

УНИВЕРЗИТЕТ У БЕОГРАДУ
ТЕХНОЛОШКО-МЕТАЛУРШКИ ФАКУЛТЕТ

Теодора М. Недић

КОНТАМИНАЦИЈА ЖИВОТНЕ СРЕДИНЕ
УСЛЕД ПРЕКОМЕРНЕ ПРИМЕНЕ
КОМПОНЕНАТА ЗА КООРДИНАЦИЈУ
ИЗОЛАЦИЈЕ НА НИСКОНАПОНСКОМ
НИВОУ И МОГУЋНОСТ ЊЕНЕ
МИНИМИЗАЦИЈЕ

Докторска дисертација

Београд, 2023

UNIVERSITY OF BELGRADE
FACULTY OF TECHNOLOGY AND METALLURGY

Teodora M. Nedić

ENVIRONMENTAL CONTAMINATION DUE TO
EXCESSIVE APPLICATION OF COMPONENTS
FOR INSULATION COORDINATION AT LOW
VOLTAGE LEVEL AND THE POSSIBILITY OF
ITS MINIMIZATION

Doctoral Dissertation

Belgrade, 2023

МЕНТОРИ:

др Ацо Јанићијевић, редовни професор,
Универзитет у Београду, Технолошко-металуршки факултет

др Предраг Коларж, виши научни сарадник,
Универзитет у Београду, Институт за физику

ЧЛАНОВИ КОМИСИЈЕ:

др Саша Кочинач, редовни професор,
Универзитет у Београду, Технолошко-металуршки факултет

др Драган Митраковић, професор емеритус,
Универзитет у Београду, Технолошко-металуршки факултет

др Ђорђе Лазаревић, виши научни сарадник,
Универзитет у Београду, Институт “Никола Тесла“

др Ненад Каргаловић, научни сарадник,
Универзитет у Београду, Институт “Никола Тесла“

ДАТУМ ОДБРАНЕ: _____

ЗАХВАЛНИЦА

Захваљујем се свом ментору др Аци Јанићијевићу, редовном професору Технолошко-металуришког факултета, као и другом ментору - коментору др Предрагу Коларжу вишем сртучном сараднику, Института за Физику, на изузетној, отвореној и успешној сарадњи која се пре свега огледала у посвећеној подршци, корисним и јасним смерницама у раду и континуиарном пружању охрабрења и подршке, као и на веома успешном усмеравању, контролисању и одржању на високом нивоу моје мотивисаности у раду у току целокупног периода наше сарадње.

Нарочиту захвалност дугујем др Предрагу Осмокровићу, редовном професору у пензији за сва упутства, подршку и смернице током израде докторске дисертације.

Драгим члановима комисије проф. др Саши Кочинцу, проф. др Драгану Митраковићу, др Ђорђу Лазаревићу и др Ненаду Карталовићу захваљујем на помоћи и свим сугестијама које су унапредиле овај рад.

Хвала пријатељима који су ме све ово време подржавали и бодрили за разумевање, пажњу и спремност да у сваком тренутку поделе са мном многе моје дилеме и изазове у процесу израде ове дисертације.

Мом партнеру, посебно оваквим поводом, желим да изразим једно огромно хвала за непрестану помоћ и бескрајну љубав коју ми пружа у нашем заједничком животу.

Захваљујем се својој породици која је увек ту за мене, која ми даје снагу и која ме подржава.

Овај рад посвећујем родитељима,

Хвала вам што сте васпитали своју децу да мисле својом главом.

РЕЗИМЕ

Након сагледавања основног проблема, тј. потенцијалне контаминације животне средине гасним одводницима пренапона са уграђеним алфа радиоактивним извором, разматрана је могућност конструкције гасних одводника пренапона задовољавајуће брзине одзива без примене радиоактивних извора. Том приликом користила се теорија електричног пражњења у гасовима са посебним освртом на утицај карактеристика изолационог на брзину његовог одзива на деловање импулсног напона времена пораста. Резултати оваквих теоријских разматрања су преточени у експериментални поступак који се састоји од реалног експеримента и нумеричког експеримента. Експериментални поступак, конципиран на такав начин, је спроведен под добро контролисаним лабораторијским условима уз комбиновану мерну несигурност мању од 5 %. Експеримент је вршен у акредитованим лабораторијама уз примену професионалне опреме. Као извор брзог електромагнетног кола коришћен је модел фузионог ињектора, а као модел гасног одводника пренапона коришћена је комора са троелектродним системом која је флексибилна у погледу варијације параметара изолације (врсте гаса или гасне смеше, притиска гаса или гасне смеше, међуелектродног растојања, облика електричног поља, материјала електрода и облика електродних површина). Нумерички експеримент обухватао је прорачун вредности једносмерног пробојног напона, прорачун импулсних карактеристика, симулацију пробојних процеса као Марковљевих ланаца и статистичку обраду експерименталних резултата добијених реалним експериментом и/или нумеричком симулацијом Монте Карло методом.

Кључне речи: контаминација животне средине, алфа радиоактивни извор, гасни одводник пренапона, троелектродни систем

Научна област: Технолошко инжењерство

Ужа научна област: Инжењерство заштите животне средине

ABSTRACT

After considering the main problem, i.e., the potential contamination of the environment with the gas surge arresters with an embedded alpha radioactive source, the possibility of constructing gas surge arresters with a satisfactory response speed without the use of radioactive sources was examined. Regarding to that, the theory of electric discharge in gases was used, with special reference to the influence of the insulation characteristics to the speed of its response to the action of the impulse voltage rise time. The results of such theoretical considerations were implemented into an experimental procedure consisting of a real experiment and a numerical experiment. The experimental procedure, conceived in such a way, was performed under well-controlled laboratory conditions with a combined measurement uncertainty of less than 5 %. The experiment was performed in accredited laboratories using the professional equipment. A model of a fusion injector was used as a source of a fast electromagnetic circuit, and a chamber with a three-electrode system was used as a model of a gas surge arrester, which is flexible regarding the variation of insulation parameters (type of gas or gas mixture, pressure of gas or gas mixture, inter-electrode distance, shape of the electric field, material of electrodes and shape of electrode surfaces). The numerical experiment includes calculation of DC breakdown voltage values, calculation of impulse characteristics, simulation of breakdown processes as Markov chains and statistical processing of experimental results obtained by real experiment and/or numerical simulation using the Monte Carlo method.

Key words: environmental contamination, alpha radioactive source, gas surge arrester, three-electrode system

Academic Expertise: Technological engineering

Major in: Environmental engineering

САДРЖАЈ

1. УВОД	1
2. КОМПОНЕНТЕ ЗА ЗАШТИТУ ОД ПРЕНАПОНА	3
2.1. ПРЕНАПОНСКЕ ДИОДЕ	3
2.2. ВАРИСТОРИ	7
2.3. ЕЛЕКТРИЧНИ ФИЛТЕРИ.....	9
3. ГАСНИ ОДВОДНИЦИ ПРЕНАПОНА	11
3.1. ПРИНЦИП РАДА ГАСНИХ ОДВОДНИКА ПРЕНАПОНА.....	13
3.2. ЗАКОН О КОНСТАНТНОСТИ ПОВРШИНЕ	15
3.3. ИНЖЕЊЕРИНГ КАРАКТЕРИСТИКА ГАСНИХ ОДВОДНИКА ПРЕНАПОНА	18
3.4. УТИЦАЈ РАДИОАКТИВНОГ ЗРАЧЕЊА НА КАРАКТЕРИСТИКЕ ГАСНИХ ОДВОДНИКА ПРЕНАПОНА.....	19
3.5. ИСПИТИВАЊЕ ГАСНИХ ОДВОДНИКА ПРЕНАПОНА НА УТИЦАЈ НЕУТРОНСКОГ ЗРАЧЕЊА	21
4. ПОРЕЂЕЊЕ КОМПОНЕНАТА ЗА ЗАШТИТУ ОД ПРЕНАПОНА	23
4.1. ЗАВИСНОСТ СТРУЈЕ ОД НАПОНА ПРЕНАПОНСКЕ ЗАШТИТЕ.....	24
4.2. ВРЕМЕ РЕАГОВАЊА ПРЕНАПОНСКЕ ЗАШТИТЕ	25
5. ЕЛЕКТРИЧНИ ПРОБОЈ ГАСОВА	28
5.1. ТАУНСЕНДОВ МЕХАНИЗАМ ПРОБОЈА.....	30
5.2. СТРИМЕРСКИ МЕХАНИЗАМ ПРОБОЈА.....	34
5.3. ЕФЕКАТ ШУПЉЕ КАТОДЕ	36
5.4. ПАШЕНОВ ЗАКОН.....	37
6. ЗРАЧЕЊЕ И ИНТЕРАКЦИЈА ЗРАЧЕЊА СА МАТЕРИЈАЛОМ	40
6.1. ЗАКОН РАДИОАКТИВНОГ РАСПАДА	41
6.2. ИНТЕРАКЦИЈА ЗРАЧЕЊА СА МАТЕРИЈАЛОМ	42
6.3. ВЕЛИЧИНЕ КОЈЕ КАРАКТЕРИШУ ПРОЛАЗ ЧЕСТИЦА КРОЗ СРЕДИНУ	42
6.4. ИНТЕРАКЦИЈА НАЕЛЕКТРИСАНИХ ЧЕСТИЦА СА СРЕДИНОМ.....	44
6.5. ИНТЕРАКЦИЈА ТЕШКИХ НАЕЛЕКТРИСАНИХ ЧЕСТИЦА СА СРЕДИНОМ	45
6.6. АМЕРИЦИЈУМ - 241.....	47
6.7. ИНТЕРАКЦИЈА АЛФА ЧЕСТИЦА СА СРЕДИНОМ.....	49
7. ЗАШТИТА ОД ЗРАЧЕЊА	51
7.1. ЗАКОНСКА РЕГУЛАТИВА У РЕПУБЛИЦИ СРБИЈИ У ОБЛАСТИ ЗАШТИТЕ ОД ЈОНИЗУЈУЋЕГ ЗРАЧЕЊА.....	52

7.1.1.	МОНИТОРИНГ ЖИВОТНЕ СРЕДИНЕ.....	52
7.1.2.	УПРАВЉАЊЕ РАДИОАКТИВНИМ ОТПАДОМ.....	53
8.	ЕКСПЕРИМЕНТ.....	55
8.1.	КОНСТРУКЦИОНО РЕШЕЊЕ ТРОЕЛЕКТРОДНОГ ИСКРИШТА.....	55
8.1.1.	ПРОРАЧУН МИНИМАЛНЕ ВРЕДНОСТИ ПРОБОЈНОГ НАПОНА.....	60
8.1.2.	ПРОГРАМСКИ ПАКЕТ ПОЉЕ – ИСКРА.....	63
8.1.3.	ЗАДАВАЊЕ КОНТУРЕ.....	63
8.1.4.	ПОЗИЦИОНИРАЊЕ СИМУЛИСАНИХ НАЕЛЕКТРИСАЊА.....	65
8.1.5.	БРОЈ КОНТРОЛНИХ ТАЧАКА.....	67
8.2.	ЕКСПЕРИМЕНТ НА ФЛЕКСИБИЛНОМ МОДЕЛУ ГАСНОГ ОДВОДНИКА ПРЕНАПОНА.....	68
8.3.	ЕКСПЕРИМЕНТ НА ПРОТОТИПУ ГАСНОГ ОДВОДНИКА ПРЕНАПОНА И КОМЕРЦИЈАЛНИМ ГАСНИМ ОДВОДНИКОМ ПРЕНАПОНА.....	71
8.4.	ЕКСПЕРИМЕНТАЛНА ОПРЕМА И ПОДЕШАВАЊЕ РАДНИХ УСЛОВА ЕКСПЕРИМЕНТА.....	72
8.4.1.	ПРОИЗВОДЊА ОДГОВАРАЈУЋЕ ГАСНЕ СМЕШЕ.....	74
8.4.2.	ПОДЕШАВАЊЕ РАДНОГ НАПОНА.....	76
8.5.	ИЗБОР МАТЕРИЈАЛА ЗА ИЗРАДУ ЕЛЕКТРОДА.....	77
9.	РЕЗУЛТАТИ И ДИСКУСИЈА.....	81
9.1.	СТАТИСТИЧКИ ТЕСТ.....	81
10.	ЗАКЉУЧАК.....	90
11.	ЛИТЕРАТУРА.....	92
	БИОГРАФИЈА.....	98
	ИЗЈАВА О АУТОРСТВУ.....	99
	ИЗЈАВА О ИСТОВЕТНОСТИ ШТАМПАНЕ И ЕЛЕКТРОНСКЕ ВЕРЗИЈЕ ДОКТОРСКОГ РАДА.....	100
	ИЗЈАВА О КОРИШЋЕЊУ.....	101

1. УВОД

Растућа потреба за енергијом и ограниченост фосилних и фисионих (уран) горива намеће потребу за интензивно истраживање у правцу реализације фузионих реактора који представљају неограничен извор енергије уз минимално загађење природне околине. Међутим, у опште прихваћеној концепцији фузионог реактора, плазма фузибилних честица се загрева ињектовањем енергије честичним снопом. Такви честични снопови су наносекундне брзине, што има за последицу настанак електромагнетних таласа изузетно високе фреквенције у околини фузионих честица. Индуковањем пренапона у жичаним структурама електромагнетим пољима може довести до њиховог уништења због спорог одзива пренапонске заштите. Питање убрзања одзива компонената пренапонске заштите на нисконапонском нивоу (координација изолације на нисконапонском нивоу) је од велике важности за функционисање и управљање фузионих постројења. Координација изолације је појам који обухвата скуп мера и поступака усклађивања изолационих карактеристика електричних уређаја са карактеристикама заштитних уређаја за заштиту од пренапона са техничког и економског аспекта.

Брзина одзива пренапонске заштите треба да буде тренутна, тј. не би смела да дозволи ни да промил пренапона уђе у штићену компоненту. Како инжењерске дисциплине не препознају промптност у реакцији овај проблем се, у пракси, решава флексибилнијим приступима номиналних вредности штићеног напона и прорадног напона одводника. Ту се, обавезно, обезбеђује извесна вредност напона који ће штићени елемент поднети и ако је мало већа од номиналне (максимално дозвољене) вредности. Стабилност номиналних вредности током експлоатације је неопходна пошто се компоненте за заштиту од пренапона, нарочито полупроводничке, интегришу тако да њихов отказ значи уједно отказ целог склопа.

Од компонената за пренапонску заштиту, најспорији, али најжалост и најважнији су гасни одводници пренапона. Гасни одводници пренапона се производе као двоелектродни или троелектродни системи изоловани племенитим гасом (или гасном смешом) и вежу се паралелно компоненти или склопу који штите од пренапона. Да би се убрзао њихов одзив, у садашњој пракси, користи се извор алфа зрачења који се убацује у одводник пренапона. Овај радиоактивни извор врши јонизацију гаса и повећава број слободних, потенцијално иницијалних електрона, у међуелектродном простору гасног одводника. Такво решење даје задовољавајуће резултате, али ствара велики еколошки проблем. Наиме, гасни одводници пренапона су компоненте малих габарита и производе се у милионским серијама. Пошто, под тим условима није могуће пратити њихову примену и законски регулисати њихово уништење и/или одлагање постоји велика опасност да они доспеју у природу. То може довести до контаминације природне средине и уласком алфа радиоактивних извора у ланац исхране, где су они изузетно опасни.

Из наведеног разлога, потребно је унапредити гасне одводнике пренапона како би им била обезбеђена задовољавајућа брзина без примене радиоактивних извора.

Да би се постигао такав резултат потребно је испитати ефекте који би се на основу стандардног троелектродног система изолованог гасом остварила могућност што бржег одзива на импулсни напон (пренапонски талас). Пошто пробој гаса зависи од: врсте гаса, међуелектродног растојања, облика електрода, материјала електрода и начина обраде електродних површина, то су елементи са којима се експериментисало да би се постигао ефекат убрзања одзива.

Ултра брзи одводници пренапона пројектовани су коришћењем свих познатих ефеката за убрзање њиховог одзива. Такође, приликом пројектовања брзих гасних одводника потребно је на Пашеновој кривој одабрати оптималну радну тачку која се не би померала током рада одводника. Велика пажња посвећена је материјалу електрода и врсти изолационог гаса. Материјали за израде електрода морају имати малу вредност излазног рада и истовремено високу тачку топљења и велику вредност топлотне проводности. Изолациони гас представља трокомпонентну смешу гасова од којих је доминантни племенити гас хелијум. Додатни молекуларни гас из гасне смеше има функцију успоравања спектра гаса слободних електрона и омогућава њихов лакши захват од електронегативних гасова у циљу постизања ужег електронског спектра.

Да би се остварио минимум негативне синергије између нуклеарне и електромагнетне контаминације животне средине у близини фузионог енергетског постројења, развијени су одговарајући рачунски алати за прорачуне по питању пројектовања гасних одводника пренапона, управљање системом фузије датог реактора и обезбеђивање поузданог мерног система релевантних компоненти који не би смео да има комбиновану мерну несигурност већу од 5 %.

2. КОМПОНЕНТЕ ЗА ЗАШТИТУ ОД ПРЕНАПОНА

Компоненте за заштиту од пренапона су произведене са намером да се искористе за отклањање или смањење утицаја пренапонских импулса у електронским и телекомуникационим уређајима [1]. Елементи пренапонске заштите се могу поделити на нелинеарне и линеарне. Нелинеарне компоненте се могу поделити у три групе према критеријуму принципа рада, односно технологији израде јер од тога највише зависе и основна својства сваке од компонената у погледу пренапонске заштите.

У групу нелинеарних компонената спадају:

1. Пренапонске диоде које као компоненте за заштиту од пренапона раде као инверзно поларисане користећи ефекте Зенеровог и лавинског пробоја;
2. Варистори који обезбеђују заштиту на тај начин што врло брзо, под утицајем повишеног напона смањују своју отпорност;
3. Гасни одводници пренапона чији се рад заснива на електричним пражњењем у гасу [2 - 4].

Групу линеарних елемената пренапонске заштите чине различите врсте електричних филтера. Већина комерцијалних филтера није предвиђена за коришћење спречавања сметњи које достижу неколико хиљада волти и јако је тешко обезбедити потребан ниво заштите уз употребу самог филтера, стога се у пракси често користи комбинација ових елемената [5].

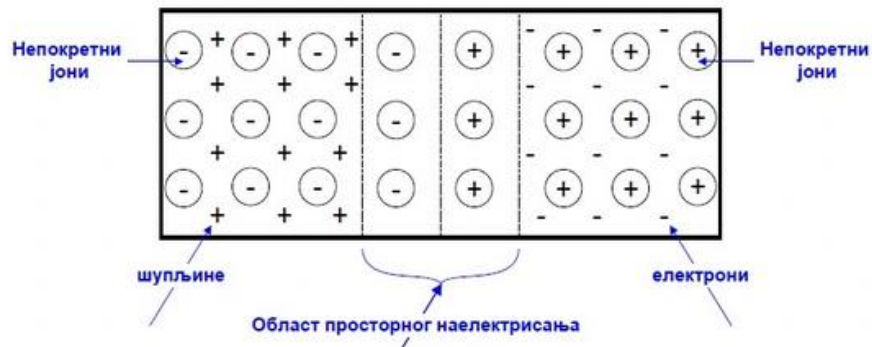
У случају када је неходно гарантовати заштиту изразито осетљивих полупроводничких компоненти, користе се комбиноване (хибридне) заштите у циљу компензације недостатака нелинеарних и линеарних елемената пренапонске заштите [6 - 9].

2.1. ПРЕНАПОНСКЕ ДИОДЕ

Пренапонске диоде су нелинеарне компоненте за заштиту од пренапона са најбржим одзивом.

Принцип функционисања пренапонске диоде се заснива на пробоју ПН баријере у области инверзне поларизације.

Полупроводничку диоду чини спој полупроводника П - типа и Н – типа. У оквиру П - области се налазе шупљине које представљају већински и покретни део носиоца наелектрисања, и електрони који чине мањински и непокретни део носиоца наелектрисања. У Н - области већински се налазе електрони који чине покретне носиоце наелектрисања, а позитивни јони у том случају чине непокретна наелектрисања. У области просторног наелектрисања нема слободних носиоца јер ту долази до рекомбинације електрона и шупљина због нехомогености споја. На слици 2.1. је приказан полупроводник са описаним карактеристикама [10].



Слика 2.1. Полупроводник ПН споја

У зависности од тога како се доведени спољашњи напон прикључује на ПН спој, тачније на прикључке полупроводника, постоје два случаја поларизације: директна и индиректна поларизација.

Директна поларизација ПН споја подразумева да се позитивни пол извора напона са знаком „+“ везује за полупроводник П - типа, а негативни пол извора напона са знаком „-“ везује на полупроводник Н - типа. Када је извор напона обрнуто везан на ПН спој тада је спој инверзно поларисан.

У случају када је ПН спој директно поларисан, потенцијална баријера се смањује као и прелазна област и омогућује се кретање електрона из Н - области у П - област, а шупљина у супротном смеру од кретања електрона. Што је већи напон и струја је већа.

Инверзно поларисан ПН спој не дозвољава протицање дифузионе струје тј. струје главних носиоца наелектрисања (електрона и шупљина) већ у том случају, кроз ПН спој тече само инверзна струја засићења коју чине споредни носиоци наелектрисања. Инверзна струја засићења је независна од вредности напона, све до неког пробојног напона, када креће нагло да расте, тако да на крају струја расте практично без даљег пораста напона [11]. Претходно описан феномен је математички приказан релацијом (2.1) и графички, сликом 2.1.

Вредност напона код којег долази до скоковитог пораста струје назива се пробојни напон (U_{pr}), а појаве које доводе до тога се објашњавају пробојем ПН баријере.

Зависност струје кроз диоду од напона на диоди је приказан релацијом:

$$I = I_s \left(e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right) \quad (2.1)$$

где је:

I - струја која пролази кроз диоду,

I_s - инверзна струја засићења,

e - апсолутна вредност количине електрицитета једног електрона,

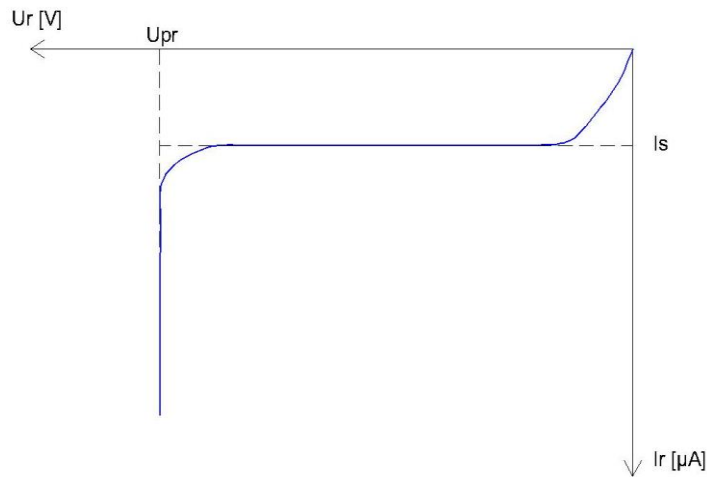
U - напон на диоди,

k - Болцманова константа,

T - апсолутна температура у келвинима [K],

q – количина наелектрисања.

Промена струје са напоном (напонско–струјна карактеристика) при негативној поларизацији приказана је на слици 2.2.

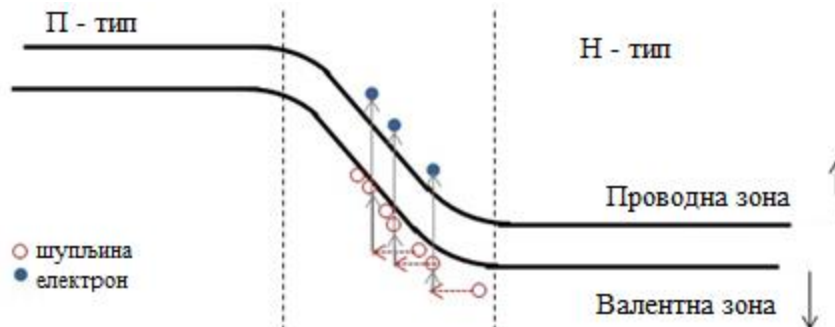


Слика 2.2. Напонско-струјна карактеристика пробоја диоде где је: I_r – инверзна струја, U_r – инверзни напон, U_{pr} - пробојни напон, I_s – инверзна струја засићења [12]

Постоје два узрока која доводе до пробоја ПН баријере: Зенеров пробој и лавински пробој.

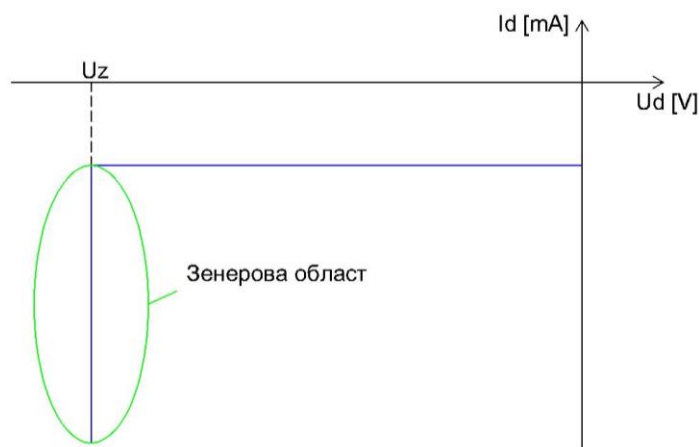
Зенеров пробој се јавља код ПН спојева који су сачињени од полупроводника мале отпорности, код уских баријера, где се добијају полупроводници који имају високу концентрацију акцепторских и донорских нечистоћа услед чега може доћи до тунеловања валентних електрона кроз баријеру. Оваква појава је објашњена таласном природом електрона, а пробој оваквог типа се назива Зенеров пробој.

У случају ПН спојева који су сачињени од полупроводника веће отпорности, тачније код широким баријера, долази до ефекта умножавања носиоца у прелазној области. Мањински носиоци који пролазе преко баријере код већих јачина поља добијају довољне брзине да разбију валентне везе унутар баријере и на тај начин се стварају додатни парови електрон - шупљина. Овако настали слободни носиоци електрицитета доводе до наглог повећања струје кроз диоду а овакав пробој се назива лавински пробој и приказан је на слици 2.3.



Слика 2.3. Механизам лавинског пробоја

Зенеров механизам је доминантан за диоде чији су пробојни напони мањи од 5 V, а лавински механизам пробоја је доминантан код диода са пробојним напоном већим од 8 V. У опсегу између 5 V и 8 V пробој се одвија комбинацијом оба поменуто механизма. На слици 2.4. је приказан график пробоја ПН баријере.



Слика 2.4. График пробоја ПН баријере; U_z – Зенеров напон, U_d – напон диоде, I_d – струја диоде

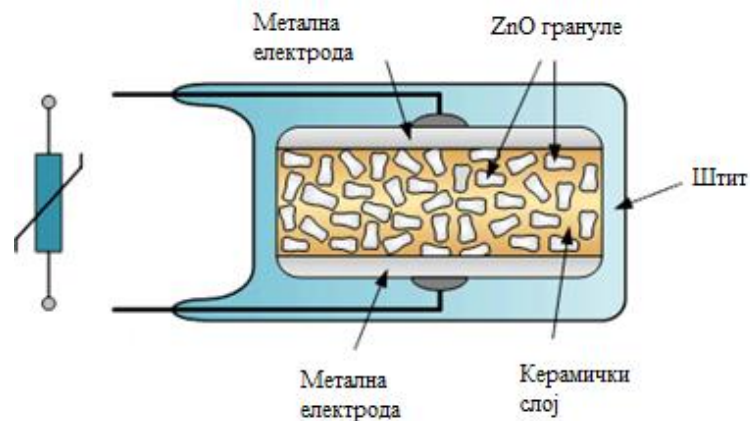
Пренапонске диоде се могу користити у колима пренапонске заштите саме или заједно са другим компонентама за заштиту од пренапона. Погодне су за заштиту уређаја са стране линије напајања.

У случају превеликих вредности пренапонског импулса, пренапонске диоде имају веома корисну особину. Уколико је струја која пролази кроз напонску диоду већа од максимално дозвољене струје и диода откаже због тога, анода и катода остају у кратком споју. Ова особина има две последице. Прва је да оваква неисправна диода и даље штити уређај, а друга да се у функционисању уређаја осећа квар. Иако је неисправна пренапонска диода непогодна за рад уређаја, уређај не остаје ни најмањи период времена без пренапонске заштите. Добра особина пренапонских диода је велика брзина одзива, али мана им је велика осетљивост.

2.2. ВАРИСТОРИ

Варистори су напонско-зависни нелинеарни елементи за заштиту од пренапона приближно симетричне карактеристике. Користе се за заштиту од пренапона јачине од пар десетина до пар хиљада волти.

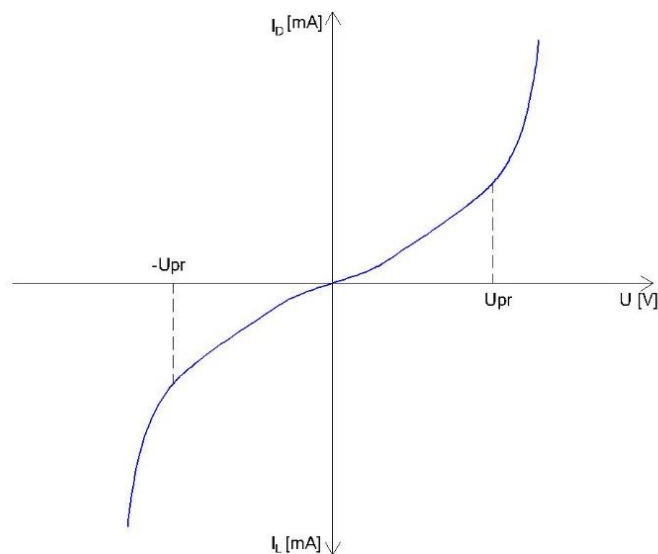
Главни материјал од којег су изграђени је метални оксид, па се због тога и зову метал-оксидни варистори (енг. *Metal Oxide Varistor – MOV*). Метал-оксидни варистори се састоје од главне супстанце, цинк оксида (ZnO) и адитива међу којима су најчешће коришћени бизмутов оксид (Bi_2O_3), манганов оксид (MnO_2) и антимонов оксид (SbO_3) [13]. Метал-оксидни варистор се израђује синтерованем праха цинк-оксида са малом количином поменутих адитива. У структури варистора разликују се зрна полупроводничког цинковог оксида Н - типа окруженог непроводним слојем адитива. Попречни пресек метал оксидног варистора са описаним карактеристикама је приказан на слици 2.5. [14].



