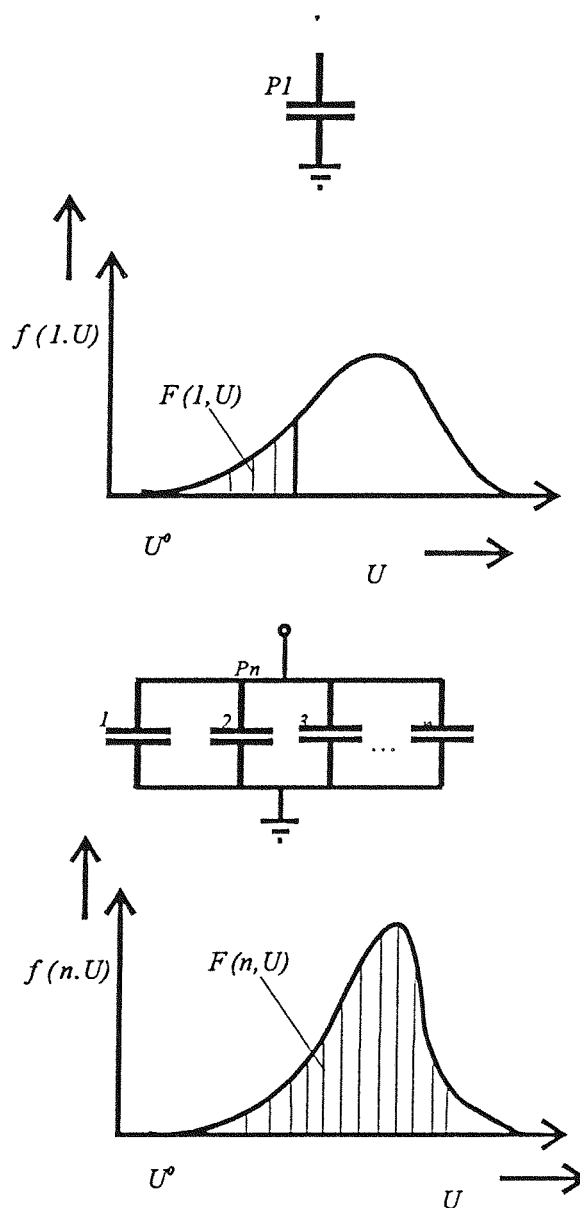
На слици 8.5. је претстављен један узорак P_1 и n -тоструко увећан узорак P_n који се састоји из n једнаких паралелно повезаних елемената који су једнаки са P_1 . Ако се тражи да је пробојни напон n -тоструко увећаног узорка P_n већи од U , то значи да пробојни напони свих узорака P_n ($n = 1, 2, \dots$) морају бити већи од U . Према томе важи:

$$W(U_{pn} > U) = W(U_1 > U, U_2 > U, \dots, U_n > U) \quad (8.31)$$

где је U примењени напон, $W(\dots)$ вероватноћа таква да наступе у загради назначени услови, а $U_1, U_2 \dots U_n$ су пробојни напони узорака P_n ($n = 1, 2, \dots$).

Ако се претпостави да су узорци P_n ($n = 1, 2, \dots$) међусобно независни, тј. да је диелектрична чврстоћа сваког узорка независна од тога да ли се он налази сам или са осталим узорцима, онда је могуће пробојне напоне $U_1, U_2 \dots U_n$ узорка P_n ($n = 1, 2, \dots$) посматрати као независне статистичке величине чиме израз (8.31) прелази у:

$$W(U_{pn} > U) = W(U_1 > U) \cdot W(U_2 > U) \cdot \dots \cdot W(U_n > U) \quad (8.32)$$



Слика 8.5. Основни узорак P_1 и n -ијуија увећани узорак.

Ако се означи функција расподеле узорка P_1 са $F(1,U)$, а узорка P_n са $F(n,U)$, тада се може на основу дефиниције функције расподеле писати:

$$W(U_{p1} > U) = 1 - F(1,U) \quad (8.33)$$

$$W(U_{pn} > U) = 1 - F(n,U) \quad (8.34)$$

Пошто је сваки узорак P_n ($n = 1, 2, \dots$) једнак узорку P_1 добија се:

$$W(U_{PI} > U) = W(U_1 > U) = \dots = W(U_n > U) = 1 - F(1, U) \quad (8.35)$$

Када се у изразу (8.32) замене изрази (8.33) и (8.34) добије се закон пораста:

$$F(n, U) = 1 - [1 - F(1, U)]^n \quad (8.36)$$

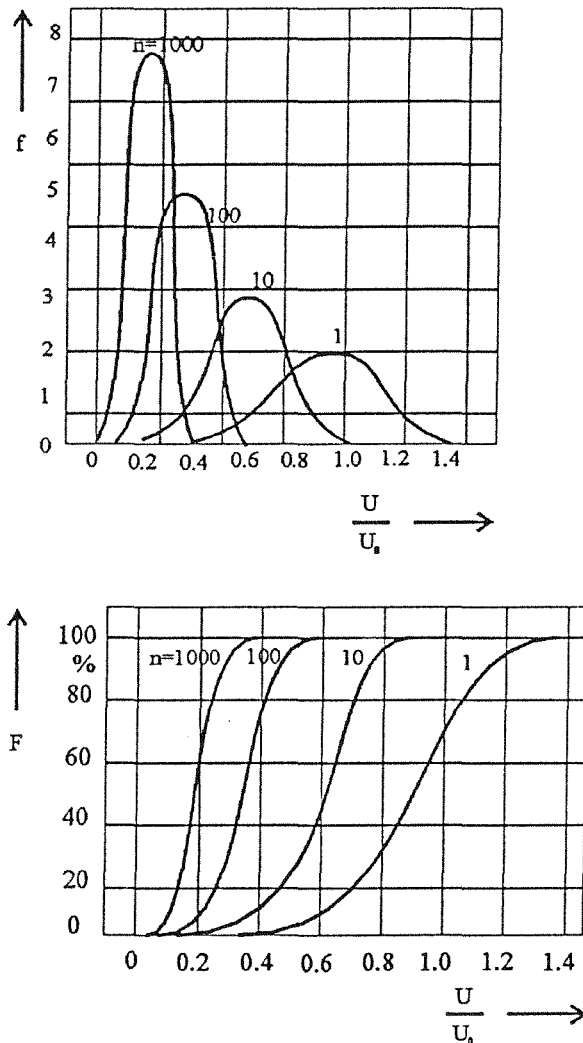
Функција расподеле расте са повећањем n према изразу (8.36). Диференцирањем овог израза добија се израз за функцију густине:

$$f(n, U) = nf(1, U) \cdot [1 - F(1, U)]^{n-1} \quad (8.37)$$

Законитости изражене у изразима (8.36) и (8.37) су употребљиве за произвољне расподеле. Са познавањем функције расподеле једног узорка могуће је прерачунати расподеле n -тоструко увећаног узорка. На основу истраживања на моделима, теоријски је могуће одредити пробојни напон високонапонских постројења и опреме.

Слика 8.6. приказује како је могуће законитости (8.36) и (8.37) квалитативно представити.

Као што се са слике 8.6. и израза (8.36) и (8.37) види, функција расподеле $F(n, U)$ за велике факторе повећања n зависи само од почетног тока функције расподеле $F(1, U)$. Тако су за проучавање $F(n, U)$ најинтересантније мале вредности функције расподеле $F(1, U)$. За егзактно експериментално одређивање те области функције $F(1, U)$ потребно је извршити јако пуно мерења на узорку P_I . То значи да је потребно извршити јако пуно експеримената на моделима да би се прорачунао пробојни напон прототипа. Тако је потребно за прорачун функције расподеле при једном 1000-струком повећању узорка P_I одредити вредност функције расподеле узорка P_I које леже око вредности 0,001. Да би се функција расподеле $F(1, U)$ око тачке 0,001 експериментално одредила потребно је извршити најмање 1000 експеримената на узорку P_I . Због тога се долази скоро на исто: или се изврши већи број експеримената на моделима да би се закључиле вредности и понашање пробојног напона прототипа, или се пак изврши неколико мерења вредности на самом прототипу. Ова потешкоћа се може превладати под условом да је функција расподеле $F(1, U)$ узорка P_I позната. У том случају потребно је само одредити параметре расподеле (најчешће средњу вредност и стандардно одступање) из мањег броја експеримената, чиме функција $F(1, U)$ постаје позната на својој читавој области дефинисаности.



Слика 8.6. Функција гусићина f и функција расподеле F n -иућа увећаног узорка

8.3.1.1. Случајеви за велики фактор оптерећења

Претпоставља се да функција расподеле пробојног напона у пракси није од интереса до своје граничне вредности 1 (100%). Овде се може претпоставити једна гранична вредност $1-\varepsilon$ при чему је ε - један произвољно мали број. По тим претпоставкама закон пораста се може преформулисати за велике факторе повећања на следећи начин.

За постизање $F(n, U)$ до вредности $1-\varepsilon$ се употребљава функција расподеле $F(I, U)$ која према изразу (8.36) није већа од $1 - \varepsilon^{1/n}$

$$F(I, U) \leq 1 - \varepsilon^{1/n} \quad (8.38)$$

За задато ε и један довољно велики фактор повећања n десни члан једначине (8.38) постаје много мањи од један. На пример, за $1 - \varepsilon = 0,99$ и $n = 20$ утичу приликом промене закона пораста само такве вредности $F(I, U)$ на прорачун који су мањи од 0,21. У тим случајевима је могуће приликом занемаривања чланова вишег реда у развоју функције $e^{-F(I, U)}$ писати

$$e^{-F(I, U)} \approx 1 - F(I, U) \quad (8.39)$$

Тиме закон пораста, према једначини (8.36) прелази у

$$F(n, U) \approx 1 - e^{-nF(I, U)} \quad (8.40)$$

$$f(n, U) \approx nF(I, U)e^{-(n-1)F(I, U)} \quad (8.41)$$

Ови односи важе за $n > 20$ са једном практично задовољавајућом тачношћу.

8.3.1.2. Случајеви за малу вероватноћу пробоја

При малим вредностима функције расподеле $F(n, U) < 0,1$ је $F(I, U) < 0,1$. У тим случајевима се може закон пораста јако поједноставити. Ако се једначина (8.36) подели са $F(I, U)$ и потражи гранична вредност када $F(I, U) \rightarrow 0$, добије се:

$$\frac{F(n, U)}{F(I, U)} \approx \lim \frac{F(n, U)}{F(I, U)} = n \quad (8.42)$$

На основу овога се закључује да мале вредности вероватноће пробоја расту пропорционално са фактором повећања. Ова тврдња има врло важне последице за испитивање високонапонских уређаја. На пример, једно високонапонско постројење које се састоји из више конфигурација са једнаким прескочним растојањима може се посматрати као један n - пута увећани узорак. Дозвољени пробоји који долазе у обзир при напонском напрезању морају се држати јако малим тако да тада важи израз (8.42). Дозвољени пробоји код једног смањеног узорака треба да опадају хиперболички са смањењем постројења. Један вод са много изолатора треба тако поставити да је вероватноћа отказа при једном одређеном напону око 5%. Да би она

стварно била 5% морају појединачни изолатори имати вероватноћу отказа $\frac{5}{n}$ % при чему је n број изолатора.

8.3.1.3. Случај неједнаких узорака

Приликом извођења закона пораста претпостављено је да су узорци P_i ($i = 1, 2, \dots$) у n - пута увећаном узорку P_n (слика 8.5) међусобно идентични. Приликом неједнаких узорака P_i ($i = 1, 2, \dots, n$) може се сличним поступком као и у случају идентичних узорака добити:

$$F(n, U) = 1 - [1 - F_1(U)] \cdot [1 - F_2(U)] \dots [1 - F_n(U)] \quad (8.43)$$

при чему су $F_1(U)$, $F_2(U)$... $F_n(U)$ тј $F(n, U)$ функције расподеле пробојног напона узорака од 1 до n .

Постоје случајеви када се увећање објекта може описати преко више група које имају различит фактор повећања за исти фактор повећања објекта. Наиме, за један кондензатор, описан у примеру 7.3.2, може да се узме фактор повећања броја пробојних места као пропорционалан повећању површине, односно броју n . Са друге стране, повећање броја ивичних места пробоја је пропорционално повећању обима кондензатора, односно пропорционално броју \sqrt{n} . Тако за случај основног узорка кондензатора и n пута увећаног кондензатора можемо писати:

$$F(1, U) = 1 - [1 - F_1(U)] \cdot [1 - F_2(U)] \quad (8.44)$$

$$F(n, U) = 1 - [1 - F_1(U)]^n \cdot [1 - F_2(U)]^{\sqrt{n}} \quad (8.45)$$

при чему су $F_1(U)$, $F_2(U)$ функције расподеле пробојног напона за унутрашњост електрода односно ивицу основног узорка.

Поред тога, повећањем узорка може доћи и до смањења броја неких доминантних места пробоја или да се њихов број увећава на сасвим други начин од увећања површине. Овим се могу објаснити одступања експерименталних резултата од очекиваних за поједине конфигурације испитиваних објеката. То намеће потребу потпунијег испитивања самог основног објекта и анализу утицаја увећања објекта на умножавање критичних места пробоја. Тако, за један квадратни облик кондензатора могу се уочити пробоји по површини електрода, ивични пробоји и пробоји на четири угла. Ако уведемо основне функције расподеле пробоја за поједине

случајеве $F_1(U)$, $F_2(U)$ и $F_3(U)$ респективно, за јединични и n пута увећани кондензатор, према (8.44) и (8.45) можемо писати

$$F(1,U) = 1 - [1 - F_1(U)] \cdot [1 - F_2(U)] [1 - F_3(U)] \quad (8.46)$$

$$F(n,U) = 1 - [1 - F_1(U)]^n \cdot [1 - F_2(U)]^{\sqrt{n}} [1 - F_3(U)] \quad (8.47)$$

Према поглављу 7, посебан проблем претставља изналажење делимичних расподела $F_1(U)$, $F_2(U)$ и $F_3(U)$, за шта постоје експериментални и математички методи.

8.3.1.4. Примена Вејбулове расподеле на закон пораста

Вејбулова расподела је, као што је речено, практично најзначајнија за практичну примену у случајевима анализе резултата пробоја. Значајно је размотрити како се она примењује за случај закона пораста, ако се узме да је пробој основног узорка као и увећаног описан одговарајућим Вејбуловим расподелама. Од посебног значаја је анализа зависности параметара расподеле од повећања, као и средње вредности напона и стандардног одступања. Ако се узме за расподелу $F(1,U)$ узорака једначина (7.11) и замени у формулу (8.36), добија се:

$$F(n,U) = 1 - e^{-\left[\frac{U - U_a}{\eta / n^{\frac{1}{\beta}}} \right]^{\beta}} \quad (8.48)$$

Именилац експонента у (8.48) може се преформулисати у:

$$\frac{\eta}{n^{\frac{1}{\beta}}} = \eta_n \quad (8.49)$$

Тиме се за функцију расподеле $F(n,U)$ добије израз:

$$F(n,U) = 1 - e^{-\left[\frac{U - U_a}{\eta_n} \right]^{\beta}} \quad (8.50)$$

Као што се види, при повећању узорка не мења се форма функције расподеле пробојног напона. То не важи за неку произвољну функцију расподеле. Ако се узме Гаусова расподела за описивање пробојног напона почетног узорка $F(I, U)$, расподела n -пута увећаног узорка није више Гаусова.

8.3.1.4.1. Стандардно одступање σ_n пробојног напона при повећању узорка

Стандардно одступање σ_n једног n пута увећаног узорка израчунава се из његове функције расподеле (8.50) према формули (7.6) и добија се:

$$\sigma_n = \frac{\eta_n}{K(k)} \quad (8.51)$$

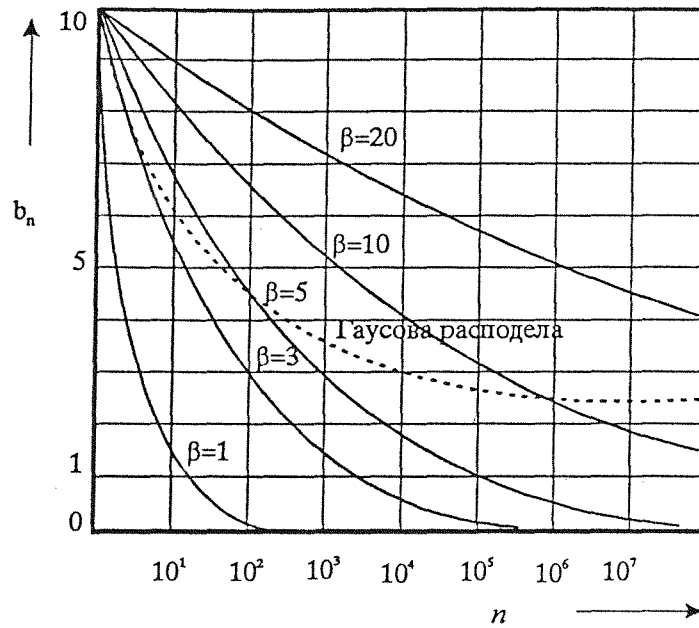
где је $K(\beta)$, према формули (7.13)

$$K(\beta) = \left[\Gamma\left(\frac{2}{\beta} + 1\right) - \Gamma^2\left(\frac{1}{\beta} + 1\right) \right]^{1/2} \quad (8.52)$$

Узимањем у обзир релацију (8.49), за стандардно одступање σ_n увећаног узорка, уз познавање стандардне девијације σ_1 основног узорка, из (8.51) добија се

$$\sigma_n = \frac{\sigma_1}{n^{1/\beta}} = b_n \cdot \sigma_1; \quad b_n = n^{-1/\beta} \quad (8.53)$$

Одавде се види да стандардно одступање пробојног напона опада по закону обрнуте пропорционалности β корена од фактора увећања n . Фактор редукције b_n је претстављен на слици 8.7, за разне вредности β у зависности од фактора увећања n .



Слика 8.7. Фактор редукције b_n , за разне вредности β у зависности од фактора увећања n .

