

Partea I

Descărcări electrice în instalațiile de înaltă tensiune

Cuprins

1. Introducere	1
2. Rigiditatea dielectrică a gazelor	2
2.1 Procese de predescărcare	2
2.2. Străpungerea electrică a gazelor în câmp electric uniform	9
2.2.1 Formarea descărcării la densitate scăzută a gazului.	10
2.2.2 Formarea descărcării la densitate ridicată a gazului.	11
2.2.3. Tensiunea de străpungere a gazelor în câmp electric uniform	13
2.3 Străpungerea electrică a gazelor în câmp electric neuniform	15
2.3.1 Străpungerea gazelor în câmp slab neuniform	15
2.3.2. Străpungerea gazelor în câmp puternic neuniform	18
2.3.2.1 Descărcarea în câmp puternic neuniform în prezența ecranelor dielectrice	23
2.3.2.2 Descărcarea în câmp puternic neuniform la tensiune de impuls	25
2.3.2.3 Străpungerea intervalelor lungi de aer cu tensiune de impuls	29
2.4 Descărcarea electrică în vid	31
2.5 Descărcarea în gaze de-alungul suprafețelor izolatoarelor (conturnarea izolatoarelor)	33
2.5.1. Conturnarea în câmp electric uniform	34
2.5.2. Conturnarea în câmp neuniform a izolatoarelor în stare uscată	35
2.5.4. Conturnarea izolatoarelor poluate	38
2.5.5. Izolatoare compozite	42
2.5.6. Conturnarea izolatoarelor în vid	44
2.6 Descărcarea corona pe conductoarele LEA	45
2.7 Descărcări parțiale	50
3. Străpungerea dielectricilor lichizi și solizi	52

1. Introducere

Izolația circuitelor electrice de înaltă tensiune ale sistemelor electroenergetice contribuie în mare măsură la menținerea stării normale de funcționare, dacă este capabilă să suporte, pe termen lung, multiplele solicitări datorate câmpului electric, mecanice, termice și climatice, care există permanent, dar cu intensități diferite.

Defectarea izolației, respectiv pierderea parțială sau totală a rigidității dielectrice, determină întreruperea funcționării părții de sistem unde s-a produs, iar reluarea funcționării normale poate avea durate variabile în funcție de mediul izolant care a cedat sau de importanța echipamentului afectat din punct de vedere a fiabilității sistemului. Astfel o descărcare electrică prin aer între o fază a unei linii aeriene și pământ se poate elimina foarte rapid, fără a lăsa urmări, pe când străpungerea izolației interne a unui transformator de mare putere necesită înlocuirea cu un echipament identic, cel puțin pe durata reparației echipamentului avariat, ceea ce poate dura mai multe zile.

În construcțiile electroizolante de înaltă tensiune pot fi folosite materiale diferite: gazoase (aer, SF₆), lichide (uleiuri electroizolante minerale sau sintetice) sau solide (porțelan, hârtie, compozite). Răspunsul acestor materiale la solicitările electrice datorate tensiunii de serviciu și supratensiunilor este influențat de numeroși factori precum intensitatea câmpului electric local, parametrii atmosferici (presiune, temperatură, umiditate), temperatura proprie, prezența unor neomogenități structurale difuze sau concentrate. Efectul final al acestor solicitări poate fi descărcarea electrică sau străpungerea izolației.

Fenomenul descărcării electrice în materialele electroizolante este complex și poate fi structurat în cel puțin două etape majore: procese de predescărcare și descărcarea propriu zisă. Procesele de predescărcare durează mai mult timp, dar

funcționarea izolației se menține pe când formarea descărcării propriu-zise este foarte rapidă și conduce la scoaterea din funcțiune a unui echipament, a unei linii electrice sau a unei stații de transformare, însoțită de avarii, unele foarte importante.

Cunoașterea desfășurării proceselor de descărcare electrică în diferite materiale izolante și în diferite condiții de solicitare privind intensitatea câmpului electric, forma și durata solicitării electrice și influența factorilor de mediu, permite proiectarea și dimensionarea structurilor electroizolante capabile să corespundă condițiilor de funcționare.