Слика 2.5. Пресек метал оксидног варистора

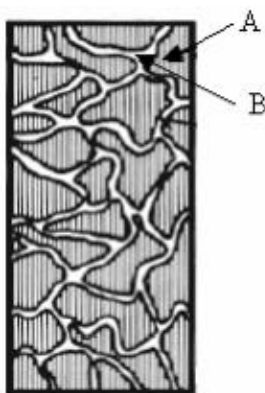
Најприхватљивије објашњење за функционисање варистора везује се за процес формирања потенцијалне баријере у површинском слоју цинк-оксида, стварањем инверзне тачке на препреку кривих концентрације Zn и O - ваканција као носиоца акцепторских и донорских особина [15, 16].

Напонско-струјна карактеристика варистора симетрична је са подручјем малих струја при малим вредностима напона и подручјем пробоја које карактерише велико повећање струје при малим напонима. График напонско-струјне карактеристике варистора је приказан на слици 2.6.



Слика 2.6. График напонско-струјне карактеристике варистора

Пробојни напон варистора највише зависи од концентрације носиоца у зрнима ZnO , тј. концентрације електрона пошто се ради о ZnO Н - типа и до пробоја долази на граници полупроводничких суседних зрна ZnO . Микроскопска структура материјала нелинеарног отпорника је приказана на слици 2.7.



Слика 2.7. Скица микроскопске структуре нелинеарног отпорника; А - ZnO честице, В - међугрануларни слој

Механизам пробоја у варистору базиран је на низу пробоја на „елементарним“ варисторима, који су од једног варистора до другог везани редно и паралелно [17]. Пробојни напон варистора је једнак суми пробојних напона „елементарних“ варистора који се налазе између извода варистора:

$$U_p = \left(\frac{d}{v} - 1\right) u_p \quad (2.2)$$

где је:

d – дебљина варистора,

v - величина зрна ZnO ,

U_p - пробојни напон варистора,

u_p - пробојни напон „елементарног“ варистора помноженог са бројем граничних сучељавања суседних зрна ZnO .

Пробојни напон варистора се може подешавати помоћу зрна варистора, које се производе од праха различитих величина у сразмерно малом опсегу (микроскопске величине).

Добре особине варистора су издржљивост великих струја и велики капацитет.

Лоша особина варистора је старење. Под старењем се подразумева промена карактеристика, тачније изобличавање напонско-струјне карактеристике и смањење његове способности заштите од пренапона. Варистори старе чим су везани у коло, без обзира да ли су подвргнути пренапону или не.

Поред поменуте лоше особине, њихов највећи недостатак је брзина одзива. За брзе пренапонске сметње, њихово време реаговања од десетак наносекунди може да буде предуго за формирање вредности напона које премашују дозвољене вредности.

2.3. ЕЛЕКТРИЧНИ ФИЛТЕРИ

У сврху пренапонске заштите постоје различите врсте електричних филтера. Најпростија варијанта електричних филтера који се користи у пренапонској заштити је кондензатор. Може се користити самостално као компонента за заштиту од пренапона или као елемент филтера.

Кондензатор као компонента за заштиту од пренапона служи за одвођење енергије сметње редном везом индуктивитета штићеном уређају ограничавајући брзину пораста струјног транзијента.

Принцип заштите се заснива на рефлектовању дела енергије транзијента (која лежи ван пропусног опсега електричног филтера) назад у мрежу, односно њеној трансформацији на унутрашњим активним отпорностима филтера у топлоту. Електрични филтери су пројектовани за унапред познату вредност оптерећења, што већина штићених уређаја не задовољава. Због тога се услед појаве „пикова пропуштања“ фреквентна карактеристика електричних филтера изобличава.

Кондензатори који се користе у филтрима су на бази синтетичких полимера попут полистера, поликарбоната, полипропилена и полиетилена и имају добра својства као што су мали степен губитака и велики капацитет према релативно малим димензијама.

Лоша особина кондензатора је старење. Поред тога, приликом излагања кондензатора јонизујућем зрачењу може доћи до оштећења диелектрика [18].

Квалитет кондензатора у највећој мери зависи од квалитета његовог диелектрика. При великим напонима губици у диелектрику изазивају се поларизацијом и проводношћу диелектрика. Појава везана за проводност производи губитке изазване активном компонентом струје, а снага губитака се рачуна према једначини:

$$P_g = UI \cos \varphi \quad (2.3)$$

где је:

P_g – снага губитака,

U - напон,

I – струја,

$\cos \varphi$ – фактор снаге [%].

У случају малих губитака губици се изражавају тангенсом угла губитака ($tg \delta$), где је δ угао који допуњава угао φ до 90° .

Губици за рачун проводности су одређени електронима и јонима који се слободно крећу по целом диелектрику. Ту се ради о носиоцима који су одговорни за стационарну компоненту специфичне проводности диелектрика.

Поларизациони губици у диелектрику кондензатора могу бити изазвани следећим механизмима:

1. Осцилацијом молекула у такту доведеног напона, у случају када изолациони материјал садржи неполарне молекуле. Сличне осцилације могу настати између језгра и електронског омотача.
2. Постојање оријентационе поларизације која настаје када изолациони материјал садржи перманентне диполе. Перманентни диполи су молекули чији се центри позитивног и негативног наелектрисања не поклапају. При довођењу напона ови диполи се у већој или мањој мери постављају у правцу поља.
3. Постојање губитка на граничним површинама.

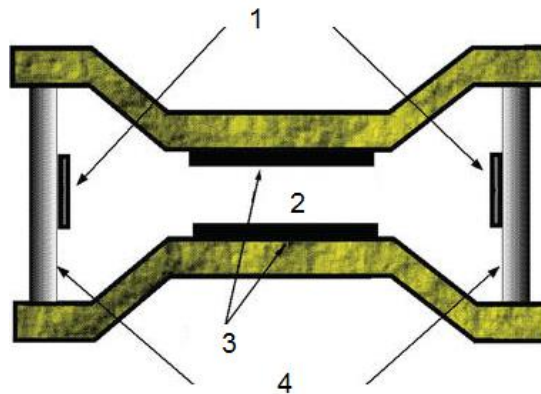
Јонизациони губици у диелектрику условљени су настанком парцијалних пражњења у диелектрику. Ова пражњења настају обично у пукотинама диелектрика и могу изазвати његово потпуно уништење. За ову компоненту губитка карактеристично је да расте са напонам на кондензатору уколико је тај напон већи од оног потребног за парцијални пробој диелектрика.

У циљу компензовања лоших особина кондензатора данас се користе савремени материјали за њихову израду, што их чини идеалним [19].

3. ГАСНИ ОДВОДНИЦИ ПРЕНАПОНА

Гасни одводници пренапона (енг. *Gas Filled Surge Arresters - GFSA*) представљају двоелектродну конфигурацију изоловану племенитим гасом (или смешом гасова чија је основна компонента племенити гас) на подпритиску (са радном тачком у близини Пашеновог минимума).

Електроде гасног одводника пренапона су, по правилу, такве да се у међуелектродном простору образује хомогено електрично поље. Међуелектродно растојање код гасног одводника пренапона је субмилиметарског реда величине. На слици 3.1. је приказан карактеристичан пресек једног гасног одводника пренапона.



Слика 3.1. Пресек гасног одводника пренапона; 1 – материјал за помоћну јонизацију, 2 – област пражњења, 3 – електроде, 4 – стакло или керамика

Гасни одводник пренапона се везује паралелно штићеној компоненти или склопу према маси. Они функционишу на принципу електричног пробоја гаса који је самоодржавајући мултипликативни (лавински) механизам [20 - 23].

Наиме, када се на улазу у штићени систем појави пренапон који би могао да га угрози, у гасном одводнику пренапона долази до пробоја и пренапон се спроводи на масу.

Добре особине гасних одводника пренапона су: велика енергетска издржљивост, економичност, велики опсег заштитних нивоа, способност провођења великих импулсних струја и снага дисипације.

Лоше особине гасних одводника пренапона су: мања брзина реаговања, нестабилна радна тачка и декондиционирање након дужег периода мировања.

Декондиционирање представља ефекат временске зависности функционисања гасних одводника пренапона у односу на тренутак претходне прораде (пробоја).

Наиме, после неког времена, реда величине сати, односно дана, унутар којег није било пробоја услед пренапона, долази до декондиционирања система што за ефекат има да је за првих неколико наредних једносмерних или импулсних пробоја, вредност више пута већа од номиналне вредности једносмерног пробоја, односно од очекиване вредности импулсног пробојног напона [24 - 26].

У случају импулсних пробојних напона, ефекат декондиционирања се манифестује тако да се првих неколико вредности према Шовенеовом критеријуму одбацује, али то не решава проблем у случају када су пренапони много већег интензитета од пренапона који штите уређај. Улазак пренапона великог интензитета у штићени уређај може изазвати његово трајно оштећење [26, 27].

Основне карактеристике које се очекују од компонената за координацију изолације на нисконапонском нивоу су: брзина одзива и стабилност номиналних вредности током експлоатације. Наиме, брзина одзива је најважнија карактеристика компоненте за заштиту од пренапона. Као што је напоменуто у уводном делу рада, она треба да буде тренутна.

Решавање недостатака (њихова оптимизација) гасних одводника пренапона је спроведена на следећи начин: повећање брзине одзива гасних одводника пренапона се решава убацивањем алфа извора америцијума – 241 (^{241}Am) у унутрашњост гасног одводника пренапона.

Дуговременско кондиционирање после дужег времена мировања (реда величине дана) првих неколико вредности пробојног напона може да буде и до 40 % веће од оних наредних. Срећом, дуже мировање се не дешава често, али у случају да се деси, сигурно неће довести до уништења штићеног енергетског склопа.

Компоненте за заштиту од пренапона се не би могле класификовати по квалитету. Најбржи одзив, близак тренутном, има одводна диода, али она је најосетљивија на интензитет одводне снаге. То значи да је одводна диода искључиво намењена за једнократну употребу.

Варистор је компонента стохастичких карактеристика. Она се састоји од великог броја хаотично распоређених диода и функционише на тај начин да одводи напон стохастички успостављеном Ојлеровом путањом. То наравно има за недостатак да након више прорада дође до укрштања тих путања и њиховог прекидања. Поред таквог уништења варистора, одабране путање за одвођење пренапона нису састављене од истог броја стохастичких диода истих карактеристика, па варистор као одводник пренапона није превише поуздан на ниском напону.

Варистор за координацију изолације је, као идеја, преузет од координације изолације на високом напону, где се под именом цинк-оксидни одводник, изузетно често користи гасни одводник напона, који су као идеја такође преузети из координације изолације на нисконапонском нивоу. Њихова брзина одзива им је највећи недостатак, а скоро неограничени број прорада им је предност.

Наравно у тој неограничености броја прорада постоји недостатак у смислу стабилности радне тачке која се може условно стабилизовати инжењерски прихватљивим решењем.

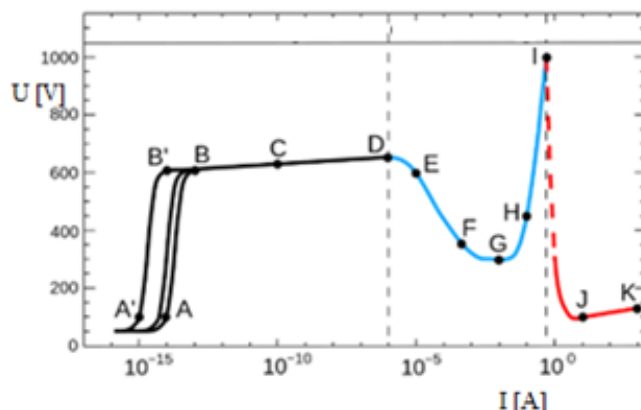
Могућност минимизације недостатака гасних одводника пренапона дала је основу да управо овај тип компоненте за заштиту од пренапона буде предмет даљег интересовања.

3.1. ПРИНЦИП РАДА ГАСНИХ ОДВОДНИКА ПРЕНАПОНА

Рад гасних одводника пренапона се заснива на феномену електричног пражњења у гасовима што подразумева протицање струје кроз гас. Инертни гас који се налази у електронској цеви се јонизује примењеним напонам довољним да изазове електричну проводљивост према Таунсендовој теорији. Напон који је потребан за покретање и одржавање електричног пражњења зависи од притиска и састава гаса и геометрије цеви.

Механизам Таунсендовог пражњења подразумева континуирано умножавање протока електрона ударом јона када се достигне критична вредност јачине електричног поља. Како се електрично поље повећава, јављају се различите фазе пражњења што је приказано на слици 3.2. [28, 29]. Гас који се користи значајно утиче на параметре цеви.

Пробојни напон зависи од састава гаса (притиска) и удаљеност електрода чија је зависност описана Пашеновим законом.



Слика 3.2. Напонско-струјна карактеристика цеви пуњене инертним гасом

Параметри са слике 3.2. су:

A: напон, тј. електрично поље које постоји услед космичког зрачења,

B: струја засићења,

C: Таунсендово пражњење,

D: самоодржавајући процес Таунсендовог пражњења,

E: нестабилна област корона пражњења,

F: суб-нормално паљење,

- G: нормално паљење,
- H: абнормално паљење,
- I: нестабилна област, прелаз паљења у лучно пражњење,
- J: лучно пражњење,
- K: електрични пробој гаса.

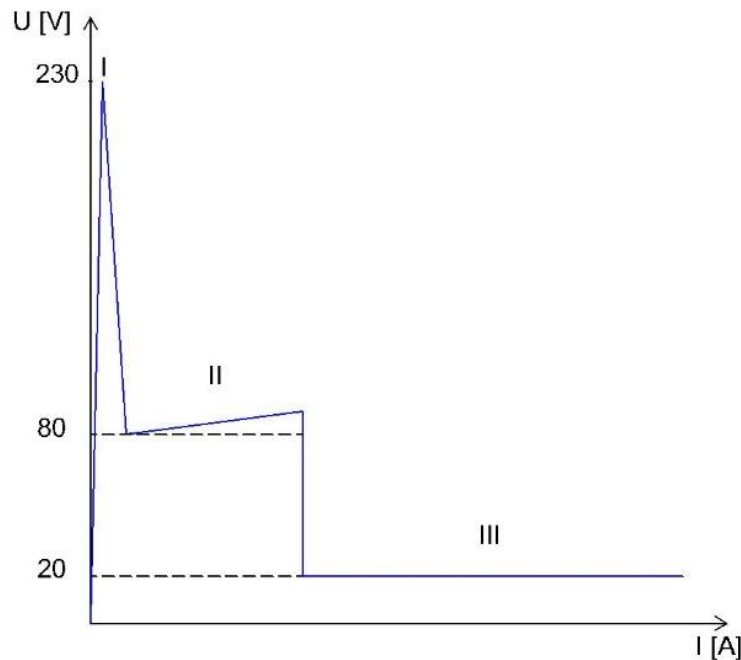
Област A-D се назива тамним пражњењем у којој нема значајне количине произведеног зрачења. Струја је испод $10 \mu\text{A}$ и постоји само процес јонизације.

Област D-G је област негативног диференцијалног отпора.

Област F-H је област паљења у којем плазма емитује слабу светлост у запремини цеви где највећи део светлости емитују побуђени неутрални атоми.

Област I-K представља област лучног пражњења у којој је плазма сконцентрисана у уском каналу дуж центра цеви, при чему се производи велика количина наелектрисања.

За процес провођења струје кроз гас врло је битна напонско-струјна карактеристика. Ова зависност није једнозначно одређена јер на једној вредности напона може одговарати неколико вредности струја у зависности од фазе вођења процеса. Због тога, напонско-струјна карактеристика гасних одводника пренапона има неке делове удвостручене у зависности од тога да ли се струја повећава или смањује. На слици 3.3. је приказана напонско-струјна карактеристика гасних одводника пренапона при повећању струје.



Слика 3.3. Напонско-струјна карактеристика гасних одводника пренапона при повећању струје

Карактеристичне вредности са слике 3.3. су:

I - Напон паљења (пробојни напон) – вредност напона при којем долази до активације гасних одводника пренапона;

II - Напон светлог пражњења – вредност напона при којем долази до емисије светлости таласне дужине која одговара видљивом делу спектра из међуелектродног простора гасног одводника пренапона;

III - Напон лучног пражњења – напон при којем долази до прекидања лучног пражњења.

Приликом лучног пражњења напон нагло опада до вредности јонизационог потенцијала за дати племенити гас, а струја расте. Да би се одржавао овај процес потребне су мале струје реда величине од 0,1 А.

Радна тачка гасних одводника пренапона се смешта на Пашеновој криви у областима где је промена напона најмање зависна од промене величине pd . То су тачке које се налазе у области лево од Пашеновог минимума, јер у тој области вредност пробојног напона одговара пожељним номиналним (заштитним) вредностима напона гасних одводника пренапона.

Закон о константности површине у напонско-временској равни омогућава статистичку процену области равни, унутар које се са одређеном статистичком поузданошћу и унапред задатим квантилима вероватноће, налази вредност импулсног пробојног напона произвољног облика импулса. Криве које су добијене на овај начин се називају импулсним (волт-секундним) карактеристикама [30, 31].

Пашенова крива и импулсне карактеристике су основе карактеристике гасних одводника пренапона и једино је утицајем на њихов облик могуће вршити инжењеринг функционисања гасних одводника пренапона.

3.2. ЗАКОН О КОНСТАНТНОСТИ ПОВРШИНЕ

Закон о константности површине полази од претпоставке да стопа ширења плазме у међуелектродном простору линеарно расте са порастом електричног поља [32]:

$$V(x, t) = k[E(x, t) - E_s(x)] \quad (3.1)$$

где је:

k – параметар који зависи од механизма електричног пражњења и електродне поларизације,

E_s – електрично поље које одговара DC пробојном напону.

Пошто према дефиницији важи да је пробојни напон најмања могућа вредност пробојног напона неке електродне конфигурације, свака вредност импулсног напона мора бити већа од њега.

Уколико се у међуелектродном простору занемари ширење наелектрисања, добија се релација:

$$E(x, t) = u(t) \cdot g(x) \quad (3.2)$$

где је функција $g(x)$ одређена геометријском конфигурацијом електрода.

На основу претпоставке да се пробој одвија Таунсендовим механизмом, и да је параметар k константан у међуелектродном простору добија се израз:

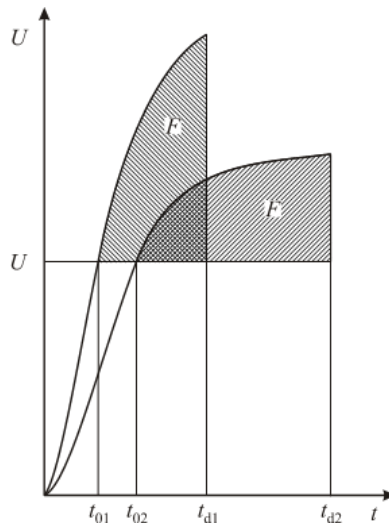
$$\frac{1}{k} \int_{t_1}^{t_1+t_2} \frac{dx}{g(x)} = \int_{t_1}^{t_1+t_a} [u(t) - U_s] dt = P = const \quad (3.3)$$

где је:

$x = x_k$ - тачка у којој Таунсендов механизам прелази у Стримерски,

$t = t_l + t_a$ - одговарајући временски тренутак.

На основу израза (3.3) закључује се да је за појаву пробоја потребно постојање једне константне геометријске површине формиране у напонско-временској равни, слика 3.4. [33].



Слика 3.4. Карактеристичне површине површинског закона за случај оптерећења

Површина приказана на слици 3.4. је дефинисана импулсом и *DC* пробојним напонам, који представљају карактеристике изолације, што значи да је познавање поменутих величина довољно за прорачун импулсних карактеристика.

Да би важио овако постављен закон о константности површине, потребно је постојање почетног електрона у тренутку прекорачења напона U_B при чему би се могло занемарити статистичко време, али само у случају када је целокупни међуелектродни простор озрачен интензивним јонизујућим зрачењем. Обзиром да то није чест случај у пракси, потребно је уопштити закон додавањем површини F једне, од вероватноће појављивања почетног електрона w , завршне површине, $F(w)$, која одговара статистичком времену и нормалној расподели [33].

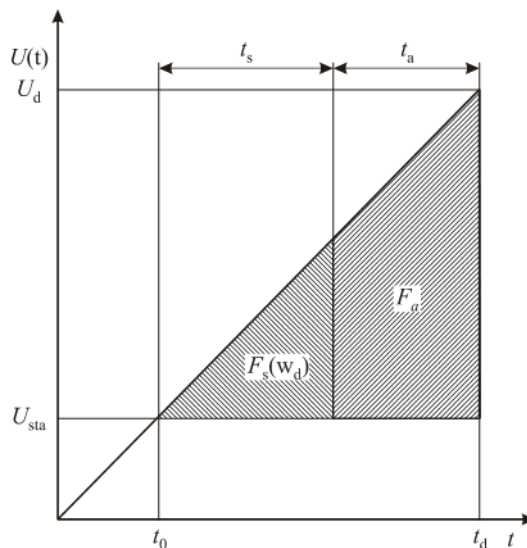
У случају када се напонско оптерећење хомогене геометрије линеарно мења са временом стрмином s , као на слици 3.5., при чему минимални пробојни напон одговара вероватноћи $w = 0$, средњој вероватноћи $w = 0,5$ и максималној вероватноћи $w = 1$, могу се писати изрази:

$$F_{min} = F_s(0) + F_a = \frac{1}{2S} (U_{min} - U_B)^2 \quad (3.4)$$

$$F_{ave} = F_s\left(\frac{1}{2}\right) + F_a = \frac{1}{2S} (U_{ave} - U_B)^2 \quad (3.5)$$

$$F_{max} = F_s(1) + F_a = \frac{1}{2S} (U_{max} - U_B)^2 \quad (3.6)$$

помоћу којих је могуће одредити зоне напонско-временске равни импулсних карактеристика, унутар којих се морају, под претпоставком важења закона о константности површине. налазити тачке „пробојни напон“ – „пробојно време“.



Слика 3.5. Графички приказ напонско-временске површине у случају важења површинског закона и линеарног импулсног напона

3.3. ИНЖЕЊЕРИНГ КАРАКТЕРИСТИКА ГАСНИХ ОДВОДНИКА ПРЕНАПОНА

Гасни одводник пренапона штити електронске компоненте од пренапона који су последица атмосферских пражњења, комутационих радњи и неправилности облика пренапона који се најприближније могу свести на импулсни напон.

Основни недостаци гасних одводника пренапона су мала брзина одзива, нестабилна радна тачка и деконтаминарање након дужег мировања. Побољшање ових недостатака би подразумевало сталну радну тачку која је хоризонтално положена, низак импулсни одзив и минимално време деконтаминације [34].

Радна тачка гасног одводника пренапона се поставља близу Пашеновог минимума пошто у тој области вредности пробојног напона одговарају жељеним номиналним (заштитним) вредностима напона. Међутим, близу Пашеновог минимума, радијус закривљености Пашенове криве је минималан, што резултира малом променом производа притиска и међуелектродног растојања (pd) што доводи до већих промена у напону пробоја. Промене у вредности производа pd настају из два разлога:

1. Због мале величине моноатомског племенитог гаса (или смеше) према Фиковим законима, они могу да дифундују из коморе (за разлику од градијента притиска);
2. Због малих размака електрода, односно топографије електрода, ерозија површине (узрокована високом температуром и притиском у варници) може утицати на вредност међуелектродног растојања до 10 %.

Облик карактеристика импулса резултира споријим одговором (кваром) и дисипацијом у области брзих импулса. Ово произилази из саме дефиниције пробојног напона према којој настаје када је брзина пораста импулсног напона упоредива са брзином елементарних процеса електричног пражњења у гасовима. Као резултат тога, тренутак појаве слободног електрона и његовог преласка у почетни је стохастичка величина значајног расејања, која се директно преноси на вредност импулсног пробојног напона. Ово резултира кашњењем (и његовом статистичком дисипацијом) производње гасног одводника пренапона, што је у директној позитивној корелацији са брзином пораста импулсног напона, што коло чини заштићеним од брзих пренапона (атмосферски пренапон и пренапон нуклеарне експлозије).

Временска деконтаминација гасних одводника пренапона је недовољно истражен феномен који се манифестује значајно вишим вредностима једносмерног и импулсног пробојног напона након његове неактивности од неколико сати или више. Ова веома опасна појава за примарну сврху гасних одводника пренапона је мало испитана. Постоји само мали број радова посвећених феномену темпоралне деконтаминације [35, 36].

Правилно тумачење и решавање како би се смањила појава дуготрајне деконтаминације су од највеће важности за њихову примену.

3.4. УТИЦАЈ РАДИОАКТИВНОГ ЗРАЧЕЊА НА КАРАКТЕРИСТИКЕ ГАСНИХ ОДВОДНИКА ПРЕНАПОНА

Промена до којих долази приликом утицаја радиоактивног зрачења на гасне одводнике пренапона су:

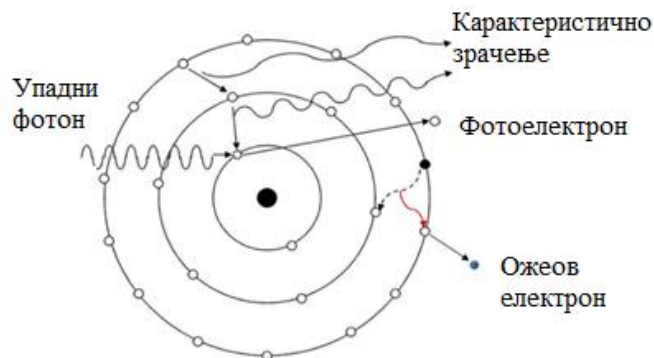
1. Повећање брзине одзива гасних одводника пренапона;
2. Суужење волт–секундне карактеристике;
3. Смањење дисперзије статичког пробојног напона.

Под јонизујућим зрачењем се подразумева електромагнетно зрачење, тачније карактеристично X – зрачење.

У зависности од енергије X - зрака који интерагују са материјалом разликују се три типа нееластичних апсорпционих процеса:

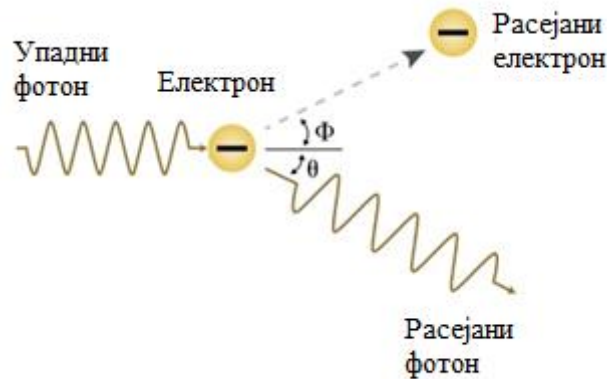
1. Фотоелектрични ефекат;
2. Комптонов ефекат;
3. Ефекат стварања парова.

Фотоелектрични ефекат представља процес интеракције фотона нижих енергија са електроном из унутрашње љуске атома. Састоји се у потпуној предаји енергије упадног фотона електрону из омотача атома, при чему фотон нестаје а електрон напушта атом. Вероватноћа овог ефекта је највећа када је енергија упадног фотона једнака или само већа од енергије везивања електрона у његовом омотачу и када је електрон чврсто везан. Електрон који се уклони тада се назива фотоелектрон и упадни фотон се потпуно апсорбује у процесу. Дакле, фотоелектрични ефекат доприноси слабљењу снопа рендгенских зрака док он пролази кроз материју. Да би се атом стабилизовао, електрон спољашњег омотача попуњава празно место у унутрашњој љусци. Енергија коју овај електрон изгуби када падне на унутрашњу љуску се емитује као карактеристично зрачење (рендгенски фотон) или као Ожеов електрон, слика 3.6.



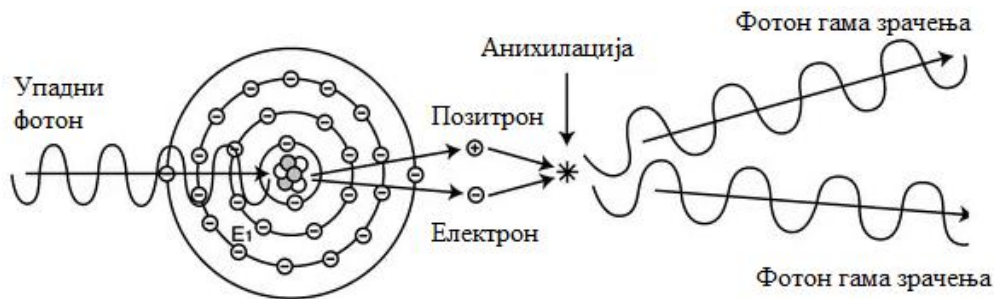
Слика 3.6. Фотоелектрични ефекат

Комптонов ефекат или Комптоново расејање настаје услед интеракције фотона са електронима из спољашње љуске атома. Упадни фотон се распршује, тачније мења смер и предаје део енергије електрону, при чему он напушта атом јонизујући га. Фотон који настаје као резултат расејања има мању енергију, односно већу таласну дужину. На слици 3.7. је приказана илустрација Комптоновог расејања.