8.3.1.4.2. Промена средње вредности \bar{U}_n пробнојног напона са повећањем узорка

Применом израза (7.12) може да се израчуна средња вредност \bar{U}_n једног n -пута увећаног узорка из припадајуће функције расподеле из израза (8.50):

$$\bar{U}_n = U_a + \eta_n \Gamma\left(1 + \frac{1}{\beta}\right) \quad (8.54)$$

Уз коришћење израза (8.51) следи:

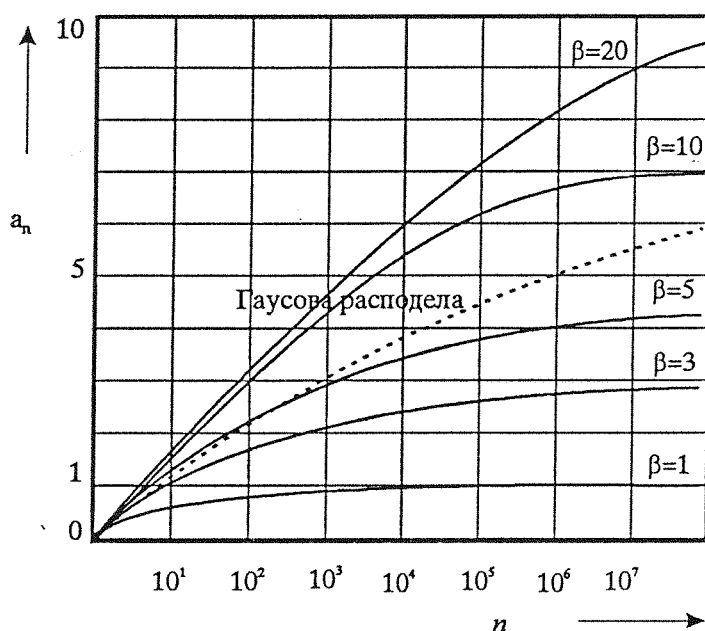
$$\eta_n = \frac{\sigma_1 K(\beta)}{n^{\frac{1}{\beta}}} \quad (8.55)$$

Тако \bar{U}_n добија облик:

$$\bar{U}_n = U_a + \frac{\sigma_1 L(\beta)}{n^{\frac{1}{\beta}}} \quad (8.56)$$

где је $L(\beta)$:

$$L(\beta) = K(\beta) \Gamma\left(1 + \frac{1}{\beta}\right) \quad (8.57).$$



Слика 8.8. Фактор редуције a_n , за разне вредности β у зависности од фактора увећања n .

Средња вредност пробојног напона опада хиперболички са β -тим кореном повећања n и достиже асимптотски вредност U_a (минимална вредност пробојног напона). Да би се одредила међусобна зависност \bar{U}_n средње вредности пробојног напона и стандардног одступања основног узорка, примени се једначина (8.56) два пута, за n и $n=1$ и елиминише се параметар U_a . Тако се добија:

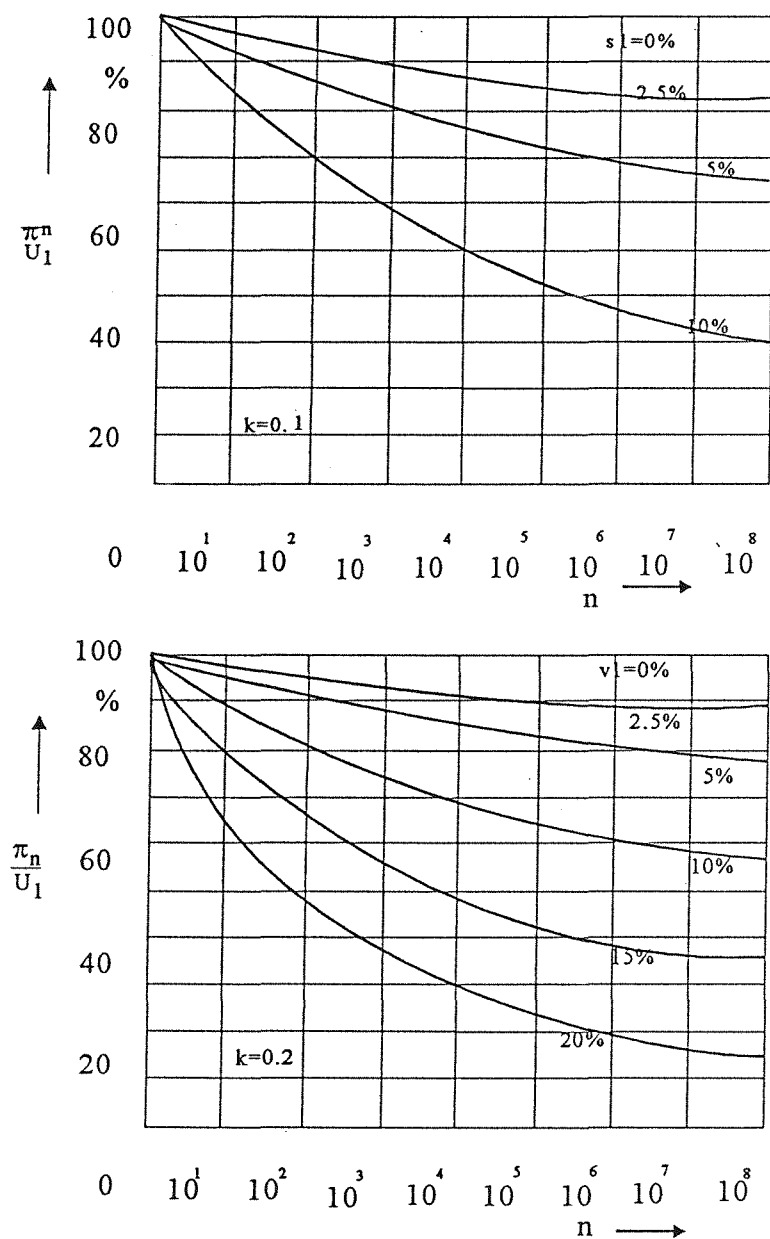
$$\bar{U}_n = \bar{U}_1 - a_n \cdot \sigma_1, \quad a_n = L(\beta) \cdot \left[1 - \frac{1}{n^{\frac{1}{\beta}}} \right] \quad (8.58)$$

Средња вредност пробојног напона се према (8.56) и (8.58) смањује са повећањем узорка. За примену једначине (8.58) редуциони фактор a_n је приказан на слици 8.8 за различите вредности параметра β у зависности од повећања узорка n .

Јасније представљање тока средње вредности пробојног напона приказано је на слици 8.9 за разне вредности стандардног одступања основног узорка са повећањем према (8.58)

При томе је средња вредност основног узорка 100% и уместо њеног стандардног одступања употребљен је:

$$V_1 = \frac{\sigma_1}{\bar{U}_1} \quad (8.59)$$



Слика 8.9. Средња вредности пробојног напона \bar{U}_n , за разне вредности стандардног одступања. а) $\beta=10$, б) $\beta=5$ у зависности од фактора n .

Из једначине (8.58) се види да је смањење средње вредности пробојног напона са повећањем узорка пропорционално стандардном одступању σ_1 . Може се рећи да, према закону пораста, код пробојних напона без расипања, повећање површине електрода немају никакав утицај на диелектричну чврстоћу. Тај случај наступа приближно код ваздухом изолованих полираних електрода.

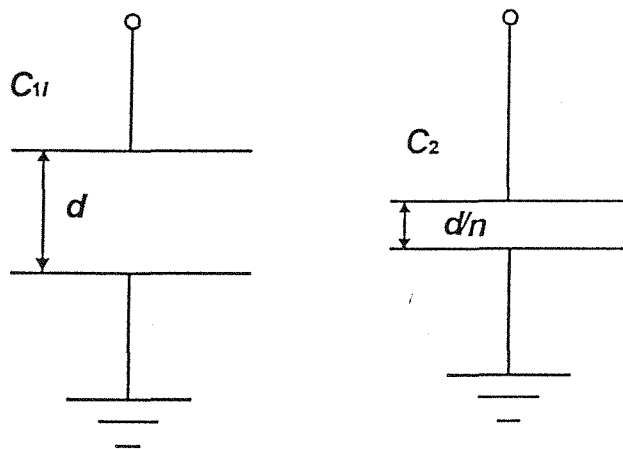
8.3.2. Извођење закона пораста за случај повећања растојања

Одређивање зависности пробојног напона и стохастичности пробоја у зависности од повећања међуелектродног растојања је знатно комплекснији проблем у односу на одређивање зависности од повећања површине електрода. У случају повећања растојања имамо два јасна дисконтинуитета, катода гас и анода гас, односно три одвојена домена развоја пражњења који се разликују по својим карактеристичним предпробојним и пробојним процесима. Један је катодни домен, други је гасни домен а трећи је анодни. Процеси пражњења у назначеним доменима су јаче или слабије повезани, или су у појединим фазама пражњења доминантни и независни од осталих. Са друге стране постоји нехомогеност самих домена у електричном смислу, тако да се у њима пражњење одвија неравномерно у времену и простору. То све говори да је проблем повећања растојања немогуће издвојено посматрати и генерализовати као у случају повећања површине, без увођења озбиљних ограничавајућих претпоставки за усвојене моделе. Развијено је више модела који за конкретно усвојене услове решавају овај проблем. Један од првих закона који генерално описује зависност пробоја од растојања је Пашенов закон. Базиран је на принципу сличности и предуслови су му да се пробој развија лавинским механизмом и да је пробојни простор хомоген. Ове претпоставке су практично оствариве у малом броју случајева. Касније је развијен и нешто мање условљен модел изражен у закону запремина-време, а у извесним случајевима могуће је примењивати и закон површина-време.

У овом случају извођење се заснива на анализи развоја пражњења процесима типа Маркова, поглавље 4.1 уз коришћење закона запремина-време. За модел електродно гасног система узет је кондензатор чије се растојање d мења n пута.

Полазећи од претпоставки закона запремина-време, уочава се чињеница да се у једној одређеној јединичној запремини гаса у јединици времена производи просечно \bar{n}_0 слободних електрона. Један слободни електрон, у зависности од вредности електричног поља које га убрзава, и концентрације, односно притиска гаса, $\frac{E}{P}$, може изазвати јонизациони процес и покренути

лавину тј. постати иницијални електрон или може бити припојен неком електронегативном молекулу.



Слика 8.10. Елекџродни сисџеми C_1 и C_2 за случај џромене међуелекџродног расџојања

Оба ова процеса су могућа са одређеном вероватноћом и карактеришу се коефицијентима α (за јонизацију) и η (за формирање негативних јона). Само један део слободних електрона постају иницијални. Та чињеница је описана тежинском функцијом:

$$g(E) = 1 - \frac{\eta}{\alpha} \quad (8.60)$$

Тежински фактор је за случај могућег развоја лавинског процеса позитиван, односно мора бити $\alpha > \eta$. Средњи број иницијалних електрона \bar{n} се добија дељењем комплетног међуелекџродног простора на елементарне запремине dV , унутар којих је вредност електричног поља константна. Ти делови запремине, у функцији електричног поља E које влада у њима, интеграле се по целој запремини гаса. На тај начин се добија критична запремина V_g у којој је испуњен услов $\alpha > \eta$, односно унутар које се генерише један иницијални електрон:

$$V_g = \int_{V(E_{\min})}^{V(E_{\max})} g(E) \cdot dV = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \left(1 - \frac{\eta}{\alpha}\right) \frac{dV}{dE} dE \quad (8.61)$$

Средњи број иницијалних електрона који се генеришу до тренутка t (време кашњења које дефинише статистичко време помоћу линеарне функције), добија се као

$$\bar{n}(t, V) = \bar{n}_o(t, V) \int_0^t V_g dt \quad (8.62)$$

Средњи број иницијаних електрона генерисаних до тренутка t се може одредити на други начин [18, 41]. Како је w вероватноћа да се иницијални електрон појави у међуелектродном размаку, број иницијалних електрона генерисаних за време временског интервала $(t, t + dt)$ је

$$dn(t) = we^{-wt} dt \quad (8.63)$$

Из једначине (2.19) можемо добити број иницијалних електрона са временом кашњења t :

$$n(t) = \int_0^t dn(t) = 1 - e^{-wt} \quad (8.64)$$

Средња вредност времена кашњења

$$\bar{t} = \int_0^{\infty} t \cdot dn(t) = \frac{1}{w} \quad (8.65)$$

и одговарајућа стандардна девијација

$$S_2 = \int_0^{\infty} t^2 \cdot dn(t) = \frac{2}{w^2} \quad (8.66)$$

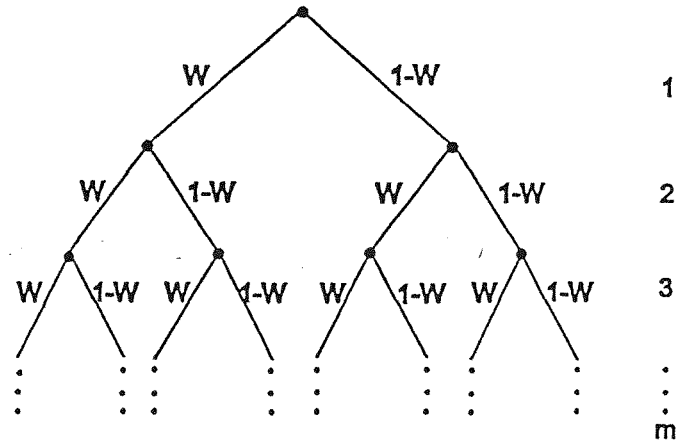
Прорачун вероватноће појављивања једног или више иницијалних електрона w , може се претставити применом Марковљевих ланаца. Ако је вероватноћа настанка једног иницијалног електрона за време процеса судара окарактерисана помоћу w , онда је вероватноћа за ненастајање ниједног иницијалног електрона током процеса $(1-w)$. Анализирањем Марковљевог процеса приказаног на слици 8.11, добија се вероватноћа настанка n иницијалних електрона током l процеса судара. Ако се крене од вероватноће да при l процеса не настане ни један иницијални електрон, $(1-w)^l$, тада је вероватноћа појављивања једног или више иницијалних електрона:

$$w = w_i = 1 - (1-w)^l \quad (8.67)$$

Пошто се тражи вероватноћа настајања n или више иницијалних електрона, полази се од следећег разматрања.

Ако се изузму из l - тог процеса они процеси при којима се производи један (или више) иницијалних електрона, онда је вероватноћа да од осталих $l-1$ процеса настане један или више електрона:

$$w_1 = 1 - (1-w)^{l-1} \quad (8.68)$$



Слика 8.11. Умножавање електрона Марковљевим процесом

На основу тога се закључује да вероватноћа настанка два (или више) иницијалних електрона при l процеса судара, износи:

$$w_2 = [1 - (1-w)^l] \cdot [1 - (1-w)^{l-1}] \quad (8.69)$$

Аналогно се добија да је вероватноћа појављивања n или више иницијалних електрона у l процеса:

$$w_n = \prod_{v=0}^{n-1} [1 - (1-w)^{l-v}] \quad (8.70)$$

У случају када је $l > n$, добија се:

$$w_n = [1 - (1-w)^l]^n = w^n \quad (8.71)$$

а то значи следеће:

w^0 је вероватноћа да се не појави ни један иницијални електрон;

w^1 је вероватноћа појаве $n \geq 1$ иницијалних електрона;

w^2 је вероватноћа за појављивање $n \geq 2$ иницијалних електрона;

...

w^n је вероватноћа појављивања $n \geq l$ иницијалних електрона.

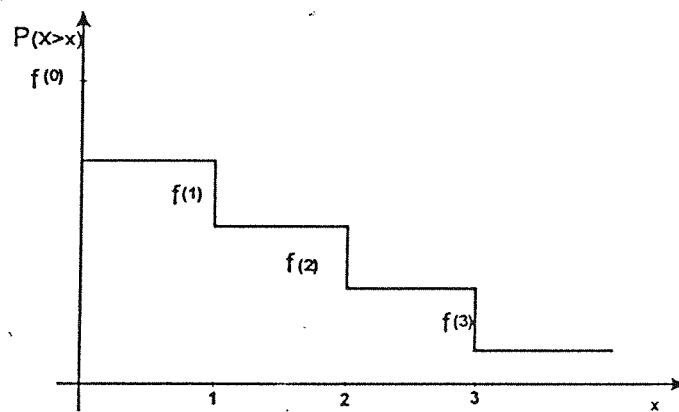
Прорачун средње вредности вероватноће $P(X=x)=f(x)$ за појаву тачно n ($n=1,2,\dots$) иницијалних електрона је:

$$f(0)=1-w \quad (8.72)$$

$$f(1)=w-w^2$$

$$f(2)=w^2-w^3$$

$$f(n-1)=w^{n-1}-w^n$$



Слика 8.12. Поасонова расподела

Односно, за вероватноћу настанка n иницијалних електрона добија се [9]:

$$f(n)=w^n-w^{n+1} \quad (8.73)$$

Средња вредност броја иницијалних електрона једнака је:

$$\bar{n}=\sum_{x=0}^{\infty}x \cdot f(x)=w+w^2+w^3+\dots+w^n+\dots=w \sum_0^{\infty}w^n=\frac{w}{1-w} \quad (8.74)$$

одакле је могуће прорачунати вероватноћу појаве једног или више иницијалних електрона:

$$w=\frac{1}{1+\frac{1}{\bar{n}}}=\frac{1}{1+\frac{1}{\int_0^t \bar{n}_o(t,V) V_g dt}} \quad (8.75)$$

Средња вредност времена кашњења и одговарајућа вредност стандардне девијације могу се добити из једначина (8.65) и (8.66):

$$\bar{t} = 1 + \frac{1}{\bar{n}_o(t, V) \int_0^t V_g dt} \quad (8.76)$$

$$S_2 = 2 \cdot \left(1 + \frac{1}{\bar{n}_o(t, V) \int_0^t V_g dt} \right)^2 \quad (8.77)$$

Ако се повећа међуелектродно растојање кондензатора C_2 n пута, добија се кондензатор C_2 , слика 8.10. Усваја се претпоставка да са повећањем вредности међуелектродног растојања, пробојни механизам гаса прелази из Таунзендовог механизма у стримерски. Због тога се почетна критична запремина смањује. То смањење почиње од запремине целог међуелектродног простора (због хомогености електричног поља) у случају Таунзендовог механизма пробоја, па до мале запремине испред главе пробојног стримера. У првој апроксимацији, могло би се претпоставити да је промена критичне запремине V_g у функцији вредности међуелектродног растојања, пропорционална са d^{-r} , где је r константа блиска 1. Овај закључак је резултат чињенице да се средња вредност динамичког пробојног напона и вредност статичког пробојног напона, у функцији промене вредности међуелектродног растојања d , понашају на сличан начин. Под овим условима, добија се веза између стандардне девијације кондензатора C_1 и кондензатора C_2 , који има n пута мање међуелектродно растојање

$$S_1 = n^{2r} \cdot S_2 \quad (8.78)$$

На основу чињенице да се стандардна девијација времена пробоја и одговарајући напон, морају понашати на исти начин, добијамо:

$$\bar{U}_{b_1} = n^r \cdot \bar{U}_{b_2} \quad (8.79)$$

8.4. Закон запремина време за познату функцију расподеле

Закон запремина време разматра вероватноћу појаве иницијалног електрона у зависности од критичне запремине. Поставља се питање да ли се може применити и у случајевима када је позната функција расподеле пробојног напона за неки електродни систем $F(I, U)$ који поредимо са неким другим електродним системом. Морају се поставити критеријуми поређења два електродна система у духу закона запремина време. Први критеријум је начин поређења критичних запремина, према условима закона запремина време. Како је процес ослобађања иницијалног електрона зависан од јечине електричног поља, односно посредно од положаја и времена, то се уводи тежински фактор према једначини (8.15).