Etapile proceselor de descărcare electrică sunt, în principiu, aceleași indiferent de natura materialului considerat, dar cu atât mai dificil de cunoscut cu cât structura materialului este mai compactă. Structura gazelor izolante este cea mai simplă prin lipsa forțelor de coeziune între molecule, astfel că explicațiile teoretice privind desfășurarea proceselor de descărcare pot fi formulate mai simplu, iar verificarea experimentală este satisfăcătoare. Extinderea acestor teorii la materialele izolante lichide și solide trebuie să țină seama de particularitățile proprii ale acestor stări ca și de influența mult mai importantă a unor factori precum neomogenitate structurală și prezența umidității.

2. Rigiditatea dielectrică a gazelor

2.1. Procese de predescărcare

◆ Excitarea și ionizarea

În starea normală a atomului, toți electronii acestuia se găsesc pe nivelele energetice minime (nivelele fundamentale), iar trecerea unui electron pe un nivel energetic superior poate să aibă loc numai sub acțiunea unei surse de energie exterioară atomului.

Prin trecerea unui electron de pe un nivel fundamental pe un nivel superior de energie, atomul devine **excitat**; energia care se consumă într-un asemenea proces se numește **energie de excitare** și este egală cu diferența dintre cele două nivele energetice ale electronului respectiv. Starea de excitare a atomului are o durată de viață foarte scurtă, de ordinul 10^{-8} – 10^{-7} secunde; după trecerea acestui timp atomul excitat revine spontan în starea normală, emițând un foton a cărui energie este egală cu energia de excitare.

Există și nivele de energie de pe care electronul nu poate trece direct pe nivelul fundamental. Aceste nivele energetice ca și stările excitate corespunzătoare, se numesc **metastabile**. Trecerea de la o stare metastabilă la starea normală poate avea loc numai pe calea trecerii prealabile a electronului pe un nivel de energie, de pe care acesta poate reveni spontan pe nivelul fundamental. Un asemenea proces cere, evident, un aport de energie din exterior, ceea ce are drept consecință mărirea duratei de viață a stărilor de excitație metastabile până la ordinul a 10^{-4} secunde sau chiar mult mai mare.

Prin îndepărtarea completă a unui electron din sfera de acțiune a nucleului, se produce **ionizarea** atomului: acesta se descompune într-un electron și un ion pozitiv. Pentru ionizarea unui atom neutru este necesar să i se transmită acestuia, din exterior, o anumită cantitate de energie, bine determinată pentru fiecare gaz, numită **energie de ionizare (W_i)**. Diferența de potențial pe care ar trebui să o parcurgă, în câmp electric, un electron pentru ca să acumuleze o energie egală cu energia de ionizare se numește

potențial de ionizare (U_i). Între energia de ionizare și potențialul de ionizare există relația

$$W_i = eU_i, \quad (2.1)$$

unde $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C este sarcina electronului. Dacă în această relație sarcina electronului se consideră 1, în unități relative, energia de ionizare este numeric egală cu potențialul de ionizare și se măsoară în electronvolt (eV); $1\text{eV} = 1,6 \cdot 10^{-19}$ J.

Energia de ionizare a gazelor variază între limitele 3 .. 25 eV, având valorile cele mai mari la gazele inerte.

Ionizarea gazului poate avea loc direct, printr-o unică acțiune a agentului ionizator sau cumulativ, prin acțiuni succesive, suficient de apropiate în timp pentru ca starea de excitare să nu se piardă.

Ionii pozitivi, pot fi de asemenea supuși proceselor de excitare și de ionizare, dar energiile necesare sunt mult mai mari în raport cu procesul similar anterior, respectiv pentru cazul atomului neutru.

Energia necesară pentru excitarea sau ionizarea unui atom poate proveni de la diferite surse, ca urmare deosebindu-se mai multe tipuri de ionizare.

a) Ionizarea prin șoc

Dacă o particulă oarecare de masă m (electron, ion sau moleculă neutră), deplasându-se în gaz cu o viteză v , se ciocnește cu un atom neutru, atunci poate avea loc ionizarea atomului pe seama energiei cinetice a particulei în mișcare. Pentru aceasta ar fi necesar ca energia cinetică a particulei în mișcare să fie, în momentul ciocnirii, mai mare decât energia de ionizare a atomului respectiv, deci să fie îndeplinită condiția

$$\frac{mv^2}{2} \geq W_i. \quad (2.2)$$

Experiența arată însă că pot avea loc ionizări prin șoc și fără ca această condiție să fie îndeplinită. Ele se pot produce prin unul dintre următoarele procese:

- Un electron, ce posedă energie cinetică mai mică decât energia de ionizare, ciocnindu-se cu un atom neutru îl trece pe acesta într-o stare excitată. La o ciocnire ulterioară a atomului excitat cu un electron, acesta din urmă îi cedează atomului excitat restul de energie care îi lipsește până la ionizare, având loc astfel ionizarea. Aceasta este așa numita **ionizare în trepte (cumulativă)**. Este evident că stările excitate, care au o durată de existență foarte scurtă, pot duce la ionizare, prin acest mecanism, numai în condițiile unui bombardament foarte intens a gazului cu electroni, pentru ca ciocnirile să se poată produce la intervale de timp suficient de scurte. În schimb, stările excitate metastabile, având durata de viață mult mai lungă, joacă rolul principal în procesul de ionizare în trepte.
- La ciocnirea unui electron cu un atom excitat, poate avea loc trecerea atomului în stare normală, iar energia eliberată de atom îi este comunicată electronului. Datorită creșterii energiei electronului, la o ciocnire ulterioară, el poate provoca o ionizare.
- La ciocnirea a doi atomi excitați, energia potențială a unuia se transmite celuilalt, putând fi suficientă pentru o ionizare.

Procesele de ionizare prin șoc electronic în volumul gazului pot fi evaluate cantitativ prin **coeficientul de ionizare spațială α** , care reprezintă numărul de ionizări efectuate de un electron care parcurge o unitate de distanță în direcția liniilor de forță ale câmpului electric.

b) fotoionizarea în volumul gazului

Ionizarea unei particule din gaz prin absorbția unui foton se numește **fotoionizare**. Pentru a avea loc un proces de fotoionizare, ar trebui ca energia fotonului să fie superioară energiei de ionizare a particulei respective, adică

$$h\nu \geq W_i \text{ sau } \lambda \leq \frac{hc}{W_i} \quad (2.3)$$

(deoarece $\nu = c/\lambda$), unde:

- $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Js este constanta lui Planck,
- ν este frecvența de oscilație a radiației fotonului,
- λ este lungimea de undă a radiației fotonului,
- $c = 3 \cdot 10^8$ m/s, este viteza de propagare a undelor electromagnetice.

Dintre componentele aerului, oxigenul are cea mai mică energie de ionizare, $W_i = 12,5$ eV. Conform relației (2.3), o fotoionizare directă a oxigenului ar putea fi realizată de către radiații având $\lambda < 10^{-7}$ m. De exemplu, oxigenul nu ar putea fi ionizat de razele ultraviolete, pentru care $\lambda > 1,5 \cdot 10^{-7}$ m. Practic se constată că, totuși, această radiație ionizează oxigenul, ceea ce se poate explica numai admitând că ionizarea se produce pe una dintre următoarele căi:

- ca și în cazul ionizării prin șoc, este posibilă o fotoionizare în trepte;
- un atom excitat, împreună cu altul neexcitat, formează o moleculă a cărei energie de ionizare este mai mică decât a atomului;
- dacă în gaz există particule străine în suspensie, de exemplu praf în aer, prin fotoionizare nu sunt eliberați electroni din moleculele gazului, ci de pe suprafața particulelor în suspensie, pentru acestea putând fi necesară o energie de ionizare mai mică.

Radiațiile cu lungime de undă foarte mică, cum sunt razele X , radiațiile α , β și γ , produc o fotoionizare mai puternică decât razele ultraviolete, deoarece fotonii lor au energie mult mai mare decât energia de ionizare a gazelor. În acest caz, prin ionizare are loc o absorbție incompletă a energiei fotonului, iar energia rămasă fie că se degajă sub formă de radiație cu energie mai mică, deci cu lungime de undă mai mare, fie că se consumă pentru a imprima electronului eliberat din atom o viteză inițială mai mare. Asemenea electroni, numiți **fotoelectroni**, pot poseda energii cinetice suficient de mari pentru a produce, la rândul lor, alte ionizări prin șoc. Numai o parte dintre moleculele gazului este ionizată prin acțiunea directă a radiației, majoritatea ionizărilor realizându-se prin intermediul fotoelectronilor.

c) Ionizarea termică

Prin ionizare termică se înțeleg procesele de ionizare care se produc într-un gaz aflat la temperatură ridicată și anume:

- ionizarea prin ciocniri între moleculele gazului, care se deplasează cu viteze mari datorită agitației termice;

- fotoionizarea produsă de către radiațiile cu energie mărită, datorită deplasării spectrului de radiații în domeniul lungimilor de undă mai mici, sub influența creșterii temperaturii;

- ionizări prin șoc, produse de electronii rezultați din primele două procese.