Слика 3.7. Комптоново расејање

При проласку фотона високих енергија у пољу језгра атома (или пољу електрона из омотача) долази до стварања парова честица, при чему примарни фотон нестаје, а настају електрон и позитрон који се крећу супротним смеровима, нормално на правац упадног фотона. После успоравања, позитрон се спаја са једним електроном из омотача атома средине кроз коју пролази и нестаје (аниhilација), при чему настају два фотона гама зрачења који одлазе у супротним смеровима. Описани процес се назива ефекат стварања парова и приказан је на слици 3.8.



Слика 3.8. Ефекат стварања парова

Приликом наведених јонизационих процеса долази до стварања слободних електрона и парова електрон – шупљина, а електрони из електрон – јон пара имају способност да самостално јонизују атоме.

Слободни електрони настали након релаксације из јонизованог атома, могу да се ексцитују из валентне зоне и преко забрањене зоне заузимају енергетске нивое у проводној зони, стварајући парове електрон – шупљина. Разлика енергија електрона се троши на формирање нових парова електрон – шупљина, све док не дође до губитка енергије до тог нивоа да електрон може да заузме енергетска стања мало испод доње границе валентне зоне. Број створених парова електрон – шупљина по упадном зрачењу апсорбованом у материјалу је константан и независан је од промене температуре.

У изолаторима вишак створених парова електрон – шупљина под дејством јонизујућег зрачења бивају дрифтовани услед унутрашњег електричног поља. Дејство јонизујућег зрачења доводи до повећања проводности, али нема значајан утицај на ниво реконбинације наелектрисања која су захваћена у материјалу изолатора.

У случају диелектрика са малим тангенсом угла губитака носиоци бивају захваћени у стање комплекс дефеката који доводи до погоршања карактеристика изолатора и промена хемијске структуре материјала.

3.5. ИСПИТИВАЊЕ ГАСНИХ ОДВОДНИКА ПРЕНАПОНА НА УТИЦАЈ НЕУТРОНСКОГ ЗРАЧЕЊА

Иако неутронско зрачење не спада у јонизујуће зрачење, у овом поглављу представља део интересовања јер долази до појаве радионуклида управо од последице процеса неутронског захвата у материјалу кућишта, електрода и у материјалу за помоћну јонизацију гасног одводника пренапона.

Појава радионуклида чије јонизујуће зрачење узрокује повећање вероватноће налажења примарне јонизујуће честице, односно гама фотона у међуелектродном простору, које директно врше јонизацију атома гаса доводи до промена карактеристика овог елемента.

Неутронско зрачење из извора интерагује са језгрима атома материјала услед чега језгро остаје побуђено (бива нестабилно) и може прећи у основно стање. Приликом преласка језгра у основно стање мења се његов број неутрона и долази до емисије гама кванта. Поред емисије гама кванта, могућа је и емисија електрона, позитрона и електронски захват.

За испитивања карактеристика гасних одводника пренапона битни су изотопи који су настали у процесу неутронског озрачивања који се распадају уз испуштање алфа и бета честица од оних насталих испуштањем гама кваната, због веће вероватноће интеракције честичног зрачења са атомима гаса у међуелектродном простору гасног одводника пренапона.

У случају озрачивања гасног одводника пренапона долази до значајног опадања дисперзије статичког пробојног напона до једне границе после чега више практично остаје константан [37]. Средња вредност пробојног напона остаје непромењена и у случају озраченог и у случају неозраченог гасног одводника пренапона.

Приликом испитивања гасних одводника пренапона импулсним напонам утврђено је да озрачени одводник пренапона брже реагује, има ужу волт-секундну карактеристику, односно мање расипање вредности динамичког пробојног напона. Брже реаговање одводника пренапона је условљено скраћењем статистичког времена што је последица повећања флукса јонизујућих честица кроз међуелектродни простор. Суужење волт-секундне карактеристике условљено је већом вероватноћом налажења јонизујуће честице или гама кванта у међуелектродном простору.

Дакле, може се закључити да би гасни одводник пренапона са уграђеним радиоактивним извором обезбедио константан принос електрона у међуелектродном простору, али велики проблем се јавља код одлагања овакве врсте гасних одводника пренапона, које може да доведе до контаминације животне средине.

Појам контаминације подразумева непланирано и непожељно присуство радиоактивног материјала на површинама или унутар тела изнад прописаних граница.

4. ПОРЕЂЕЊЕ КОМПОНЕНАТА ЗА ЗАШТИТУ ОД ПРЕНАПОНА

Заштитни елементи који се користе за пренапонску заштиту имају различите карактеристике које су сумиране према врсти компоненте.

Гасни одводници пренапона:

1. Двосмерност, тј. потпуна реверзибилност након рада;
2. Издржљивост великих струја;
3. Економичност;
4. Мала брзина одзива;
5. Нестабилна радна тачка;
6. Декондиционирање након дужег мировања.

Варистори:

1. Издржљивост великих струја;
2. Споро реаговање у циљу смањења отпорности;
3. Подложни процесу старења;
4. Велики капацитет;
5. Осетљивост при већим одводним снагама.

Полупроводнички елементи:

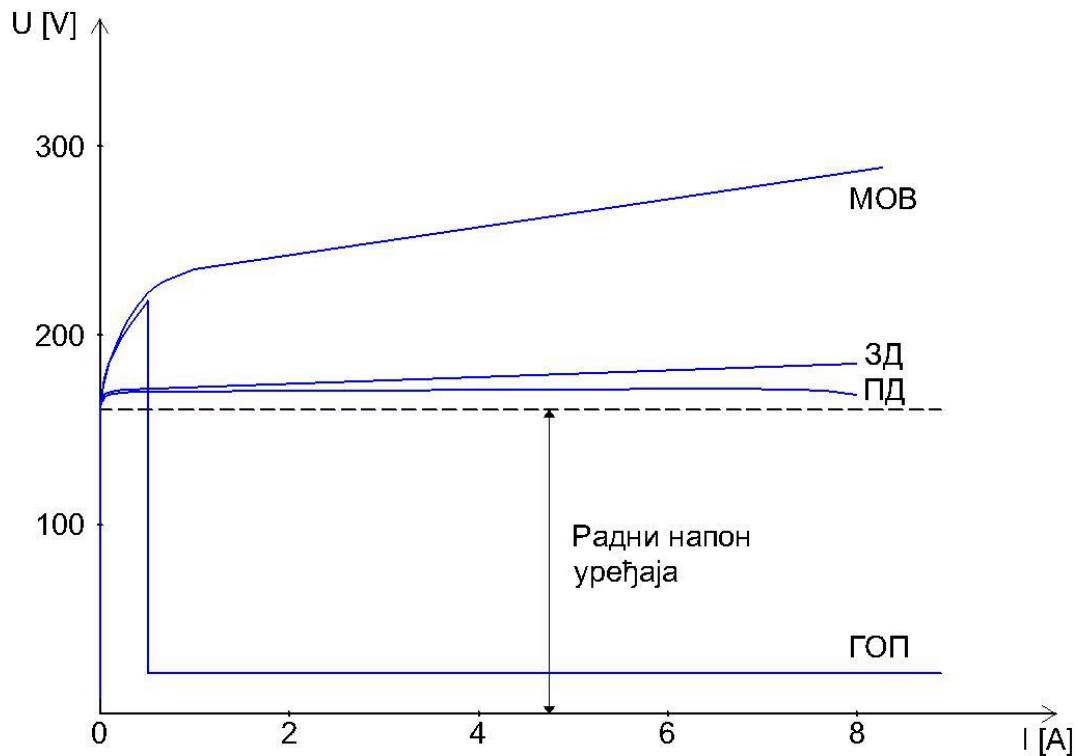
1. Најбржи одзив;
2. Велика осетљивост.

Филтери:

1. Мали степен губитака;
2. Подложни процесу старења.

4.1. ЗАВИСНОСТ СТРУЈЕ ОД НАПОНА ПРЕНАПОНСКЕ ЗАШТИТЕ

На основу наведених карактеристика готово је немогуће увести заједнички критеријум за оцену свих врста компонената за заштиту од пренапона. Једина заједничка карактеристика по којој би се ови елементи условно могли поредити је зависност струје од напона у подручју где ови елементи раде као заштитни. Ова зависност је приказана на слици 4.1. при чему се сматра да је елемент за заштиту од пренапона бољи уколико му је зависност струје од напона већа, тј. зависност напона од струје мања. Поменута зависност се на графику посматра тако да карактеристика треба да буде ближа линији паралелној апциси.



Слика 4.1. Зависност напона и струје елемената за заштиту од пренапона: МОВ – метал-оксидни варистор; ЗД – Зенерова диода, ПД – пренапонска диода; ГОП – гасни одводник пренапона

Карактеристике зависности струје од напона заштитних елемената се могу приказати у математичком облику:

$$I = k \cdot U^\alpha \quad (4.1)$$

где су k и α константе које су различите за сваки елемент пренапонске заштите.

Константа α представља степен заравњености карактеристике и мерило је погодности елемента за заштиту од пренапона. Код отпорника вредност параметра α је 1.

Што је већа вредност константе α за одређени елемент за заштиту од пренапона, такав елемент се може више оптеретити у односу на онај елемент који има мању вредност константе α . Односно, елемент који има заравњену карактеристику је могуће више оптеретити у односу на онај са стрмијом карактеристиком. Наравно треба напоменути да ово поређење важи када су елементи истих конструкција.

У табели 4.1. су приказане вредности коефицијента α за различите врсте елемената пренапонске заштите [38].

Табела 4.1. Вредности коефицијента α за различите врсте елемената пренапонске заштите

Елемент пренапонске заштите	Коефицијент α
Метал оксидни варистор	40
Зенерова диода	60 - 80
Пренапонска диода	преко 80
Гасни одводник пренапона у области где је вредност струје већа од 0,5 А	100

4.2. ВРЕМЕ РЕАГОВАЊА ПРЕНАПОНСКЕ ЗАШТИТЕ

Једна од најважнијих карактеристика елемената пренапонске заштите је њихова брзина реаговања на пренапонске импулсе. За већину елемената који се користе у пренапонској заштити дефинишу се параметри:

1. Нагиб предње ивице ($\Delta U/\Delta t$):

Представља брзину пораста по напону, тачније извод напона по времену.

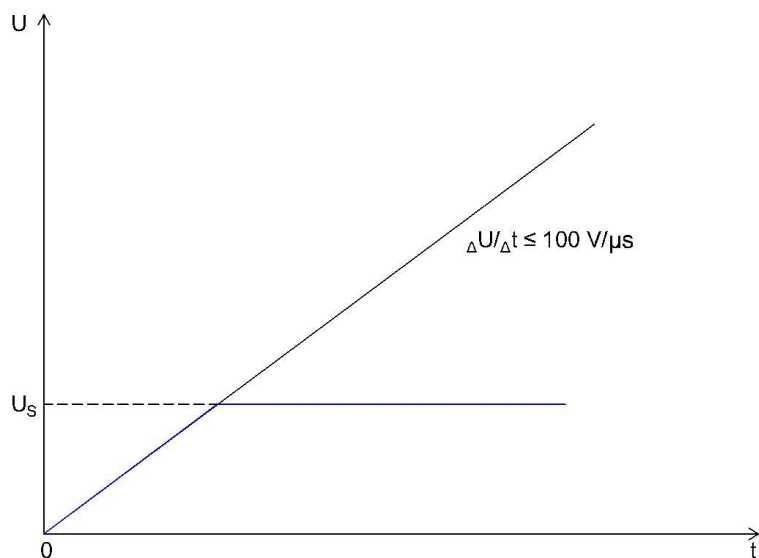
2. Статички ниво реаговања (U_s):

Представља напон који се постиже на заштитном елементу уколико је нагиб предње ивице мањи од 100 V/ μ s, другим речима, означава праг реаговања на споре промене напона.

3. Динамички ново реаговања (U_d):

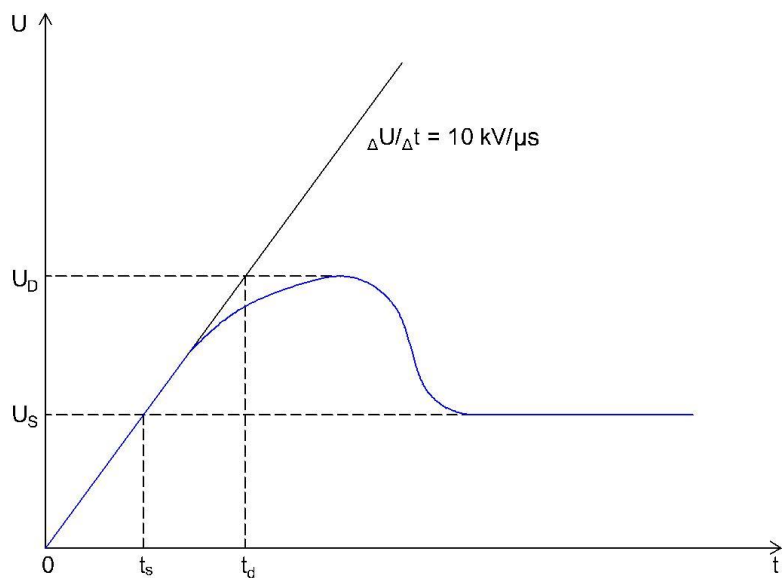
Представља највиши напон који се постиже на заштитном елементу уколико је нагиб предње велики, односно када вредност нагиба ивице има вредност 10 kV/ μ s [38].

На слици 4.2. је приказан график деловања елемената пренапонске заштите у случају импулса са благим нагибом, при чему нагиб предње ивице мора имати вредност која је мања од $100 \text{ V}/\mu\text{s}$.



Слика 4.2. Деловање елемената пренапонске заштите у случају импулса са благим напоном

На слици 4.3. је приказан график деловања елемената пренапонске заштите у случају импулса са оштрим нагибом са назначеним временом реаговања ($t_d - t_s$).



Слика 4.3. Деловање елемената пренапонске заштите у случају импулса са оштрим напоном и временом реаговања

Време реаговања се дефинише као време за које пренапонски испитни импулс промени вредност са статичког нивоа реаговања на динамички ниво реаговања без деловања заштите и рачуна се према једначини:

$$(t_d - t_s) = \frac{U_d - U_s}{\frac{dU}{dt}} \quad (4.2)$$

где је:

t_d – време динамичког нивоа реаговања,

t_s – време статичког нивоа реаговања,

U_d – динамички ниво реаговања,

U_s – статички ниво реаговања.

Време реаговања је практично, оно време које помножено са нагибом предње ивице даје разлику нивоа реаговања, приказано на графику 4.3.

Време реаговања се разликује за сваки елемент пренапонске заштите јер зависи од физичких појава које се дешавају у заштитном елементу приликом рада, а код неких заштитних елемената време реаговања зависи и од величине нагиба предње ивице пренапонског импулса.

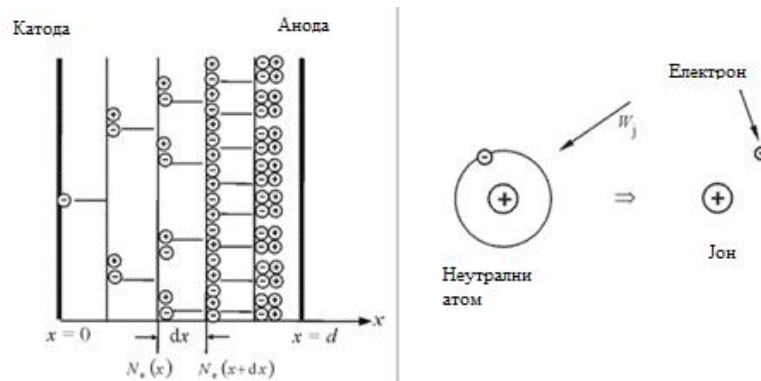
5. ЕЛЕКТРИЧНИ ПРОБОЈ ГАСОВА

Најчешће коришћени диелектрици (изолатори) су гасови попут ваздуха, азота (N_2), угљен диоксида (CO_2), фреона (CCl_2F_2), и сумпор хексафлуорида (SF_6) [39]. Предност гасовитих материјала у односу на диелектрике који су направљени од материјала других агрегатних стања је висок степен изолационих особина након појаве електричног пражњења у њима. Ипак, када се на диелектрик примени одређена количина електричне енергије, диелектрик губи своја изолациона својства и кроз њега може проћи струја. Пролазак струје кроз диелектрик назива се пробој, а минимални напон на којем се описана појава дешава је пробојни напон.

Настајање великих струја у пробоју је последица јонизације у којој се стварају електрони и јони из неутралних атома или молекула, а њихова миграција ка аноди и катоде доводи до великих струја. Таунсендова и Стримерова теорија су две врсте теорија које објашњавају механизам пробоја гаса.

Услед дејства јонизујућег зрачења, неутрални молекули гаса могу садржати одређени број слободних електрона и јона. Када се у гасу успостави спољашње електрично поље, долази до усмереног кретања електрона и јона по правцу поља. Тако генерисани електрони убрзавају ка аноди, добијајући кинетичку енергију кретања од примењеног електричног поља између електрода. Кинетичка енергија коју добију електрони може бити толико велика да при судару електрона са неутралним молекулима може да изврши јонизацију, односно да избаци један електрон из неутралног молекула и да иза себе остави позитиван јон. Нов електрон заједно са почетним (иницијалним) електроном даље понављају процес јонизације. Пошто је молекул много тежи у поређењу са електроном, може се сматрати релативно стационарним, не доприносећи процесу јонизације. Напротив, електрони се крећу веома брзо под утицајем примењеног електричног поља и настављају да се ослобађају из молекула гаса при чему „лавина“ електрона коначно стиже до аноде као што је приказано на слици 5.1. Овакав плъусак електрона на аноди који су настали примарном лавином не представља пробој гаса.

До пробоја гаса долази када се по свакој лавини секундарним елементарним процесима формира довољан број секундарних иницијалних електрона, где електрично пражњење у гасу прелази из несамоодрживог у самоодрживо пражњење. Прелазак несамоодрживог електричног пражњења у самоодрживо значи да струја наставља да тече кроз гас и спољашње коло и после уклањања спољашњег извора јонизујућег зрачења [40 - 42].



Слика 5.1. Настајање лавине електрона ударном електронском јонизацијом

Као што је поменуто, постоје два механизма за одвијање електричног пробоја гаса у зависности од тога да ли су доминантни секундарни процеси електричног пражњења на електродама или у гасу. Ако су доминантни секундарни процеси на електродама, ради се о Таунсендовом механизму пробоја гаса, а ако су доминантни секундарни процеси у гасу, ради се о Стримерском механизму пробоја. Граница ова два механизма пробоја није оштра и у граничној области се електрични пробој одвија комбинацијом ова два механизма [43].

Друга подела електричног пробоја гаса се врши у односу на облик примењеног напона и може бити:

1. Једносмерни (*DC*) пробој гаса;
2. Наизменични (*AC*) пробој гаса;
3. Импулсни пробој гаса.

Једносмерни пробој гасова се постиже растућим једносмерним напонем чије је време пораста знатно дуже од времена карактеристичног за елементарне процесе електричног гасног пражњења. Вредност једносмерног пробојног напона је детерминистичка величина, што значи када се мери, мерна несигурност типа *A* је нула. Његова вредност се може нумерички израчунати за одређену електронску конфигурацију и притисак жељеног гаса.

Импулсни пробој гасова се постиже једносмерним импулсним напонем чије је време пораста истог реда величине као и време карактеристично за елементарне процесе електричног гасног пражњења. Вредност импулсног пробојног напона је стохастичка величина, која по правилу припада тропараметарској Вејбуловој расподели. Када је реч о његовом прорачуну, постоји могућност одређивања вероватноће одређеног квантила тако да вредност импулсног пробојног напона падне у одређену тачку напонско-временске равни. Поступак се врши прорачуном импулсних (волт-секундних) карактеристика гасне изолације које су и најбољи показатељи брзине одзива гасних одводника пренапона [44, 45].

У случају једносмерног пробоја могуће је израчунати вредност пробојног напона на основу нумеричких алгоритама, одређивањем вредности електричног поља. У случају импулсног пробојног напона није могуће израчунати вредност пробојног напона, али је могуће одредити импулсну карактеристику.

Импулсна карактеристика одређује зависност импулсног пробојног напона од времена пораста импулсног напона, при чему се као параметар задаје вредност квантил вероватноће [46].

5.1. ТАУНСЕНДОВ МЕХАНИЗАМ ПРОБОЈА

Таунсендов пробој се базира на појави сукцесивних секундарних лавина до настанка пробоја. Ефекат лавине је открио Џон Сили Таунсенд у свом раду у периоду од 1897. до 1901. године и по њему је овај ефекат добио назив.

Електронска лавина је процес у којем одређени број слободних електрона у гасу бива подвргнут довољно јаким електричним пољем, тако да долази до јонизације једноставним сударом који резултира појавом два електрона и позитивног јона. Ова два електрона даљим сударима доводе до појаве три позитивна јона и четири електрона.

Процес електронске лавине је кумулативан, па ће се број слободних електрона даље повећавати са даљим кретањем под дејством електричног поља.

Претпоставимо да се n_0 електрона емитује са катоде и да при судару са неутралном честицом се формирају позитивни јон и електрон, што се назива јонизујући судар.

Нека је α просечан број јонизујућих судара које направи слободни електрон по сантиметру путујући у правцу поља (Таунсендов први јонизациони коефицијент).

На било ком растојању од катоде x (катада је $x = 0$), када број електрона n_x , дужином пута dx , прираштај броја електрона на дужини пута dx износи:

$$dn_x = \alpha \cdot n_x \cdot dx \quad (5.1)$$

Интеграцијом релације (5.1) добијају се релације (5.2), (5.3) и (5.4):

$$\int_{n_0}^{n_x} \frac{dn_x}{n_x} = \alpha \int_0^x dx \quad (5.2)$$

$$\ln\left(\frac{n_x}{n_0}\right) = \alpha x \quad (5.3)$$

$$n_x = n_0 \cdot e^{\alpha x} \quad (5.4)$$

где је:

n_0 – број емитованих електрона са катоде,

n_x – број електрона који се крећу на растојању x од катоде,

α - Таунсендов први јонизациони коефицијент.

Уколико се анода налази на растојању $x = d$ од катоде, тада је број електрона који ударају у аноду у секунди:

$$n_d = n_0 \cdot e^{\alpha x} \quad (5.5)$$

Просечан број нових електрона и позитивних јона који произведе сваки електрон који напусти катоду је:

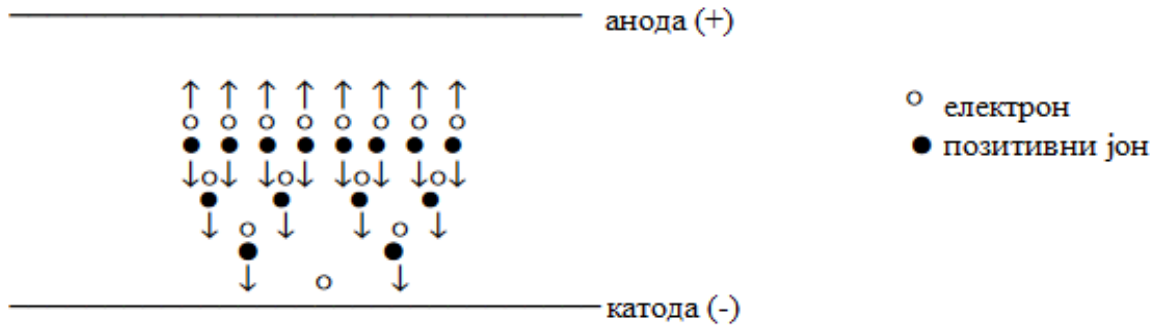
$$\frac{(n_d - n_0)}{n_0} \quad (5.6)$$

У стационарном стању, број позитивних јона који долазе до катоде мора бити једнак броју новоформираних електрона који долазе до аноде, стога је јачина струја приказана релацијом:

$$I = I_0 \cdot e^{\alpha d} \quad (5.7)$$

где је I_0 иницијална фотоелектрична струја на катоде.

Када иницијални рој електрона стигне до аноде, процес примарног лавинског процеса је завршен. Пошто у пољу долази до прираштаја електрона, повећава се вероватноћа да се у међуелектродном простору нађу додатни слободни електрони који су настали неким другим механизмима, стварајући даље лавине при чему свака следећа лавина електрона превазилази претходну по броју новонасталих електрона. Овако настали електрони се називају секундарним електронима јер су настали из секундарних процеса који су активни на катоде (јонско избијање, фотоемисија и емисија електрона из метастабилне честице). Описани процес механизма Таунсендове лавине електрона је приказан на слици 5.2. [47].



Слика 5.2. Механизам Таунсендове лавине електрона

Коефицијент секундарне Таунсендове јонизације, γ , представља укупан електронски допринос секундарним процесима по једној примарној јонизацији.

Сваки електрон који напусти катоду произведе $(e^{\alpha d} - 1)$ судара у међуелектродном простору, стварајући $n_0'(e^{\alpha d} - 1)$ јонизујућих судара.

Према дефиницији за коефицијент секундарне Таунсендове јонизације:

$$\gamma = \frac{n_0'}{n_0''(e^{\alpha d} - 1)} \quad (5.8)$$

где је:

n_0' – број секундарних електрона произведених на катоди,

n_0'' – укупан број електрона који полазе са катоде.

Из релације (5.8) следи да је број секундарних електрона произведених на катоди:

$$n_0' = \gamma \cdot n_0''(e^{\alpha d} - 1) \quad (5.9)$$

Укупан број електрона који полазе са катоде је једнак збиру електрона емитованих са катоде и секундарних електрона произведених на катоди:

$$n_0'' = n_0 + n_0' \quad (5.10)$$

Убацавањем релације (5.9) у релацију (5.10) добија се израз за укупан број електрона који полазе са катоде у функцији коефицијента секундарне Таунсендове јонизације :

$$n_0'' = \frac{n_0}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (5.11)$$

Број електрона на растојању d од катоде је:

$$n_d = n_0'' \cdot e^{\alpha d} = \frac{n_0}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (5.12)$$

Пораст средње вредности струје непосредно пред настанак пробоја у стационарном стању је приказано релацијом:

$$I = \frac{I_0 \cdot e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (5.13)$$

Таунсендов критеријум за електрични пробој у гасовима заснива се на сингуларности у Таунсендовом изразу за струју као функцију напона једначина (5.13).

Када се напон између аноде и катоде повећа, струја достиже бесконачну вредност ($I \rightarrow \infty$), одакле следи да је:

$$1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1) = 0 \quad (5.14)$$

односно,

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (5.15)$$

Пошто важи услов:

$$e^{\alpha d} \gg 1, \quad (5.16)$$

струја у аноди је приближно једнака иницијалној фотоелектричној струји. Теоретски, струја постаје бесконачно велика под условима коју су наведени релацијама (5.14) – (5.16), али је практично ограничена отпором извора напајања и проводног гаса. Релација (5.15) представља условну једначину преласка са несамоодрживог на самоодрживо пражњење и назива се Таунсендов критеријум пробоја гаса.

5.2. СТРИМЕРСКИ МЕХАНИЗАМ ПРОБОЈА

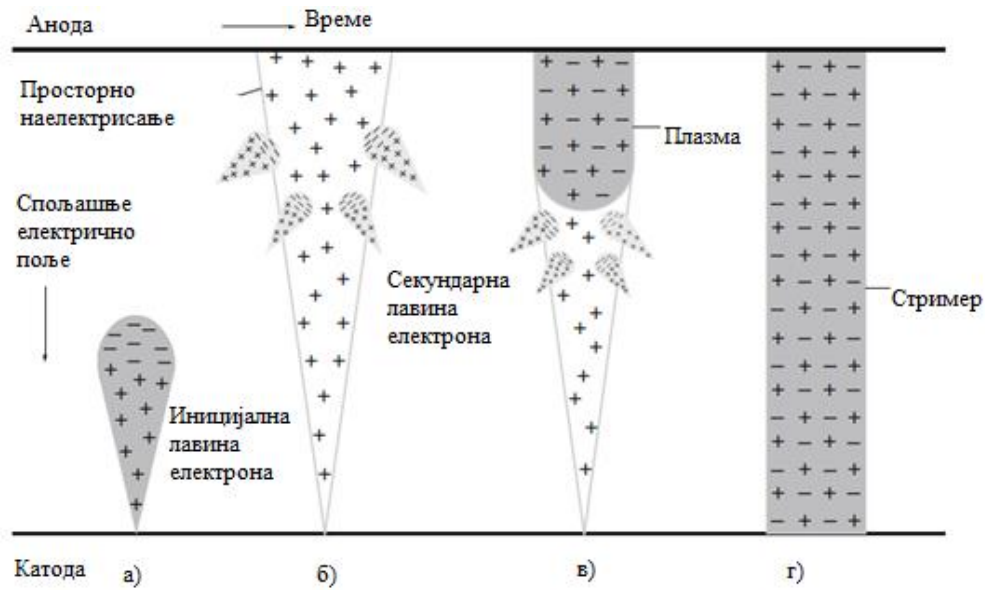
Електрични пробој гаса је самоодржавајући двостепени процес. Основни услов за покретање електричног пробоја гаса је појава слободног електрона у делу електричног поља у коме може да преузме довољно енергије, тако да изврши јонизацију неутралног атома или молекула. Овакав електрон се назива иницијални електрон. Након првог јонизационог судара долази до развоја лавине која представља геометријски прогресивни умножен електронски сноп. Када лавина стигне на аноду, завршава се први степен електричног пробоја.

Други степен представља позитивну спрегу иницијалне лавине и наредних лавина. Секундарни процес се може дешавати на електродама или у гасу, и у зависности од тога, постоје два типа механизма пробоја. Ако се секундарни процеси електричног пражњења у гасу дешавају на електродама пробојни механизам је Таунсендовог типа. Ако се секундарни процеси електричног пражњења у гасу дешавају у гасу, пробојни механизам је Стримерског типа.