Ако се узме у обзир и густина потенцијалних електрона у запремини који могу постати иницијални, може се доћи до ефективне запремине као мере вероватноће појаве иницијалних електрона:

$$V_{eff}^{(I)}(t) = \int_0^{tV[(E(x,t)/p)_{max}]} \int_{V[(E(x,t)/p)_0]} n_0(x,t) \left[1 - \frac{\eta(x,t)}{\alpha(x,t)} \right] dV dt \quad (8.80)$$

Експерименталним и аналитичким путем се може утврдити основна функција расподеле пробојног напона, $F(I, U)$, за основну ефективну запремину $V_{eff}^{(I)}$. Ако се успостави релација између основне ефективне запремине и посматране ефективне запремине $V_{eff}^{(n)}$ као:

$$V_{eff}^{(n)} = n V_{eff}^{(I)} \quad (8.81)$$

онда се према закону пораста вероватноће пробоја може добити функција вероватноће пробојног напона за n пута увећану критичну запремину:

$$F(n, U) = 1 - [1 - F(I, U)]^n \quad (8.82)$$

За случај познавања функција густине расподеле пробојног напона за поједине особене критичне запремине може се писати:

$$F(n, U) = 1 - [1 - F_1(U)] \cdot [1 - F_2(U)] \cdot \dots \cdot [1 - F_n(U)] \quad (8.83)$$

Уопштени закон запремина време посебно посматра површинске ефекте. Како су они нелинеарни у зависности од електричног поља, односно времена и простора, то се може одредити ефективна површина $S_{eff}^{(l)}(t)$ преко тежинског фактора $\psi(x,t)$ као:

$$S_{eff}^{(l)}(t) = \int_0^t \int_S \psi(x,t) dS dt \quad (8.84)$$

Код повећања критичне запремине, најчешће долази и до повећања површине са које је могућа емисија електрона, као једне од граница критичне запремине. Ако се између основне површине $S_{eff}^{(l)}(t)$ и увећане површине $S_{eff}^{(m)}(t)$ може успоставити релација:

$$S_{eff}^{(n)}(t) = m S_{eff}^{(l)}(t) \quad (8.85)$$

то се према закону пораста вероватноће пробоја може писати:

$$F(n,m,U) = 1 - [1 - F_1(U)]^n \cdot [1 - F_2(U)]^m \quad (8.86)$$

где су $F_1(U)$ и $F_2(U)$ одговарајуће парцијалне расподеле које се добијају одређеним експерименталним и математичким методима.

У општем случају имамо:

$$F(n,m,U) = 1 - [1 - F_{n1}(U)]^{n1} \cdot [1 - F_{n2}(U)]^{n2} [1 - F_{m1}(U)]^{m1} \cdot [1 - F_{m2}(U)]^{m2} \quad (8.87)$$

где мора да је $n = n_1 + n_2 + \dots$ и $m = m_1 + m_2 + \dots$.

9. ЕКСПЕРИМЕНТАЛНА ОПРЕМА КОРИШЋЕНА У РАДУ

Експериментална опрема за карактерисање електричних пробоја у гасовима је врло сложена и састоји се од две целине: гасно-вакуумске инсталације са комором за електрична пражњења и одговарајућом инструментацијом, и електричне инсталације са припадајућом инструментацијом. Основна блок шема система је дата на слици 9.1.

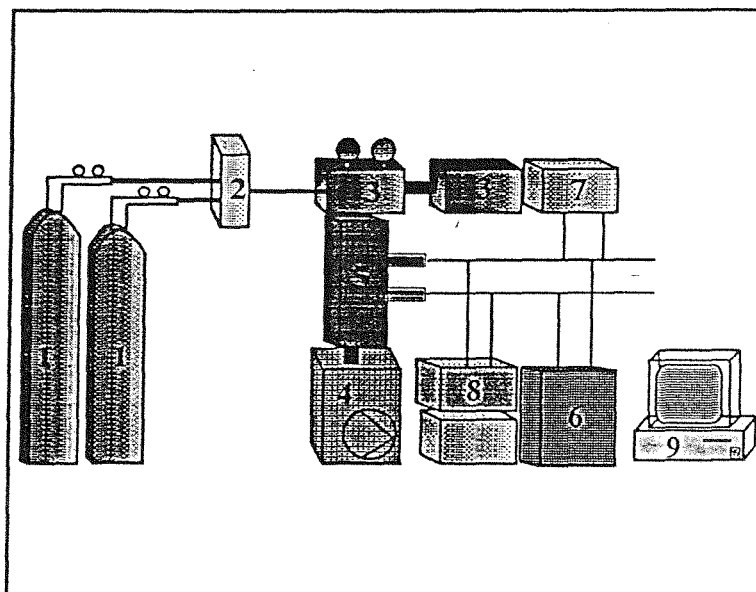
9.1. Гасно-вакуумска инсталација са комором за пражњење

Улога гасно вакуумске инсталације је да обезбеди потребне услове средине за електрична пражњења у комори. Захтеве које треба остварити су: потребна врста гасова, могућност њиховог мешања у потребној размери, одговарајући притисак атмосфере у комори, одговарајући проток гасова итд.

Први елемент гасне инсталације се састоји од челичних боца у којима је смештен компримован гас (аргон, азот, ...). Максимални притисак гаса је 150 бара. Боце су опремљене са вентилима за редукцију притиска и манометрима на излазу из боце и на излазу из вентила за редукцију. Са ових вентила гас се помоћу гасних водова (армиране PVC цеви) води до гасних вентила који служе за контролу протока гасова и њихово упуштање у мешач гасова. Мешач гасова се налази на улазу у комору и обезбеђује хомогену вишекомпонентну атмосферу и обезбеђује потребну везу гасног и вакуумског система. Поред разних спојних елемената постоји и низ пратећих саставних делова гасне инсталације.

Први елемент вакуумске инсталације је механичка вакуумска пумпа, Карл Цаис, Јена, једноступеног типа са крилцима и вакуумским уљем као радним флуидом. Она обезбеђује вакуум до 10^{-2} mбага. У случају даљег повећања вакуума користи се дифузиона пумпа. Механичка и дифузиона пумпа су помоћу металних цеви повезане са посебним преклопним вентилом који омогућује потребно повезивање са комором у прописаној процедури која води рачуна о нивоима вакуума и редоследу укључивања механичке и дифузионе пумпе. Вакуум комора обезбеђује потребан волумен атмосфере захтеваног стања и простор за смештање електродног система и пратеће

опреме. Као и сви делови вакуумско-гасног система у којима је атмосфера на подпритиску, морају бити метални, према стандардима за вакуумску технику.



Слика 9.1. *Блок шема система за испитивање електричних пробоја гаса. 1-челичне боце за гасове, 2-контрола пробоја гасова (славине и вентили за дозирање), 3-систем за мерење притиска (механички; електронски), 4-вакуумска пумпа, 5-вакумска комора са електродима, 6- извор једносмерног напона, 7- извор импулсног напона, 8- мерни инструменти (осцилоскоп, волтметар), 9 - компјутер за аквизицију података*

Саставни део гасно-вакуумског система је мерна инструментација. Мерење вакуумског притиска је остварено преко више вакуумметара који се користе у зависности од радног притиска. У првом реду имамо живин "U" манометар са прецизношћу до 0.5mbara. Користи се на нижим и средњим вакуумима (од 100 до 1000 mbara). Механички мерачи притиска (Speedivac, Edwards) користе се у опсегу од 1 до 100mbara. За мерење ниских вакуума користи се електронски вакуумметар (Balzers, KV313) са пирани сондом (Balzers, NV3).

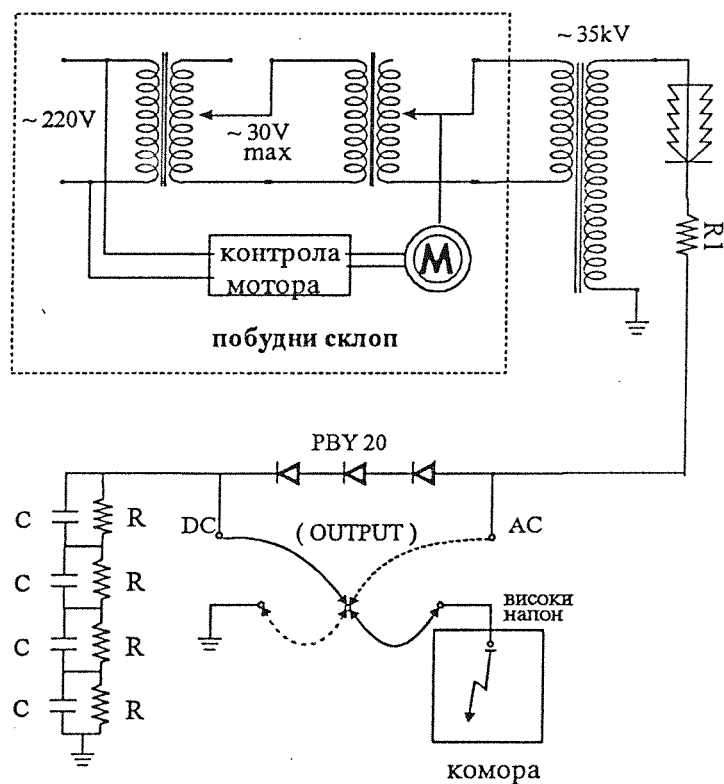
9.2. Електрични извори

За анализу електричних карактеристика гасних пробоја потребно је обезбедити висконапонске изворе једносмерног и наизменичног спорорастућег напона и импулсног напона променљивих карактеристика. Поједини параметри извора морају бити подесиви у широком интервалу ради што потпунијег карактерисања испитиваних параметара гасног електричног пробоја. Основне шеме електричних извора дате су на сликама 9.2. и 9.3.

Једносмерни и импулсни високонапонски извори су одвојени и алтернативно се прикључују на тест прикључке испитиваног објекта.

9.2.1. Високонапонски извор наизменичног напона

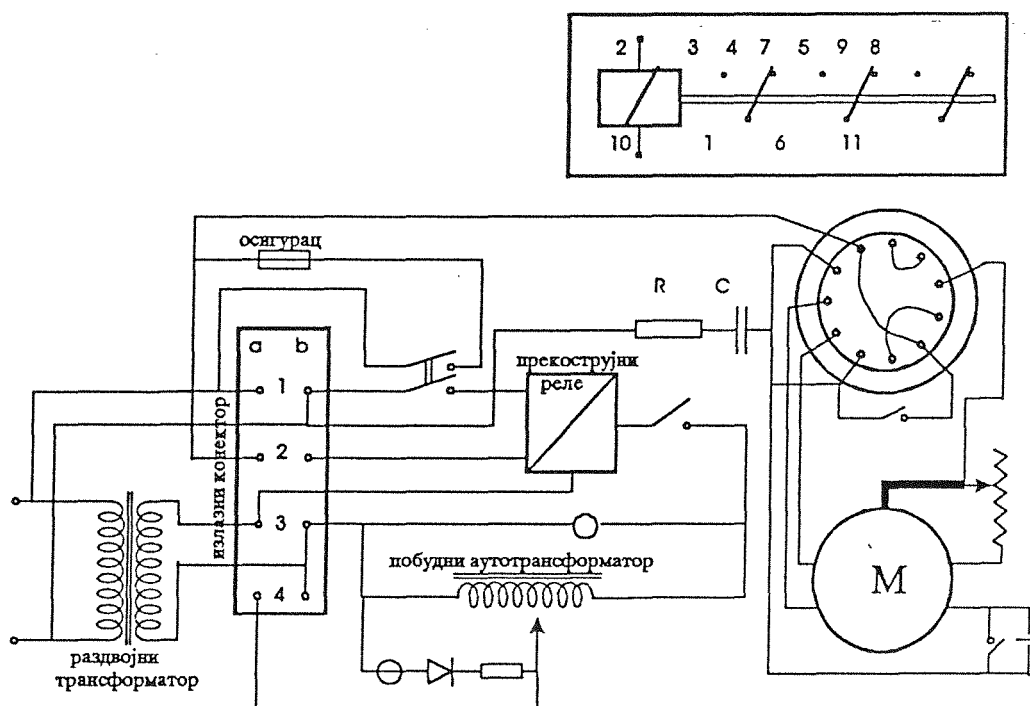
За потребе високонапонског испитивања наизменичним напонем конструисан је високонапонски извор наизменичног напона који има карактеристике према захтевима експеримента. Излазни наизменични напон је до 35kV и максималне струје 10mA. Основни склопови извора су: регулациони трансформатор, контролно-побудни степен, високонапонски трансформатор, излазна заштитна импеданса и излазни преклопник.



Слика 9.2. Основна шема високонапонског извора.

Основно напајање извора се остварује преко регулационог трансформатора 220/(0-220) V/V чиме се постиже ограничење максималног излазног напона извора и утиче на брзину пораста излазног напона. Секундар регулационог трансформатора је везан на контролно побудни степен. Основни елемент овог степена је аутотрансформатор који је контролисан посебним системом са електромоторним погонем. Овај контролни склоп поред контроле излазног напона и брзине пораста излазног напона има и елементе за заштиту: прекострујну и пренапонску. Са секундара

аутотрансформатора се напаја примар високонапонског трансформатора. Тако на секундару високонапонског трансформатора добијамо жељени високи наизменични напон. На излаз секундара је везана заштитна импеданса подесивих вредности у зависности од услова експеримента. Импеданса одводи високи напон до високонапонског преклопника који омогућује да се високи напон споји са електродним системом или да се споји са масом ради заштите од неконтролисаног укључења извора и довођења електродног система под напон, чиме би се угрозили људи и опрема. Основна блок шема извора дата је на слици 9.2. На слици 9.3. дат је побудни степен високонапонског извора.



Слика 9.3. Побудни (примарни) део једносмерног извора високог напона

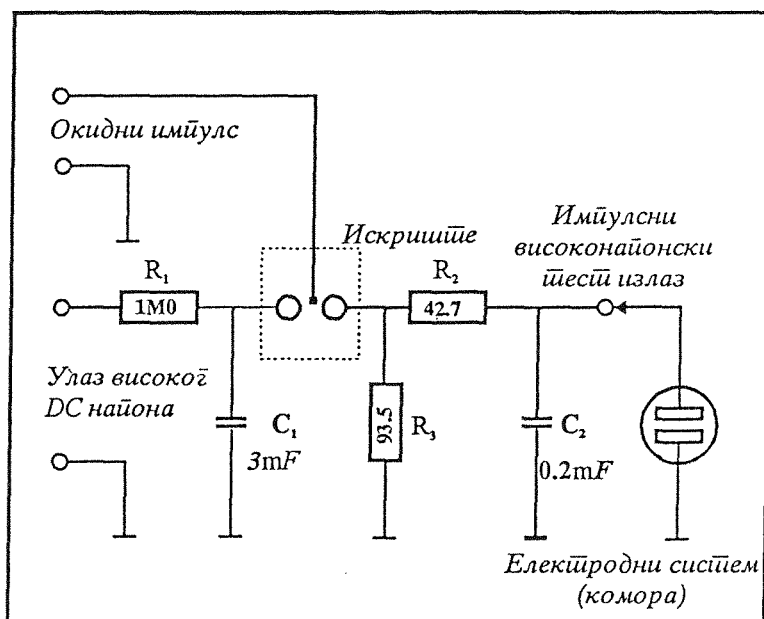
9.2.2. Високонапонски извор једносмерног напона

Високонапонски извор једносмерног напона је уређај који обезбеђује жељени ниво и облик електричног напона на електродама испитног система. Основне карактеристике излазног степена су максимални излазни напон 15kV и максимална снага 1kVA. Таласност излазног напона мања је од 1%. Улазни степен DC високонапонског извора чини AC високонапонски извор. Тако добијени наизменични високи напон се води на излазни степен DC високонапонског извора. Излазни степен чини батерија редно везаних кондензатора чији су напонски нивои усаглашени помоћу паралелно везаних импеданси (отпорника). Пуњење кондензатора се врши преко више редно везаних високонапонских диода. Пуњење се врши у току позитивне полупериоде. Подешавање напона високонапонског извора

једносмерног напона је аутоматизовано, будући да се одвија посредно преко подешавања већ описаног високонапонског извора наизменичног напона.

9.2.3. Високонапонски извор импулсног напона

Високонапонски извор импулсног напона је направљен на принципу пуњења и пражњења високонапонских кондензатора преко одговарајућих отпорника (импеданси). Поједностављена шема високонапонског импулсног извора приказана је на слици 9.4.



Слика 9.4. Поједностављена шема кола за формирање напонског импулса

Величином отпорника и кондензатора бирамо одговарајуће временске константе високонапонског импулса. Приближне формуле за рачунање времена чеља импулсног таласа T_1 и времена зачеља T_2 су:

$$T_1 \approx a R_2 \frac{C_1 C_2}{(C_1 + C_2)} \quad (9.1)$$

$$T_2 \approx b R_3 (C_1 + C_2) \quad (9.2)$$

где су a и b константе које зависе од врсте импулса који желимо да постигнемо. За импулс облика $1.2/50\mu\text{s}$ $a=2.963$ и $b=0.733$. За комутациони импулс облика $250/2500\mu\text{s}$ $a=2.414$ и $b=0.869$. За напонске импулсе других облика потребно је променити више компоненти у колу. При томе треба

нагласити да је избор самих компоненти кола међусобно вишеструко зависан, и да се њихове вредности добијају решавањем трансцедентних једначина, графичком или нумеричком методом помоћу рачунара. Израчунавање се још више компликује ако се користе компоненте са значајним паразитним индуктивитетима и капацитивностима. Један од параметара који се узима у обзир је и сам испитни објекат и потребни нивои напона и снаге импулса. Ако је укупна индуктивност одводног кола L , да не би дошло до осцилација излазног напона, мора бити задовољен услов:

$$R_3 \geq 2\sqrt{L(C_1 + C_2)/(C_1 C_2)} \quad (9.3)$$

Један од важних параметара импулсног напонског генератора је и коефицијенат напонске ефикасности η , тј. однос максималног напона импулса U_M , односно напона пуњења кондензатора C_2 , и максималног напона U_0 пуњења кондензатора C_1 .