Considerând gazul aflat în echilibru termodinamic, temperatura necesară pentru producerea ionizării termice este deosebit de ridicată, ceea ce nu apare decât în unele situații particulare de descărcare electrică, de exemplu arcul electric.

d) Ionizarea superficială la catod

Procesul de eliberare a electronilor din metalul din care sunt executați electrozii, poartă denumirea de **ionizare superficială**. Acest fenomen poate avea loc numai la electrodul negativ (catod). Pentru eliberarea electronilor din metalul electrozilor trebuie să se consume o anumită energie, denumită **lucru de ieșire**. Mărimea acestuia depinde de natura metalului și de starea suprafeței electrodului (prezența oxizilor, a rugozităților microscopice etc.).

Pentru a părăsi metalul, electronului trebuie să i se comunice o cantitate de energie cel puțin egală cu lucrul de ieșire. Aceasta se poate realiza pe mai multe căi:

- Prin încălzirea electrodului, ceea ce produce mărirea vitezei electronilor liberi din metal, deci o mărire a energiei lor cinetice. Aceasta este așa numita **emisie termoelectronică**.
- Prin bombardarea suprafeței electrodului cu particule (de exemplu ioni pozitivi), energia acestora transmițându-se electronilor din metal.
- Prin iradierea suprafeței electrodului cu radiații cu lungime de undă mică, electronii liberi din metal căpătând astfel energie suplimentară de la fotoni.
- Prin aplicarea unui câmp electric exterior intens (**emisie autoelectronică**).

Emisia termoelectronică prezintă importanță pentru dispozitivele electronice și ionice, a căror catod este încălzit special în acest scop (de exemplu tubul catodic al monitoarelor, oscilografelor, televizoarelor). Emisiunea termoelectronică are loc la temperaturi mari și nu poate apărea ca atare în stadiul inițial al descărcării în instalațiile electroenergetice. Ea joacă un rol important în cazul descărcării prin arc electric, când temperatura electrozilor poate atinge mii de grade Kelvin.

Emisia autoelectronică are loc la intensități foarte mari ale câmpului electric, de ordinul a 10^6 - 10^8 V/cm, valori foarte puțin probabile în instalațiile electroenergetice. Excepție fac aparatele cu izolație în vid (de exemplu camere de stingere cu vid avansat ale unor întrerupătoare), cu distanțe mici între electrozi, unde pot apare intensități mari ale câmpului electric în jurul unor microproeminențe prezente pe suprafața electrozilor.

În procesul de formare a descărcărilor electrice în gaze, în condiții obișnuite, prezintă interes în primul rând ionizarea superficială realizată prin bombardarea unui electrod (catodul) cu particule sau prin iradierea acestuia cu radiații dure (cu lungime de undă mică). Trebuie avut totuși în vedere că prezența câmpului electric, a cărui intensitate este insuficient de mare pentru a putea produce emisiunea autoelectronică, micșorează însă energia de ieșire a electronilor din metal și, prin aceasta, mărește posibilitatea de ionizare superficială pe celelalte căi.

Procesele de ionizare superficială la catod pot fi evaluate cantitativ prin **coeficientul de ionizare superficială γ** , care reprezintă numărul de electroni extrași din catod prin impactul unui ion pozitiv.

◆ **Atașarea și detașarea electronilor**

Electronii rezultați din procesele de ionizare se deplasează sub acțiunea forțelor câmpului electric către anod, unde se neutralizează. Pe acest traseu, o parte dintre electroni, fiind accelerați în câmpul electric pot produce noi ionizări, o altă parte se pot alipi moleculelor de gaz, formând ioni negativi. Acest din urmă proces se numește **atașare** și are loc dacă energia cinetică a electronilor este relativ redusă (1..2 eV), respectiv pentru valori mici ale intensității câmpului electric (sub 10 kV/cm în aer).

Posibilitatea alipirii electronilor la moleculele neutre este condiționată de existența în atomii care formează acele molecule a unui nivel de energie liber, pe care să-l ocupe electronul. Afinitatea moleculelor neutre pentru electroni se exprimă prin energia schimbată (eliberată sau absorbită) la contopirea unei molecule cu un electron, numită **energie de fuziune, W_0** . Dacă se folosește convenția termodinamică a semnelui schimburilor de energie, energia de fuziune eliberată în procesul de atașare se consideră negativă, iar energia absorbită de consideră pozitivă. Gazele cu energie de fuziune negativă se numesc **electronegative**, iar acelea cu energie de fuziune pozitivă se numesc **electropozitive**.