На слици 5.3. приказан је процес формирања лавине електрона у стример и пробој када је примењен напон који је једнак пробојном напону [48]. Јонизациони електрони који се ослобађају са катоде на аноду доводе до формирања лавине електрона спољним факторима као што је приказано на слици 5.3.а). Како се лавина електрона креће напред, процес јонизације на њеној глави биће интензивнији. Када лавина електрона прође кроз цео простор, густина просторног наелектрисања у делу главе је толика да је електрично поље репа у великој мери ојачано и да емитује много фотона, као што је приказано на слици 5.3.б). Ови фотони изазивају фотојонизацију простора а новонастали фотоелектрони су привучени позитивним просторним наелектрисањем главног дела електронске лавине. Фотоелектрони стварају нови електронски колапс које се назива секундарна електронска лавина.

Секундарна електронска лавина се креће ка главној електронској лавини и електрони секундарног дела електронске лавине главе крећу се у област позитивног просторног наелектрисања главног дела електронске лавине (електрони главне електронске лавине одлазе у аноду). Због мањег поља јачине, углавном се електрони формирају као негативни јони. Велики број позитивних и негативно наелектрисаних честица формирају канал у стању плазме који се назива позитивни стример, као што је приказано на слици 5.3.в).

Канал стримера има добру проводљивост, и испред његовог дела главе постоји јако електрично поље због позитивног наелектрисања произведеног од секундарне електронске лавине. Истовремено, као резултат спајања многих секундарних електронских лавина, брзо се развија процес јонизације у делу главе, а велики број фотона се емитује у окружење за следећу фотојонизацију. Дакле, нова секундарна електронска лавина се јавља испред стримера, коју привлачи глава стримера и продужава канал за пражњење. Стример се помера напред до катоде и затвара се при чему електрично поље на његовој глави је ојачано тако да се развој убрзава. Када стример стигне до катоде, цела празнина је прошла кроз канал плазме са добром проводљивошћу. На тај начин је пробој завршен као што је приказано на слици 5.3.г).



Слика 5.3. Формирање и развој позитивног стримера: а) иницијална лавина електрона, б) секундарна лавина електрона, в) појава плазме, г) формирање стримера

Услов за формирање стримера и самоодрживог пражњења је:

$$\exp(\alpha x_c) = 10^8 x_c \quad (5.17)$$

где је x_c критична дужина лавине.

Сређивањем релације (5.17) добија се релација:

$$\alpha x_c = 18,4 + \ln x_c \quad (5.18)$$

Облик релације (5.18) се може поједноставити тако да услов за формирање стримера и самоодрживог пражњења добија облик:

$$\alpha x_c = 20 \quad (5.19)$$

У табели 5.1. је приказано поређење Таунсендове и Стримерске теорије механизма пробоја.

Табела 5.1. Поређење Таунсендове и Стримерске теорије

Таунсендова теорија	Стримерска теорија
Пораст струје представља резултат процеса јонизације.	Пробојни напон зависи од притиска гаса и међуелектродног растојања.
Овај механизам предвиђа веома дифузни облик пражњења.	Овај механизам предвиђа да ће пражњење бити стримерско.
Таунсендов критеријум: $\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1$	Стримерски критеријум: $\alpha x_c = 18,4 + \ln x_c$
Примарна и секундарна јонизација изазивају лавински пробој.	Просторно наелектрисање игра важну улогу у расту лавине у корони, а варнично пражњење у неуједначеним празнинама поља.
Механизам предвиђа временско кашњење од 10^{-5} секунди.	До пробоја долази у врло кратким временима од 10^{-8} секунди.
Таунсендов механизам је доминантан за вредности pd испод 1000 torr cm и притисак гаса који варира од 0,01 до 350 torr.	Стримерски механизам је доминантан за веће вредности притиска и већу вредност pd .

5.3. ЕФЕКАТ ШУПЉЕ КАТОДЕ

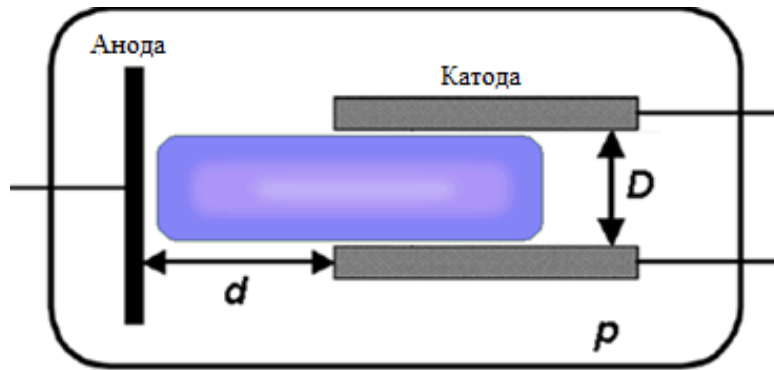
Шупљом катодом се назива катода која ограничава део простора у облику шупљине унутар извора гасног пражњења. Димензије шупљине коју образује катода својим обликом треба да су сразмерне димензијама катодне области електричног пражњења. На тај начин ће се испољити ефекти шупље катоде.

Један од ефекта шупље катоде подразумева да је густина струје у пражњењу са шупљом катодом већа од оне у пражњењу са равном катодом при истој вредности напона, и други је појава електронског снопа.

Као шупље катоде могу се користи цеви кружног или правоугаоног попречног пресека или две међусобно паралелне плоче које су у електричном контакту.

Електрони који се појављују из тамног катодног простора имају особине снопа и њихов положај негативног тињања је одређен просторном оријентацијом катоде. Шупљу катоду чине две паралелне плоче (катоде) са заједничком анодом нормалном на њихову осу као што је приказано на слици 5.4. Приликом великих међукатодних растојања електронски снопови из две катоде су супротно усмерени и понашају се независно један од другог. Када се ово међукатодно растојање смањи за одређену вредност потенцијала долази до сједињења области негативног тињања. У том случају, густина струје нагло расте.

Пораст јонизације у катодном простору је последица електрона емитованих са супротне стране шупљине или смањења позитивног просторног наелектрисања испред катоде. Пораст густине јона и емисије из високо ексцитованих стања у области негативног тињања доводи до ефикаснијег учешћа фотона, јона и метастабилних атома за секундарну емисију електрона из катоде. Задржавање електрона у катоданој шупљини где губе енергију у поменутиим процесима доводи до појаве градијента поља у катодном тамном простору који увећава брзину јона у близини катоде [49, 50].



Слика 5.4. Шупља катода: p - притисак, D - међукатодно растојање, d – међуелектродно растојање

5.4. ПАШЕНОВ ЗАКОН

Електрони и јони који се крећу кроз гас у униформном пољу (E) и притиску гаса (p), достижу равнотежне вредности средње енергије које зависе од односа E/p при чему важе релације:

$$\frac{\alpha}{p} = f_1\left(\frac{E}{p}\right) \quad (5.20)$$

$$\gamma = f_2\left(\frac{E}{p}\right) \quad (5.21)$$

Где је α први Таунсендов, а γ секундарни Таунсендов јонизациони коефицијент.

Интензитет електричног поља и напона између електрода су повезани међуелектродним растојањем:

$$E = \frac{U}{d} \quad (5.22)$$

где је:

E - интензитет електричног поља,

U - напон између електрода,

d - међуелектродно растојање.

Примењујући Таунсендов критеријум за пробој гаса:

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (5.15)$$

и убацивањем релација (5.22) и (5.16) добија се релација:

$$f_2\left(\frac{U}{pd}\right) \left[e^{pd f_1\left(\frac{U}{pd}\right) - 1} \right] = 1 \quad (5.23)$$

Релација (5.23) указује на то да је вредност пробојног напона, U , функција производа притиска и међуелектродног растојања што је математички приказано функцијом зависности:

$$U = f(pd) \quad (5.24)$$

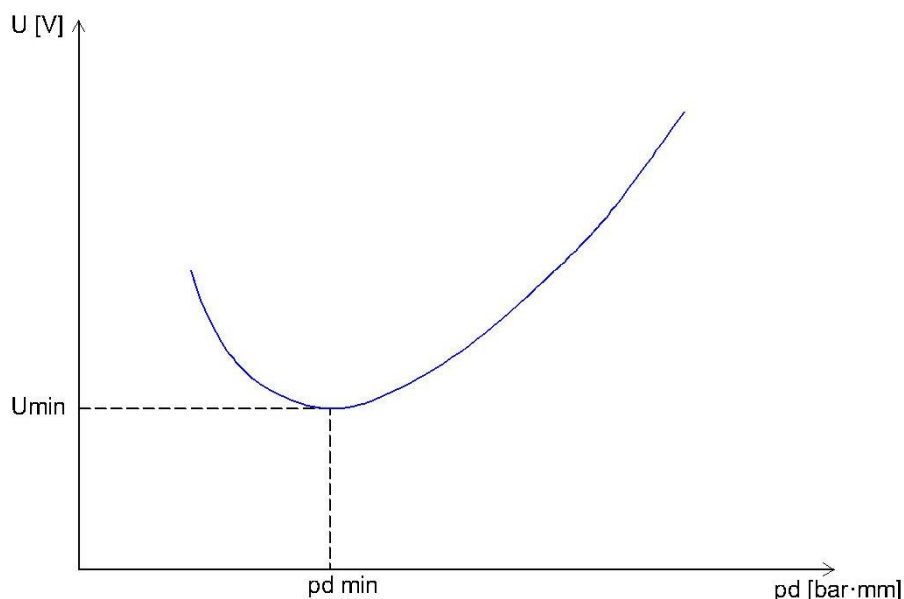
Функционална зависност (5.24) назива се Пашеновим законом, а крива зависности пробојног напона (U) од производа притиска и међуелектродног растојања (pd) назива се Пашеновом кривом. Пашенова крива има облик асиметричне U - криве са израженим минимумом (тзв. Пашеновим минимумом) и приказана је на слици 5.5. [51 - 53].

Пашенова крива предвиђа веома висок пробојни напон за мале pd вредности, што одговара левој грани криве при ниском притиску односно са нижом вредношћу међуелектродног растојања. Како се вредност pd повећава, постиже се минимални пробојни напон. Како се pd даље повећава, то улази у десну грану Пашенове криве, а пробојни напон такође почиње да расте како се pd повећава [54].

На левој грани Пашенове криве, пробојни напон је обично осетљивији на варијацију вредности pd , показујући стрмији нагиб.

Пашенова крива може се мерити променом међуелектродног растојања и притиска гаса одвојено или зависно. Различите параметарске методе могу резултирати различитим облицима измерене Пашенове криве иако је опсег pd вредности исти.

Тачка Пашеновог минимума је од значаја јер се управо у њеној близини поставља радна тачка гасних одводника пренапона која је једна од карактеристика (поред импулсних карактеристика) на основу којих се може вршити инжењеринг функционисања гасних одводника пренапона.



Слика 5.5. Пашенова крива са израженим Пашеновим минимумом

За сваки гас (или гасну смешу) постоји вредност производа pd на којој је пробојни напон минималан, односно вредност на којој је најлакше остварити пробој. Физички се то може објаснити на следећи начин: ако се узме у обзир да је производ pd пропорционалан укупном броју атома гаса у међуелектродном стању и када је тај број мали, мултипликација је слаба због малог броја судара које један електрон претрпи на путу ка аноди, али ако је број атома превише велики у међуелектродном стању, мултипликација се и у том случају смањује јер услед веома честих међусобних судара, електрон не убрзава довољно да би имао кинетичку енергију да би могао да изврши ударну јонизацију.

Шанса за појаву јонизације је коначна и пробој се може десити ако се вероватноћа јонизације повећа. Вероватноћа појаве јонизације се постиже повећањем примењеног напона лево од Пашеновог минимума. Пробој гаса лево од Пашеновог минимума се догађа чешће на већим дужинама пута. У тим тачкама је могуће добити заравњен део Пашенове криве (паралелан pd осци) што је последица преласка из Таунсендовога механизма пробоја гасова у домен пробоја вакуума. У тој прелазној области је могуће да у тачкама лево од Пашеновог минимума у којима треба очекивати претежно вакуумски механизам пробоја, до пробоја долази гасним механизмом при чему варница бира пут дуж неке дуже линије електричног поља. Дужина те линије поља бива тако изабрана да њен производ са вредношћу притиска одговара pd вредности минимума Пашенове криве [55].

6. ЗРАЧЕЊЕ И ИНТЕРАКЦИЈА ЗРАЧЕЊА СА МАТЕРИЈАЛОМ

Материја која нас окружује, наизглед бескрајна и сложена, може да се сведе на ограничен број основних састојака, на хемијске елементе. Хемијски елементи су супстанце које хемијским процесима не могу да се разложе на још једноставније састојке. Најмањи део хемијског елемента који је задржао своје особине је атом. Сви атоми једног истог хемијског елемента имају исту грађу и састоје се из атомског језгра и електронског омотача. Атомско језгро или нуклеус се налази у централном делу атома и састоји се од позитивно наелектрисаних честица протона и ненаелектрисаних неутрона који се привлаче најјачом силом у природи, нуклеарном силом. Електронски омотач се састоји од негативно наелектрисаних електрона који су распоређени електронском конфигурациом и њихов распоред у омотачу дефинише хемијско понашање атома. Маса атома је концентрисана у језгру чија је густина око 10^{15} пута већа од густине материје.

Радиоактивност је природни феномен и представља својство неких језгара да се сама од себе, спонтано, мењају прелазећи у језгра других атома. За оваква језгра се каже да су нестабилна или радиоактивна, за разлику од оних која немају то својство и називају се стабилним језгрима. Стабилност језгра се односи на језгро које се налази у основном стању, у коме се увек нормално налази у природи и има их око 300. Остала су нестабилна или радиоактивна и подложна су некој врсти спонтаног распада и познато их је неколико хиљада.

При распаду радиоактивних језгара, радионуклида, долази до емисије зрачења, честица и електромагнетних таласа. Последице дејства ових зрачења на материји су промене у електронском омотачу атома и молекула средине кроз коју зрачење пролази и тада долази до процеса екситације и јонизације атома и молекула, зато се говори о јонизујућем зрачењу.

Јонизујућа зрачења су електромагнетна или корпускуларна (честична) зрачења која имају довољно високу енергију да могу да јонизују материју кроз коју пролазе, при чему њихова енергија мора бити већа од 12,4 eV. Електромагнетна зрачења имају исту природу и карактеристике, само се разликују у енергији, док код честичног зрачења постоје разлике у маси мировања и кинетичке енергије. Природа интеракције обе врсте зрачења се значајно разликују.

Интеракција зрачења и средине кроз коју зрачење пролази доводи до промена и зрачења и средине. Енергија упадног зрака се деградира а озрачена средина мења физичка и хемијска својства, а уколико је у питању продирање зрачења кроз живу материју, поред поменутих промена долази и до биолошких промена.

Биолошке промене које зрачење изазива на живим ткивима узрокују физичко-хемијске промене у ћелијама, органима или целом телу. Биолошки ефекти се могу појавити на озраченом појединцу (соматски ефекти) и у потомству озраченог појединца ако је оштетио наследни механизам (генетски ефекти). Исто зрачење не узрокује исто деловање код свих челија, због тога се разликује осетљивост појединих врста ћелија на зрачење, али и индивидуална осетљивост појединих ћелија.

6.1. ЗАКОН РАДИОАКТИВНОГ РАСПАДА

Радиоактивност је особина стања језгра и на процес радиоактивног распада се не може утицати без промене стања језгра. Сходно томе, вероватноћа распада језгра у јединици времена је одређена константом распада радиоактивног језгра која је специфична за свако језгро у датом енергетском стању, λ .

Број радиоактивног распада (dN) у времену је одређен само бројем радиоактивних језгара (N) у датом времену (t):

$$dN = -\lambda N dt \quad (6.1)$$

Знак „-“ показује да количина опада с временом.

Решавајући израз (6.1) добија се закон промене броја радиоактивних језгара са временом, односно облик закона радиоактивног распада:

$$N_t = N_0 e^{-\lambda t} \quad (6.2)$$

где је:

N_0 – број радиоактивних језгара у време почетка посматрања, односно у тренутку $t = 0$,

N_t – број радиоактивних језгара у датом тренутку t .

Активност извора опада по експоненцијалном закону и представља величину која описује брзину распада радиоактивног извора:

$$A_t = A_0 e^{-\lambda t} \quad (6.3)$$

где је:

A_0 – почетна активност извора, односно у тренутку $t = 0$,

A_t – активност извора по истеку времена t .

Ако се време t изрази преко времена полураспада ($T_{1/2}$) које представља меру брзине радиоактивног распада, односно време потребно да се распадне половина од укупног броја присутних атома радиоактивног елемента, добија се константа радиоактивног распада:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \approx \frac{0.693}{T_{1/2}} \quad (6.4)$$

Вредност константе радиоактивног распада и времена полураспада зависе само од врсте радиоизотопа, а не зависе од његовог физичког и хемијског састава.

6.2. ИНТЕРАКЦИЈА ЗРАЧЕЊА СА МАТЕРИЈАЛОМ

При проласку зрачења кроз материју долази до узајамног дејства зрачења на материју и дејства материје на сноп зрачења.

Ефекти који се могу јавити услед дејства зрачења на материју се могу поделити на:

1. Физичке ефекте: јонизација и ексцитација атома средине;
2. Хемијске ефекте: радијационо-хемијске реакције;
3. Биолошке ефекте.

Када је реч о дејству материје на сноп зрачења ту се мисли на слабљење примарног снопа зрачења и промене његових основних карактеристика.

Узајамно дејство зрачења на материју и дејства материје на сноп зрачења назива се интеракција.

Интеракције се према механизму преноса енергије на честице могу сврстати у три велике групе:

1. Интеракција наелектрисаних честица у које спадају алфа и бета честице, протони, електронски зраци и различити тешки јони;
2. Електромагнетно зрачење у које спада гама (γ) и законско (X) зрачење;
3. Интеракција ненаелектрисаних честица, односно неутрона.

Без обзира на то који је тип зрачења у питању, општи принцип интеракције се заснива на деловању на средину путем еластичних и нееластичних судара. Приликом еластичних судара долази до трансфера дела кинетичке енергије упадне честице на сударног партнера, при чему долази до мењања правца и брзине сударних партнера. Пренос енергије са радиоактивне честице на језгра је релативно мали јер је велика разлика у масама.

У нееластичним сударима део кинетичке енергије судара прелази у потенцијалну енергију сударног партнера, при чему зрачење изазива унутрашње промене у атомима или молекулима које се свде на јонизацију средине, а ређе на хемијске или неке друге промене.

6.3. ВЕЛИЧИНЕ КОЈЕ КАРАКТЕРИШУ ПРОЛАЗ ЧЕСТИЦА КРОЗ СРЕДИНУ

Зауоставна моћ материјала представља колико се енергије изгуби (dE) при пролазу зрачења кроз материјал дебљине (dx):

$$S = -\frac{dE}{dx} \left[\frac{J}{m} \right] \quad (6.5)$$

Вредност зауоставне моћи материјала зависи од типа и енергије наелектрисаних честица на које се односи.

Линеарни пренос енергије (енг. *Linear Energy Transfer - LET*) представља део енергије зрачења апсорбован (dE_{aps}) по јединици пута кроз дату средину (dx):

$$LET = \frac{dE_{aps}}{dx} \left[\frac{J}{m} \right] \quad (6.6)$$

Масена зауставна моћ се изражава као однос линеарног преноса енергије и густине:

$$\frac{S}{\rho} = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \left[\frac{MeV \text{ cm}^2}{g} \right] \quad (6.7)$$

Релативна зауставна моћ је број који дефинише однос зауставне моћи у неком материјалу према зауставној моћи у стандардној средини:

$$S_l = \frac{dE/dx_m}{dE/dx_0} = \frac{dx_0}{dx_m} \quad (6.8)$$

где су dx_0 и dx_m дужине пута у стандардној средини и у разматраном материјалу за исту вредност дубитка енергије dE .

Специфична јонизација представља број јонских парова (парова електрон - шупљина или шупљина - електрон, у зависности од агрегатног стања материјала) које створи наелектрисана честица по јединици пређеног пута у датом материјалу:

$$J = \frac{dN_j}{dx} \left[\frac{\text{парови јона}}{m} \right] \quad (6.9)$$

Домет представља пут који честица зрачења дате почетне вредности енергије (E_0) пређе у датом материјалу дуж одређеног правца до потпуног заустављања. Односно, то је дебљина слоја датог материјала која је неопходна да потпуно заустави честицу зрачења познате вредности почетне енергије, у случају када она упада на слој под правим углом:

$$U = \int_0^U dx = - \int_{E_0}^0 \frac{dE}{dE/dx} = \int_{E_0}^0 \frac{dE}{S} \quad (6.10)$$

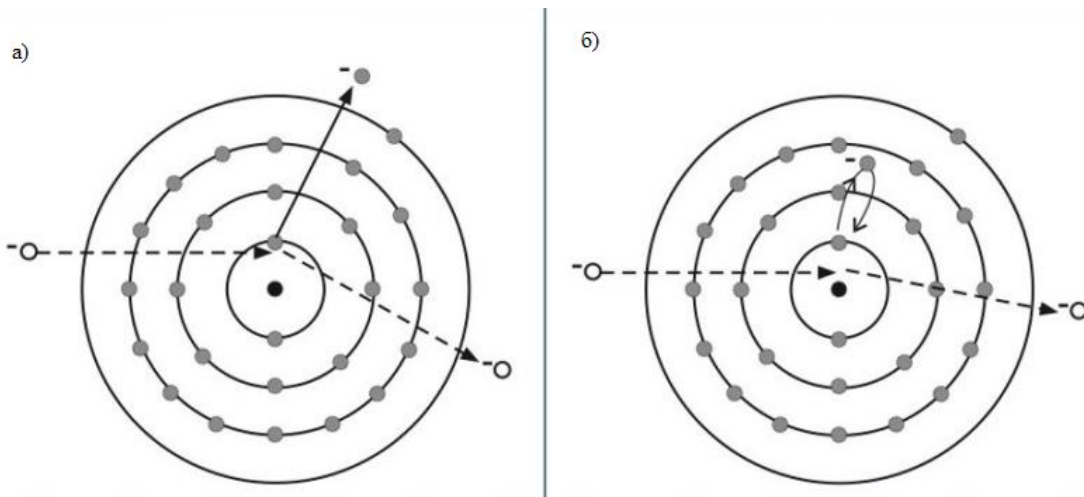
Јединице за домет су јединице дужине [mm , cm] или $\left[\frac{mg}{cm^2} \right]$ и вредност домета директно зависи од енергије честице зрачења [56].

6.4. ИНТЕРАКЦИЈА НАЕЛЕКТРИСАНИХ ЧЕСТИЦА СА СРЕДИНОМ

Честице се могу поделити на две групе према њиховој маси и наелектрисувању. У односу на масу деле се на тешке (то су оне честице које имају већу масу од електрона) и лаке. Према типу наелектрисувања се деле на позитивно и негативно наелектрисане честице.

Узајамно дејство наелектрисане честице и атома средине се одвија кроз нееластичне сударе са електронима из електронског омотача атома. Оваква врста судара је електростатичке природе са великом вероватноћом, што за последицу има то да зрачења која се састоје од наелектрисаних честица имају малу продорност кроз средину.

Приликом радиоактивног зрачења долази до промена у електронском омотачу, односно до јонизације и ексцитације атома приказано на слици 6.1.



Слика 6.1. Шематски приказ а) процеса јонизације атома, б) процеса ексцитације атома

Јонизација је процес при којем долази до откидања електрона из периферних љуски електронске конфигурације атома. Енергија која је предата електрону је у овом случају велика јер је неопходно савладати привлачне силе језгра и електронског омотача. Јонизацијом атома стварају се јонски парови који чине електроне на једној страни и позитивно наелектрисане јоне на другој страни.

Ексцитација атома представља прелазак електрона са нижег нивоа енергије на виши ниво енергије при чему атом долази у побуђено стање. До ексцитације долази када је енергија која је предата електрону релативно мала, а ексцитовани атом може да се релаксира емитујући у околину примљену енергију у облику кванта електромагнетног зрачења.

Приликом ексцитације и јонизације долази до губитка енергије честице који се називају јонизациони губици, и у складу са тим, зрачење које се састоји од брзих наелектрисаних честица спада у јонизујуће зрачење.

6.5. ИНТЕРАКЦИЈА ТЕШКИХ НАЕЛЕКТРИСАНИХ ЧЕСТИЦА СА СРЕДИНОМ

У ову групу честица спада алфа честица. У периодном систему, алфа радиоактивна језгра имају атомски број који је већи од 82 и енергија алфа честица расте са његовим порастом. Енергија алфа честица је много мања за елементе ретких земаља, а њихова времена полуживота су много дужа него за тешке елементе.

Алфа распад представља спонтану трансформацију језгра, при којем језгро избацује алфа честицу, структурно еквивалентну језгру атома хелијума ${}^4_2\text{He}^{2+}$:



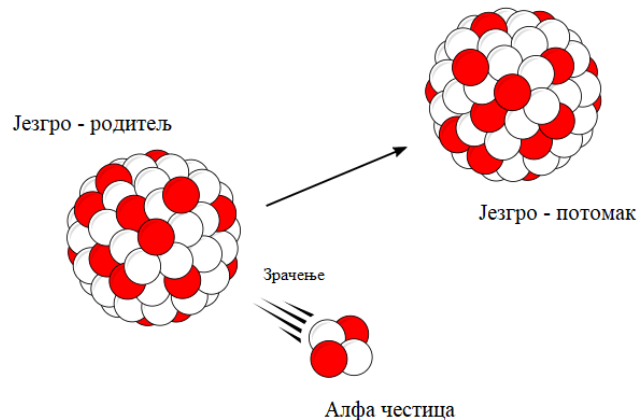
где је:

${}^A_Z\text{X}$ – језгро - родитељ,

${}^{A-4}_{Z-2}\text{Y}$ – језгро - потомак,

α - алфа честица.

Шематски приказ описаног алфа распада је приказан на слици 6.2.



Слика 6.2. Шематски приказ алфа распада

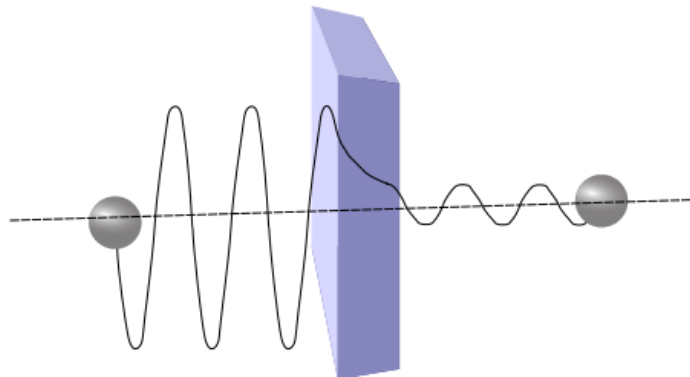
Током процеса нуклеарног распада, ослобођена енергија (енергија распада) се дели између језгра потомка и алфа честице. Два неутрона алфа честице дају јој додатну масу која олакшава јонизацију куломбичком интеракцијом или чак директним сударом алфа честице са атомским електронима. Алфа честице расипају своју енергију током ових судара углавном помоћу два механизма: јонизације и побуђивања електрона.

Велика маса и наелектрисање алфа честице, у односу на друге облике нуклеарног зрачења, дају јој већу јонизациону моћ, али лошију способност да продре у материју.

До побуђивања електрона долази када алфа честица не успе да преда довољно енергије атомском електрону да би он био избачен из атома. Уместо тога, атоми или молекули датог материјала апсорбују део енергије алфа честица и подижу се у стање више енергије. У зависности од материјала који апсорбује, побуђени атоми или молекули материјала одмах се враћају у ниже енергетско стање или основно стање расипајући апсорбовану енергију као фотони видљиве светлости.

Алфа честица је једина честица која се при распаду емитује из језгра па зато увек има тачно дефинисану енергију. То значи да је спектар алфа честица дискретан или линијски. Алфа распад при којем се емитује више група честица са дискретним енергијама доводи до стварање потомака чија су језгра на различитим нивоима побуђености, што даље доводи до емисије гама зрачења.

Алфа распад је квантни процес тунеловања. Тунел ефекат или тунеловање је појава при којој атомска честица може да савлада коначну потенцијалну баријеру чак и када је њена енергија нижа од висине (енергије) баријере. Према класичној физици то би било немогуће, међутим према законима квантне механике је могуће. Да би била емитована, алфа честица мора да продре кроз потенцијалну баријеру где владају јаке интеракције нуклеарних сила. Али управо због ефекта тунелирања, постоји врло мала али коначна вероватноћа да се алфа честица нађе са друге стране баријере, дакле ван домашаја нуклеарних сила. Шематски приказ процеса тунеловања је приказан на слици 6.3. [57].



Слика 6.3. Шематски приказ процеса тунеловања

У одсуству нуклеарних сила, Кулонова сила постаје доминантна (позитивно језгро одбија позитивну алфа честицу) и алфа честица огромном брзином напушта околину језгра - родитеља.

Дакле, и када је потенцијална енергија баријере већа од укупне енергије честице, вероватноћа за пролазак честице кроз баријеру је коначна (најчешће мало већа од нуле). Вероватноћа тунеловања зависи од висине и ширине потенцијалне баријере и од кинетичке енергије алфа честице унутар језгра [58].

6.6. АМЕРИЦИЈУМ - 241

Америцијум представља вештачки радиоактивни елемент који се добија као нуспроизвод у нуклеарним реакторима. У природи не постоје стабилни изотопи америцијума, а чист америцијум је сребрно-сјајни метал.

Америцијум може имати валентна стања 0, III, IV, V, VI, али у обичним редокс условима преовлађује III стање.

Америцијум има слична хемијска својства са лантанидима због његове електронске конфигурације $\text{Am} [\text{Rn}] 5f^7 7s^2$ $\text{Eu} [\text{Xe}] 4f^7 6s^2$ и јонског радијуса $\text{Am}^{3+} : 98 \text{ nm}$ $\text{Eu}^{3+} : 94,7 \text{ nm}$ који су упоредиви. Прилично слично понашање $\text{Am}(\text{III})$ и лантанида представља главну препреку у одвајању америцијума од лантанида.