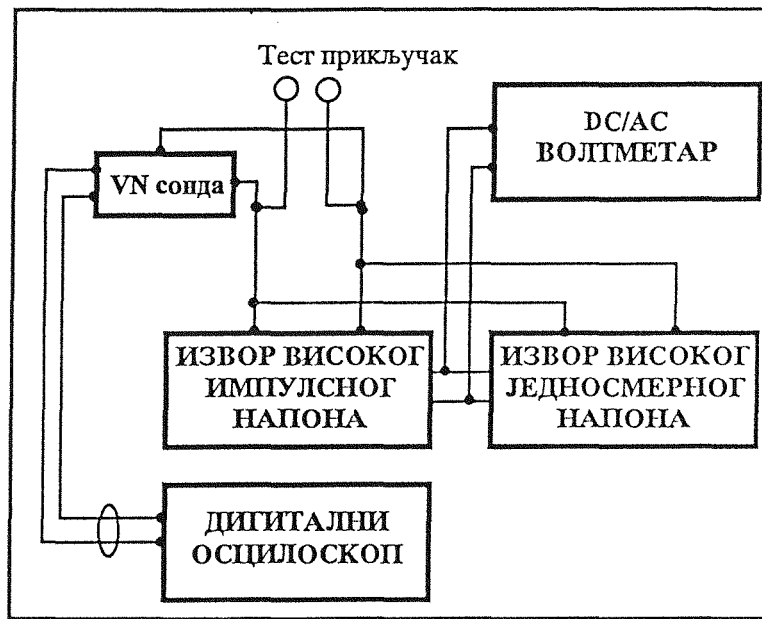
$$\mu \approx \frac{U_M}{U_0} \quad (9.4)$$

Оптимизација параметара импулсног генератора је условљена расположивим високонапонским компонентама, пре свега кондензаторима као најкритичнијим. Када се одаберу кондензатори, на основу поменутих параметара одабирају се остале компоненте импулсног генератора.

9.3. Мерна електронска опрема

Мерна инструментација је сложена, будући да се мери више величина различитих по свом карактеру: нивоу, трајању, учесталости итд. За мерење једносмерног напона коришћени су волтметри: Искра, Унимер 1 са високонапонском сондом 1:1000, унимер VXR1006 са сондом 1:1000, и осцилоскопи. За мерење наизменичног напона коришћена је иста инструментација као и за мерење импулсног напона.

За мерење импулсног напона коришћен је осцилоскоп Tektronix TDS 210, 60MHz, са брзином узорковања 60Msem/s (10^6 одбирака у секунди). Коришћена је високонапонска мерна сонда HV 15 HF 15kV, DC&Pk to Pk AC, HP 974A. Принциуска шема електричног дела система дата је на слици 9.5.



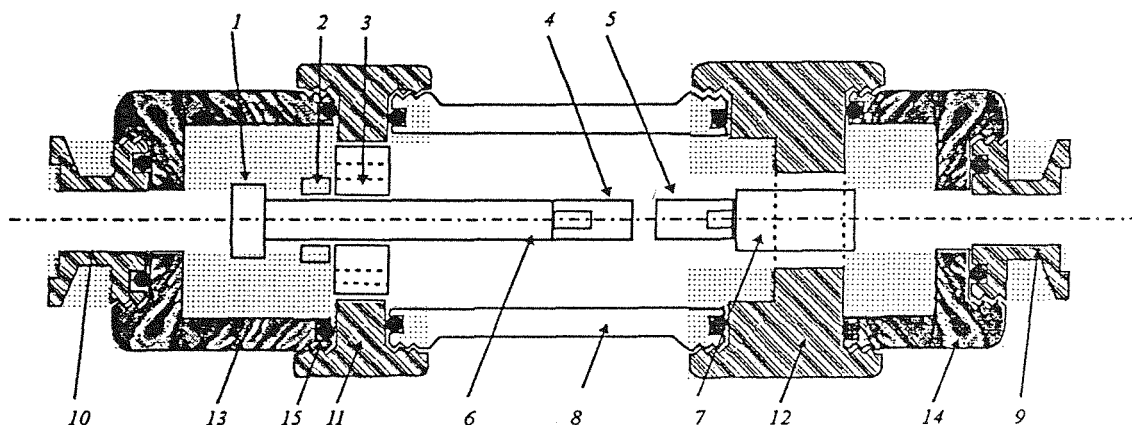
Слика 9.5. Блок шема мерног сисџема

9.4. Испитна комора и електродни систем

Испитна комора је један од основних елемената испитног система. Има улогу да обезбеди све елементе потребне за испитивање гасних пробоја. Пре свега мора да задовољи потребне услове са становишта вакуума: добру механичку чврстоћу зидова и саставних делова, као и добру заптивеност на спојевима саставних делова. Поред тога, мора да обезбеди довољно радног простора за уградњу електродног система и радиоактивних извора. Електродни систем, смештен у комору за пражњење, састоји се од електрода и носача електрода. Један носач је фиксан а други је везан за механизам који омогућује подешавање потребног растојања између електрода. Носачи такође морају да обезбеде аксијалност померања и паралелност површина електрода између којих се дешава електрично пражњење.

За подешавање растојања примењиван је посебан поступак. Почетак мерења растојања одређиван је помоћу инструмента за мерење отпорности са малим излазним напонем на мерним контактима (ради избегавања варничења). Мерни контакти се везују за уводнике високог напона (слика 9.6. позиције 11 и 12) који имају електрични контакт са катодом и анодом у комори. Померање се изводи окретањем носача електроде (слика 9.6. позиција 6) у милиметарком навоју, позиција 3. Осигуравање позиције се остварује навртком 2. Позиција електроде је контролисана микрометарским завртњем на глави носача, позиција 1. За "нулту" раздвојеност електрода узима се тренутак када отпорност коју показује инструмент, са неке

минималне вредности порасте за неколико редова величине. После постављања жељеног растојања, позиција електрода се додатно фиксира и електродни систем се затвара у комору.

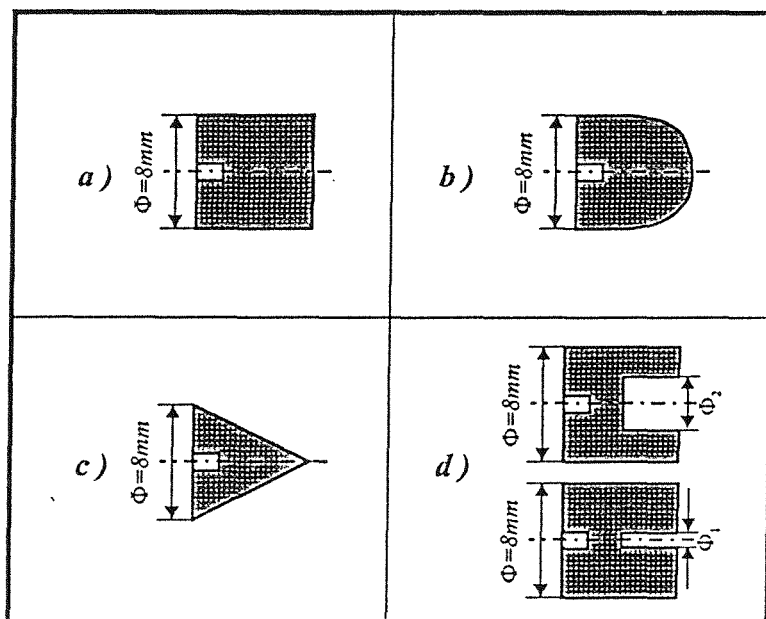


Слика 9.6. Испитивна комора са електродним системом. Основни елементи коморе су: гасно вакуумске сјојнице 10, 11; делови од нејпроводног материјала 13, 14; саставни делови од месинга 11, 12, који су истовремено и уводници високог напона; транспарентни зид коморе 8; заштитни прстенови 15. Електродни систем се састоји од измењивих електрода 4,5; фиксног носача 7 и покретног носача 6; механизма за подешавање међуелектродног растојања 1,2,3; носачи радиоактивних извора уграђују се према потреби.

Према захтевима експеримента, формирано је више типова електрода. Према типу електричног поља за које се испитују поједини параметри електричног пробоја одабирани су парови електрода. За хомогено поље коришћене су цилиндричне електроде, тип а) слика 9.7. Електроде у облику калота, тип б) коришћене су за квази хомогено поље. За дивергентно конвергентно поља коришћене су електроде у виду купе (шиљка), тип ц). У случају испитивања утицаја појединих електродних ефеката на карактеристике електричног пробоја, коришћене су електроде са избушеним шупљинама (за ефекат шупље катодe), тип д) и цилиндричне електроде са угравираним шиљцима (за ефекат шиљка).

За испитивање утицаја радиоактивности на пробојни напон коришћени су алфа и бета радиоактивни извори. Уградња радиоактивних извора је вршена тако да је извор имао оптималну позицију и усмераван тако да би у складу са предходним теоријским разматрањем, имао максималну ефикасност у смислу повећања брзине одзива на импулсни напон. Као алфа извор коришћен је америцијум $\text{Am}241$, власништво Лабораторије за нуклеарну

физику Електротехничког факултета у Београду. Као бета извор коришћен је стронцијум Sr90, власништво Института за нуклеарне науке Винча. У току постављања извора и вршења експеримената придржавало се прописа за рад са радиоактивним материјалима тј. праћен је ниво зрачења у просторији преко звучног сигнала и у ту сврху инсталисаног GM бројача. Експериментатори су имали заштитне мантиле и дозиметар пенкала. Након враћања извора у оловне контејнере проверавана је контаминираност одеће и руку.



Слика 9.7. Коришћени облици електроде а) цилиндричне, б) облика калоте, ц) облика куле, д) шилда катודה, са две величине отвора.

10. ЕКСПЕРИМЕНТАЛНИ РЕЗУЛТАТИ И ДИСКУСИЈА

Експериментални резултати су груписани у више целина према томе на који су начин обрађивани и анализирани, односно према томе које законитости изражавају.

У првом реду се полази од основног закона за гасна пражњења, Пашеновог закона. Посебно се анализира импулсни одзив гасне изолације у смислу Пашеновог закона. Упоредују се импулсни одзиви гасне изолације у стандардним условима и у условима стимулисане појаве слободних електрона због присуства нуклеарног бета зрачења. Закон површина је експериментално испитиван у смислу важења за поједине конкретне експерименталне услове, и у зависности од појединих параметара. Закон пораста вероватноће пробоја испитиван је за гасове N_2 , SF_6 и њихове мешавине, као и у функцији појединих електродних параметара. Утицај контаминације електродног система проводним и непроводним честицама рађен је само нумеричким путем, према претпоставкама које проистичу из закона запремина време и закона површина.

10.1. Поступак обраде резултата мерења

Обрада резултата извршена је у неколико корака:

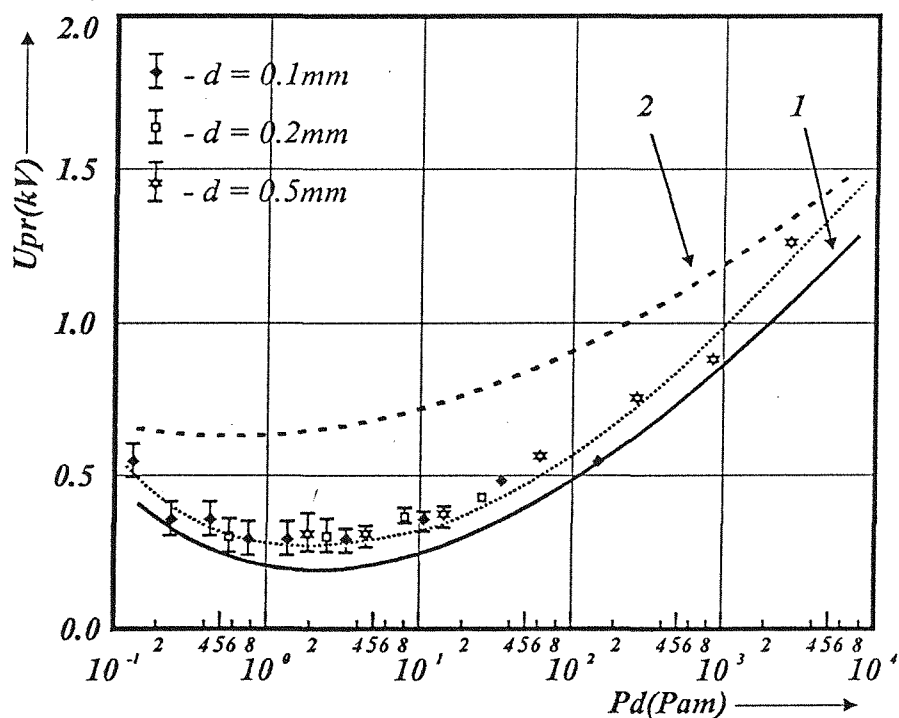
- 1) на основу педесет измерених вредности динамичког пробојног напона (за једну серију мерења), одређена је средња вредност и стандардна девијација;
- 2) применом U - теста тестирана је припадност свих резултата једне серије мерења истој случајној променљивој. Тестови су вршени са нивоом значајности од 1%;
- 3) применом χ^2 теста и Колмогоров теста, тестирана је припадност случајне променљиве "импулсни пробојни напон" Гаусовој или Вејбуловој расподели. Тестови су вршени са нивоом значајности од 5%;
- 4) параметри одговарајућих теоријских расподела су оцењени методом момената и методом максималне веродостојности, за сваку серију мерења.

10.2. Пашенов закон и импулсни одзив

10.2.1. Основни Пашенов закон

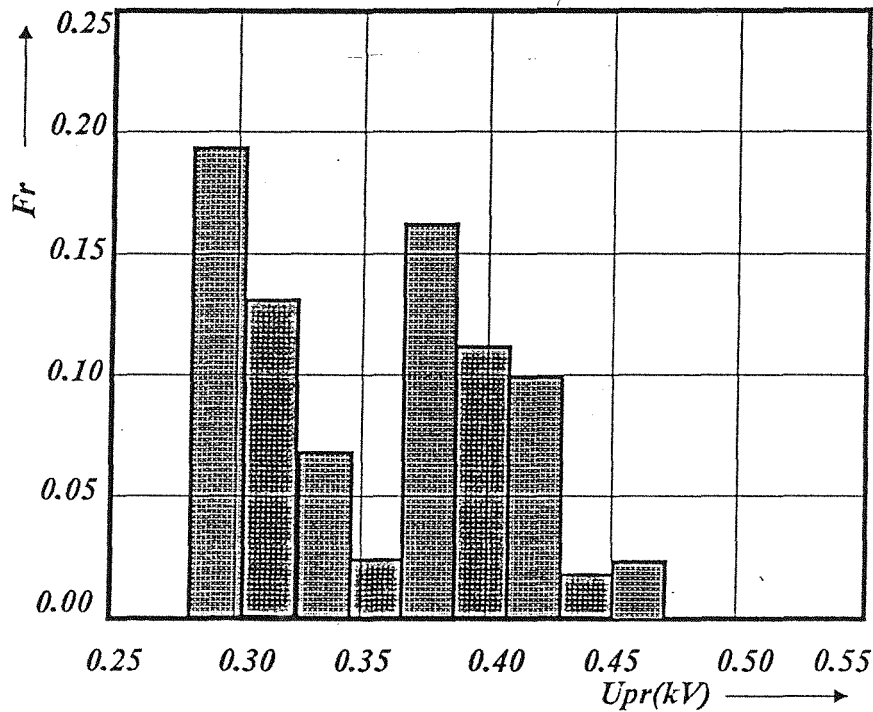
На слици 10.1. приказани су експериментални резултати за испитивање зависности вредности статичког пробојног напона U_{pr} од производа pd за гас аргон, уз међуелектродно растојање као параметар. Интервал вредности pd је од 10^{-1} Pam до 10^4 Pam , а међуелектродна растојања су била 0.1 mm , 0.2 mm и 0.5 mm . Коришћене су цилиндричне електроде приказане на слици 9.7.а.

На слици 10.1. су приказане одговарајуће теоријске криве добијене применом израза (3.26), крива 1, за Таузендов механизам пробоја и израза (3.17), крива 2, за стримерски механизам пробоја за примарни лавински коефицијент α добијен изразом (3.20) и оптималне вредности коефицијента секундарне емисије $\gamma = 10^{-7}$. На основу слике 10.1. може се закључити да за аргон важи Пашенов закон, изузев тачака лево од минимума, тј. да је производ pd одговарајућа променљива у тачкама десно од минимума.



Слика 10.1. Пашенова крива за аргон. Зависности статичког пробојног напона од променљиве pd и растојања електрода као параметра. Електроде су цилиндричне.

Код тачака лево од Пашеновог минимума долази до појаве две групе вредности пробојног напона и до расипања средње вредности статичког пробојног напона, као што је приказано на слици 10.2. Ово одступање од једнозначне вредности статичког пробојног напона може се објаснити појавом ивичних пробоја, тј. појаве да варница бира дужи пут дуж неке ивичне линије поља који у производу са вредношћу притиска даје исту вредност pd коју има у минимуму. Наравно до тога не долази увек, због постојања релативно велике вероватноће да до пробоја дође у централним деловима електрода велике критичне запремине поља.

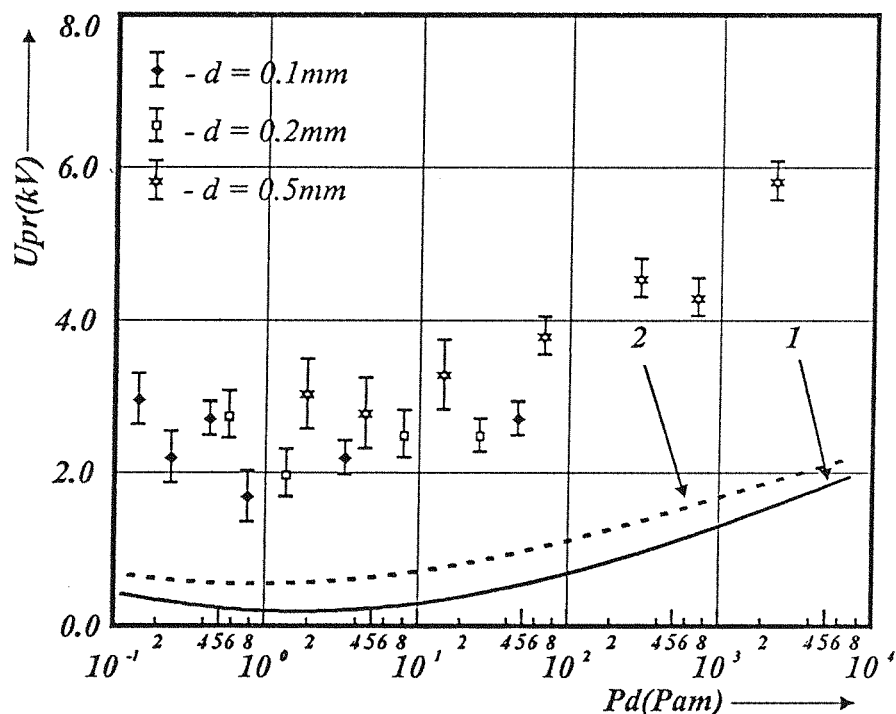


Слика 10.2. Хистограм статичког пробојног напона за следеће параметре: растојање између електрода $d = 0.1\text{mm}$, притисак $p = 2.5 \cdot 10^3 \text{ Pa}$, $pd = 2.5 \cdot 10^{-1}$ (лево од минимума). Електроде су цилиндричне.