Intensitatea proceselor de atașare se exprimă prin **coeficientul de atașare η** , care reprezintă *numărul de atașări efectuate de un electron care parcurge o unitate de distanță în direcția liniilor de forță ale câmpului electric*.

Procesul invers, de distrugere a ionului negativ, format prin atașare, se numește **detașare** și are loc în cazul ciocnirii ionului negativ cu o particulă care posedă o energie cinetică mai mare decât energia de fuziune. Acest proces este cu atât mai probabil, cu cât este mai mare intensitatea câmpului electric ($E > 35$ kV/cm în aer).

Deoarece la formarea ionului negativ într-un gaz electronegativ se eliberează energie, atunci pentru extragerea electronului din ionul negativ, deci pentru detașare, este necesar să se consume energie din exterior. Întrucât această energie nu este disponibilă în orice condiții, ionii negativi ai gazelor electronegative au stabilitate mai mare.

Printre gazele electronegative se numără și oxigenul, deci și aerul și vaporii de apă, precum și halogenii (clorul, fluorul, iodul) ca și compuși în care intră atomi ai acestor elemente, de exemplu SF₆.

◆ **Recombinarea purtătorilor de sarcină**

Gazul aflat în intervalul dintre electrozi, unde s-au produs procese de ionizare, conține electroni, ioni pozitivi și negativi. În lipsa câmpului electric sau în prezența unui câmp de intensitate redusă în care particulele încărcate se deplasează cu viteze mici, sarcinile în exces, de semne contrare ale particulelor se pot neutraliza reciproc. Acest fenomen poartă denumirea de **recombinare**. Procesul de ionizare necesitând consum de energie, este evident că prin recombinație se eliberează energie. Astfel, la recombinația unui electron imobil (având energie cinetică nulă) cu un ion pozitiv, este eliberată o cantitate de energie egală cu aceea consumată pentru formarea ionului, adică cu energia de ionizare **W_i** . Însă, în mod obișnuit, electronii nu sunt imobili, ci se află în mișcare, posedând o anumită energie cinetică. Energia eliberată prin recombinație este egală cu suma dintre energia de ionizare a atomului și energia cinetică a electronului. Energia eliberată la recombinația unui electron cu un ion pozitiv se prezintă, de obicei, sub formă de radiații, deci se poate scrie

$$W_i + \frac{mv^2}{2} = h\nu. \quad (2.4)$$

Deoarece electronii pot avea viteze foarte diferite, rezultă, în cazul unor astfel de recombinații, un spectru de radiații continuu, frecvența minimă corespunzând energiei cinetice nule a electronului. Energia cinetică a ionului care participă la recombinație se transformă complet în energie cinetică a atomului neutru rezultat din acest proces.

Pentru a avea loc o recombinație, particulele respective trebuie să se găsească un anumit timp în imediată apropiere una de alta. De aceea, cu cât viteza relativă a particulelor este mai mică, cu atât probabilitatea de recombinație este mai mare.

Deoarece electronii se deplasează în câmp electric cu viteze mult mai mari decât ionii, probabilitatea de recombinație între ioni și electroni este cu mult mai mică decât probabilitatea de recombinație dintre ioni. Cum, pe de altă parte, viteza de deplasare a particulelor cu sarcină depinde de intensitatea câmpului electric, rezultă că frecvența recombinațiilor va fi cu atât mai mare cu cât intensitatea locală a câmpului electric va fi mai mică.

Din recombinația unui ion pozitiv cu unul negativ rezultă o moleculă neutră. În cazul unui gaz electronegativ, pentru a îndepărta electronul suplimentar al unui ion negativ, este necesar să se consume o cantitate de energie egală cu energia de fuziune, W_0 . Ca urmare, la recombinația a doi ioni ai unui gaz electronegativ, se va elibera o cantitate de energie egală cu $W_i - W_0$. Această energie nu este eliberată neapărat sub formă de radiație, ci poate fi consumată și pentru sporirea energiei cinetice a particulei formate. La aceasta se adaugă și energiile cinetice ale ionilor care se recombina.

◆ **Avalanșa de electroni**

Declanșarea proceselor de ionizare spațială prin șoc electronic presupune prezența unor electroni liberi în spațiul dintre electrozii aflați la potențiale diferite. Aceștia pot să apară sub influența ionizatorilor externi cum sunt radioactivitatea naturală a pământului, razele ultraviolete provenite de la soare etc. și care, în condiții normale eliberează în medie 7 - 20 electroni/cm³s.