Важно својство америцијума је формирање комплексних јона са неорганским јонима или органским једињењима у воденим растворима. Карактеристике америцијума су приказане у табели 6.1. [59].

Табела 6.1. Карактеристике америцијума

Спецификација	Актинидни метал
Боја	Сребрно-бела
Атомска маса	243 g/mol
Агрегатно стање	Чврсто
Густина	13,67 g/cm ³ на 20°C
Тачка топљења	994 °C
Тачка кључања	2607 °C
Електронска конфигурација	$[\text{Rn}] 5f^7 7s^2$
Број изотопа	8, без стабилних изотопа
Најзаступљенији изотопи	²⁴¹ Am, ²⁴³ Am
Енергија јонизације	578 kJ/mol
Проналазач	G.T. Seaborg, 1945 године

Време полураспада овог радиоактивног изотопа је 432 године, а активност извора се налази у опсегу од 37 до 2664 kBq.

Америцијум је алфа емитер са енергијама алфа честица које могу бити ($E_{\alpha} = 5,388 \text{ MeV}$, 1,7 %; $E_{\alpha} = 5,468 \text{ MeV}$, 85,2 %; $E_{\alpha} = 5,443 \text{ MeV}$, 12,8 %) и гама емисијом која има вредност ($E_{\gamma} = 59,6 \text{ keV}$, 35,9 %) [60].

Зауоставна је веома висока за честице са великим наелектрисањем, а ове честице имају веома кратке домете. На пример, опсег алфа честице од 5 MeV је приближно само $0,002 \text{ cm}$ у легури алуминијума. Већина алфа честица може се зауставити обичним листом папира или живим ткивом. Због тога заштита од алфа честица не представља тежак проблем.

С друге стране, алфа радиоактивни нуклиди могу довести до озбиљних здравствених опасности када се прогутају или удишу (унутрашња контаминација).

Америцијум може доспети у човеков организам из ваздуха, хране, воде и преко контакта са кожом. Може јако дуго да остане у атмосфери пре него што се веже за честице ваздуха и исталожи директно на земљино тло. Такође, може доћи до таложења на тло услед атмосферских падавина.

Обзиром да се не налази у природи, у подземним водама се може појавити јер се везује за колоиде. Тако везан за колоиде мигрира кроз систем подземних вода, али не више од пар десетина метара.

Може се наћи у корену биљака у зависности од врсте земљишта и његове киселости.

Различита валентна стања америцијума повећавају његову тенденцију да се везује за суспендоване честице у ваздуху.

Због његових поменутих карактеристика, врло лако се може наћи у ланцу исхране. Ако се нађе у организму, највише се депонује у јетри и костима. Америцијум се акумулира у људским костима и остаје тамо дуго времена. Америцијум емитује радиоактивне алфа честице у кости које могу изазвати оштећење околног ткива, што за последицу може имати рак костију.

Уколико човек удахне ваздух који је контаминиран америцијумом, неки његови облици се растварају у плућној течности, услед чега остају у плућима сатима или данима. Други облици који се не растварају лако у плућној течности могу остати у плућима месецима или годинама. Одређена количина америцијума који доспе у плућа, може ући и у крв. Приликом ингестије америцијума, врло мала количина која доспе у дигестивни тракт исто тако може ући у крв. Од мале количине која остаје у организму депонује се у кости, где може да остане много деценија; мања количина одлази у јетру и друге органе, где може остати неколико година док је тело чисти.

6.7. ИНТЕРАКЦИЈА АЛФА ЧЕСТИЦА СА СРЕДИНОМ

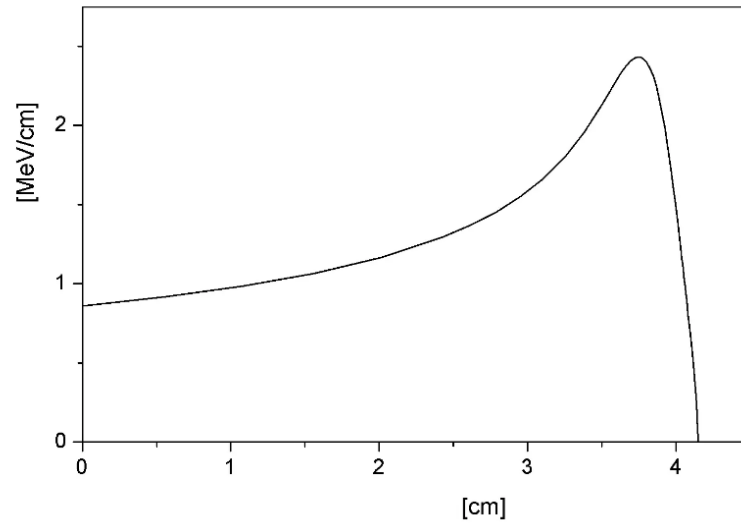
Алфа честице имају релативно велике енергије (веће од 1 MeV) и велику масу захваљујући којој имају праволинијску путању. Алфа честице снажно јонизују материју и брзо губе своју кинетичку енергију. Због тога алфа честице имају веома кратке домете (који износи од 3 до 4 cm). С друге стране, сву своју енергију депонују дуж својих кратких путева. Због интензивне интеракције при проласку кроз материјалну средину бивају врло лако заустављене. Овако ефикасно заустављање је последица интензивне електростатичке интеракције позитивно наелектрисаних честица са негативно наелектрисаним електронима из електронског омотача атома. При томе може доћи до јонизације атома или молекула, или побуђивања, тј. преласка из стања ниже у стање више енергије, што представља механизам губитка енергије алфа честица.

Број јонских парова створених по јединици дужине путовања назива се специфична јонизација. Специфична јонизација алфа честица је врло велика због њиховог наелектривања и масе. За јонизацију гаса као што је ваздух потребно је приближно 34 eV енергије.

Типична алфа честица која има енергију 5 MeV може изазвати велики количину јонизације и на основу тога се може рећи да алфа честице имају високу специфичну јонизацију (специфична јонизација може износити приближно 10 000 јонских парова по сантиметру и више).

Брегова крива карактерише специфичну јонизацију и дomet честица (дубине продирања) и приказана је на слици 6.4. Брегова крива описује губитак енергије јонизујућег зрачења током проласка кроз материју. Специфична јонизација на почетку пута је мања, јер док честице имају велику енергију, вероватноћа трансфера енергије у интеракцији која је електростатичка је мања. Са даљим губитком енергије, специфична јонизација све брже расте и крива добија стрмији облик. Специфична јонизација потом достиже свој максимум услед губитка највећег дела енергије честице. Након тога, мали преостали износ енергије, (уз истовремено повећану моћ јонизације), честица брзо потроши, где након неколико милиметара дужине пута долази до потпуног заустављања и крива пада на нулу, дакле, честица добија два електрона и постаје неутрални атом [61].

Траг алфа честице је углавном праволинијски јер је њена маса 7500 пута већа од масе електрона коју избија приликом интеракције, и услед тога има већу инерцију. До незнатног кривудања трага алфа честице може доћи при већим енергијама које је изазвано приближавањем језгрима атомима средине на којима долази до расејања у складу са законима Кулонове одбојне силе.



Слика 6.4. Брегова крива за алфа честицу у ваздуху

7. ЗАШТИТА ОД ЗРАЧЕЊА

Велике користи од примене јонизујућег зрачења подразумевају излагање лица и животне средине зрачењу приликом набавке, нормалног коришћења и излагање евентуалним опасностима до којих може доћи.

Пошто свако излагање зрачењу укључује одређени ризик за појединце и животну средину неопходно је да нивои излагања буду вредни постигнутог резултата. У складу са наведеним, долази се до општег циља заштите од зрачења који подразумева балансирање ризика и користи од активности које укључују јонизујуће зрачење.

Постављени стандарди не смеју бити превише слаби, јер онда долази до неприхватљиво великих ризика, а са друге стране стандардни не смеју бити ни престоги јер би онда активности биле непрактичне и штетне.

Баланс између ризика и користи у заштити од јонизујућег зрачења се не може извршити на тачан начин јер ни сами ризици од зрачења нису прецизно познати. Ризици приликом излагања ниским нивоима зрачења нису мерљиви и најчешће подразумевају лични суд. Због постојања законских стандарда за заштиту од зрачења, који се користе свуда, њихово прихватање зависи од друштва у целини, а не од појединаца или група. Чак и када би се ризици од зрачења ниског нивоа утврдили квантитативно на чврстој научној основи, постављање граница би и даље представљало друштвени суд у одлучивању о томе колики ризик треба да буде дозвољен.

Сходно томе, установљено је да су максимални дозвољени нивои изложености прихватљиви у случајевима када представљају добробити за човечанство које процењују различити ауторитети и агенције које на крају имају законску одговорност за сигурност од зрачења.

Концепти, филозофија и величина за заштиту од зрачења се у целом свету заснивају на препорукама које су формиране и публиковане од стране Међународне комисије за заштиту од зрачења (енг. *International Commission on Radiological Protection - ICRP*). Ова комисија је основана 1928. године на иницијативу Првог међународног конгреса радиолога. Данашње активности ове Комисије обухватају Међународну агенцију за атомску енергију (енг. *International Atomic Energy Agency – IAEA*), Светску здравствену организацију (енг. *World Health Organization - WHO*), и Научни комитет Уједињених нација за ефекте атомских зрачења (енг. *United Nations Scientific Committee on the Effect of Atomic Radiation - UNSCEAR*).

Практична примена основних принципа заштите од зрачења садржана је у документу енг. *Basic Safety Standards* који садржи упутства за развој и имплементацију програма заштите од зрачења припремљен у форми која омогућава његову имплементацију у националну законску регулативу у степену који је прилагођен потребама различитих земаља.

7.1. ЗАКОНСКА РЕГУЛАТИВА У РЕПУБЛИЦИ СРБИЈИ У ОБЛАСТИ ЗАШТИТЕ ОД ЈОНИЗУЈУЋЕГ ЗРАЧЕЊА

Међународна агенција за атомску енергију (МААЕ) је задужена за примену заштитних мера које се заснивају на споразуму о заштити који је на снази са Републиком Србијом.

Агенција је основана је 1957. године као самостална организација под окриљем Уједињених нација са средиштем у Бечу, а према последњим званичним подацима од априла 2021. године, МААЕ има укупно 173 државе чланице.

Република Србија је 31.октобра 2001. године примљена у чланство МААЕ, чиме је поред преузетих међународних обавеза, стекла и сва права и могућности које произилазе из пуноправног чланства у овој организацији.

Република Србија остварује сарадњу са агенцијом ангажовањем у различитим активностима кроз програме МААЕ са посебним акцентом на Програм техничке помоћи и сарадње (пројекти, студијске, научне и експертске посете, радионице, обуке, конференције). Реализација ове сарадње и њена координација на националном нивоу се обавља у оквиру Директората за радијациону и нуклеарну сигурност Србије (скраћени облик СРБАТОМ).

Директорат за радијациону и нуклеарну сигурност Србије је основан Законом о радијационој и нуклеарној сигурности и безбедности ("сл. гласник РС", бр. 95/2018 и 10/2019) као самостално и функционално независно тело које врши регулаторне, стручне и са њим повезане извршне послове у области радијационе и нуклеарне сигурности и безбедности у складу са Законом о радијационој и нуклеарној сигурности и безбедности [62]. Директорат је задужен за сарадњу са јавношћу и транспарентност информација.

Јавно предузеће „Нуклеарни објекти Србије“ је једина институција у нашој земљи, која у складу са одредбама Закона о заштити од јонизујућих зрачења и о нуклеарној сигурности и безбедности, има овлашћење за обављање послова чији је циљ одржавање неопходног степена нуклеарне сигурности и безбедности, заштите људи и очувања животне средине. Оснивач Јавног предузећа је Република Србија, а права оснивача врши Влада Републике Србије.

7.1.1. МОНИТОРИНГ ЖИВОТНЕ СРЕДИНЕ

Појам мониторинг радиоактивности подразумева систематско испитивање радиоактивности у животној средини ради утврђивања присуства радионуклида у животној средини и процене нивоа излагања становништва јонизујућим зрачењима, како у редовним условима, тако и у случају сумње на акцидент и у току акцидента. Мониторинг радиоактивности се спроводи у складу са Законом о радијационој и нуклеарној сигурности и безбедности.

Правилником о утврђивању Програма систематског испитивања радиоактивности у животној средини („сл. гласник РС“ бр. 100/10) утврђена су места, временски интервали, врсте и начин испитивања радиоактивности у животној средини који дају основне податке за процену радијационог оптерећења становништва, као и основне податке о просечном нивоу радиоактивности. Континуирано праћење ових података може да укаже на евентуалне промене и нежељена дешавања у животној средини [63].

Узорковање и анализу обављају правна лица која су овлашћена од стране Директората за обављање послова заштите од зрачења. На основу добијених резултата мониторинга радиоактивности, Директорат прати угроженост животне средине од јонизујућег зрачења и излагање становништва јонизујућем зрачењу. У случају повећања радиоактивности Директорат налаже предузимање хитних мера и врши процену доза које становништво прими од јонизујућег зрачења из животне средине.

7.1.2. УПРАВЉАЊЕ РАДИОАКТИВНИМ ОТПАДОМ

Примена радиоактивних материјала има за последицу генерисање радиоактивног отпада које емитује јонизујуће зрачење које потенцијално представља опасност по здравље људи и животну средину.

Према Закону о радијационој и нуклеарној сигурности и безбедности, радиоактивни отпад је радиоактивни материјал у гасовитом, течном или чврстом стању чија даља употреба није планирана ни предвиђена. Управљање радиоактивним отпадом су активности складиштења, обраде и одлагања радиоактивног отпада ван локалитета.

Проблематика управљања радиоактивним отпадом је савремена научна и техничка дисциплина која је настала као посебна област у другој половини 20. века. Националне организације интензивно учествују, надзиру и координирају са циљем решавања проблема одговарајуће надзорне контроле и нагомиланог радиоактивног отпада.

Напредак у овој области се разликује од државе до државе, али у већини ситуација са становишта јавног мњења није довољно брз и ефикасан и захтева огромна финансијска улагања.

Правилником о управљању радиоактивним отпадом се уређују услови о начину привременог чувања, сакупљања, евидентирања, складиштења и одлагања радиоактивног отпада у Републици Србији [64].

Завршна фаза система управљања радиоактивним отпадом у Републици Србији, у овом тренутку је привремено складиштење радиоактивног отпада, затворених извора јонизујућих зрачења и нуклеарног материјала у наменским објектима за њихово складиштење. На националном нивоу се планира и предвиђа трајно одлагање радиоактивног отпада. Јавно предузеће „Нуклеарни објекти Србије” је законским решењима и Одлуком Владе Републике Србије формирано као „Јавно предузеће за управљање нуклеарним објектима у Србији”.

Добијеним статутом је предузеће, преузело на управљање, од Института за нуклеарне науке „Винча” привремена складишта за радиоактивни отпад и незавршено постројење за његову прераду, као и све обавезе за завршетак изградње објеката и припрему документације за добијање потребних решења надлежних државних органа за коришћење објеката у планиране сврхе.

Иако је активностима на међународним пројектима, нуклеарна безбедност објеката значајно поправљена, стање привремених складишта радиоактивног отпада није задовољавајуће са тачке гледишта нуклеарне сигурности и безбедности, као и стандарда сигурности и безбедности Међународне агенције за атомску енергију. Одговорно управљање радиоактивним отпадом захтева примену мера којима се обезбеђује заштита здравља људи и заштита животне средине, а неадекватно управљање радиоактивним отпадом могло би имати за последицу штетне ефекте на људско здравље или животну средину, у садашњем, или у неком тренутку у будућности, што је у супротности са основним принципима сигурности.

Као једна од прихватљивих мера које се могу применити у нашој земљи у циљу ефикасног управљања радиоактивним отпадом била би смањена употреба радиоактивних извора у комерцијалним производима или у обичном животу.

8. ЕКСПЕРИМЕНТ

Циљ експерименталног поступка је утврђивање постојања алтернативе за примену радиоактивног зрачења у гасним одводницима пренапона. Велики пораст употребе овог типа гасног одводника пренапона у комерцијалне сврхе представља опасност за људско здравље и животну средину услед недостатка регулативе за његово праћење и одлагање.

Експериментални поступак је подржан теоријским разматрањима и нумеричким прорачуном и подељен је у 5 целина која обухватају:

1. Објашњење конструкционог решења троелектродног искришта;
2. Нумерички прорачун минималне вредности пробојног напона;
3. Испитивање на флексибилном моделу гасног одводника пренапона;
4. Приказ експерименталне опреме и подешавање радних услова експеримента;
5. Испитивање прототипа гасног одводника пренапона реализованог на основу резултата добијених првим делом експеримента и поређење добијених резултата са одговарајућим карактеристикама комерцијалних гасних одводника пренапона.

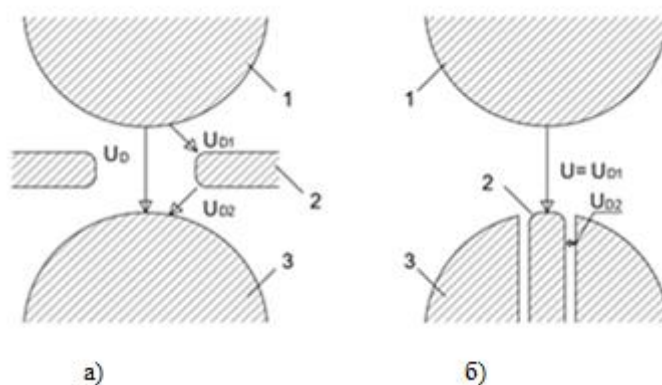
Коришћени експериментални прототип је троелектродног типа који садржи проводне траке причвршћене за унутрашње стране кућишта, што је нова идеја у циљу побољшања карактеристика гасних одводника пренапона.

8.1. КОНСТРУКЦИОНО РЕШЕЊЕ ТРОЕЛЕКТРОДНОГ ИСКРИШТА

Постоје два типа конструкционог решења троелектродног искришта који се разликује у односу на положај окидне електроде. Положај окидне електроде може бити такав да:

1. Окидна електрода буде издвојена из главних електрода као што је приказано на слици 8.1.а);
2. Окидна електрода буде унутар једне од главних електрода као што је приказано на слици 8.1.б).

У овом експерименту испитиване су карактеристике и принципи функционисања, ређе коришћеног, типа троелектродног искришта са издвојеном окидном електродом из главних електрода.



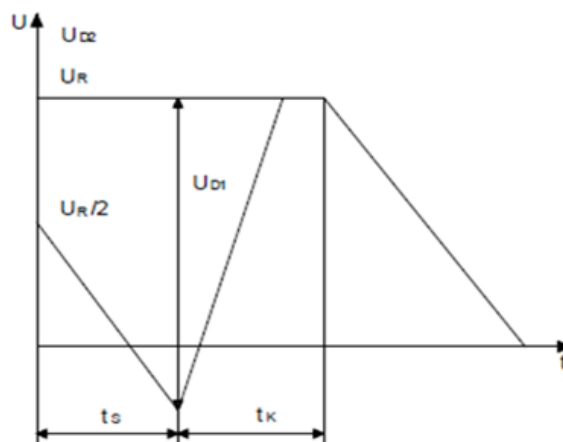
Слика 8.1. Троелектродно искриште: а) са окидном електродом издвојеном из главних електрода, б) са окидном електродом унутар једне од главних електрода: 1 – високонапонска главна електрода, 2 – окидна електрода, 3 – уземљена главна електрода

У циљу објашњења механизма функционисања троелектродног искришта са издвојеном окидном електродом из главних електрода претпоставља се да се једна од главних електрода налази на позитивном потенцијалу (високонапонска главна електрода), а да је друга уземљена (уземљена главна електрода). Трећа, окидна електрода, у том случају, треба да се налази на потенцијалу еквипотенцијалне линије на којој се налази (што се лако постиже омским разделником напона).

Окидање оваквог троелектродног искришта се реализује довођењем негативног импулса на окидну (трећу) электроду. Тада су могућа три механизма пробоја у зависности од међусобних односа напона U_R, U_{D1} и U_{D2} , где је: U_R – радни напон, U_{D1} – пробојни напон између високонапонске главне и окидне електроде, U_{D2} – пробојни напон између главне уземљене и окидне електроде.

- **Први механизам пробоја:**

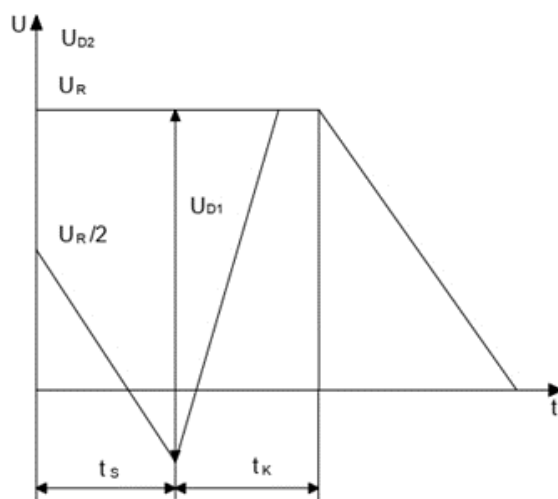
Ако је $U_R > U_{D2}$ након окидања треће (окидне) електроде она за неко време t достигне вредност U_{D1} . Тако се ствара услов за пробој између високонапонске главне и окидне електроде. Овај пробој доводи до пораста напона окидне електроде. Када окидна електрода достигне вредност U_{D2} , након неког времена t , долази до пробоја између ње и главне уземљене електроде. Тиме се завршава пробој искришта. Време t је време потребно за формирање варнице. На слици 8.2. приказан је процес описаног механизма пробоја, где је: t_s - статистичко време, а t_k - време кашњења.



Слика 8.2. Први механизам пробоја

- Други механизам пробоја:

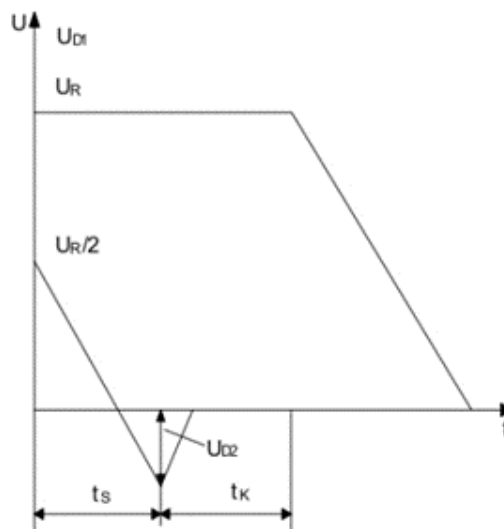
Ако је $U_R < U_{D2}$ након окидања треће (окидне) електроде она за неко време t достигне вредност U_R . Тиме се ствара услов за пробој између високонапонске главне и окидне електроде. Окидна електрода се задржава на напону U_R све док пробојни напон између окидне и уземљене главне електроде не опадне на вредност U_R услед фотојонизације изазване претходним пробојем. У том тренутку долази до пробоја између главних електрода. Тиме се завршава пробој искришта. На слици 8.3. приказан је процес овог механизма пробоја.



Слика 8.3. Други механизам пробоја

- **Трећи механизам пробоја:**

Ако је $U_{D1} \neq U_{D2}$ окидање троелектродног искришта је могуће само ако се окидна електрода не налази на средини између главних електрода, у супротном, пробој се дешава прво између уземљене главне и окидне електроде. У овом случају након окидања треће (окидне) електроде након неког времена t долази до пробоја између уземљене главне електроде и окидне електроде. Након пробоја између те две електроде окидна електрода се налази на потенцијалу земље. Као и у претходном случају овај пробој доводи до фотојонизације која смањује вредност пробојног напона између окидне електроде и главне високонапонске електроде. У том тренутку долази до пробоја између главних електрода. Тиме се завршава пробој искришта. На слици 8.4. приказан је процес овог механизма пробоја.



Слика 8.4. Трећи механизам пробоја

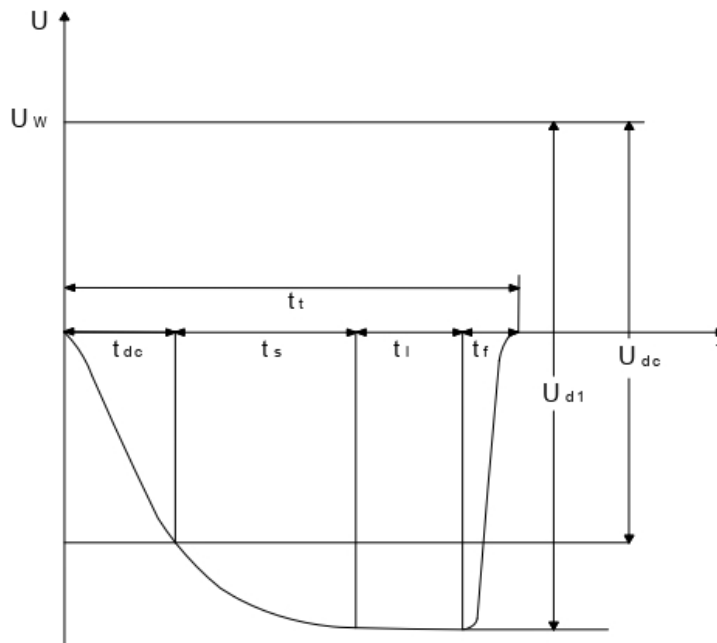
Пошто се окидање, у сва три описана механизма врши импулсним напонем вредности окидног напона и окидног времена, то су стохастичке величине. Најмање стохастичности има у случају првог механизма пробоја, пошто у том случају, окидање искришта не зависи од стохастичке појаве електричног пражњења у међуелектродном простору као последице првог корака пробоја [65].

Мера квалитета троелектродног искришта је статистичко расипање окидног времена. Што је оно мање искриште је квалитетније. То је важно пошто искриште током примене треба да изврши окидање у тачно одређеном тренутку. Ово посебно долази до изражаја када више идентичних искришта истовремено врши окидање више паралелно везаних напонских (или струјних) генератора у циљу суперпозиције излазних сигнала суб микросекундне ширине уз минимални „џитер“ (енг. *jitter*) (у експериментима високоенергетске физике). У ту сврху је препоручљиво користити искриште код којег се окидање врши првим механизмом (из претходно наведених разлога) [66].

Компоненте окидног времена са окидањем које се врши првим механизмом су:

1. Време окидања троелектродног искришта, t_t - време које протекне од тренутка довођења импулсног напона на окидну электроду до тренутка окончања пробоја искришта.
2. DC време, t_{DC} - време које протекне од довођења импулсног напона на окидну электроду до постизања потенцијалне разлике између окидне и високонапонске главне електроде једнаком вредности DC пробојног напона тог међуелектродног размака;
3. Статистичко време, t_s - време које протекне од тренутка појаве слободног електрона у запремини простора, ткзв. критична запремина, унутар које слободни електрон може на једној средњој слободној дужини пута од електричног поља да преузме довољно енергије да изврши јонизацију и тако постане иницијални електрон;
4. Време формирања лавине, t_l - време које протекне од формирања прве лавине а завршава се премошћењем међуелектродног простора првим стримером;
5. Формативно време, t_f - време које протекне од почетка термојонизације стримера до завршетка пробоја [67, 68].

На слици 8.5. су приказане компоненте окидног времена описане у претходном пасусу.



Слика 8.5. Компоненте окидног времена са окидањем које се врши првим механизмом

Обзиром да се окидање троелектродног искришта састоји од два приближно симетрична корака, време окидања се може приказати изразом:

$$t_t = t_{dc} + 2t_s + 2t_l + 2t_f \quad (8.1)$$

У изразу (8.1) су све величине стохастичке природе па је самим тим и окидно време стохастичка величина. Стохастичкој природи највише доприноси статистичко време, а најмање *DC* време јер је за константан облик окидног импулса скоро детерминистичка величина. Време формирања лавине и формативно време су такође стохастичке величине, али са мање израженим статистичким расипањем од статистичког времена.

Троелектродно искриште које би одговарало експерименталном поступку би требало да буде конструисано тако да се окидање окида првим механизмом у потпуности, и да се минимизира статистичко расипање окидног времена. Минимизацију статистичког расипања окидног времена је могуће постићи избором облика окидног импулса, обрадом електрода, избором материјала електрода и изолационог гаса [69, 70].

8.1.1. ПРОРАЧУН МИНИМАЛНЕ ВРЕДНОСТИ ПРОБОЈНОГ НАПОНА

Услове које треба испунити у циљу одређивања тачне вредности пробојног напона су:

1. Постојање аналитичке зависности електричног поља у међуелектродном простору од напона на електродама,
2. Познавање начина промене првог Таунсендовог коефицијената и коефицијента припајања од количника електричног поља и притиска гаса.

Обзиром да је постојање ова два услова врло редак случај, у пракси се користе методе приближног нумеричког прорачуна.

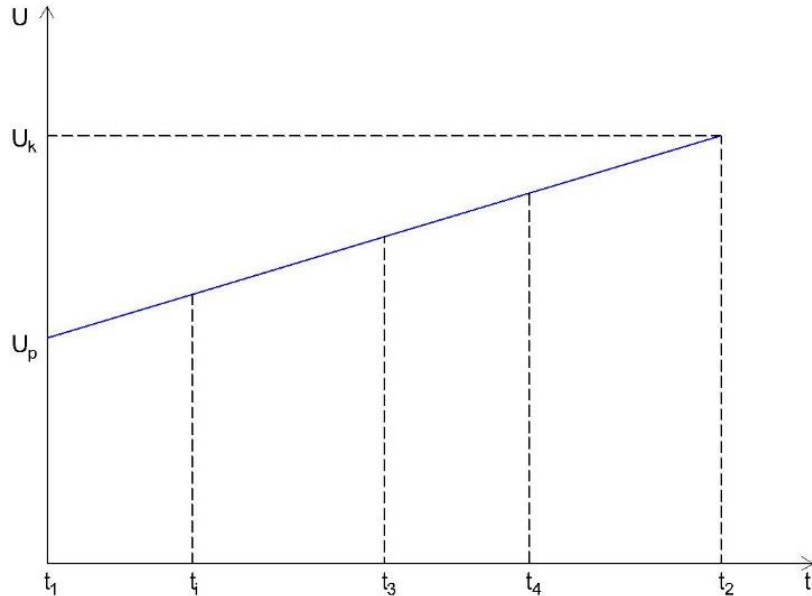
Услови за нумерички прорачун минималног пробојног напона представљају претходно израчунате вредности за јачину електричног поља и тока електричног поља (програм ПОЉЕ). За почетну тачку на површини електроде из које полази линија поља дуж које се рачуна пробојни напон, узима се тачка у којој поље има највећу вредност.