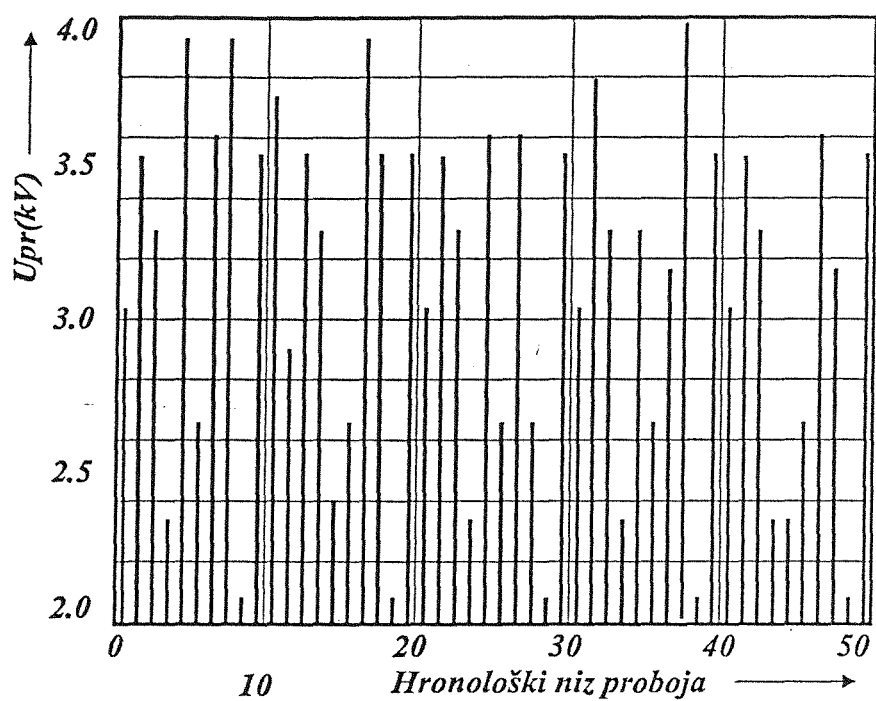
На слици 10.3 приказана је вредност динамичког пробојног напона у зависности од производа pd у интервалу од 10^{-1} Pam до 10^4 Pam , уз међуелектродно растојање као параметар и облике електрода приказаних на слици 9.7.а. Примењиван је импулсни напон облика $1.2/50 \mu\text{s}$.

Са слике 10.3. се види да у случају импулсног пробојног напона долази до одступања од Пашеновог закона нарочито при нижим вредностима производа pd . Такође долази до заравњења Пашенове криве лево од минимума. Ова појава је аналогна појави у случају статичког пробојног напона само израженија ради стохастичне природе динамичког пробојног напона. То је због тога што при већем растојању долази до бржег преласка из

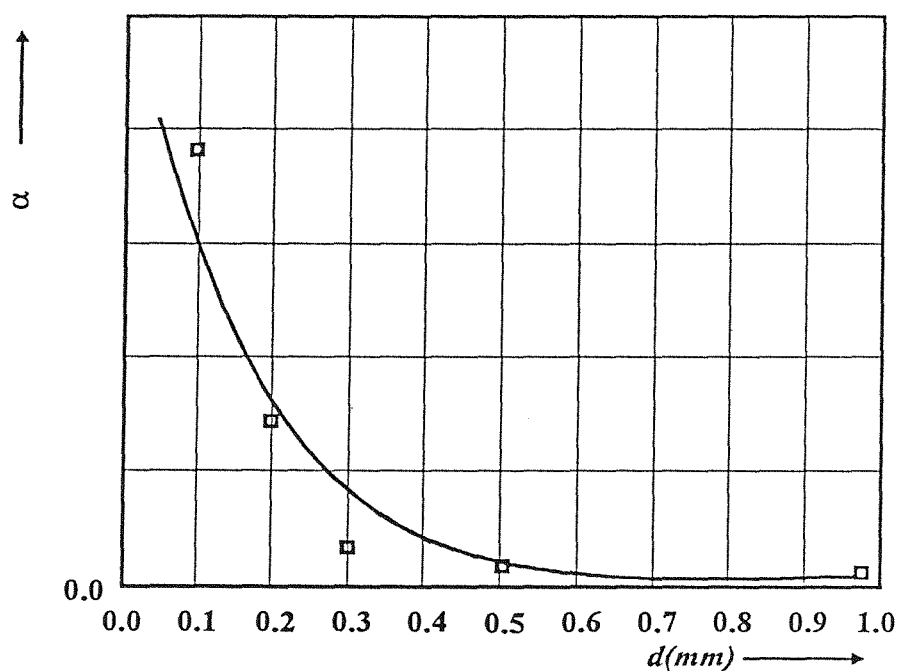
Таузендовог у стримерски механизам пробоја. На слици 10.4. приказан је хронолошки низ динамичког пробојног напона у тачки $pd = 2.5 \cdot 10^{-1}$. На слици 10.5. приказана је зависност косине α (трећи централног момента) од међуелектродног растојања d . Са слике 10.5. се види да статистичка расподела случајне променљиве динамичког пробојног напона при већим међуелектродним растојањима прелази у симетричну расподелу Гаусовог типа, а у околини минимума у несиметричну расподелу Веибуловог типа. Ова појава се може објаснити већим утицајем топографије електрода на вредност пробојног напона при малим вредностима међуелектродног растојања. Тај утицај може бити само у правцу смањења вредности пробојног напона пошто ниједна промена топографије електрода или других релевантних параметара у изолационом систему не може да доведе до повећања било статичке било динамичке вредности пробојног напона.



Слика 10.3. Зависности динамичког пробојног напона од променљиве pd и растојања електрода као параметра. Електроде су цилиндричне.



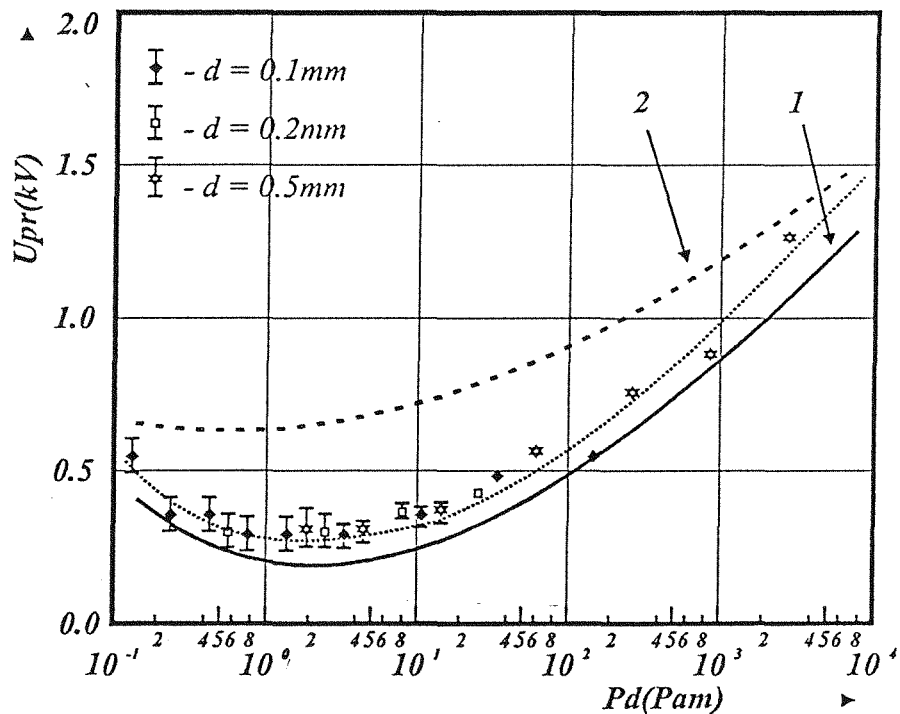
Слика 10.4. Хронолошки низ динамичког пробног напона за илачку $pd = 2.5 \cdot 10^{-1} (\text{Pam})$



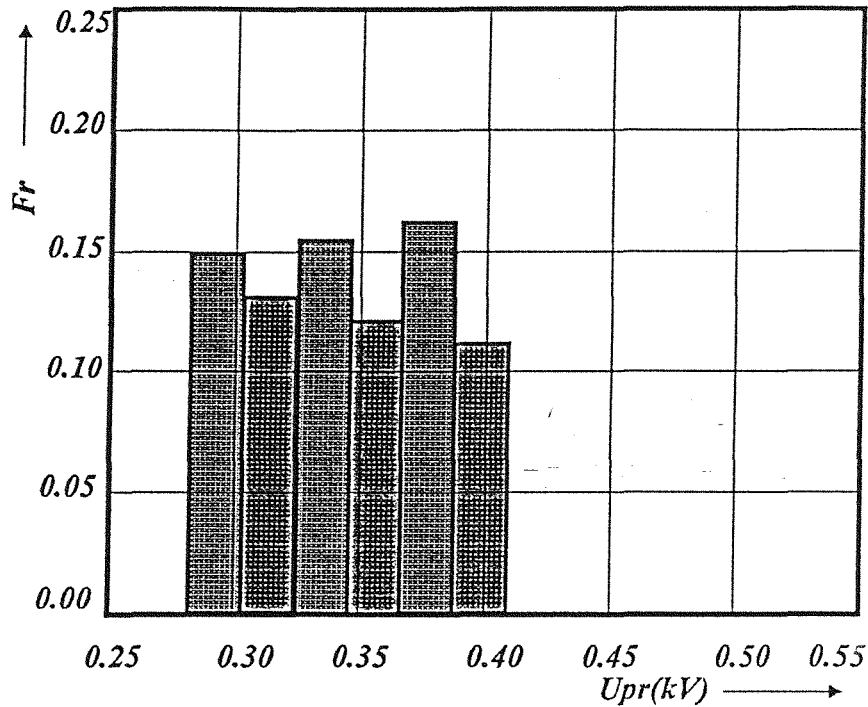
Слика 10.5. Зависноси косине (просећ централног момената) од међуелектродног растојања за динамички пробни напон

10.2.1. Пашенов закон уз присуство извора бета зрачења

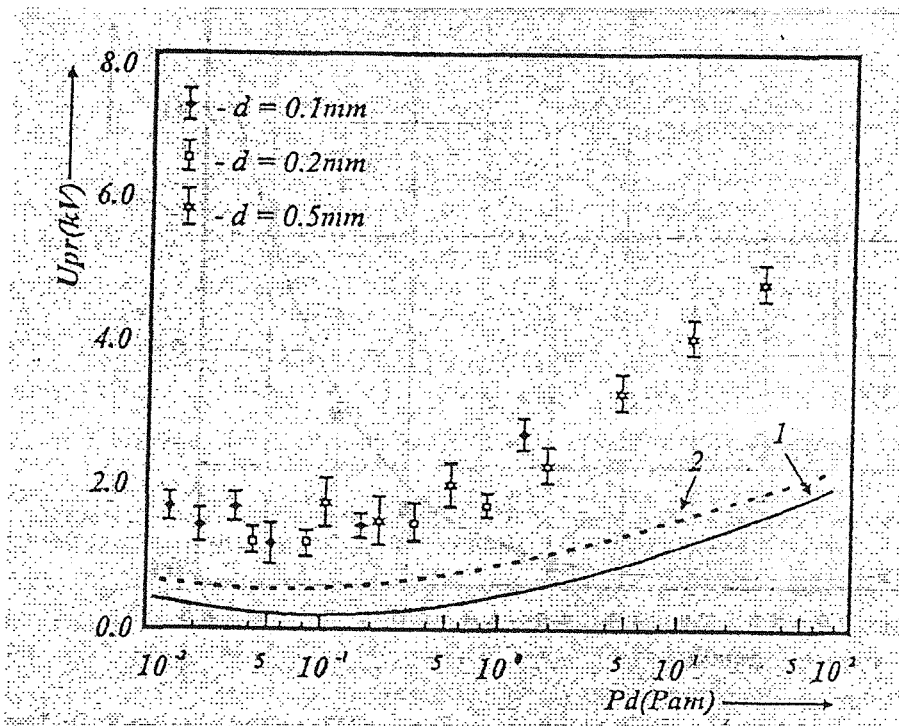
На слици 10.6. приказана је зависност вредности статичког пробојног напона од производа pd за аргон уз међуелектродно растојање као параметар, уз присуство извора бета зрачења. Интервал вредности за pd је од 10^{-1} Pam до 10^4 Pam , за цилиндричне електроде. На истој слици су приказане одговарајуће теоријске криве прорачунате на већ описани начин. На основу слике 10.6. може се закључити да убацивање бета извора смањује вредности статичког пробојног напона [28].



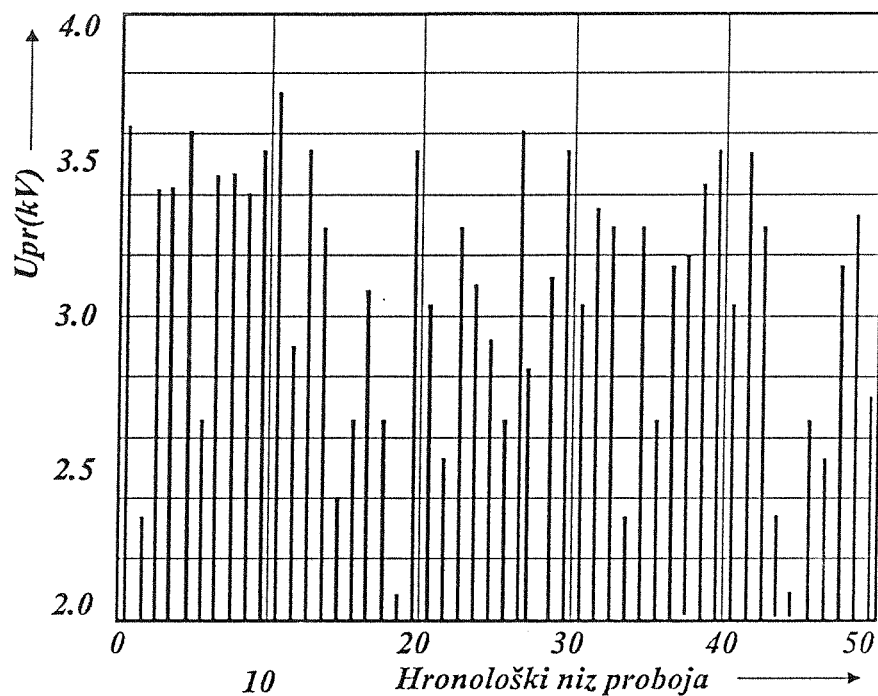
Слика 10.6. Пашенова крива за аргон уз уграђени извор бета зрачења. Зависности статичког пробојног напона од променљиве pd и растојања електрода као параметра. Електроде су цилиндричне.



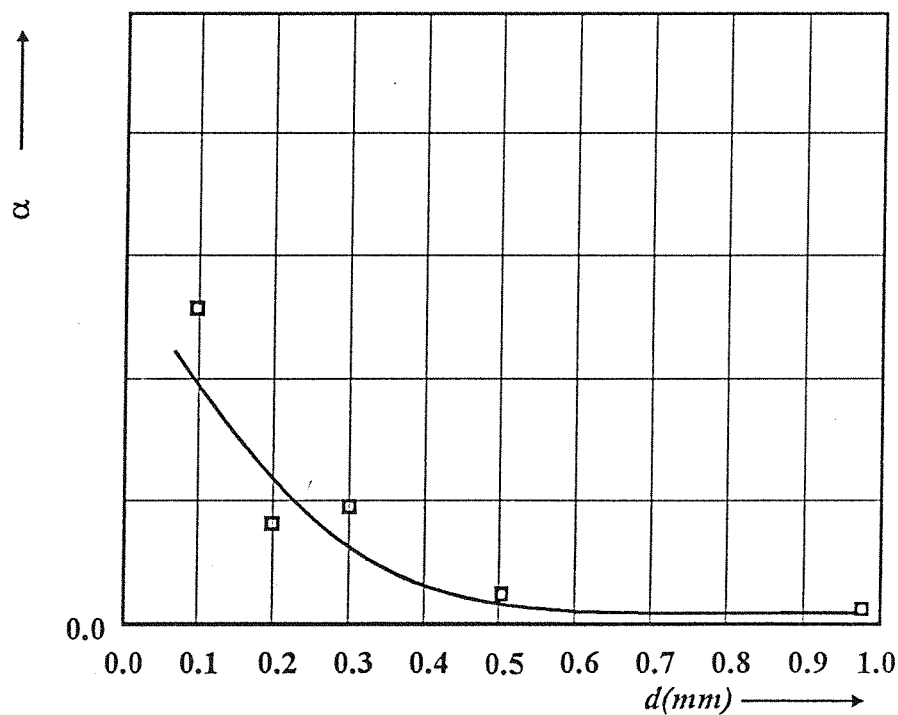
Слика 10.7. Хистограм статичког пробног напона уз присуство радиоактивног бела зрачења, за следеће параметре: растојање између електрода $d = 0.1\text{mm}$, притисак $p = 2.5 \cdot 10^3 \text{Pa}$, $pd = 2.5 \cdot 10^{-1}$ (лево од минимума). Електроде су цилиндричне.



Слика 10.8. Вредности динамичког пробног напона уз присуство бела извора у зависности од променљиве pd .



Слика 10.9. Хронолошки низ динамичког прободног напона уз присуство бета извора за услове, $pd = 2.5 \cdot 10^{-1}$, електроде су цилиндричне.



Слика 10.10. Зависност косине (премаг централног моменга) од међуелектродног растојања за динамички прободни напон уз присуство бета извора.

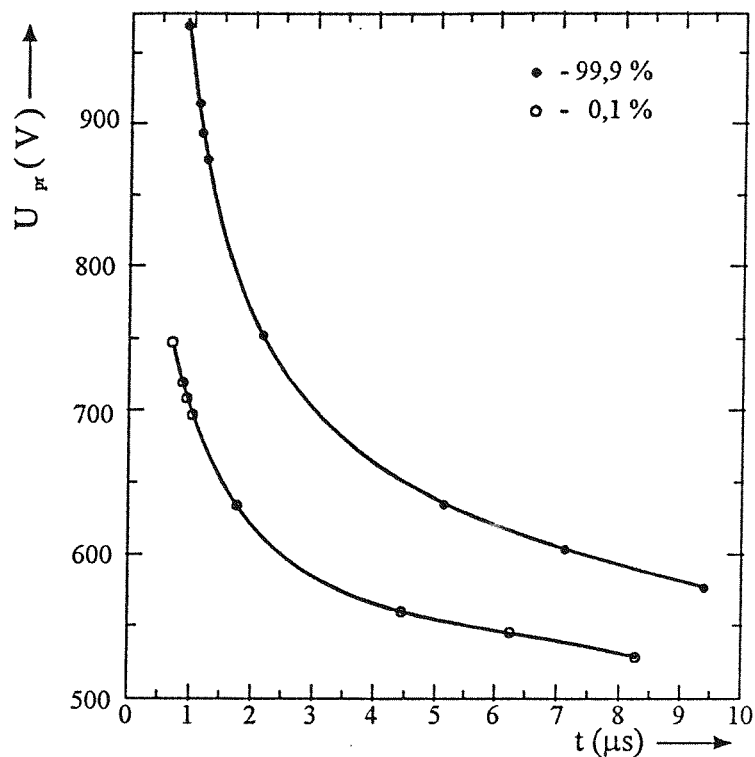
Ефикасност бета зрачења се посебно огледа у области лево од Пашеновог минимума. Као прво, можемо уочити да је дошло до смањења конкавности Пашенове криве лево од минимума. Ова појава се може објаснити чињеницом да је ефикасност јонизације електрона већа у већој запремини и бета електрони након термализације учествују у процесу пробоја додатно повећавајући вероватноћу настанка иницијалног електрона. Ова чињеница објашњава уочену зависност динамичког пробојног напона од променљиве pd приказану на слици 10.8. Наиме, са слике се види да је средња вредност и одговарајуће статистичко одступање случајне променљиве динамички пробојни напон уз присуство бета зрачења ниже него без присуства бета зрачења. Сама случајна променљива подлеже Веибуловој расподели, при чему има мању косину од одговарајућих вредности без радијације. То је последица утицаја јонизације зрачења која умањују електродне ефекте.