Electronul liber, accelerat sub acțiunea forțelor câmpului electric dintre electrozi, va genera, după o primă ciocnire ionizantă, un ion pozitiv și un alt electron liber. Cei doi electroni, deplasându-se către anod, pot produce alte ionizări, rezultând alți doi ioni pozitivi și doi electroni, deci în total patru electroni ș.a.m.d. Rezultatul multiplicării succesive a numărului de electroni poartă denumirea de **avalanșă de electroni**. Electronii avalanșei se deplasează sub acțiunea câmpului electric către anod, lăsând în urma lor ioni pozitivi, care se deplasează în sens contrar, către catod.

Trebuie avut însă în vedere că nu toți electronii liberi aflați în spațiul dintre electrozi participă la formarea avalanșei de electroni. O parte dintre ei participă la procese de atașare. În consecință, formarea și propagarea avalanșei de electroni poate fi evaluată printr-un **coeficient efectiv de ionizare** $\alpha-\eta$. Multiplicarea electronilor în avalanșă se va produce numai pentru acea intensitate a câmpului electric pentru care $\alpha-\eta > 0$. Pentru aer, în condiții atmosferice normale, această intensitate a câmpului electric este de cca. 26 kV/cm.

Rezultă deci că multiplicarea electronilor în avalanșă va fi cu atât mai intensă cu cât diferența $\alpha - \eta$ va fi mai mare. Deoarece, de la un gaz la altul, α variază în limite relativ mici, iar η într-o plajă mai largă de valori, hotărâtoare pentru mărimea coeficientului efectiv de ionizare va fi mărimea coeficientului de atașare, η .

De exemplu, în cazul azotului, $\eta = 0$ (adică moleculele de azot nu capturează electroni) și, ca urmare avalanșa de electroni apare pentru $E < 26 \text{ kV/cm}$, pentru că α în azot este mai mic decât în aer.

Un alt exemplu interesant îl oferă hexafluorura de sulf (SF_6) pentru care coeficientul η este mult mai mare decât pentru aer și, în consecință, avalanșa de electroni apare pentru $E = 89 \text{ kV/cm}$, valoare de peste trei ori mai mare decât valoarea corespunzătoare pentru aer. Aceasta explică rigiditatea dielectrică deosebit de mare a SF_6 în raport cu alte gaze.

Dacă se cunoaște coeficientul efectiv de ionizare (care, pentru simplitatea scrierii, va fi notat în continuare cu α) și legea de distribuție a intensității câmpului electric dintre electrozi, se poate găsi o relație de calcul pentru numărul de electroni din avalanșă. Fie n numărul de electroni din avalanșă la distanța x față de catod. Pe drumul dx , fiecare electron efectuează αdx ionizări, iar toți electronii – $n \alpha dx$ ionizări. Prin urmare, dacă se neglijează procesele de difuzie și de recombinare, creșterea numărului de electroni din avalanșă pe distanța dx va fi dată de

$$dn = n \alpha dx . \quad (2.5)$$

Integrând după n de la 1 la n , în ipoteza că inițial exista între electrozi un singur electron liber, iar după x de la 0 la x , în ipoteza că electronul inițial se afla la catod, se obține

$$n = e^{\int_0^x \alpha dx} . \quad (2.6)$$

În cazul câmpului electric uniform, α nu depinde de coordonata x și, ca urmare, numărul de electroni din avalanșă se poate calcula simplu

$$n = e^{\alpha x} . \quad (2.7)$$

Dată fiind creșterea exponențială a numărului de electroni în avalanșă, distribuția sarcinilor electrice ale electronilor și ionilor pozitivi de-alungul drumului parcurs de avalanșă va fi foarte neuniformă, majoritatea covârșitoare a ionilor pozitivi fiind concentrată imediat în spatele grupului de electroni din fruntea avalanșei (fig.2.1).