Програм ИСКРА може аутоматски за почетну тачку одабрати ону са највећим интензитетом поља која је добијена на основу прорачуна програмом ПОЉЕ, или се може ручно задати.

Нумерички прорачун минималног пробојног напона се врши у пет корака:

1. Задавање почетних и крајних вредности пробојног напона за сваку электроду при чему се напон између ових крајњих вредности мења линеарно у функцији параметра t .

На слици 8.6. је приказана зависност промене напона од параметра t за случај троелектродног искришта.



Слика 8.6. Зависност промене напона од параметра t : U_p – почетна вредност напона, U_k - крајња вредност напона

2. Решавање интеграла $\int \alpha dx$ у тачки t_1 која одговара почетној вредности потенцијалне разлике између електрода.

Обзиром да се прорачун јачине поља и коефицијената α врши у дискретним тачкама, решавање интеграла се врши сумирањем у појединим тачкама:

$$\int_0^d \alpha(x) dx \approx \sum_{i=1}^n \alpha_i(x) dx \quad (8.2)$$

Вредност коефицијената $\alpha(x)$ у појединим тачкама се рачуна према Таунсендовом, Такешујеовом и линеарном изразу за SF_6 .

3. Упоредивање израчунате вредности са критичном вредношћу интеграла у зависности од примењеног критеријума.

Примењени критеријум може бити:

- Радеров: $18,4 = \ln 10^8$ или
- Таунсендов: $\ln \left(\frac{1}{\gamma} + 1 \right)$.

Уколико је у почетној тачки t_1 испуњен пробојни услов, тј. уколико је израчуната вредност интеграла $\int \alpha dx$ већа од критичне вредности, нумерички 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 крајњој задатој вредности потенцијалне разлике.

Уколико пробојни услов у овој тачки дуж сваке линије поља није испуњен, подручје потенцијала електрода се аутоматски проширује.

Нове почетне и крајње вредности потенцијала се рачунају према изразима:

$$U_p \text{ ново} = U_k \text{ старо} \quad (8.3)$$

$$U_k \text{ нова} = U_k \text{ старо} + (U_k \text{ старо} - U_p \text{ старо}) \quad (8.4)$$

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

Поступак провере пробојног услова се наставља све док у некој тачки одступање вредности интеграла $\int \alpha dx$ од критичне вредности интеграла није мање од задате вредности.

4. Добијање траженог пробојног напона као разлика потенцијала оних електрода између којих је испуњен пробојни услов.

5. Прорачун пробојних напона троелектродног искришта (U_D, U_{D1}, U_{D2}) се рачуна одговарајућим избором промене потенцијала.

Програмски пакет који се користи за одређивање минималне вредности пробојног напона је ПОЉЕ и ИСКРА.

8.1.2. ПРОГРАМСКИ ПАКЕТ ПОЉЕ – ИСКРА

Програмски пакет ПОЉЕ – ИСКРА служи за прорачун поља неке електродне конфигурације методом симулисаних наелектрисања и за прорачун пробојног напона за конфигурацију са гасним диелектрицима [71].

Програм се састоји из два дела чији је блок дијаграм приказан на слици 8.7.



Слика 8.7. Блок дијаграм програмског пакета ИСКРА – ПОЉЕ

ПОЉЕ представља програм за прорачун поља, а ИСКРА програм за прорачун пробојног напона. Програм ПОЉЕ преузима задате контурне податке који описују облик, димензије и распоред електрода у простору и рачуна поље, а ИСКРА програм се укључује у случају када је потребан прорачун пробојног напона.

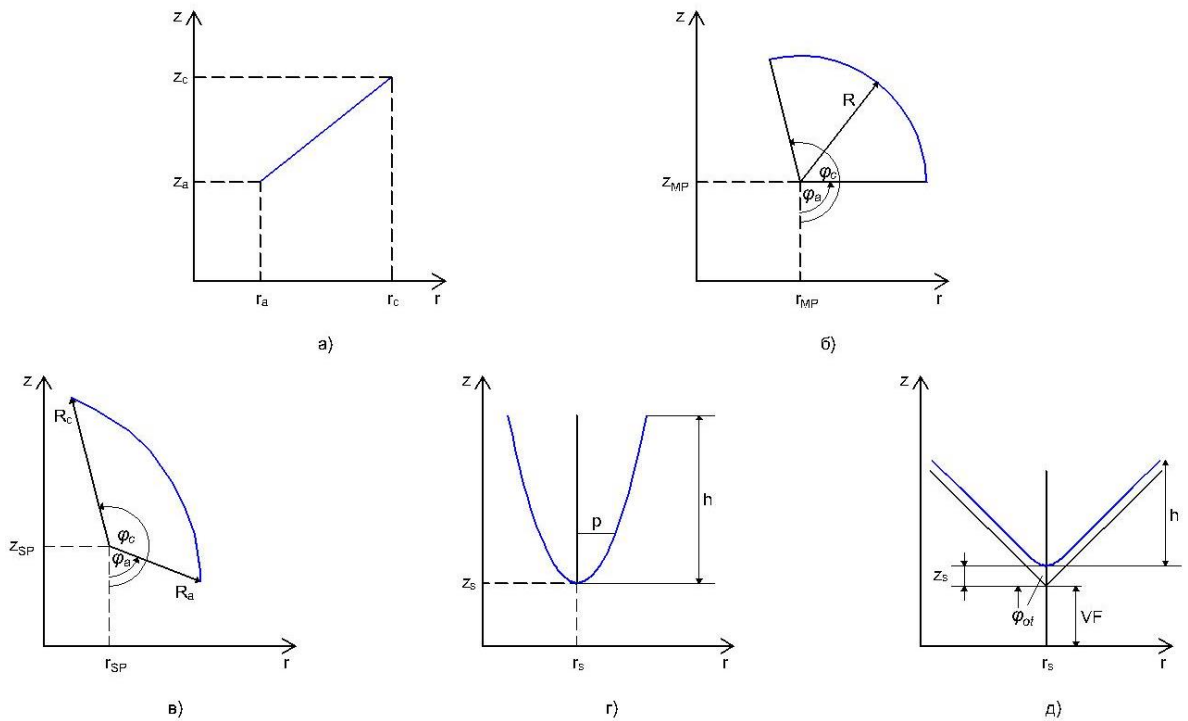
Подаци се задају у специјалном неформалном језику који је посебно развијен за ову проблематику која управља наредбама.

8.1.3. ЗАДАВАЊЕ КОНТУРЕ

Да би се приказали произвољни облици електрода, електроде се разлажу на пет врста контурних елемената:

1. Дуж;
2. Спирала;
3. Лук линеарне спирале;
4. Део параболе;
5. Део хиперболе.

Сваки контурни елемент је приказан на слици 8.8. са уцртаним задатим параметрима.



Слика 8.8. Контурни елементи: а) дуж, б) кружни лук, в) спирала, г) парабола, д) хипербола

На слици 8.8.а) је приказан контурни елемент дуж са задатим параметрима почетне тачке (r_a, z_a) и крајње тачке (r_c, z_c) .

На слици 8.8.б) је приказан контурни елемент кружни лук са задатим параметрима координатом центра (r_{MP}, z_{MP}) , радијусом (R) , почетним и крајњим углом (φ_a, φ_c) .

На слици 8.8.в) је приказан контурни елемент спирални лук са задатим параметрима r_{SP} , z_{SP} , φ_a , φ_c , почетним и крајњим радијусом (R_a, R_c) .

На слици 8.8.г) је приказан контурни елемент парабола са координатама (r_s, z_s) , параметром p и висином h .

На слици 8.8.д) је приказан контурни елемент хиперболе чији се облик задаје растојањем темена хиперболе од пресечне тачке асимптота, z_s , углом отвора, φ_{ot} , висином h , а положај помоћу координата темена r_s и растојањем пресечне тачке асимптота од равни где је $z = 0$.

Овим програмом могу бити обрађене све електродне контуре које се могу разложити на ових пет контурних елемената.

Прорачун се врши у $r - z$ координатном систему у којем z - оса одговара ротационој оси у случају ротационо симетричних конфигурација.

Приликом задавања параметара морају бити задовољена два услова:

1. Углови морају бити позитивни, тако да z - оса одговара нултом углу.

2. Контуре морају бити постављене у првом (I) квадранту ($r \geq 0, z \geq 0$).

Програм је конструисан тако да рачуна нормално са огледним наелектрсањима у области $z < 0$, што задовољава претпоставку о бесконачно уземљеној проводној равни у случају $z = 0$.

У случају ротационо симетричне геометрије контура која се задаје у I квадранту се аутоматски огледа на $z -$ осу.

8.1.4. ПОЗИЦИОНИРАЊЕ СИМУЛИСАНИХ НАЕЛЕКТРИСАЊА

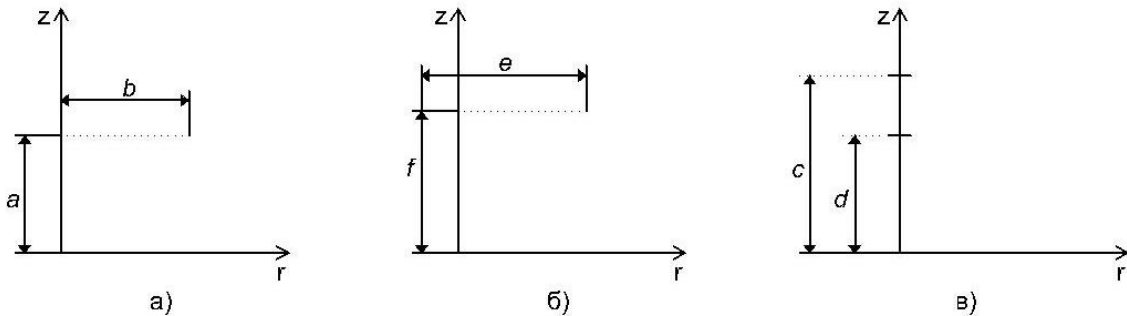
Квалитет обраде неке електродне конфигурације методом симулисаних наелектрсања зависи од:

1. Врсте симулисаних наелектрсања;
2. Броја симулисаних наелектрсања;
3. Позиционирања симулисаних наелектрсања.

Врсте симулисаних наелектрсања које се могу употребити у програму су:

1. Тачкасто наелектрсање;
2. Прстенасто наелектрсање;
3. Линијско наелектрсање.

Све три врсте наелектрсања су приказане на слици 8.9.



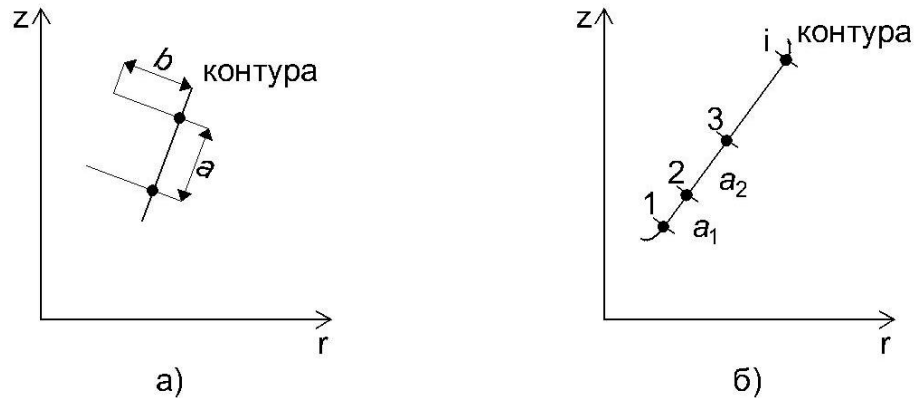
Слика 8.9. Врсте симулисаних наелектрсања: а) тачкасто, б) прстенасто, в) линијско

Програм аутоматски врши позиционирање наелектрсања, контурних и контролних тачака.

На слику се може утицати помоћу два фактора:

1. Фактора сређености;
2. Фактора распоређености.

Оба фактора су приказана на слици 8.10.



Слика 8.10. Фактори: а) сређености, б) распоређености

где је:

AEL – број наелектрисања;

DS – почетно растојање a_1 контурних тачака;

FZ – фактор сређености.

Фактор сређености (FS) је величина која описује однос растојања наелектрисања контура у односу на растојање контурних тачака:

$$FS = \frac{b}{a} \quad (8.5)$$

Задавањем фактора сређености даје се податак са које стране контурне линије се налази унутрашњост електроде (са те стране се налазе симулисана наелектрисања).

Дефиниције које важе су:

1. Код дужи која се посматра као усмерени правац симулисана наелектрисања се налазе на позитивној страни дужи уколико је фактор сређености позитиван.
2. Код закривљених контурних елемената у случају позитивног фактора сређености наелектрисања су смештена према центру кривине.

Уколико контурни елемент припада једној диелектричној области, у том случају ће са обе стране бити смештена симулисана наелектрисања, и задају се два различита фактора сређености супротног знака, са ознакама $FS1$ и $FS2$, који дају информацију о томе који медијум се налази са које стране граничне линије. На пример, ако је контурни елемент кружни лук и ако је $FS1 > 0$, тада се медијум 1 налази у унутрашњости круга, а медијум 2 се налази изван круга.

Фактор распоређености (FR) представља однос растојања две суседне контролне тачке:

$$FR = \frac{a_2}{a_1} = K = \frac{a_n}{a_{n-1}} \quad (8.6)$$

Фактором распоређености се одређује густина контурних тачака и на тај начин повећава тачност прорачуна на одређеним деловима контурног елемента. Може имати позитиван и негативан предзнак, у зависности од тога да ли растојање између контролних тачака од почетка до краја контурног елемента треба да се повећава или смањује.

8.1.5. БРОЈ КОНТРОЛНИХ ТАЧАКА

Контролне тачке морају бити постављене еквидистантно између две контурне тачке. Параметри који морају бити задати су број симулисаних наелектрисања и/или почетно растојање a_1 а остале величине програм израчунава. Уколико није задата вредност фактора сређености, или фактора распоређености, програм аутоматски узима вредност 1, а уколико није задат број контролних тачака, програм аутоматски узима вредност 0, што значи да подразумева да нема постављених тачака.

Вредност се задаје тамо где се очекује највећа грешка, односно на средини између две контурне тачке.

Уколико нису задате вредности броја симулисаних наелектрисања и почетног наелектрисања, претпоставља се да одговарајући контурни елемент нема никакав утицај на поље.

При ротационо-симетричним конфигурацијама програм користи прстенаста наелектрисања, уколико се наелектрисање налази ван осе ротације. Само се на самој осе ротације користе тачкаста наелектрисања.

Линијска наелектрисања се могу користити у случају везивања са дужима, када је потребно описати дугачку и танку цилиндричну електроду задавањем негативног предзнака фактору распоређености. У случају закривљених контура, предзнак фактора распоређености нема никакав значај.

Поред аутоматског позиционирања наелектрисања, постоји могућност и ручног додавања параметара који се врши следећим корацима:

1. Задавање координата у нормалном $r - z$ координатном систему;
2. Задавање координата центра једног фиктивног $R - \varphi$ система, након чега се за сваку тачку дају координате (R, φ) у овом систему;
3. Полуаутоматско позиционирање повезано са закривљеним контурним елементима код којег се подразумева да се за сваку тачку мора додати још једна вредност φ , а као центар $R - \varphi$ система се узима задата тачка контурног елемента, где се радијус R аутоматски користи као осигурање да последња тачка лежи на контури.

Након ручно задатих параметара, следећи корак представља рачунску обраду података. Обзиром да ручно задавање параметара захтева много времена, приступа му се само у случају када аутоматско позиционирање не даје одговарајућу тачност што је веома редак случај [72].

8.2. ЕКСПЕРИМЕНТ НА ФЛЕКСИБИЛНОМ МОДЕЛУ ГАСНОГ ОДВОДНИКА ПРЕНАПОНА

У првом делу екперимента коришћен је флексибилни модел гасног одводника пренапона приказан на слици 8.11.



Слика 8.11. Флексибилни модел гасног одводника пренапона

Модел је израђен тако да је флексибилан у смислу измене следећих параметара:

1. Могућност измене типа електрода;
2. Подешавање међуелектродног растојања;
3. Коришћење различитих гасова (смеше гасова са познатим процентуалним саставом);
4. Подешавање притиска гаса;
5. Постављање магнета у катоду.

Приликом експерименталног поступка коришћени су следећи типови електрода:

1. Електроде цилиндричног облика;
2. Електроде облика Роговског;
3. Електроде облика Роговског са шупљинама пречника већег од средње слободне дужине пута електрона у коришћеном гасу под датим притиском;
4. Електроде облика Роговског са шупљинама (које су задовољавајуће за претходни услов у погледу пречника) и чији су зидови били обложени слојем легуре електрона (легура са изразито малом вредношћу излазног рада);
5. Електроде облика Роговског са шупљинама (које су задовољавајуће за претходни услов у погледу пречника) и на чијем су се дну налазиле мале количине α – радиоактивног ^{241}Am .

Коришћене електроде су биле израђене од следећих материјала: електрон, алуминијум, сребро, гвожђе, бакар и волфрам.

Електроде облика Роговског су израђене на основу програма за прорачун електричног поља методом симулације наелектрисања (за свако међуелектрично растојање израђен је други пар електрода). У електроду коришћену као катоду било је могуће инсталирати 1, 2 и 3 индентична цилиндрична *Alcano* магнета чији су параметри приказани у табели 8.1.

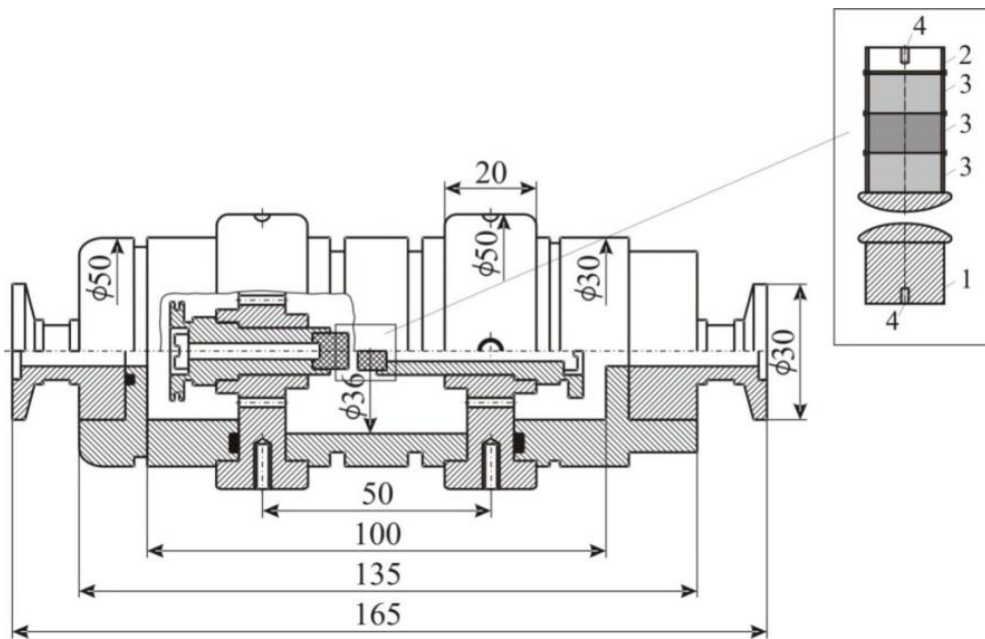
Табела 8.1. Параметри *Alcano* магнета

Индукција [Т]	Ширина [mm]	Висина [mm]
1,2	10	10

Конструисани магнети су креирали магнетно поље колинеарно са електричним пољем у међуелектродном расту.

Пре сваке серије мерења електроде су биле пескиране. Сви парови електрода били су симетрични осим електрода са ^{241}Am који је стављен само у шупљине катоде.

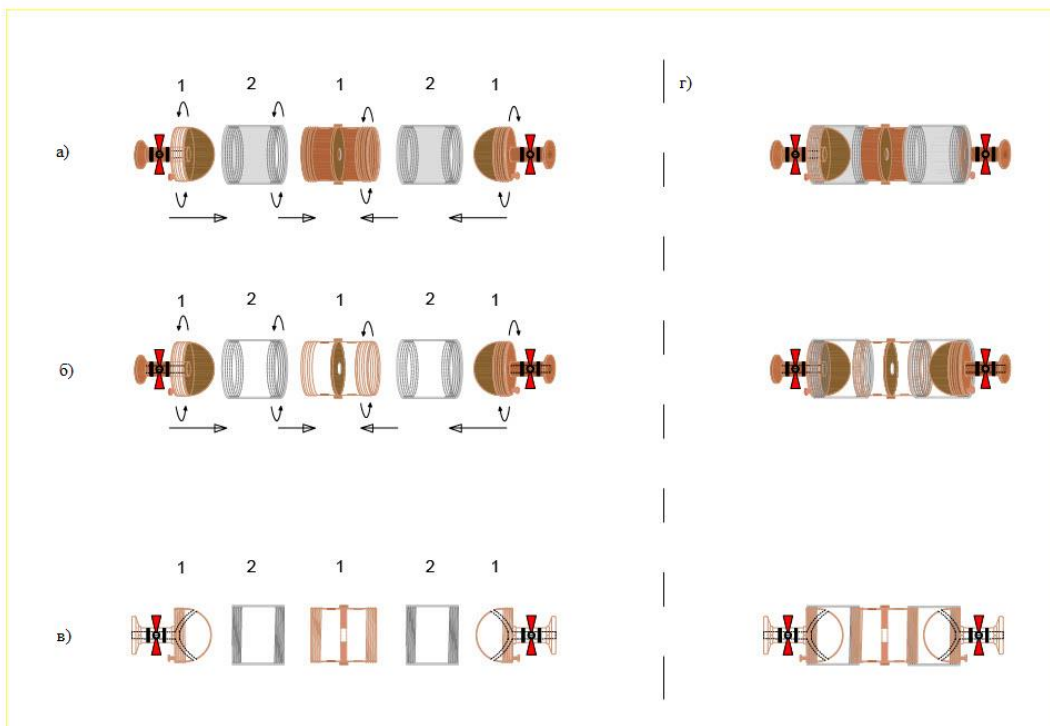
На слици 8.12. приказан је попречни пресек коморе са слике 8.11. (уз могућност уградње *Alcano* магнета у катоду). Током експеримента су коришћени гасови хелијум, аргон и гасна смеша хелијума и сумпор хексанфлуорида у односу (0,80 He + 0,20 SF₆).



Слика 8.12. Попречни пресек гасне коморе и пресек електродног система са уцртаним димензијама; 1 - анода, 2 - катода, 3 - *Alcano* магнети, 4 – навој

8.3. ЕКСПЕРИМЕНТ НА ПРОТОТИПУ ГАСНОГ ОДВОДНИКА ПРЕНАПОНА И КОМЕРЦИЈАЛНИМ ГАСНИМ ОДВОНИКОМ ПРЕНАПОНА

На основу резултата добијених у првом делу експеримента израђен је прототип троелектродног гасног одводника пренапона приказан на слици 8.13.



Слика 8.13. Конструкцијско решење за прототип троелектродног гасног одводника пренапона; а) комплет, б) детаљ са навојем, в) пресек, г) састављени модел, 1 – бакар, 2 – плексиглас

Прототип је садржао све оне компоненте које су се, приликом испитивања на моделу, показале оптималним.

Радни гас је био гасна смеша (0,80 He + 0,20 SF₆). Електроде су биле облика Роговског са шупљинама чији је пречник већи од средње слободне пута електрона у истој гасној смеси (0,80 He + 0,20 SF₆).

У катоди једног пара електрода Роговски са шупљинама, у шупљинама налазила се мала количина ²⁴¹Am, а код другог пара електрода је унутрашњост шупљине катоде била обложена легуром електрон. За оба пара електрода у катоди су се налазиле по три *Alcano* магнета. На зидове модела биле су причвршћене (залепљене) бакарне траке ширине 2 mm и дебљине 0,25 mm.

Трећа електрода се налазила на средини тела међуелектродног раста. Ова електрода је била кружног облика са рупом у средини која је била тако димензионисана да варнице иду кроз ту рупу. Траке залепљене за унутрашњи зид модела нису биле у галванској вези са трећом електродом.

У овом делу експеримента вршена су испитивања и на три типа комерцијалних одводника пренапона приближно исте вредности номиналног напона (230 V), тип А, тип Б и тип Ц (два производа фирме „*Simenses*” и један производ фирме „*Citels*“).

Тип Б је испитивани комерцијални одводник пренапона са радиоактивним пуњењем. Радна тачка прототипа постављена је на заравњени део десно од Пашеновог минимума (пошто се показало да је декондиционирање гасног одводника пренапона мање у тачки десно него у тачки лево од минимума).

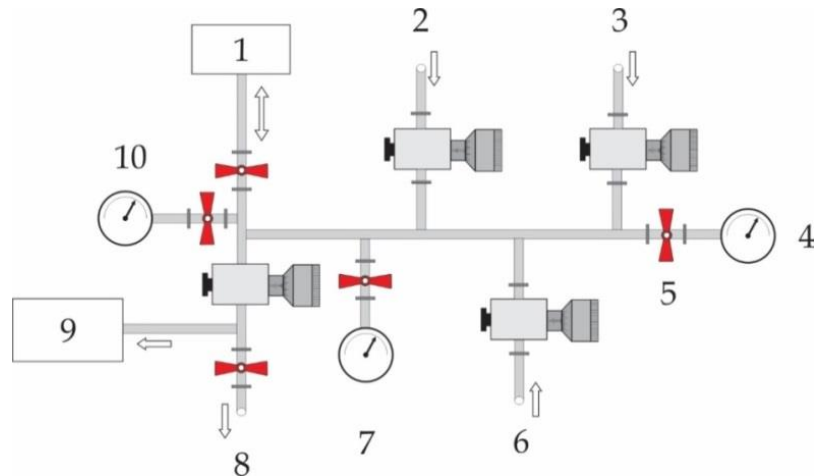
8.4. ЕКСПЕРИМЕНТАЛНА ОПРЕМА И ПОДЕШАВАЊЕ РАДНИХ УСЛОВА ЕКСПЕРИМЕНТА

Међуелектродно растојање се подешавало електронским микрометарским завртњем, а нулто растојање између електрода се подешавало мерењем отпорности.

Након подешавања и учвршћивања електродног система, за пуњење модела гасовима и гасном смешом коришћено је гасно коло приказано на слици 8.14.



a)



б)

Слика 8.14. Коришћено гасно коло за пуњење гасовима: а) фотографија, б) шема гасног кола где је: 1- комора, 2 – SF₆ гас, 3 - He гас, 4 – вакуумметар, 5 – вентил са две позиције, 6 – ваздух, 7 - манометар, 8 – зрачење, 9 – вакуумска пумпа, 10 – прецизни мерач вакуума

Гасно коло је пројектовано тако да омогући пражњење, чишћење и пуњење комора за испитивање гасне смеше одговарајућег састава на одговарајућем притиску. Као изолациони гасови у моделу коришћени су гасови хелијум, аргон и сумпор хексанфлуорида. Гасна смеша хелијума и сумпор хексанфлуорида односа (0,80 He + 0,20 SF₆) се подешавала на основу закона о адитивности парцијалних притисака [73].

Контролни вентили су микрометарске прецизности која омогућава фино одређивање протока гаса током подешавања радног притиска у испитној комори.

Двопозицијски вентили се користе за искључивање и заштиту одређених делова гасног кола.

Манометар омогућава мерење у испитној комори са несигурношћу типа Б мањом од 10 mbar.

Вакум пумпа може да постигне вакуум у испитној комори и гасоводу до прикључка гасног цилиндра, мањи од 10⁻² mbar за кратко време.

Прецизни мерач вакуума омогућава праћење и мерење вакуума од 0 до 1 bar са несигурношћу типа Б од 0,1 %.

Вакум мерач омогућава подешавање на излазу из разделника притиска.

Подешавање притиска гаса у комори вршено је следећим корацима:

1. Вакуумирање коморе до притиска 10⁻² Pa;
2. Упумпавање радног гаса у комори до притиска 10⁵ Pa;

3. Подешавање притиска радног гаса у комори на жељени притисак тако да одговарају вредностима на 0 °C:

$$p(T) = (1 + T/273,15)p(0) \quad (8.7)$$

Вишеструко вакуумирање и пуњење радним гасом коморе је гарантовало високу чистоћу радног гаса.

8.4.1. ПРОИЗВОДЊА ОДГОВАРАЈУЋЕ ГАСНЕ СМЕШЕ

Производња одговарајуће гасне смеше се изводи увођењем компонената гасне смеше уз подешавање притиска у комору чији је систем приказан на слици 8.14. Подешавање притиска увођења у комору се врши на основу претходно израчунатог састава гасне смеше. Алгоритам за прорачун одговарајућег притиска у зависности од састава гасне смеше се рачуна према једначини стања гаса за идеалне гасове кориговане за стварне гасове коришћењем фактора компресије. Фактор компресије (z) представља величину зависну од притиска и температуре. Коригована једначина стања за идеалне гасове има облик:

$$p \cdot V = n \cdot RT \cdot z(p, T) \quad (8.8)$$

где је:

p – притисак гаса,

V – запремина гаса,

n – број молова у гасу,

R – универзална гасна константа, $R = 8,314 \text{ J/mol} \cdot \text{K}$,

T – температура,

z – фактор компресије,

Након пуњења коморе запремине (V_k) првим гасом (He) под притиском p_1 , општа једначина (8.8) добија облик:

$$\frac{p_1 \cdot V_k}{n_1 \cdot z(p_1, T_1)} = RT \quad (8.9)$$

Након поновног пуњењења коморе другим гасом (SF_6) до притиска p_2 добијају се једначине за први гас (He) и за други гас (SF_6):

$$\frac{p_2 \cdot V_1}{n_1 \cdot z_1(p_2, T)} = RT \quad (8.10)$$

$$\frac{p_2 \cdot V_2}{n_2 \cdot z_2(p_2, T)} = RT \quad (8.11)$$

Индекс 1 представља параметре за први гас (He), индекс 2 представља параметре за други гас (SF_6).