10.3. Закон површина

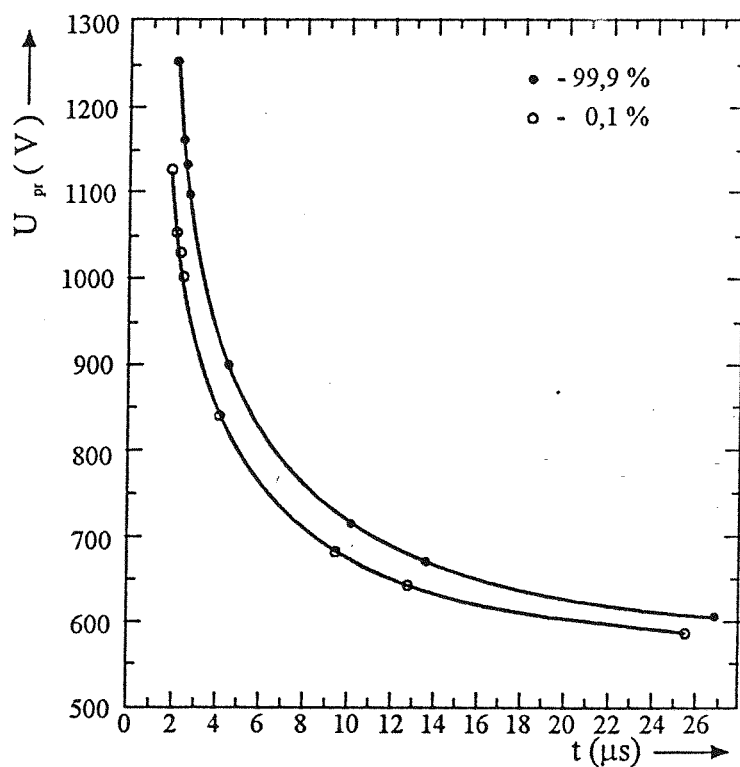
Закон површина је експериментално испитиван за случај гаса аргона, на притиску $p = 10 \text{ mbar}$ и међуелектродном растојању $d = 0.1 \text{ mm}$. Коришћена су два пара планпаралелних електрода од челика, при чему је један пар био полиран а други пескиран.

Експериментални подаци су претстављени на слици 10.11. за случај полираних електрода. Параметар за поједине криве је вероватноћа пробоја. За први квантил је вероватноћа 0.01, а за други 0.999. Нумеричким путем је утврђено важење закона површина. Резултати се слажу са литературним подацима, а разлике које су уочене објашњавају се карактеристикама електрода у смислу материјала електрода и финоће полирања, што утиче на елементарне предпробојне процесе на електродама.

На слици 10.12. претстављени су експериментални резултати за случај пескираних електрода. Примећује се смањење одговарајућих пробојних напона и смањење расипања, односно сужавање волт секундне карактеристике за одабране квантиле.



Слика 10.11. Изглед волтсекундне карактеристике за гас аргон, $p = 10 \text{ mbar}$, $d = 0.1 \text{ mm}$, електроде йолиране.



Слика 10.12. Изглед волтсекундне карактеристике за гас аргон, $p = 10 \text{ mbar}$, $d = 0.1 \text{ mm}$, електроде йескиране.

10.4. Закон пораста вероватноће пробоја

У циљу испитивања важења закона пораста вероватноће пробоја за гасове, формирана је потребна експериментална опрема. Поред стандардне високонапонске опреме и припадајуће гасне инсталације са испитном комором, припремљен је сет 7 пари цилиндричних електрода разних дијаметара односно величина површина [27]. Фактор увећања површине n приказан је у табели 10.1.

Табела 10.1. Експериментални услови за гас

	d (mm)		P = (1 - 5) bar		t = 20°C		
	0.06	0.10					
	гасови: N ₂ , SF ₆ , (1-x) SF ₆ + x N ₂						
површина (mm ²)	8	10	12	14	16	18	20
степен повећања	1	1.56	2.2	3.06	4	5.06	6.25

Коришћени су гасови N₂, SF₆, и њихове мешавине у разним односима од 0% до 100%. Високонапонска испитивања су вршена према стандардној процедури.

Као основа анализе експерименталних резултата узет је електродни систем са најмањом површином S_1 , који служи као полазна тачка за даља израчунавања. За сваки пар електрода извршена је по једна група мерења и рачунати су стандардна девијација S_n и средња вредност V_n према једначинама (8.48-8.59). Кроз експерименталне тачке (S_n, n) методом најмањих квадрата провлачена је крива према једначини 8.51. Тако добијени параметар β Вејбулове расподеле омогућавао је цртање криве према једначини 8.58 на дијаграму (V, n) . Она се упоређује са фитованом кривом према једначини 8.54. кроз експерименталне тачке (V_n, n) .

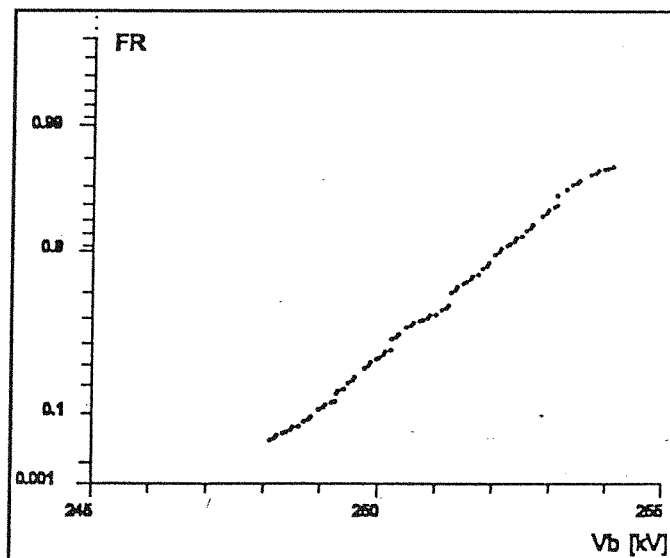
На слици 10.13. приказан је "папир вероватноће", поглавље 7.2, за Вејбулову расподелу. Гас је мешавина $(0.6SF_6 + 0.4N_2)$, електроде су

искиране. Види се линеарна зависност, што говори да се експериментална расподела у овом случају може добро описати Вејбуловом расподелом.

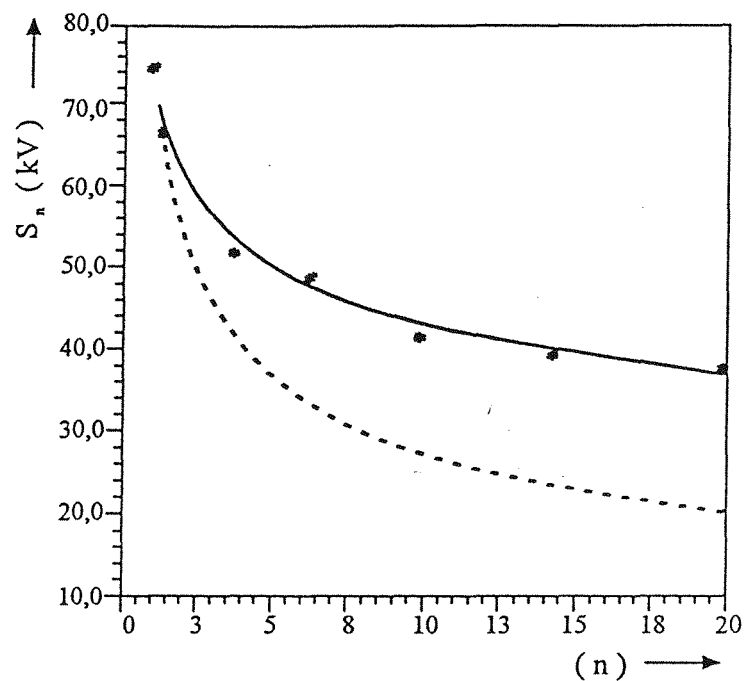
За гас SF_6 , притисак $p = 5\text{bara}$ и међуелектродно растојање $d = 2\text{mm}$, уз примену једносмерног напона и за полиране електроде, имамо слабије слагање експерименталних резултата и теоријског предвиђања према закону пораста вероватноће пробоја, слика 10.14. Исто важи и за мешавину гасова $(0.6SF_6 + 0.4N_2)$, за $p = 5\text{bara}$ и $d = 7\text{mm}$, слика 10.15.

На слици 10.16. претстављени су резултати за гас N_2 , притисак $p = 4\text{bara}$ и међуелектродно растојање $d = 3\text{mm}$. а на слици 10.17. претстављени су резултати за гас SF_6 , $p = 4\text{bara}$, $d = 3\text{mm}$.

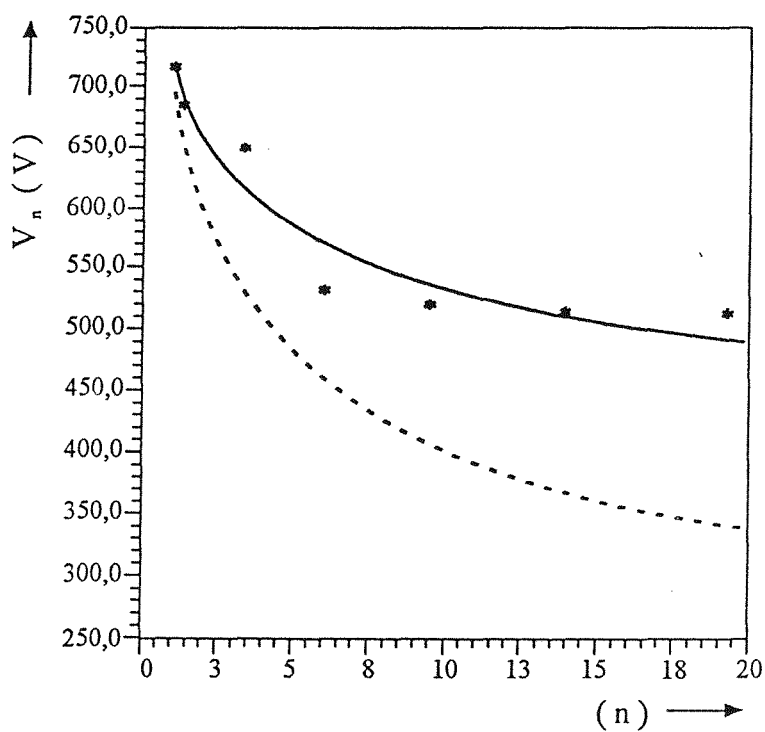
За случај пескираних електрода, имамо знатно боље слагање између експерименталних резултата и резултата које предвиђа закон пораста вероватноће пробоја. То је последица утицаја микронеравнина на површинама електрода, тако да иницирање пробоја са електрода постаје доминантно. У случају полираних електрода, значајна је вероватноћа иницирања пробоја и запреминским механизмима, што знатно доприноси одступању услова пробоја од основних поставки основног закона пораста вероватноће пробоја.



Слика 10.13. Пајир вероватноће за Вејбулову расподелу пробојног напона за гас: $(0.6SF_6 + 0.4N_2)$ $p = 5\text{bara}$, $d = 6\text{mm}$, имулсни напон, електроде искиране.



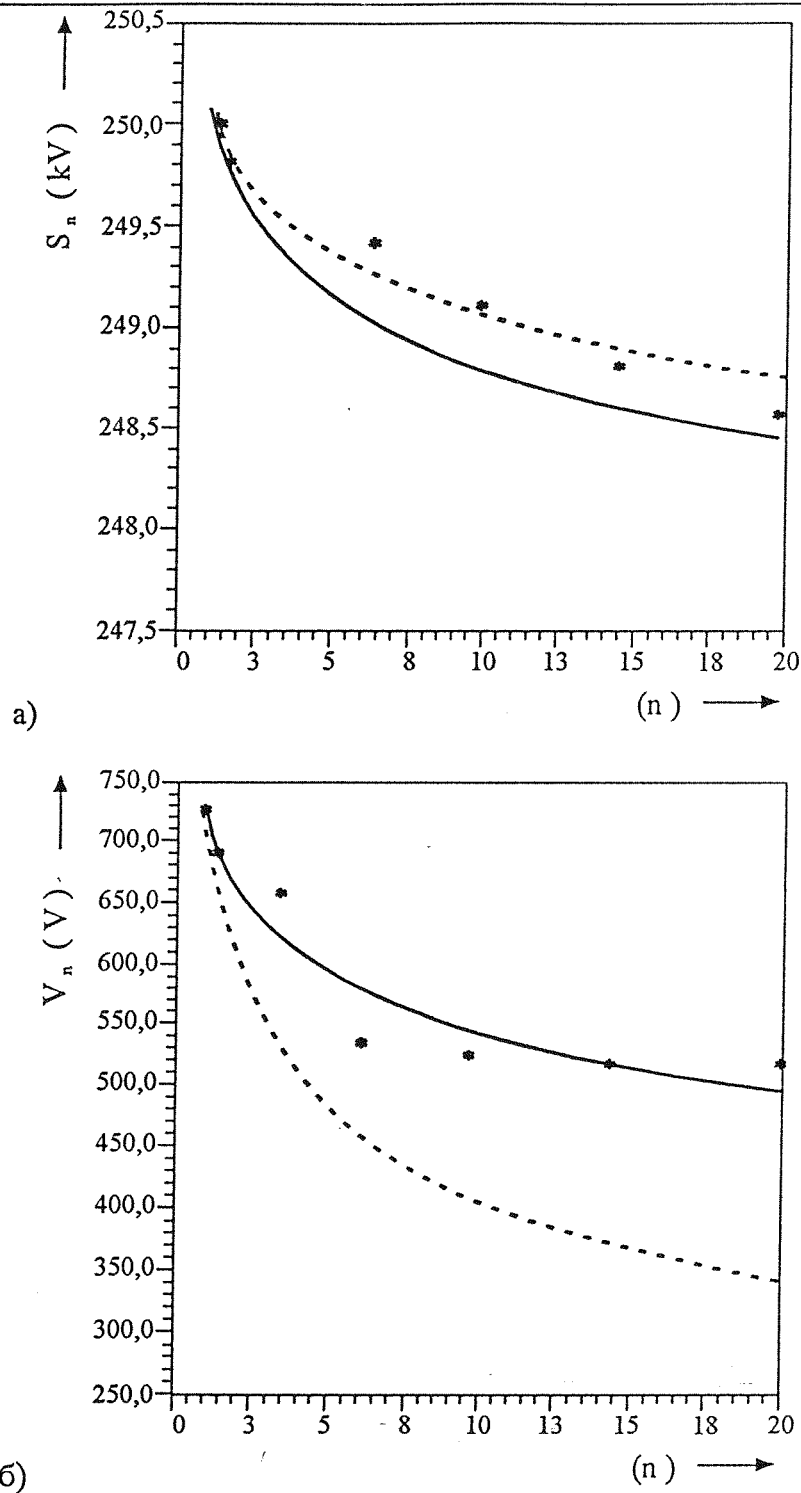
а)



б)

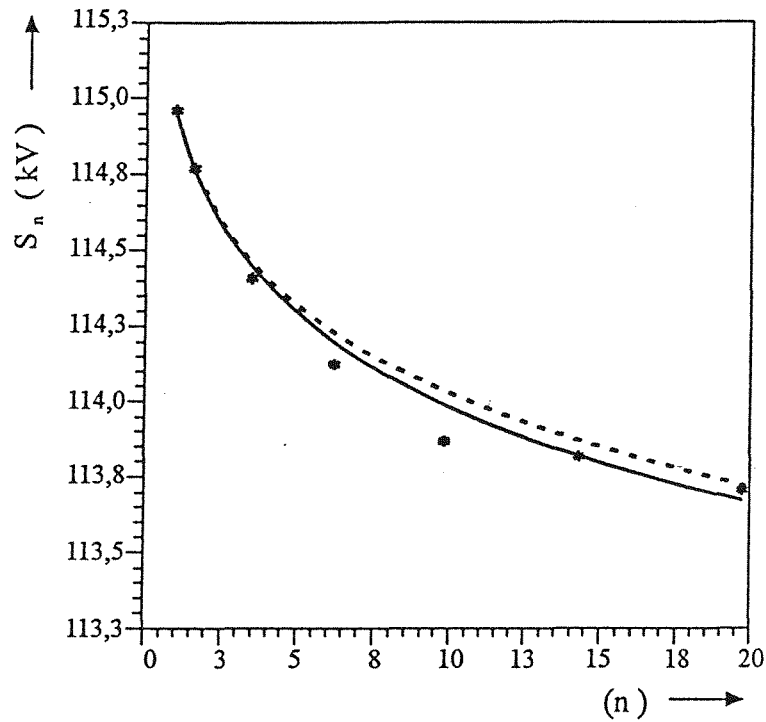
Слика 10.14. а) Стандардна девијација (S_n) пробобојног напона, б) средња вредности (V_n) пробобојног напона као функција фактора повећања површине n , за гас SF_6 , $p = 5 \text{ бара}$, $d = 2 \text{ мм}$. Једносмерни напон, електроде полиране.

Крива 1: $\frac{1}{\beta}$ (фитовано) = 0.2125, крива 2: $\frac{1}{\beta}$ (рачунајно) = 0.4131, (*) - рачунајна стандардна девијација и средња вредности за експерименталне резултате.