Deoarece ionii pozitivi se deplasează între electrozi cu o viteză mult mai mică decât electronii (de aproximativ 100 ori mai mică), se poate considera că aceștia sunt practic imobili în raport cu electronii, formând o sarcină spațială pozitivă, care mai există între electrozi și după ce electronii au ajuns la anod și s-au neutralizat. Câmpul electric propriu al acestei sarcini spațiale, suprapunându-se peste câmpul electric determinat de tensiunea aplicată între electrozi, provoacă o distribuție neuniformă a câmpului electric între electrozi, chiar dacă electrozii sunt de tip plan și paraleli. Acest efect este cu atât mai pronunțat cu cât numărul de ioni pozitivi, respectiv de electroni din avalanșă este mai mare astfel ca intensitatea câmpului electric al sarcinii spațiale să fie mai importantă.

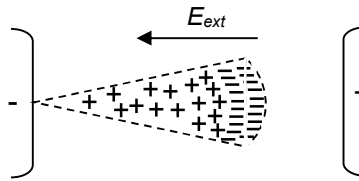


Fig.2.1. Avalanșa de electroni

În cazul unei avalanșe bogate în electroni, se ajunge deci la o pronunțată deformare a câmpului electric rezultat, ceea ce înseamnă că vor apare puternice creșteri ale intensității câmpului electric pe anumite porțiuni ale intervalului dintre electrozi. Ca urmare, în aceste zone, în primul, rând crește coeficientul α , care este foarte sensibil la variația intensității câmpului electric. În al doilea rând, intensificarea câmpului electric în zonele respective favorizează emisia de fotoni prin revenirea electronilor din atomii și ionii excitați pe nivelele fundamentale de energie. De exemplu, în aer, la revenirea în stare normală a moleculelor de azot excitate, sunt emiși fotoni a căror energie este de 13 eV și care pot ioniza direct moleculele de oxigen, pentru care energia de ionizare este de numai 12,5 eV.

Rezultă că propagarea unor avalanșe care conțin un număr suficient de mare de electroni poate fi însoțită de procese de ionizare prin șoc și mai ales de fotoionizare secundară, care, la rândul lor pot da naștere unor alte avalanșe de electroni (avalanșe secundare).

2.2. Străpungerea electrică a gazelor în câmp electric uniform

Avalanșa de electroni reprezintă primul stadiu al descărcării, dar existența ei nu conduce în mod obligatoriu la străpungerea intervalului dintre electrozi. Electronii avalanșei și ionii pozitivi creați de aceasta se deplasează către electrozi și ajungând la aceștia, se neutralizează, determinând apariția unui impuls de curent electric în circuitul sursei de alimentare. Odată cu dispariția sarcinilor electrice libere dintre electrozi dispare și orice proces de ionizare, iar curentul se anulează. Pentru ca ionizarea să reînceapă și să se formeze o nouă avalanșă, este necesar ca, la catod, să apară cel puțin un nou electron, capabil să inițieze o nouă avalanșă. Dacă acest nou electron este creat de un ionizator extern, descărcarea se numește **neautonomă**, fiind însoțită de impulsuri de curent în circuitul sursei de alimentare, care corespund propagării succesive a avalanșelor de electroni apărute între electrozi.

Pentru ca descărcarea să devină autonomă, este necesar ca apariția noilor electroni, deci a avalanșelor secundare, să se datoreze proceselor care au loc în intervalul dintre electrozi înainte ca avalanșa inițială să-și înceteze complet existența, deci este necesar ca avalanșa inițială să creeze ea însăși noul electron în apropierea catodului. Aceasta se poate realiza fie prin bombardarea catodului cu ionii pozitivi creați de avalanșa inițială, fie prin fotoionizare în volumul gazului, fotonii respectivi fiind produși de către procesele care însoțesc propagarea avalanșei inițiale. Contribuția acestor două procese la apariția electronilor secundari diferă în funcție de densitatea gazului dintre electrozi.

Ionizarea prin bombardarea catodului cu ioni pozitivi este cu atât mai intensă cu cât numărul de ioni care lovesc catodul este mai mare. Ionii pozitivi fiind concentrați imediat în spatele frunții avalanșei, pentru a ajunge la catod cea mai mare parte dintre ei trebuie să străbată aproape întreg intervalul dintre electrozi. În drumul lor, ionii se ciocnesc cu moleculele gazului și-și micșorează viteza, reducându-se astfel și posibilitatea ca ei să

ajungă la catod cu energie cinetică suficientă. Probabilitatea ciocnirii ionilor pozitivi cu moleculele gazului este cu atât mai mare cu cât densitatea gazului este mai mare. Rezultă că ionizarea superficială la catod va fi mai intensă în gazele cu densitate scăzută.