Величине V_1 и V_2 су парцијалне запремине гасова 1 и 2.

Изједначавањем израза (8.10) и (8.11) добија се израз:

$$p_1 = \frac{z_1(p_1, T)}{z_2(p_2, T)} \cdot \frac{V_1}{V_k} \cdot p_2 \quad (8.12)$$

где је однос $\frac{V_1}{V_k}$ запремински удео гаса 1 у смеши на притиску p_2 након пуњења коморе са оба гаса.

Уопштавањем израза (8.12) добија се алгоритам за производњу гасних смеша са k компонентама:

$$p_k = p_n \sum_{i=1}^k \frac{z_i(p_k, T)}{z_i(p_n, T)} \cdot \frac{V_i}{V_k} \quad (8.13)$$

Приликом формирања гасне смеси према изразу (8.13) јављају се одређене несигурности:

$$\frac{dV_1}{V_1} = \frac{V_k}{V_1} \cdot \frac{dp_1}{p_2} - \frac{dp_2}{p_2} \quad (8.14)$$

где вредност dp представља разлику између подешеног и израчунатог притиска приказано изразом (8.15) за први гас и једначином (8.16) за други гас.

$$dp_1 = p_1 - p_{10} \quad (8.15)$$

$$dp_2 = p_2 - p_{20} \quad (8.16)$$

где су:

p_1 и p_2 подешени притисци компонената 1 и 2 гасне смеше, респективно.

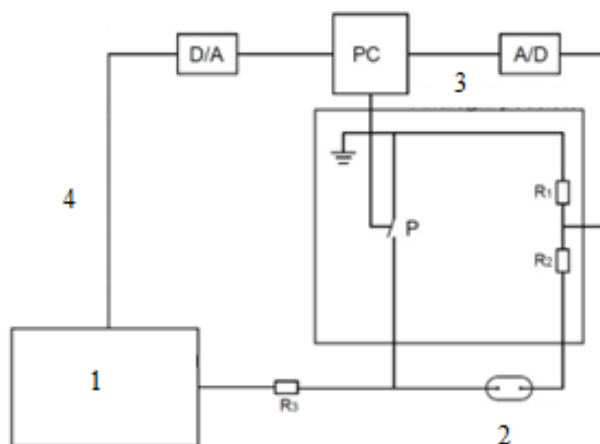
p_{10} и p_{20} израчунати притисци компонената 1 и 2 гасне смеше, респективно.

У циљу смањења ових несигурности приликом формирања гасне смеше према приказаном алгоритму (8.13) неопходно је у првом пуњењу увести гас чија је вредност фактора компресија приближно једнака 1.

8.4.2. ПОДЕШАВАЊЕ РАДНОГ НАПОНА

Испитивања су вршена једносмерним извором чија је брзина пораста напона 8 V/s и атмосферским импулсним напонам облика 1,2/50 μ s.

На слици 8.15. је приказана шема DC напонског кола коришћеног у експерименту.

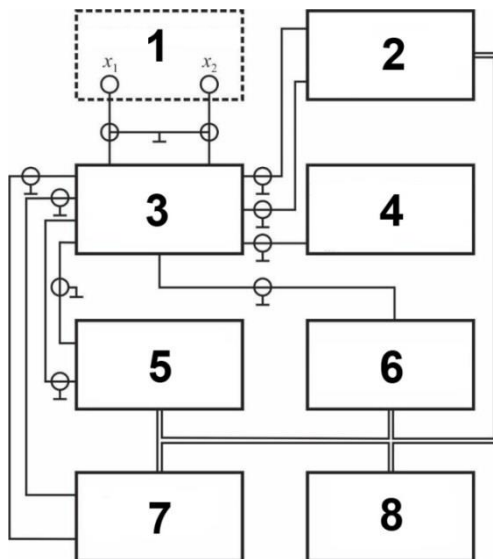


Слика 8.15. Шема коришћеног DC напонског кола: 1 – извор једносмерног напона са вредностима (0 – 100 V, 20 mA), 2 – комора, 3 – аналогни подсистем, 4 – напон/ресетовање извора

Амплитуда импулсних напона је увек била знатно већа од очекиване вредности пробојног напона па се пробој увек одвијао на челу (предњој ивици) импулса.

Поступак генерисања испитиваног напона и мерење вредности пробојног напона били су у потпуности аутоматизовани (није установљен утицај претходних пробоја на мерни напон).

На слици 8.16. је приказан систем за генерисање испитног напона и мерење пробојног напона.



Слика 8.16. Шема коришћеног експерименталног круга; 1 – испитни терминали, 2 – напон система KP 3437A, 3 – високонапонски импулсни извори 1,2/50 μ s, 4 – једносмерно високонапонско напајање Canberra 3002, 5 – дигитални осцилоскоп Nicolet 2090, 6 – D/A конвертор HP 59501A HP-1B, 7 – RLC мерач HP 4274A, 8 – персонални рачунар HP 500

Вршено је по 20 мерења једносмерног пробојног напона и 100 мерења импулсног пробојног напона.

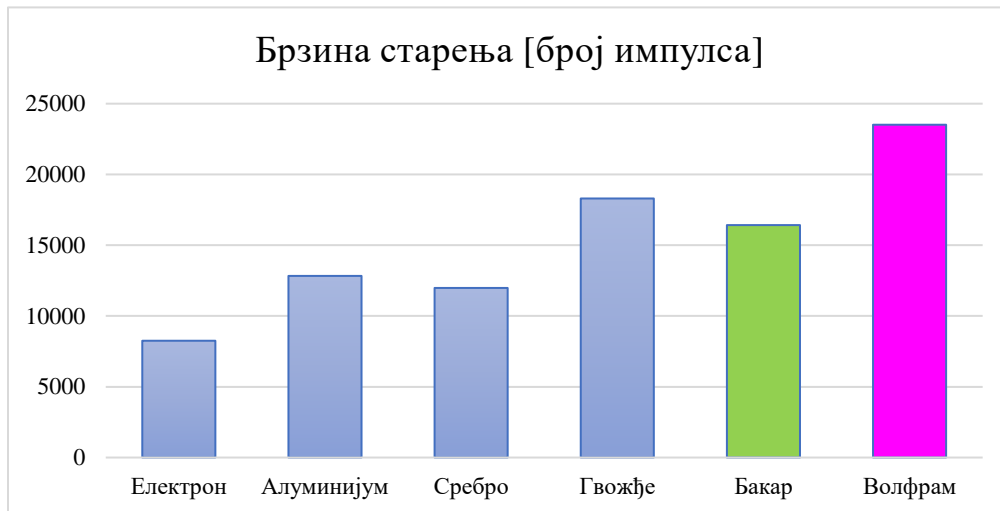
8.5. ИЗБОР МАТЕРИЈАЛА ЗА ИЗРАДУ ЕЛЕКТРОДА

Избор материјала за израду електрода вршен је према четири критеријума:

1. Брзини функционалног старења;
2. Ефекта декондиционирања;
3. Облика импулсне карактеристике;
4. Импулсне карактеристике површине.

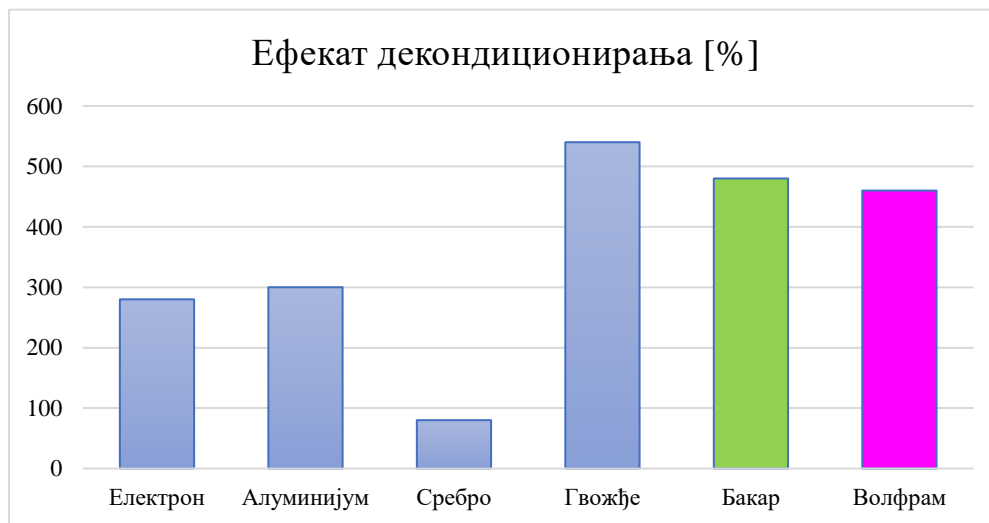
Добијени резултати су приказани на графиконима од 8.17. до 8.20. и добијени резултати су нумерички приказани у табели 8.2.

На слици 8.17. је приказан графикон зависности врсте материјала електроде од брзине старења.



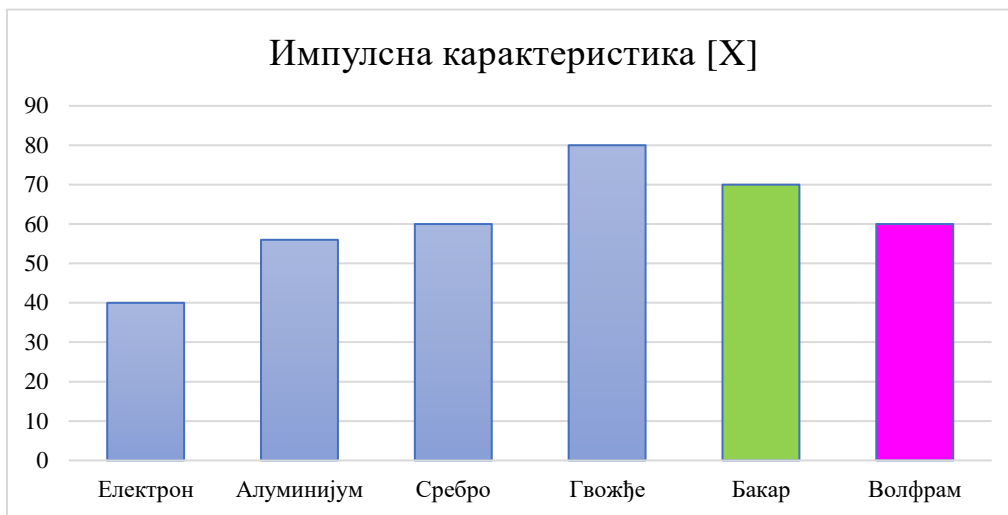
Слика 8.17. Графикон зависности врсте материјала електроде од брзине старења

На слици 8.18. је приказан графикон зависности врсте материјала електроде од ефекта декондиционарања.



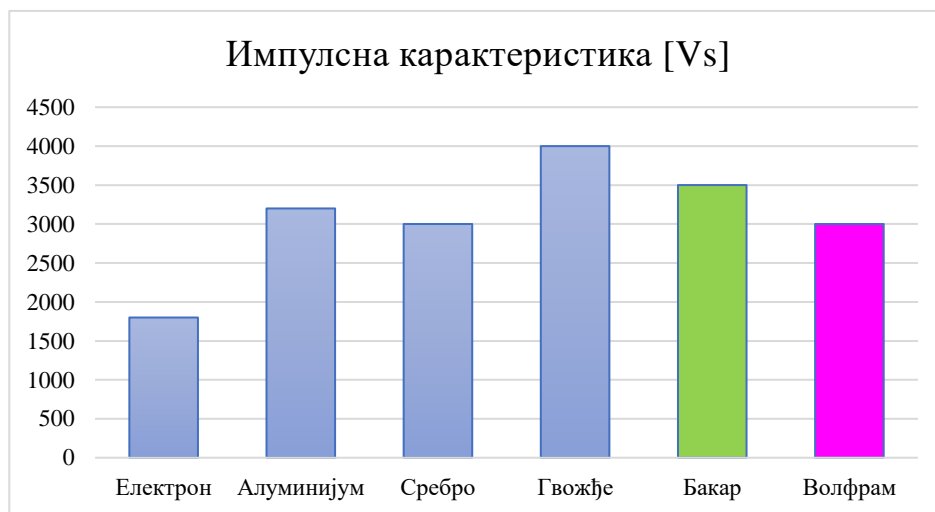
Слика 8.18. Графикон зависности врсте материјала електроде од ефекта декондиционарања

На слици 8.19. је приказан графикон зависности врсте материјала електроде од импулсне карактеристике [X].



Слика 8.19. Графикон зависности врсте материјала електроде од импулсне карактеристике [X]

На слици 8.20. је приказан графикон зависности врсте материјала електроде од импулсне карактеристике [Vs].



Слика 8.20. Графикон зависности врсте материјала електроде од импулсне карактеристике [Vs]

У табели 8.2 су приказани резултати поређења добијених вредности приказани графиконима од 8.17. до 8.20.

Табела 8.2. Параметри за избор материјала електрода

Врста материјала	Брзина старења [број импулса]	Ефекат декондиционарања [%]	Импулсна карактеристика	
			[X] (однос максималне вредности импулсног и једносмерног пробоја)	Vs
Електрон	8 250	280	40	1800
Алуминијум	12 830	300	56	3200
Сребро	11 980	80	60	3000
Гвожђе	18 300	540	80	4000
Бакар	16 420	480	70	3500
Волфрам	23 510	460	60	3000

На основу резултата приказаних у табели 8.2. јасно је да при избору материјала за электроду треба направити компромис. Наиме, примењени материјали имају различите вредности излазног рада, температуру топлеења, топлотне проводности и склоности ка оксидацији (у другој колони је посебно интересантно да је вредност за ефекат декондиционарања сребра релативно мала).

Узимајући све наведене карактеристике материјала за электроду приказане у табели 8.2., и вреднујући их из перспективе њихове примене, несумњиво је да је најбољи материјал за израду електрода гасних одводника пренапона волфрам.

Следећи најбољи је био бакар, док се остали испитивани материјали не би могли препоручити за израду електрода гасних одводника пренапона.

9. РЕЗУЛТАТИ И ДИСКУСИЈА

Добијени резултати су статистички обрађени на следећи начин:

1. Провера припадности измерених вредности применом графичког и χ^2 теста номиналној расподели или некој од расподела минималних вредности;
2. Статистички узорци параметра „импулсни пробојни напон“ измерених случајних променљивих су хронолошки добијени на под-узорцима од по 10 случајних хронолошких променљивих и применом U - теста тестирани на припадност јединственом стохастичком узорку;
3. Применом моментне методе одређени су први и други централни моменат добијених статистичких узорака;
4. На основу добијених узорака нацртане су Пашенове криве за све примењене изолационе системе;
5. На основу закона површина нацртане су импулсне карактеристике за све примењене узорке (при чему су коришћени статистички узорци добијени импулсним напонам облика $100 \text{ kV}/\mu\text{s}$) [74].

Комбинована мерна несигурност извођеног експеримента била је мања од 5 % [75-77].

9.1. СТАТИСТИЧКИ ТЕСТ

Статистички тест је метода којом се испитује претпоставка или тврђење која се односи (у целости или делимично) на непознату расподелу вероватноће усаглашена са конкретним узетим узорком, или се претпостављена расподела значајано разликује од постојеће тачне расподеле, са унапред одређеном статистичком несигурношћу.

Наведена претпоставка представља статистичку хипотезу, математички формулисану као нулту хипотезу са ознаком H_0 .

Алтернативна хипотеза која означава различито тврђење од нулте хипотезе је ознаке H_1 .

U – тест представља поређење два узорка без расподеле.

ПОСТУПАК СТАТИСТИЧКОГ ТЕСТА

Хипотеза: Функције расподеле $F(x)$ и $F(y)$ двеју популације, које се представљају са два узорка величина n_x и n_y и са реализацијама $x_1, \dots, x_i, \dots, x_{n_x}$ и $y_1, \dots, y_i, \dots, y_{n_x}$ су једнаке $F(x) = F(y)$.

Статистика теста: $(n_x + n_y)$ вредности узорака су заједно поређане по величини и нумерисане од 1 до $(n_x + n_y)$.

Бројеви се називају ранговима, са ознакама $r(x_i)$ и $r(y_i)$ где је исти ранг, тачније средња вредност рангова који се појављују додељен идентичним исходима. Суме рангова се формирају за сваки узорак:

$$R_x = \sum_{i=1}^{n_x} r(x_i) \quad (9.1)$$

$$R_y = \sum_{j=1}^{n_j} r(y_j) \quad (9.2)$$

Применом статистике теста:

$$u = \min(u_x, u_y) \quad (9.3)$$

добиају се изрази:

$$u_x = R_x - \frac{n_x(n_x + 1)}{2} \quad (9.4)$$

$$u_y = R_y - \frac{n_y(n_y + 1)}{2} \quad (9.5)$$

Критична вредност: Критична вредност $U_{n_x;n_y;\alpha}$ за двострани тест је приказана у табели 9.1. [78].

Поређење: Хипотеза се одбацује ако је $u < U_{n_x;n_y;\alpha}$

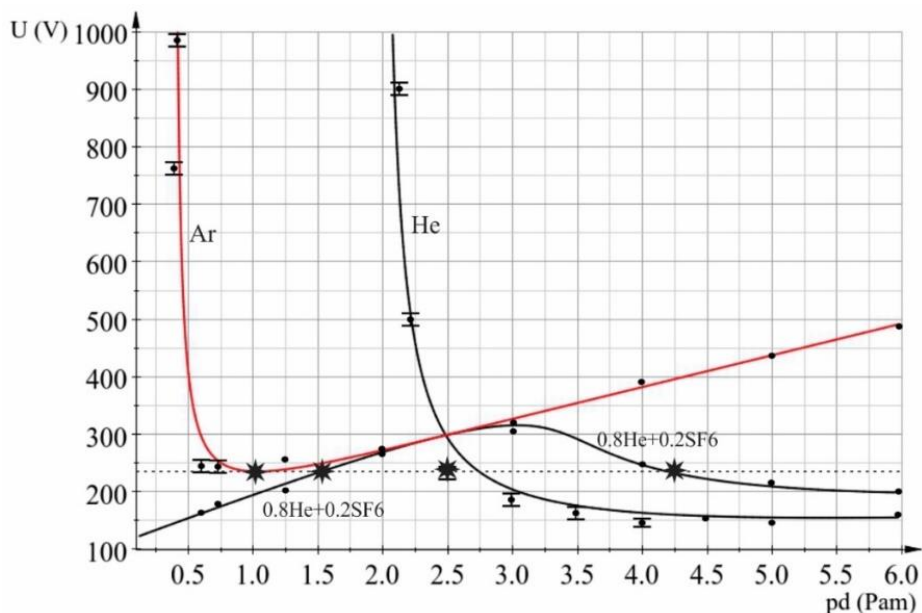
Табела 9.1. Критична вредност за $U_{n_x, n_y; \alpha}$ за двострани U - тест при чему је $\alpha = 0,05$

n_y	n_x									
	8	10	12	15	20	25	30	35	40	
8	13	17	22	29	41	53	65	77	89	
10	17	23	29	39	55	71	87	103	119	
12	22	29	37	49	69	89	109	129	149	
15	29	39	49	64	90	117	143	169	196	
20	41	55	69	90	127	163	200	237	274	
25	53	71	89	117	163	211	258	306	354	
30	65	87	109	143	200	258	317	375	434	
35	77	103	129	169	237	306	375	445	515	
40	89	119	149	196	274	354	434	515	596	

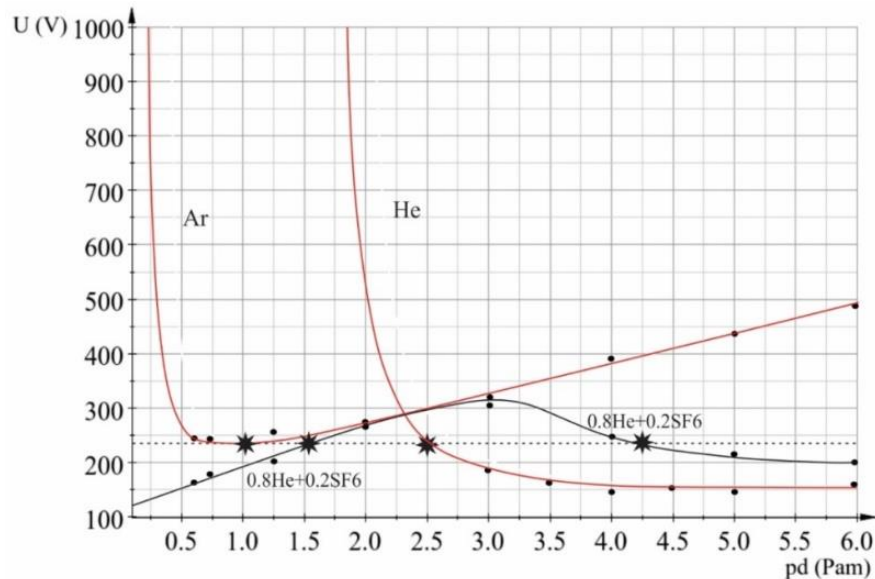
На слици 9.1 су приказане теоријски добијене Пашенове криве за хелијум, аргон и гасну смешу односу (0,80 He + 0,20 SF₆) заједно са одговарајућим експериментално добијеним тачкама.

Теоријске криве су добијене уз претпоставку важења Максвелове расподеле за гас слободних електрона (у смеси неутралних атом/молекула јона и електрона коју чини гас у гасном одводнику пренапона) [79].

Експерименталне тачке су добијене применом електрода цилиндричног облика приказане на слици 9.1. и применом електрода облика Роговског, на слици 9.2.



Слика 9.1. Пашенове криве за хелијум (He), аргон (Ar) и гасну смешу (0,80 He + 0,20 SF₆) са одговарајућим експериментално добијеним тачкама применом цилиндричних електрода; — теоријске криве, • експериментално добијене тачке, * положај радне тачке

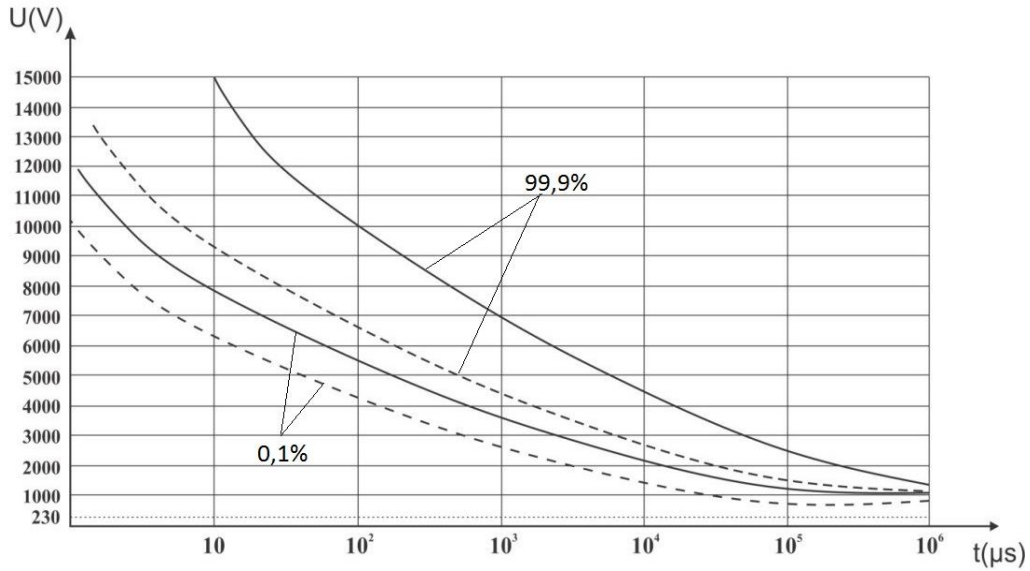


Слика 9.2. Пашенове криве за хелијум (He), аргон (Ar) и гасну смешу (0,80 He + 0,20 SF₆) са одговарајућим експериментално добијеним тачкама применом електрода Роговски; —теоријске криве, • експериментално добијене тачке, * положај радне тачке

На сликама 9.1. и 9.2. су означене радне тачке у којима су вршена испитивања импулсних карактеристика модела троелектродног прототипа гасног одводника пренапона. Вредност једносмерног пробојног напона у означеним радним тачкама је одговарао номиналној вредности заштитног напона испитиваних комерцијалних гасних одводника пренапона.

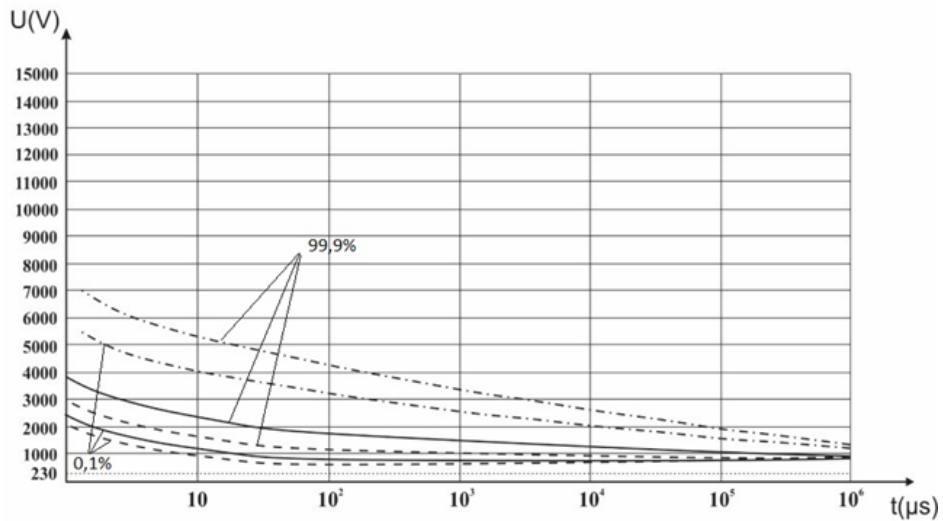
На слици 9.3. су приказане импулсне карактеристике за 99,9 % и 0,01 % квантиле вероватноће добијене на моделу гасног одводника пренапона пуњеним хелијумом са бакарним електродама типа Роговског са и без шупљина.

Са слике 9.3. се уочава да гасни одводник пренапона са шупљинама у електродама (битне су оне на катода) имају ужу и нижу импулсну карактеристику од оних без шупљина. То значи да шупљине у електродама (катода) доприносе бољој заштитној карактеристици гасног одводника пренапона, односно повећавају брзину одзива. Ова појава се објашњава ефектом шупље катоде. Наиме, у шупљини катоде долази до мултипликације јонско електронских парова и она постаје нека врста извора слободних електрона. Ти слободни електрони скраћују време које је потребно да се појави слободни електрон и трансформише се у иницијални [80].



Слика 9.3. Импулсне карактеристике за 99,9 % и 0,01 % квантиле вероватноће: — електроде од бабра типа Роговски без шупљина; - - - електроде од бабра Роговски типа са шупљинама

На слици 9.4. су приказане импулсне карактеристике за 99,9 % и 0,01 % квантиле вероватноће добијене на троелектродном прототипу гасног одводника пренапона и комерцијалном тип Б (са радиоактивним пуњењем).



Слика 9.4. Карактеристике 0,1% и 99,9%; - - - прототип гасног одводника пренапона са катодним шупљинама испуњеним малом количином ^{241}Am ; — прототип гасног одводника пренапона са шупљинама обложеним легуром електрон; - · - · - комерцијални гасни одводник пренапона тип Б

Импулсне карактеристике на слици 9.4. добијене троелектродним гасним одводником пренапона су имале бакарне електроде са шупљинама са мало радиоактивног ^{241}Am или са шупљинама обложеним легуром електрон.

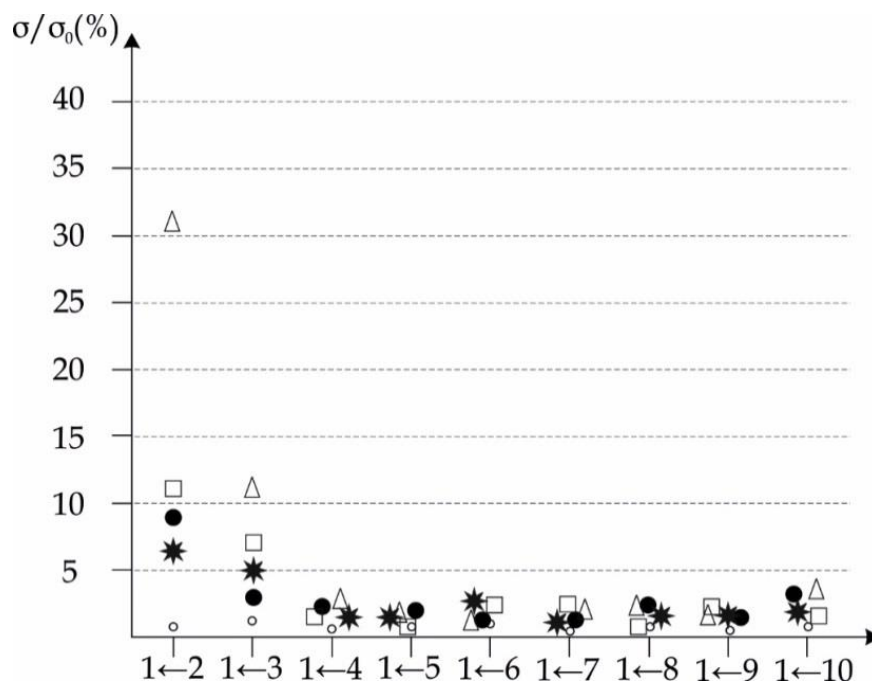
У катоду прототипа гасног одводника пренапона су била постављена три облика магнета. Са слике 9.4. се може закључити да највећа брзина одзива и најнижу импулсну карактеристику има троелектродни прототип са шупљинама катоде испуњеним малом количином радиоактивног ^{241}Am .