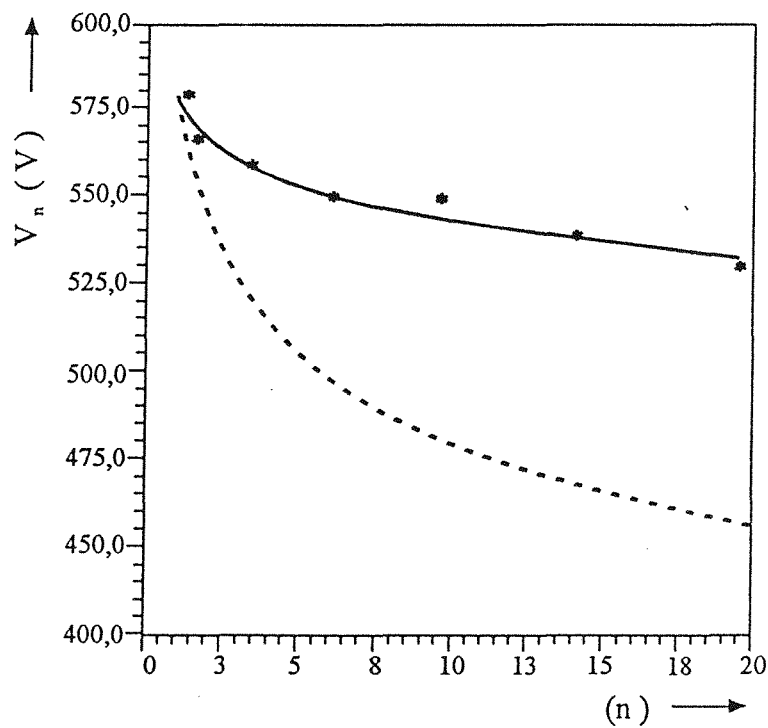


Слика 10.15. а) Стандардна девијација (S_n) и б) средња вредности (V_n) пробовног напона као функција фактора повећања површине n , за гас ($0.6SF_6 + 0.4N_2$), $p = 5 \text{ bara}$, $d = 7 \text{ mm}$. Импулсни напон, електроде полиране.

Крива 1: $\frac{1}{\beta}$ (фитовано) = 0.1273, крива 2: $\frac{1}{\beta}$ (рачунајно) = 0.2512, (*) - рачунајна стандардна девијација и средња вредности за експерименталне резултате.

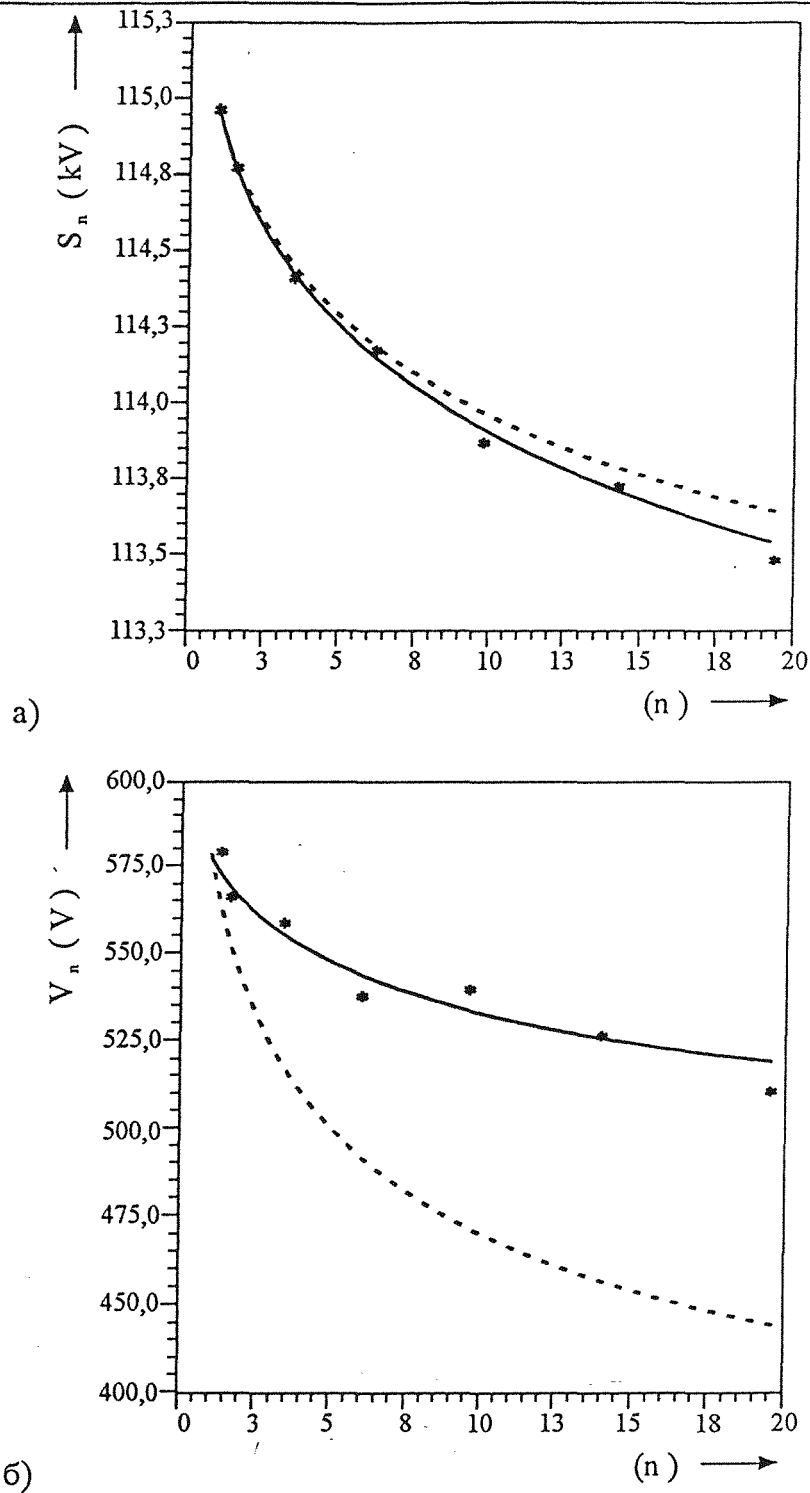


а)



б)

Слика 10.16. а) Стандардна девијација (S_n), б) средња вредности (V_n) пробовног најона као функција фактора повећања површине n , за гас N_2 , $p = 4 \text{ бара}$, $d = 3 \text{ мм}$. Импулсни најон, електроде јолиране. Крива 1: $\frac{1}{\beta}$ (фитовано) = 0.0513, крива 2: $\frac{1}{\beta}$ (рач унајо) = 0.0973, (*) - рачунаћа стандардна девијација и средња вредности за експерименталне резултате.



Слика 10.17. а) Стандардна девијација (S_n), б) средња вредности (V_n) прободног напона као функција фактора повећања површине n , за гас SF_6 , $r = 4 \text{ mm}$, $d = 3 \text{ mm}$. Импулсни напон, електроде иескиране. Крива 1:

$\frac{1}{\beta}$ (фитовано) = 0.0271, крива 2: $\frac{1}{\beta}$ (рач унајто) = 0.0810, (*) - рачунаћа стандардна девијација и средња вредности за експерименталне резултате.

10.5. Контаминација међуелектродног простора проводним и непроводним честицама и закон запремина време

Проводне и непроводне нечистоће, микроделићи, на електродама и у међуелектродном растојању могу да настану на разне начине: из технолошких разлога саме израде, из разлога саме експлоатације система и тд. Утицај присутних нечистоћа на пробојни напон нумерички је одређен помоћу програмског пакета описаног у поглављу 6, у коме се проводне нечистоће третирају као електроде на слободном потенцијалу.

Параметри који утичу на величину пробојног напона у условима постојања проводних и диелектричних нечистоћа су:

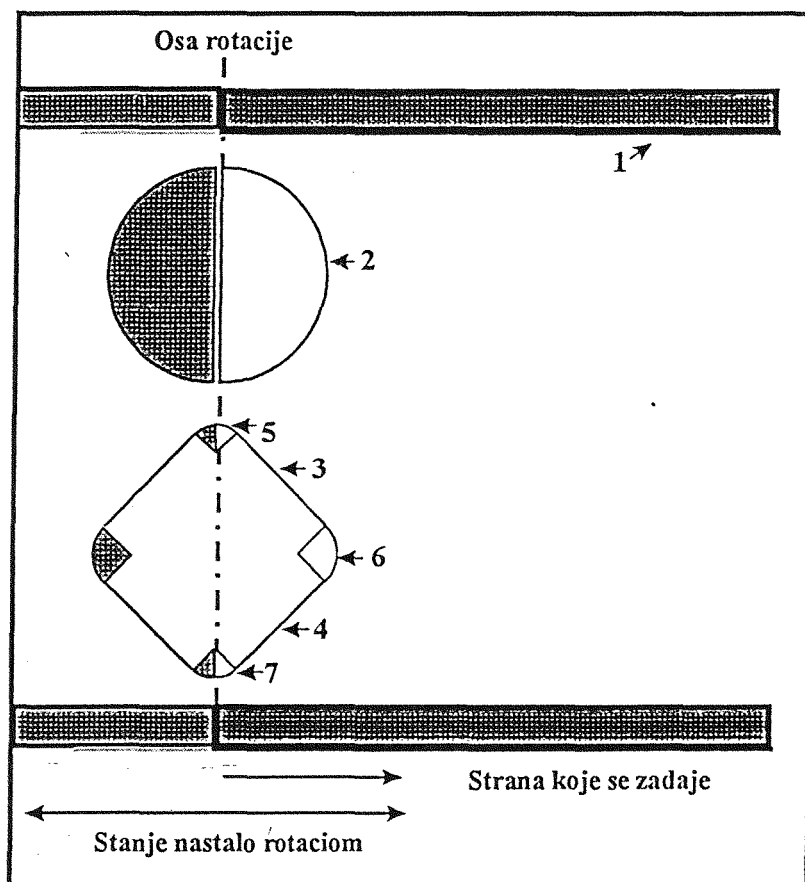
- облик и димензије електрода;
- растојање између електрода;
- врста и притисак гаса између електрода.
- облик, број, димензије и положај проводних нечистоћа;

Облик електрода одређује природу електричног поља у макроскопском смислу. Поље може бити хомогено, квазихомогено, конвергентно и дивергентно. Сваки од облика поља има неке специфичности у погледу вредности пробојног напона и вредности расипања резултата. Димензије електрода и њихово растојање утичу на описан начин преко закона пораста вероватноће, а у великој мери и преко закона запремина време.

Када се у електричном пољу одређених карактеристика нађу проводне и непроводне нечистоће, долази до квантитативних и квалитативних промена у карактеристикама диелектричне чврстоће. Параметри нечистоћа који су од значаја за пробојни напон су величина нечистоће, облик, релативна диелектрична константа, положај у односу на електроде, број нечистоћа. У мањој мери је значајна маса нечистоћа, јер се кретање нечистоћа у току трајања напонског импулса може занемарити у односу на доминантност других предпробојних појава.

10.5.1. Моделовање електродног система и нечистоћа

Слика 10.16. приказује плочасти кондензатор са нечистоћама које могу бити проводне и диелектричне, облика лопте и игличастог облика насталог ротацијом троуглова. На слици су назначени поједини контурни сегменти како захтева нумерички програм. За сегменте се програмски одређују потребни елементи: број симулисаних наелектрисања, број контурних тачака, фактор сређености, фактор распоређености, почетна растојања и тд. Горња електрода је на фиксном одабраном потенцијалу, а доња плочаста електрода је за овај случај проводна раван $z = 0$.



Слика 10.18. Геометријске карактеристике електродног система. Пример плочастиог кондензатора, ротационо симетричног, са нечистоћама у облику лопте и у облику двоструке кује.

Контурни елементи су назначени на слици 10.17. За контурне елементе 2 и 5 контурне тачке се постављају на растојањима од 0.28 мм, па се има по 5

симулисаних наелектрисања. Применом овог растојања на хоризонтални контурни елемент 1 добио би се велики број симулисаних наелектрисања (преко 60), што непотребно оптерећује рачунање. Због тога се за овај контурни елемент бира растојање од 1 мм за контурне тачке, што даје 21 наелектрисање.

На овај начин се добијају параметри контура вредности приказаних у табели 10.2.

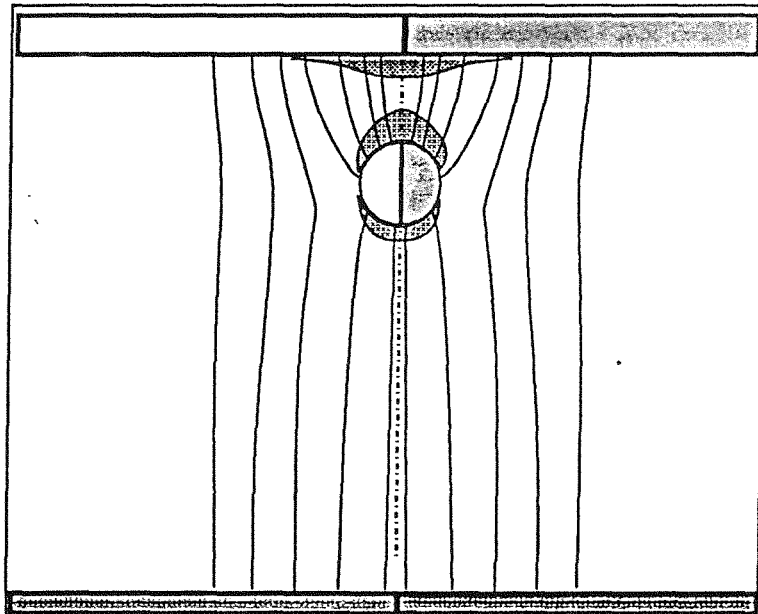
Табела 10.2. Основни параметри контурних елемената према слици 10.17.

Контурни елемент	AEL	AKO	FZ	FS	DS
1	21	1	1	1	1
2	5	1	1	1	0.25
3,4	10	1	1	1	0.01
5,7	3	1	1	1	0.028
6	5	1	1	1	0.028

10.5.2. Утицај параметара нечистоћа на пробојни напон

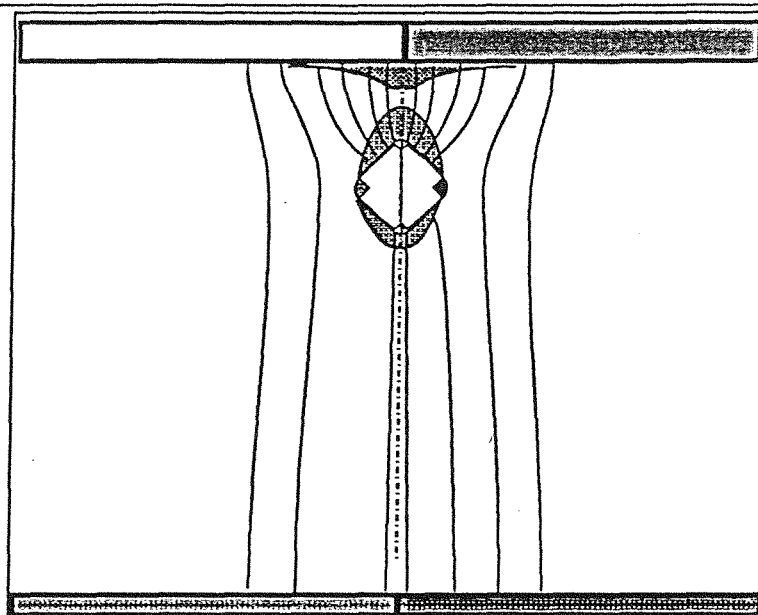
Статички пробојни напон за конфигурацију приказану на слици 10.18. се прорачунава преко јонизационих коефицијената одређеном линијом између електрода. Импулсни пробојни напон се не може директно израчунати, јер првенствено одређен вероватноћом иницирања пробоја и брзином преношења пробоја кроз међуелектродни простор. Одређивање вероватноће иницирања електрона се може одредити помоћу закона запремина време, према изразу 8.17. Границе интеграла одређују критичну запремину у којој се може ослободити иницијални електрон. Са слике се може видети утицај положаја нечистоћа. Уколико су нечистоће у непосредној близини електрода, у значајној мери пертурбују спољашње хомогено поље, стварајући значајно јаче поље у области према електроди, како то описује ефекат шиљка. Примећује се да нема суштинске разлике између проводних и непроводних нечистоћа, јер диелектричне нечистоће које имају велику диелектричну константу (ϵ_r, ϵ_0) могу јако да пертурбују електрично поље. Са друге стране имамо ефекат огледања наелектрисања на проводној равни, а за последицу имамо локално повећање поља на самој електроди. Укупна вероватноћа ослобађања иницијалног електрона је функција укупне критичне запремине у зони нечистоће и запремине на самој електроди. Поред критичне запремине, општи закон запремина време разматра и утицај електрода, односно посредно утицај ефеката према закону пораста вероватноће пробоја. У овом случају површине од интереса су оне које су на граници критичне запремине, односно делови електроде и делови нечистоће. Овде се долази до значајне разлике између

проводних и непроводних нечистоћа због значајне разлике елементарних површинских процеса, односно вероватноће ослобађања иницијалног електрона. Поред стохастичности појаве иницијалног електрона, на стохастичност импулсног пробојног напона утиче и стохастичност простирања плазме кроз простор са пертурбованим електричним пољем. Са друге стране имамо стохастичност положаја нечистоће која доводи до стохастичности величине критичне запремине и додатно усложњава стохастичност претходно поменутих процеса. У истом смислу стохастичности иницирања и развоја пробоја доприносе и стохастичност броја нечистоћа и њихова величина и облик. Експлицитна зависност стохастичности импулсног пробојног напона од поменутих фактора се не може одредити, али се могу нумеричким путем одредити неке граничне вредности које се могу користити код одређивања поузданости гасне електричне изолације.



Слика 10.19. Приказ уличија расипања проводног микроделића у облику лопте на форму и величину критичне запремине.

На слици 10.18. приказана је нечистоћа у облику двоструке купе којом могу да се моделују микроделићи са изразитим ефектом шиљка на својим врховима. Имајући у виду услове за одређивање граница критичне запремине у овом случају, показује се да је она приближно иста у односу на нечистоће у облику лопте сличних димензија. Међутим, ефективна запремина за овај случај, рачуната према једначинама (8.80, 8.81), је значајно већа. Према анализи која је приказана у поглављу 8, то доводи до значајног смањења импулсног пробојног напона као и његовог расипања. Треба напоменути да нема значајније промене статичког пробојног напона, јер тада вероватноћа појаве иницијалног електрона нема већи значај.



Слика 10.20. Приказ ујшцаја расшјојања йродног микроделића у облику двосйруке кује на форму и величину критичне зајремине.

11. ЗАКЉУЧАК

Истраживање стохастичности импулсног гасног пражњења има вишеструки значај. У првом реду има се у виду практични значај употребе гасне изолације у разним облицима и видовима, када до изражаја долазе проблеми везани за брзину одзива. То су разна високонапонска постројења и уређаји у електро-енергетици, медицини, војној индустрији и фундаменталним истраживањима у физици високих енергија. Са теоријског становишта је проблем значајан као нестационаран брзи процес пражњења који се ослања на изучавања параметара гасног пражњења у стационарним стањима и стањима плазме уопште.