Задовољавајућу карактеристику има и комерцијални гасни одводник пренапона тип Б, али импулсна карактеристика прототипа гасног одводника пренапона са шупљинама обложеним легуром електрон су боље од импулсних карактеристика комерцијалног гасног одводника пренапона тип Б.

На основу резултата приказаних на слици 9.4 може се константовати да је најбоље конструкционо решење прототипа гасног одводника пренапона са шупљинама обложеним легуром електрон. Овакав закључак је повезан са чињеницом да није препоручљиво производити велику количину компоненти са радиоактивним ^{241}Am у себи због немогућности контроле његовог одлагања и гама зрачења које прати алфа распад ^{241}Am (енергија и проценат гама деекситационог зрачења који прати алфа распад ^{241}Am је мали, али гасни одводник пренапона се користи у великим количинама) [81].

Што се тиче импулсних карактеристика гасног одводника пренапона са шупљинама обложеним легуром електрон њен облик се може објаснити позитивном синергијом ефекта шупље катоде, мале вредности излазног рада легуре електрона и дејством магнетног поља колинеарног са електричним пољем [82].

На слици 9.5. приказани су резултати U – теста са 5 % статистичке несигурности за прототип гасног одводника пренапона са радиоактивним ^{241}Am у шупљинама катоде, за прототип гасног одводника пренапона са легуром електрона у шупљинама катоде и за комерцијалне гасне одводнике пренапона тип А и тип Б.



Слика 9.5. Резултати U – теста са 5 % статистичке несигурности; ● прототип гасног одводника пренапона са легуром електрона у катодним шупљинама; * прототип гасног одводника пренапона са ^{241}Am у катодним шупљинама; □ комерцијални гасни одводник пренапона тип Б; △ комерцијални гасни одводник пренапона тип А

Резултати U – теста приказани на слици 9.5. се могу објаснити на следећи начин: трећа електрода која се налази на слободном потенцијалу, проводне траке на зидовима коморе гасног одводника пренапона и магнетно поље у међуелектродном простору се уграђују у прототип гасног одводника пренапона да би смањило (или чак анулирало) његово декондиционирање. Наиме, након дужег мировања гасног одводника пренапона долази до његовог декондиционирања, тј. вредности првих 5 – 10 пробојних напона су знатно веће од номиналних вредности. Ова појава може имати за последицу уништење штићеног елемента.

До деконтаминације долази услед појаве адсорпције гасова, оксида и прљавштине на површинама електрода када гасни одводник пренапона мирује. Ове појаве пасивизују електрохемијску емисију са катоде и отежавају пробој. При томе, електродама заробљени слободни електрони спречавају да се достигне њихова потребна густина за формирање стримера. Трећа електрода, траке на зидовима коморе и магнетно поље доводе слободне електроне на површину катоде у стању макроскопског кретања (слободни потенцијали својом нестабилношћу их линеарно покрећу, магнетно поље их ротира). Та кретања елиминишу баријеру за стабилну електронску емисију чиме се смањује (па чак и елиминише) ефекат декондиционирања.

У табели 9.2. приказан је ефекат појединачних компоненти на смањење декондиционирања заједно са коефицијентом декондиционирања и укупан ефекат свих компоненти заједно (синергијски).

Табела 9.2. Утицај компоненти на смањење декондиционирања

	Без заштите	Магнети	Траке	Трећа електрода	Укупно
D_{dc}	4, 7	4, 1	3, 8	2, 9	1, 2
D_{puls}	6, 3	5, 4	4, 8	3, 2	1, 8

На основу табеле 9.2. може се закључити да најизраженији ефекат на смањење декондиционирања гасних одводника пренапона има трећа електрода. У случају једносмерног напона, укупни ефекат на смањење декондиционирања је скоро 100 %. У случају импулсног напона, овај ефекат је мало мањи и зависи од брзине импулса (при чему се и резултат из табеле 9.2. добијен за атмосферски пренапон може сматрати задовољавајућим).

10. ЗАКЉУЧАК

Добијени резултати на моделу гасног одводника пренапона показују да се са електродама облика Роговског добијају знатно стабилније Пашенове криве (тј. без расипања случајне променљиве „вредност једносмерног пробојног напона“). За разлику од тога, експериментално добијене тачке Пашенових кривих уз примену електрода цилиндричног облика случајна променљива „вредност једносмерног пробојног напона“ показује значајно расипање у тачкама лево од Пашеновог минимума. Овако добијен резултат се може објаснити чињеницом да у тачкама лево од Пашеновог минимума долази до могућности пробоја дуж неке од ивичних линија електричног поља (која је дужа од међуелектродног растојања, али чија дужина помножена притиском одговара вредности производа притиска и међуелектродног растојања у Пашеновом минимуму).

Могућност избора дужег, енергетски повољног, пута за варницу резултира статистичким расипањем вредности једносмерног пробојног напона. У случају електрода Роговског оваква могућност не постоји. Наиме, у том случају пробој се у, релативно, широкој области вредности производа притиска и међуелектродног растојања одвија дуж линије електричног поља чија дужина помножена притиском одговара вредности производа притиска и међуелектродног растојања у Пашеновом минимуму. На тај начин се добија једна област Пашенове криве у којој је вредност једносмерног пробојног напона константна (независна од притиска). Независност вредности једносмерног пробојног напона од притиска чини ту област погодном за постављање радне тачке гасног одводника пренапона.

Приказани и тестирани прототип троелектродног гасног одводника пренапона са гасном смешом састава (0,8 He + 0,2 SF₆) у функцији изолационог гаса, показао је веома добре следеће карактеристике:

1. Примена гасне смеше SF₆ и He допринела је повећању броја слободних електрона (потенцијално иницијалних електрона) пошто је гас He има способност лаког одбацивања једног електрона, не успоравајући спектар гаса слободних електрона побуђивањем вибрационих и ротационих квантно механичких стања његовог атома (чиме би се повећала вероватнога стварања негативних SF₆ јона).

2. Конструкционо решење које је подразумевало увођење треће електроде проводним тракама на унутрашњој страни кућишта одводника и цилиндричним магнетима у катоди је допринело побољшавању следећих параметара:

- ✓ Значајног смањења временског декондиционирања гасног одводника пренапона;

- ✓ Сужавање, спуштање и стабилизацију импулсне карактеристике;

- ✓ Продужетак радног века гасног одводника пренапона у редовној експлоатацији.

3. Гасна смеша састава (0,8 He + 0,2 SF₆) има хоризонтални део Пашенове криве десно од Пашеновог минимума што резултира веома стабилном радном тачком постављеној у тај део.

4. Импулсна карактеристика прототипа гасног одводника пренапона добијена електродама облика Роговски са шупљинама обложеним легуром електрон, не заостаје знатно за импулсном карактеристиком добијеном електродама облика Роговски са шупљинама и малом количином додатог радиоактивног материјала.

На основу добијених резултата сумираних у претходним тачкама може се закључити да би гасни одводник пренапона израђен према тестираном прототипу био потпуно задовољавајућа замена за гасни одводник пренапона са радиоактивним пуњењем.

То би омогућило да се гасни одводници пренапона са радиоактивним пуњењем потпуно повуку из примене.

Овакво решење би било корисно са аспекта екологије пошто се гасни одводници пренапона производе у великим количинама, а њихово одлагање није регулисано прописима (које би било тешко спровести због велике количине и распрострањености гасних одводника пренапона).

11. ЛИТЕРАТУРА

- [1] Beyer, M., Boeck, W., Hochspannungstechnik, *Theoretische und Praktische Grundlagen*, Springer-Verlag, Berlin, 1986.
- [2] Osmokrović P., Lončar B., Stanković S., Investigation of the optimal method for improvement of the protective characteristics of gas-filled surge arresters - With/without the built-in radioactive sources, *IEEE Transactions on Plasma Science*, 30 (2020), 5, pp. 1876-1880
- [3] Vujišić M., Osmokrović P., Stanković, K., Influence of working conditions on over-voltage diode operation, *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*, 9 (2007), 12, pp. 3881-3884
- [4] Stanković K.D., Perazić L., Determination of gas-filled surge arresters lifetime, *IEEE Transactions on Plasma Science*, 47 (2019), 1, pp. 935-943
- [5] Böttcher, C.J.F., *Theory of Electric Polarization, Dielectric in Static Fields, Vol. I*, Elsevier, Amsterdam 1973.
- [6] Jušić, A., Bajramović Z., Turković I., Mujezinović A., Osmokrović P., Synergy of radioactive ²⁴¹Am and the effect of hollow cathode in optimizing gas-insulated surge arresters characteristics, *Nucl Technol Radiat*, 33 (2018), 3, pp. 260-267
- [7] Metwally I.A., Heidler, F.H., Lightning transients in low-voltage installations inside different types of class II lightning protection systems, *IEEE Transactions on Power Delivery*, 24 (2009), 2, pp. 930-938
- [8] Metwally I.A., Heidler, F.H., Reduction of lightning-induced magnetic fields and voltages inside struck double-layer grid-like shields, *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 50 (2008), 4, pp. 905-912
- [9] Metwally I.A., Computation of Transient Overvoltages in Low-Voltage Installations During Direct Strikes to Different Lightning Protection Systems, *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 49 (2007), 3, pp. 602-613
- [10] [obrazovanje pn spoja]
<https://majatorovicblog.wordpress.com/elektronika1/obrazovanjepnspoja/>
- [11] Osmokrović P., *Elektrotehnički materijali*, Akademska misao, Beograd, 2003.
- [12] Krivokapić I., *Stabilnost karakteristika elemenata prenaponske zaštite elektronskih uređaja*, Elektrotehnički fakultet, Beograd, 1995.
- [13] Matsuoka M., Nonohmic Properties of Zinc Oxide Ceramics, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 10 (1971), 6, 736

[14] [poprecni presek metal oksidnih varistora]

<https://www.electronics-tutorials.ws/resistor/varistor.html>

[15] Saranya A., Devasena T., Sivaram H., Jayavel R., Role of hexamine in ZnO morphologies at different growth temperature with potential application in dye sensitized solar cell, *Materials Science in Semiconductor Processing*, 92 (2019), pp. 108-115

[16] Frigura-Iliasa F.M., Musuroi S., Sorandaru C., Vatau D., Case study about the energy absorption capacity of metal oxide varistors with thermal coupling, *Energies*, 12 (2019), 3, 536

[17] Balashov A. B., Golubeva N.P., Skidan B.S., Oxide zinc ceramics for varistors (A Review), *Glass and Ceramics*, 56 (1999), pp. 58–60

[18] Osmokrović P., Djogo G., Applicability Of Simple Expressions For Electrical Breakdown Probability In Vacuum, *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, 24 (1989), 6, pp. 943-947

[19] Н. С. Костоков, Н. П. Антонова и др., *Радиационное материаловедение*, Атомиздат, Москва, 1979.

[20] Osmokrović P., Krivokapić I., Matijašević D., Kartalović N., Stability of the gas filled surge arresters characteristics under service conditions, *IEEE Transactions on Power Delivery*, 11 (1996), 1, pp. 260-266

[21] Osmokrović P., Lončar B., Šašić R., Influence of the electrode parameters on pulse shape characteristic of gas-filled surge arresters at small pressure and inter-electrode gap values, *IEEE Transactions on Plasma Science*, 33 (2005), 5, pp. 1729-1735

[22] Metwally I.A., Heidler F.H., Reduction of lightning-induced magnetic fields and voltages inside struck double-layer grid-like shields, *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 50 (2008), 4 pp. 905-912

[23] Lončar B., Osmokrović P., Stanković S., Radioactive Reliability of Gas Filled Surge Arresters, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 50 (2003), 5 pp. 1725-1731

[24] Nesic N.T., Ristic G.S., Karamarkovic J.P., Pejovic M.M., Modelling of time delay of electrical breakdown for nitrogen-filled tubes at pressures of 6.6 and 13.3 mbar in the increase region of the memory curve, *Journal of Physics D-applied Physics*, 41 (2008), 22

[25] Pejovic M.M., Pejovic M.M., Investigations of breakdown voltage and time delay of gas-filled surge arresters, *Journal of Physics D-applied Physics*, 39 (2006), 20, pp. 4417-4422

- [26] Pejović M. M., Stanković K., Experimental investigation of breakdown voltage and electrical breakdown time delay of commercial gas discharge tubes, *Japanese Journal of Applied Physics*, 50 (2011), 8R, 086001
- [27] Meng G., Cheng Y., Dong C., Wu K., Prebreakdown investigations of vacuum discharge between nano gaps, *Proceedings of the International Symposium on Electrical Insulating Materials* 6870807 (2014), pp. 417-420
- [28] Chung K-J., *Electrical Breakdown in Gases*, Department of Nuclear Engineering Seoul National University, 2018.
- [29] Raizer Y.P., *Gas Discharge Physics*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Germany, 1991.
- [30] Rajović Z., *et al*, Influence of SF₆-N₂ gas mixture parameters on the effective breakdown temperature of the free electron gas, *IEEE Transactions on Plasma Science*, 41 (2013), 12, pp. 3659-3665
- [31] Pejović M. M., *et al*, Investigation of post-discharge processes in nitrogen at low pressure, *Physics of Plasmas*, 19 (2012), 123512, 12
- [32] M. Topler, *Zur Kenntnis der Gasetz der Gleitfunkenbildung*, Ann. Phys. D4, Vol.21, pp. 193-222,1906
- [33] W. Mosch, W. Hauschild, *Ermittlung elektrischer*, Febler-Berlin, 1957.
- [34] Stanković K., Vujisić M., Dolićanin E., Reliability of semiconductor and gas-filled diodes for over voltage protection exposed to ionizing radiation, *Nuclear Technology & Radiation Protection*, 24 (2009), 2, pp. 132-137
- [35] Osmokrović, P., Lončar, B., Stanković, S., Vasić, A., Aging of the Over-voltage Protection Elements Caused by Over-voltages, *Microelectronics Reliability*, 42 (2002), 12, pp. 1959-1966
- [36] Osmokrović P., Lončar B., Stanković S., The new method of determining characteristics of elements for overvoltage protection of low-voltage system, *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 55 (2006), 1, pp. 257-265
- [37] Von Engel A., *Ionized Gases*, Clarendon Press, Oxford, 1965.
- [38] Pejović M. M., *Električni proboj gasova-Merni sistemi i eksperimentalna istraživanja*, Elektronski fakultet-Monografije, Niš, 2009.
- [39] HIGH VOLTAGE ENGINEERING(3:1:0), 8th Sem. B.Tech(Electrical), VSSUT
- [40] Meek J.M., Craggs J.D., *Electrical breakdown of gases*, John Wiley & Sons, New York, 1978.

- [41] Pejovic M. M., Ristic G. S., Karamarkovic J. P., Electrical breakdown in low pressure gases, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 35 (2002), pp. 91-103
- [42] Osmokrović P., *Elektrotehnički materijali*, Akademska misao, Beograd, 2003.
- [43] Osmokrović P., Vasić A., Živić T., The Influence of the electric field shape on the gas breakdown under low pressure and small inter-electrode gap conditions, *IEEE Transactions on Plasma Science*, 33 (2005), 5, pp. 1677-1681
- [44] Osmokrović P., *et al.*, Determination of pulse tolerable voltage in gas-insulated systems, *Japanese Journal of Applied Physics*, 47 (2008), 12, pp. 8928-8934
- [45] Vereb L. *et al.*, Effect of insulation construction bending on stator winding failure, *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 14 (2007), 5, pp. 1302-1307
- [46] Osmokrović, P. *et al.*, Radioactive resistance of elements for over-voltage protection of low-voltage systems, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 140 (1998), 1-2, pp. 143-151
- [47] Lucas J.R., *High Voltage Engineering*, Monograph, Department of Electrical Engineering, University of Moratuwa, Sri Lanka, 2001.
- [48] Xiao D., *Gas Discharge and Gas Insulation*, Energy and Environment, Shanghai Jiao Tong University Press, 2016.
- [49] Radovanov S.B., Dzierzega K., Roberts J.R., Olthoff J. K., Time resolved Balmer-alpha emission from fast hydrogen atoms in low pressure, radiofrequency discharges in hydrogen, *Appl. Phys. Lett.*, 66 (1995), 2637-9
- [50] Becker K.H., Schoenbach K.H., Eden J.G., General diagram of a hollow cathode discharge device, *J. Phys. D. Appl. Phys.*, 39 (2006) R55-R70
- [51] Osmokrović P., Arsić N., Lazarević Z., Kušić Z., Numerical and Experimental Design of Three-electrode Spark Gap for Synthetic Test Circuits, *IEEE Transactions on Power Delivery*, 9 (1994), 3, pp.1444-1451
- [52] Osmokrović P., Vasić A., Anomalous Paschen Effect, *IEEE Transactions on Plasma Science*, 33 (2005), 5, pp. 1672-1676
- [53] Townsend J. C., Theory of Glow Discharge from Wires, *The Electrician*, (1913), pp. 348 350
- [54] Osmokrović P., Krivokapić I., Krstić S., Mechanism Of Electrical Breakdown Left Of Paschen Minimum, *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 1 (1994), 1, pp. 77-81

[55] Osmokrović P., Electrical breakdown of SF6 at small values of the product pd, *IEEE Transactions on Power Delivery*, 4 (1989), 4, pp. 2095-2099

[56] Vujisic M., Osmokrović P., Stanković K., *Dozimetrija i zaštita od zračenja*, Univerzitet u Beogradu, elektrotehniki fakultet, 2016

[57] [Тунел ефекат]

https://sr.wikipedia.org/sr-ec/%D0%A2%D1%83%D0%BD%D0%B5%D0%BB_%D0%B5%D1%84%D0%B5%D0%BA%D0%B0%D1%82

[58] Merzbacher, E. The Early History of Quantum Tunneling., *Physics Today*, 55 (2002), 8, pp. 44 – 49

[59] **Americium | Public Health Statement | ATSDR - gov.cdc.wwwn**

[60] Tavcar, P., Jakopic, R., Benedik, L., Sequential determination of 241Am, 237Np, Pu radioisotopes and 90Sr in soil and sediment samples, *Acta Chim. Slov.*, 52 (2005), pp. 60–66

[61] Miljanić Š., *Udžbenik nuklearne hemije*, Fakultet za fizicku hemiju, Univerzitet u Beogradu, 2008.

[62] ZAKON O RADIJACIONOJ I NUKLEARNOJ SIGURNOSTI I BEZBEDNOSTI ("Sl. glasnik RS", br. 95/2018 i 10/2019)

[63] ПРАВИЛНИК о утврђивању Програма систематског испитивања радиоактивности у животној средини „Службени гласник РС“, број 100 од 28. децембра 2010.

[64] PRAVILNIK O UPRAVLJANJU RADIOAKTIVNIM OTPADOM ("Sl. glasnik RS", br. 60/2011)

[65] Osmokrovic P., *et al*, Mechanism of electrical breakdown of gases for pressures from 10⁻⁹ to 1 bar and inter-electrode gaps from 0.1 to 0.5 mm, *Plasma Sources Sci. Technol.*, 16 (2007), 3, pp. 643-655

[66] Larsson A., Gas-Discharge Closing Switches and Their Time Jitter, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 40 (2012), 10, pp. 2431-2442

[67] Pejović M., Stanković K., Fetahović I., Pejović M., Processes in insulating gas induced by electrical breakdown responsible for commercial gas-filled surge arresters delay response, *Vacuum*, 137 (2017), pp. 85-91

[68] Chen L., *et al.*, Study on a Plasma-Jet Triggered Trigatron Switch in a 1.0 MJ-Flashlamp Driven Power System, *J Fusion Energy*, 35 (2016), 2, pp. 240-243

- [69] Rajović Z., *et al.*, Influence of SF₆-N₂ gas mixture parameters on the effective breakdown temperature of the free electron gas, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 41 (2013), 12, pp. 3659-3665
- [70] Osmokrović P., *et al.*, Model law for gas isolated system, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 28 (2000), 1, pp. 298-302
- [71] Arsić, N., *Numeričko i eksperimentalno modelovanje gasnog troelektrodnog iskrišta*, Doktorska disertacija, Elektrotehnički fakultet Univerziteta u Beogradu, 1994
- [72] Shepelev A., *75 Years of the Discovery of Type-II Superconductivity (Shubnikov Phase)*, National Scientific Center “Kharkiv Physico-Technical Institute”, 2008.
- [73] Osmokrović P., Ivić T., Lončar B., Vasić A., The validity of the general similarity law for electrical breakdown of gases, *Plasma Sources Science and Technology*, 15 (2006), 4, pp. 703-713
- [74] Belić Č.I., Stanković K.D., Pejović M.M., Osmokrović P.V., The influence of the magnetic field on DC and the impulse breakdown of noble gases, *Materials*, 12 (2019), 5, art. no. 752
- [75] Osmokrović P., Arsić N., Vujišić M., Stanković K., Doličanin Č., Reliability of three-electrode spark gaps, *Plasma Devices and Operations*, 16 (2008), 4, pp. 235-245
- [76] Vulević B., Osmokrović P., Evaluation of uncertainty in the measurement of environmental electromagnetic fields, *Radiation Protection Dosimetry*, 141 (2010), 2, pp. 173-177
- [77] BIPM, IEC, IFCC, ISO, IUPAC, IUPAP and OIML: Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement, Geneva, Switzerland: International Organization for Standardization, 1995.
- [78] Muller H.P., Neumann, P., Storm, R., *Tafeln der mathematischen Statistik.*, VEB Fachbuchverlag, Leipzig, 1973.
- [79] Stanković K., Alimpijević M., Free-Electron Gas Spectrum Uniqueness in the Mixture of Noble Gases, *Contributions to Plasma Physics*, 56 (2016), pp. 126-133
- [80] Dekić S., Osmokrović P., Vujišić M., Stanković K., Conditions for the applicability of the geometrical similarity law to impulse breakdown in gases, *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 17 (2010), 4, pp. 1185-1195
- [81] Obrenović M.D., Pejović M.M., Lazarević Đ.R., Kartalović N.M., The effects induced by the gamma-ray responsible for the threshold voltage shift of commercial p-channel poer vdmosfet, *Nuclear Technology & Radiation Protection*, 33 (2018), 1, pp. 81-86
- [82] Perazić L.S., Belić Č.I., Arbutina D.S., Application of an electronegative gas as a third component of the working gas in the Geiger-Mueller counter, *Nuclear Technology & Radiation Protection*, 33 (2018), 3, pp. 268-274

БИОГРАФИЈА

Теодора М. Недић је рођена 27.03.1992. године у Београду где је завршила основну школу „Владислав Рибникар“ и Трећу београдску гимназију. Основне студије на Технолошко-металуршком факултету, Универзитет у Београду, студијски програм Хемијско инжењерство, започела је школске 2011/12. године где је дипломирала 2016. године. Дипломски рад је одбранила са оценом 10. Мастер студије на Технолошко-металуршком факултету, студијски смер Инжењерство заштите животне средине започела је школске 2017/18. године и успешно завршила 2018. одбранивши мастер рад са оценом 10. Школске 2018/19. године је уписала докторске студије на смеру Инжењерство заштите животне средине. У периоду од 2019. до 2023. године Теодора Недић је положила све испите предвиђене програму Инжењерство заштите животне средине.

Запослена је у Јавном Предузећу „Нуклеарни објекти Србије“ од 2017. године као инжењер за третман радиокативног отпада. У оквиру наведеног пословног система учествовала је у Међународном пројекту IAEA (International Atomic Energy Agency) TC project SRB9004 „Strengthening the capacity of chemical characterization of radioactive waste“, који јој је омогућио професионално усавршавање у области управљања радиоактивним отпадом, декомисије и ремедијације животне средине у оквиру тренинг курса који је успешно спроведен у Лисабону у институту „Instituto Superior Tecnico, Universidade de Lisboa“. Такође, кандидат Теодора Недић активно ради и на пословима који су јој поверени у оквиру функционисања Акредитоване испитне лабораторије (у оквиру система Јавно Предузеће „Нуклеарни објекти Србије“) по стандарду SRPS/ISO 17025, што подразумева валидације и верификације метода испитивања као и свакодневни рад на адекватној припреми узорака и адекватним стардандним методама мерења у датој области акредитоване лабораторије.

У току свог досадашњег научно-истраживачког рада објавила је 1 рад у врхунском међународном часопису (M21) и 3 рада у међународним часописима категорије (M23).

ИЗЈАВА О АУТОРСТВУ

Име и презиме аутора: Теодора Недић

Број индекса: 4029/2018

Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

**КОНТАМИНАЦИЈА ЖИВОТНЕ СРЕДИНЕ УСЛЕД ПРЕКОМЕРНЕ ПРИМЕНЕ
КОМПОНЕНАТА ЗА КООРДИНАЦИЈУ ИЗОЛАЦИЈЕ НА НИСКОНАПОНСКОМ
НИВОУ И МОГУЋНОСТ ЊЕНЕ МИНИМИЗАЦИЈЕ**

- резултат сопственог истраживачког рада;
- да дисертација у целини ни у деловима није била предложена за стицање друге дипломе према студијским програмима других високошколских установа;
- да су резултати коректно наведени и
- да нисам кршила ауторска права и користила интелектуалну својину других лица.

Потпис аутора

У Београду, _____

ИЗЈАВА О ИСТОВЕТНОСТИ ШТАМПАНЕ И ЕЛЕКТРОНСКЕ ВЕРЗИЈЕ
ДОКТОРСКОГ РАДА

Име и презиме аутора: Теодора Недић

Број индекса:4029/2018

Студијски програм: Инжењерство заштите животне средине

Наслов рада:

КОНТАМИНАЦИЈА ЖИВОТНЕ СРЕДИНЕ УСЛЕД ПРЕКОМЕРНЕ ПРИМЕНЕ
КОМПОНЕНАТА ЗА КООРДИНАЦИЈУ ИЗОЛАЦИЈЕ НА НИСКОНАПОНСКОМ
НИВОУ И МОГУЋНОСТ ЊЕНЕ МИНИМИЗАЦИЈЕ

Ментор: др Ацо Јанићијевић

Изјављујем да је штампана верзија мог докторског рада истоветна електронској верзији коју сам предала ради похрањена у **Дигиталном репозиторијуму Универзитета у Београду**.

Дозвољавам да се објаве моји лични подаци везани за добијање академског назива доктора наука, као што су име и презиме, година и место рођења и датум одбране рада.

Ови лични подаци могу се објавити на мрежним страницама дигиталне библиотеке, у електронском каталогу и у публикацијама Универзитета у Београду.

Потпис аутора

У Београду, _____

ИЗЈАВА О КОРИШЋЕЊУ

Овлашћујем Универзитетску библиотеку „Светозар Марковић“ да у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду унесе моју докторску дисертацију под насловом:

КОНТАМИНАЦИЈА ЖИВОТНЕ СРЕДИНЕ УСЛЕД ПРЕКОМЕРНЕ ПРИМЕНЕ КОМПОНЕНАТА ЗА КООРДИНАЦИЈУ ИЗОЛАЦИЈЕ НА НИСКОНАПОНСКОМ НИВОУ И МОГУЋНОСТ ЊЕНЕ МИНИМИЗАЦИЈЕ

која је моје ауторско дело.

Дисертацију са свим прилозима предала сам у електронском формату погодном за трајно архивирање.

Моју докторску дисертацију похрањену у Дигиталном репозиторијуму Универзитета у Београду и доступну у отвореном приступу могу да користе сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (Creative Commons) за коју сам се одлучила.

1. Ауторство (CC BY)
2. Ауторство – некомерцијално (CC BY-NC)
3. Ауторство – некомерцијално – без прерада (CC BY-NC-ND)
4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима (CC BY-NC-SA)
5. Ауторство – без прерада (CC BY-ND)
6. Ауторство – делити под истим условима (CC BY-SA)

(Молимо да заокружите само једну од шест понуђених лиценци.

Кратак опис лиценци је саставни део ове изјаве).

Потпис аутора

У Београду, _____

1. **Ауторство.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце, чак и у комерцијалне сврхе. Ово је најслободнија од свих лиценци.
2. **Ауторство – некомерцијално.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела.
3. **Ауторство – некомерцијално – без прерада.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела. У односу на све остале лиценце, овом лиценцом се ограничава највећи обим права коришћења дела.
4. **Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада.
5. **Ауторство – без прерада.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела.
6. **Ауторство – делити под истим условима.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада. Слична је софтверским лиценцама, односно лиценцама отвореног кода.

ОЦЕНА ИЗВЕШТАЈА О ПРОВЕРИ ОРИГИНАЛНОСТИ ДОКТОРСКЕ ДИСЕРТАЦИЈЕ

На основу Правилника о поступку провере оригиналности докторских дисертација које се бране на Универзитету у Београду и налаза у извештају из програма iThenticate којим је извршена провера оригиналности докторске дисертације „*Контаминација животне средине услед прекомерне примене компонента за координацију изолације на нисконапонском нивоу и могућност њене минимизације*“, аутора Теодоре М. Недић, констатујемо да утврђено подударање текста износи 8 %. Овај степен подударности последица је цитата, личних имена, библиографских података о коришћеној литератури, односно општих места и података, као и претходно публикованих резултата докторандових истраживања, који су проистекли из њене дисертације, што је у складу са чланом 9. Правилника.

На основу свега изнетог, а у складу са чланом 8. став 2. Правилника о поступку провере оригиналности докторских дисертација које се бране на Универзитету у Београду, изјављујемо да извештај указује на оригиналност докторске дисертације, те се прописани поступак припреме за њену одбрану може наставити.

12.07. 2023. године

Ментори:

Др Ацо Јанићијевић, редовни професор,
Технолошко-металуршки факултет,
Универзитет у Београд

Др Предраг Коларж, виши научни
сарадник, Институт за Физику,
Универзитет у Београд