Електрични пробој гаса се првенствено посматра преко очекиваних средњих вредности појединих основних параметара елементарних процеса и из њих изведених параметара који карактеришу макроскопске ефекте. При томе разматрање статичког пробоја не води рачуна о временској динамици појединих елементарних процеса већ о начину доминације једних у односу на друге за стационарна стања електродног система. Тако се долази до основног закона за пробој, Пашеновог закона, заснованог на претпоставкама Таузендовог механизма пробоја и закона сличности. Код импулсних напонских оптерећења електродних система, долази до квалитативних разлика у доминацији појединих процеса у зависности од њихових карактеристичних времена. Тако се може десити да је емисија електрона са катоде небитна за импулсни пробој, јер је средње време појаве иницијалног електрона са катоде велико у односу на брзину напонског импулса, а да је кључна за покретање Таузендовог механизма пробоја. У том циљу су за анализу импулсног пробоја гаса уведена карактеристична времена која кореспондирају са појединим процесима у гасу: време појаве иницијалног електрона, време развоја лавине, време развоја стримера, време развоја лидера и време формирања пробојне варнице између електрода.

Да би се одредила карактеристична времена појединих елементарних односно предпробојних процеса који из њих проистичу, прво се разматрају одговарајуће вероватноће дешавања, полазећи од њихових ефикасних пресека и вероватноће појединих реакција. Из те анализе проистичу закључци на који начин поједини процеси утичу на вероватноћу појаве иницијалног електрона и

на развој лавинског умножавања до критичног броја електрона неопходних за даље сигурно дешавање пробоја.

Анализе су показале да се јасно могу разграничити случајеви доминације појединих фактора за стварање иницијалних електрона у гасу. За случајеве доминације електродних ефеката долази се до основних елемената за закон пораста вероватноће пробоја са порастом површине, а за случај доминације запреминских ефеката долази се до елемената за основни закон запремина време, односно утицаја растојања на пробојни напон.

Елементарни гасни процеси одређују макроскопске процесе развоја пражњења, и обрнуто, макроскопски услови електродног система одређују ток елементарних процеса. У том смислу су анализирани макроскопски параметри времена кашњења импулсног пробоја, односно стохастичности: утицај примењеног напона и његовог поларитета, утицај међуелектродног растојања и спољњег јонизујућег зрачења. Макроскопски параметри одређују просторно временску зависност микроскопских параметара, који нису једнозначно одређени преко макроскопских параметара, што додатно усложњава анализу пробоја. У сваком случају, проблем се своди на утврђивање стохастичности појаве иницијалног електрона и стохастичности развоја електронске лавине као основних разлога стохастичности импулсног пробојног напона.

Имајући то у виду, долази се до јако великог броја комбинација макроскопских услова пражњења који у крајњем резултату могу имати сличне резултате на испитивање импулсним пробојима. Зато се морају формирати испитни услови који потенцирају одређене услове пражњења. Затим се из експерименталних резултата погодним процедурама могу утврдити поједини параметри пражњења. У првом реду се резултати обрађују методима математичке статистике, а онда се приступа физичкој анализи добијених података.

Основни закон гасног пражњења је Пашенов закон. У раду је експериментално и нумерички испитивано његово важење за одређени електродни систем. Утврђено је значајно слагање теоријских и експерименталних резултата за статички пробојни напон. Динамички пробојни напон је значајно одступао од очекиване форме Пашенове криве јер су до изражаја долазиле стохастичности развоја лавине, јер се у основи извођење Пашеновог закона ослања на стационарни равој лавине Таузендовим механизмом. Резултати који су добијени повећањем вероватноће појаве иницијалног електрона говоре и о значају иницијалног времена на

смањење стохастичности импулсног одзива, а самим тим и на расипање вредности пробојног напона.

Поред Пашеновог закона, један од првих експериментално уочених закона гасног пражњења је закон површина-време. Он изражава чињеницу да је површина коју формира пренапонски импулс за време кашњења пробоја (у односу на статички пробојни напон) константна за све облике импулса. Касније физичке претпоставке да је у основи тога закона брзина простирања плазме кроз простор су указивале на основаност закона. Међутим, увођењем разматрања стохастичности иницирања самог пробоја, односно разматрање стања пре настајања плазме односно лавине и варнице, долази се до услова који дефинишу границе важења закона површина у основном облику. Проширени закон површина води рачуна о стохастичности времена појаве иницијалног електрона, што доводи до утврђивања везе са стохастичношћу импулсног пробојног напона. Показује се да се у случајевима изразите нелинеарности елементарних гасних процеса и њихове нестационарности, не може очекивати релативно прост аналитички израз за волт-секундну карактеристику неког електродног система какву предвиђа закон површина. То се првенствено односи на јако електронегативне гасове (SF_6) и случајеве врло сложене зависности емисије електрона са катоде, када се волт-секундна карактеристика мора процењивати нумеричким путем.

Важење закона је експериментално доказано за гас аргон, при томе је показан значај електродних ефеката. Утврђено је да повећање вероватноће катодне емисије електрона доводи до значајног смањења расипања импулсног пробојног напона, као и смањење самог пробојног напона.

Закон запремина време изражава чињеницу да је вероватноћа појаве иницијалног електрона у зависности од величине критичне запремине гаса, Она је сложена временско просторна функција у случају импулсних пробоја и одређена је са једне стране површи до које је електрично поље јаче од минималне вредности потребне за појаву иницијалног електрона а са друге стране површи од које је још увек могуће добити лавину критичног броја електрона. Полазећи од елементарних процеса у гасу долази се до врло сложених једначина из којих се могу нешто једноставније процењивати граничне вредности пробојних напона односно њихова стохастичност. Са друге стране, полазећи од познате расподеле пробојног напона за један електродни систем, могуће је проценити пробојни напон и параметре стохастичности неког другог електродног система. При томе се утврђују параметри који то омогућују. Закон запремина време би требао да има посебно добру примену у случајевима изразито нехомогених електричних поља који доводе до појаве изразите доминације појединих локалних запремина.

Међутим, у тим условима стохастичност развоја лавине због изразите нехомогености поља добија на значају, што онемогућује једнозначну везу закона запремина време са пробојним напоном, без додатног урачунавања процеса развоја лавине и стримера. Са друге стране, у условима изразите нехомогености поља на електродима, и због велике нелинеарности електродних ефеката, проблем површина се мора посебно урачунавати.

Закон пораста вероватноће пробоја елементарније разматра утицај пораста димензија електродног система на стохастичност пробојног напона. Закон указује на могућности истраживања утицаја појединих макроскопских фактора на функцију вероватноће пробоја неког електродног система, како би се у крајњој линији проценила функција вероватноће пробоја неког увећаног електродног система. Анализом начина важења закона за поједине случајеве долази се до објашњења зашто за поједине случајеве закон пораста вероватноће пробоја не важи у основном облику. Посебно се указује на могућности проширења важења закона у општем случају.

Утвђено је да закон даје првенствено добро слагање са експерименталним резултатима за случајеве изразитих електродних ефеката, случај пескираних електрода, а да даје мање добра слагања за полиране електроде, односно за случај значајнијег утицаја запреминских процеса.

Из свега реченог произилази да не постоји јасна веза између појединих елементарних процеса и њихове вероватноће развоја и стохастичности са вредностима и стохастичношћу импулсног пробојног напона. Указује се на могућности анализе утицаја појединих односа макро и микро параметара и могућност добијања контролираних вредности расипања и пробојног напона.

ЛИТЕРАТУРА

- [1]. Senborn S. Braun, Uvod u fiziku električnih gasnih pražnjenja Vuk Karadžić, Beograd, 1972.
- [2]. J.M.Meek, J.D.Craggs, Electrical Breakdown of Gases, London, 1978
- [3]. Bozidar Milić, Fizika plazme, Beograd
- [4]. A von Angle, Ionizovani gasovi, Naučna knjiga, Beograd 1970.
- [5]. Zur Stochastik des Impulsansprechverhaltens SF6-isolierter Schaltfunkenstrecken, Joachim Dams, VDI Verlag, Nr. 29
- [6]. Predrag Osmokrović, Električni proboj sumporheksafluorida u intervalu vrednosti proizvoda $p \cdot d$ OD 10-4 do 103 bar mm, Doktorska disertacija, Elektrotehnički fakultet Beograd, Beograd 1984.
- [7]. Maja Vukićević, Uticaj provodnih nečistoća na probojni napon, Magistarski rad, Elektrotehnički fakultet Beograd, Beograd 2000,
- [8]. Nebojša Arsić, Predrag Osmokrović, Tehnika visokog napona, Univerzitet u Prištini, Priština 1996.
- [9]. J. A. Rees, Electrical breakdown in Gases, Department of Electrical Engineering and Electronics University of Liverpool, 1973.
- [10]. Osmokrović P., Kartalović N. - Iniciranje vakumskog proboja emisionim mehanizmom, Tehnika 9-10, Beograd 1991, pp 13-18.
- [11]. N. Kartalović, P.Osmokrović. - Iniciranje vakumskog proboja mehanizmom mikrodelića, Tehnika 4, Beograd 1993.
- [12]. Alston L. L., High Voltage Technology, Harwell Post Graduate series, Oxford University Press, 1962.
- [13]. Liubiša Milanković, Tehnika visokog napona, ETF, Beograd, 1981
- [14]. D. Kind, Die Aufbauflacke bei Stossbeanspruchung technischer Elektrodenanordnungen in Luft Dissertation TU Munchen, 1957
- [15]. W.Boeck, Volumen-Zeit-Gesetz beim Stossspannungsdurchsching von SF6 ETZ-A 96 (1975), s.300-305
- [16]. Reather H. - Z.Phys. 112,1939.
- [17]. Dr Nikola Vujanović, Teorija pouzdanosti tehničkih sistema, Vojno izdavački i novinski centar, Beograd 1990
- [18]. Gligorije Perović, Račun Izravnivanja, Knjiga I, Teorija grešaka merenja, Naučna knjiga Beograd, 1989
- [19]. Dragan Stanković, Fizičko tehnička merenja, Naučna knjiga, Beograd, 1990
- [20]. J.Kindsberger, The statistical time-lag to discharge inception in SF6 Dissertation TU Munchen, 1957
- [21]. N.Wiegart, A model for the production of initial electrons by detachment of SF6- ions, IEEE Trans. EI-20, 1985, pp 587-594

-
- [22]. Steibigler H., Disertation T. H., Munchen, 1968.
- [23]. Predrag Osmokrović, Fizički procesi električnog proboja SF6 gasa, Elektrotehnika, Godina XXXVI-1987, Br. 1, pp 80-83
- [24]. Predrag Osmokrović, Nenad Kartalović, "Reverzibilnost dielektrične čvrstoće vakuumskih prekidačkih elemenata u uslovima eksploatacije", poglavlje u monografiji "Planiranje i eksploatacija elektroenergetskog sistema", Institut "Nikola Tesla", Elektrotehnički fakultet Beograd, Institut "Mihailo Pupin", Beograd 1995, strane 169-179.
- [25]. P. Osmokrovic, I. Krivokapic, D. Matijašević, N. Kartalovic - Stability of the Gas Filled Surge Arresters Characteristics Under Service Conditions - IEEE Trans. on Power Delivery, 1996, Vol. 11, No. 1, pp. 260-266
- [26]. P. Osmokrovic, N. Arsic, Z. Lazarevic, N.Kartalovic - Triggered Vacuum and Gas Spark Gaps - IEEE Trans. on Power Delivery, 1996., Vol. 11, No. 2., pp. 858-865.
- [27]. P. Osmokrovic, N. Kartalovic, Applicability of Sample Expressions for Electrical Breakdown Probability Increase in Vacuum and Gas, IEEE Power Systems, 1997, Vol. 12, No. 4, p.p. 1455-1460
- [28]. P. Osmokrovic, M. Stojanovic, B. Loncar, N. Kartalovic, I. Krivokapic- Radioactive resistance of elements for over-voltage protection of low-voltage systems, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 140 (1998), pp. 143-151.
- [29]. P. Osmokrovic, D. Petkovic, O. Markovic, N.Kartalovic, Đ.Vukic - Measuring System for Fast Transients Monitoring in Gas-Insulated Substations, VDE, ETEP, 1997, Vol 7, No. 3, pp. 165-172
- [30]. P. Osmokrovic, N. Kartalovic, N. Arsic - Triggered Three- Electrode Spark Gaps - 10th IEEE Pulsed Power Conference, Albuquerque 1995, USA, Vol. 2, pp. 822-827
- [31]. N.Arsic, N. Kartalovic, P. Osmokrovic - Testing of Spark Gap Irreversibility under Conditions of Operation -10th IEEE Pulsed Power Conference, Albuquerque 1995, USA, Vol. 2, No. 834-839
- [32]. S. Krstic, P. Osmokrovic, N. Kartalovic, D.Ostojic:"Vakuum Electrical Breakdown Mechanism", 18th SPIG, September 2nd-6th, 1996, Kotor, Yugoslavia, pp 424-427.
- [33]. P. Osmokrovic, I. Krivokapic, N. Kartalovic, B. Loncar: The Reliability of Characteristics of the Gas Filled Surge Arresters Under the Influence of Radiation, 20th IEEE International Conference on Microelectronics, Niš, Yugoslavia, September 1995, Volume I, p.p. 293-296
- [34]. N. Kartalovic, N. Atanackov, B. Loncar, P. Osmokrovic : Some Contribution to Vacuum Electrical Breakdown Mechanism Research, XI IEEE International Pulsed Power Conference, Baltimore, USA, July 1997, Proceedings, Volume 2, p.p. 828-833
- [35]. P.Osmokrović, N.Kartalović, B.Lončar, Reliability of three-electrode spark gaps for syntetic circuit, 12th international conference on high-power particle beams, Haifa, Israel, June 7-12, 1998, Program and Abstracts, pp 83.
- [36]. N.Kartalović, N.Atanackov, D.Ostojic, P.Osmokrović, Modeling rules for the design of gas-insulated systems, 11th international conference on high-power electromagnetics, Tel Aviv, Israel, June 14-19, 1998, Program and Abstracts, pp 242.
- [37]. D. Ostojić, N. Kartalović, M. Tomašević, P. Osmokrović: Verovatnoća naponskog otkaza redne veze elektronskih komponenata, Elektrotehnika 46 (1997) 11-1
- [38]. N. Kartalović, D. Ostojić, M. Tomašević, Stohastičnost dielektrične čvrstoće izolacionih materijala i njena statistička analiza, *Elektroprivreda* 2, Beograd, 1997.
-

- [39]. D. Ostojić, N. Kartalović, M. Tomašević and P. Osmokrović, Electrical breakdown probability of the series-conducted electrical elements, *Tehnika-Elektrotehnika*, 11/12, 1997.
- [40]. N. Kartalovic., N. Arsic, P. Osmokrovic - Troelektrodni varnicni prekidac sa sistemom za okidanje – XXXVII Konferencija ETRAN, Beograd 1993.
- [41]. N. Kartalovic, I. Petkovic, L. Vereb, P. Osmokrovic: "Measuring System for Partial Discharge" XL Konferencija ETRAN , Budva, 4-7 Juna 1996, Sveska IV, pp 625 – 627
- [42]. N. Kartalović, D. Tanasković, D. Ostojić, M. Tomasević, Računarska simulacija i statistička analiza redne veze elektronskih elemenata, XLI Konferencija ETRAN-a, 3-6. juna 1997, Zlatibor.
- [43]. Predrag Osmokrovic, Nenad Kartalovic, Natasa Atanackov, Dragana Ostojic, Some Problems Related to Applicability of Law of Breakdown Probability Increase in Vacuum, XLII Etran, Vrnjačka Banja, jun 1998, pp 559-562.
- [44]. Nenad Kartalović, Predrag Osmokrović, Nataša Atanackov, Dragana Ostojić, Mogućnost uopštenja zakona zapremina-vreme primenom Poasonove raspodele, XLII Etran, Vrnjačka Banja, jun 1998, pp 563-565.
- [45]. P.Osmokrović, B.Lončar, Z.Lazarević, N.Kartalović, Degradation of dielectric properties of commercial vacuum interrupters under conditions of exploitattion, 12th international conference on high-power particle beams, Haifa, Israel, June 7-12, 1998, Program and Abstracts, pp 85
- [46]. P.Osmokrović, N.Kartalović, B.Lončar, Testing and Calibration of measuring system for very fast transients in gas insulated substation, 11th international conference on high-power electromagnetics, Tel Aviv, Israel, June 14-19, 1998, Program and Abstracts, pp 237
- [47]. N.Kartalović, D.Ostojic, M.Tomašević, P.Osmokrović, Statistics of the electric breakdown voltage in gases random variable, 11th international conference on high-power electromagnetics, Tel Aviv, Israel, June 14-19, 1998, Program and Abstracts, pp 240
- [48]. N.Kartalović, D.Ostojic, N.Atanackov, P.Osmokrović, Possibility of application of Paschen's low in electrical breakdown for non-uniform fields, 11th international conference on high-power electromagnetics, Tel Aviv, Israel, June 14-19, 1998, Program and Abstracts, pp 241
- [49]. N.Kartalović, D.Ostojic, N.Atanackov, P.Osmokrović, Statistical modeling of gas pulse breakdown, 11th international conference on high-power electromagnetics, Tel Aviv, Israel, June 14-19, 1998, Program and Abstracts, pp 243.
- [50]. Kartalović Nenad, "Stohastičnost dielektrične čvrstoće izolacionih materijala i vakuuma", Magistarska teza, Elektrotehnički fakultet u Beogradu 1992. godine.
- [51]. Milan Savić, Zlatan Stojković, Tehnika visokog napona, atmosferski prenaponi, Elektrotehnički fakultet, Beograd 1996
- [52]. Dejan Raković, Predrag Osmokrović, Nebojša Arsić, Zbirka zadataka iz elektrotehničkih materijala, GrosKnjiga, Beograd, 1995.



Прилог 1.

Изјава о ауторству

Потписани Карталовић, Ненад М.

Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

Стохастичност импулног одзива гасне изолације

- резултат сопственог истраживачког рада,
- да предложена дисертација у целини ни у деловима није била предложена за добијање било које дипломе према студијским програмима других високошколских установа,
- да су резултати коректно наведени и
- да нисам кршио ауторска права и користио интелектуалну својину других лица.

У Београду, 04.02.2014.

Потпис

Ненад Карталовић

Прилог 2.

Изјава о коришћењу

Овлашћујем Универзитетску библиотеку „Светозар Марковић“ да у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду унесе моју докторску дисертацију под насловом:

Стохастичност импулсног одзива гасне изолације

која је моје ауторско дело.

Дисертацију са свим прилозима предао сам у електронском формату погодном за трајно архивирање.

Моју докторску дисертацију похрањену у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду могу да користе сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (*Creative Commons*) за коју сам се одлучио.

1. Ауторство

2. Ауторство - некомерцијално

3. Ауторство – некомерцијално – без прераде

4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима

5. Ауторство – без прераде

6. Ауторство – делити под истим условима

(Молимо да заокружите само једну од шест понуђених лиценци, кратак опис лиценци дат је на полеђини листа).

Потпис

У Београду, 04.02.2014.

Невен Марковић