Fotoionizarea superficială pe catod este, de asemenea, mai intensă la densitate scăzută a gazului, deoarece, la densitate ridicată, o mare parte dintre fotoni sunt absorbiți de către moleculele gazului sau sunt dispersați în spațiul ambiant.

Fotoionizarea în volumul gazului poate fi realizată numai cu fotoni posedând o energie mult mai mare decât cea care este necesară fotoionizării superficiale (lucrul de ieșire din metal este mai mic decât potențialul de ionizare al gazelor). De aceea, pentru apariția ei este necesară prezența unei avalanșe inițiale cât mai bogate în electroni, fenomen cu atât mai probabil cu cât este mai mare densitatea gazului.

În concluzie, rezultă că, *în procesul de formare a avalanșelor secundare, la densitate scăzută a gazului, rolul esențial îl au procesele de ionizare superficială pe catod, iar la densitate ridicată, fotoionizarea în volumul gazului.*

2.2.1 Formarea descărcării la densitate scăzută a gazului.

La densitate scăzută a gazului, avalanșa inițială, având un număr redus de electroni ($n_e < 10^8$ electroni, conform unor rezultate experimentale), nu se produc intensificări ale câmpului electric pe traseul parcurs de avalanșă. Coeficienții α și η rămân practic constanți de-alungul liniilor de forță ale câmpului electric pe întreg intervalul. Avalanșele secundare, datorate proceselor de ionizare pe catod, se propagă, cu cea mai mare probabilitate, pe trasee diferite. Ele lasă în urmă sarcini spațiale pozitive, datorită cărora se produce o oarecare creștere a intensității câmpului electric în vecinătatea catodului (fig.2.2), ceea ce favorizează formarea avalanșelor secundare de la catod. Electronii noilor avalanșe se întâlnesc cu ionii pozitivi ai avalanșelor precedente, care se deplasează în sens contrar și creează o plasmă electrono-ionică, deci o punte conductoare între electrozi, similar cu străpungerea electrică a intervalului.

Din cauza densității scăzute a gazului, conductivitatea canalului de plasmă format nu atinge valori mari și de aceea densitatea de curent între electrozi este mică. O asemenea descărcare, cunoscută sub denumirea de descărcare luminiscentă sau descărcare Townsend, se produce, de exemplu, în tuburile de iluminat cu gaz rarefiat.

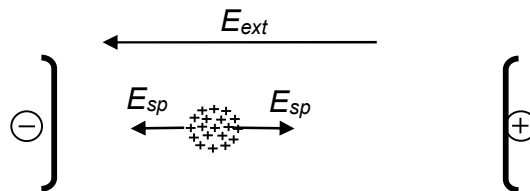


Fig.2.2. Influența sarcinii spațiale pozitive

Condiția de autonomie a acestei descărcări rezultă din luarea în considerare a proceselor de ionizare superficială pe catod. Vom presupune, pentru simplificarea analizei proceselor, că avalanșele secundare apar la catod ca urmare a bombardării acestuia de către ionii pozitivi ai avalanșei inițiale (se neglijează fotoionizarea superficială pe catod). Se reamintește noțiunea de *coeficient de ionizare superficială pe*

catod – γ , cunoscut și ca *al doilea coeficient de ionizare a lui Townsend*, care reprezintă numărul mediu de electroni extrași din catod în urma lovirii acestuia de către un ion pozitiv. În momentul în care avalanșa inițială a parcurs întreg intervalul dintre electrozi, cu lungimea d , ea va conține $e^{\alpha d}$ electroni (conform cu 2.7). Dacă inițial a existat la catod un singur electron liber, în urma avalanșei inițiale rămân $e^{\alpha d} - 1$ ioni pozitivi. Lovind catodul, aceștia extrag $\gamma(e^{\alpha d} - 1)$ electroni. Pentru ca descărcarea să devină autonomă, este necesar ca numărul acestor electroni să fie cel puțin egal cu 1. Astfel, condiția de autonomie a descărcării se poate scrie, pentru densitate scăzută a gazului sub forma

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) \geq 1. \quad (2.8)$$

Deoarece, practic $\gamma e^{\alpha d} \gg 1$, expresia precedentă se poate pune sub forma

$$\alpha d \geq \ln \frac{1}{\gamma}. \quad (2.9)$$

2.2.2. Formarea descărcării la densitate ridicată a gazului

În cazul în care numărul de electroni din avalanșa inițială depășește un anumit prag ($n_e > 10^8$), condiție asigurată cu mare probabilitate atunci când densitatea gazului este ridicată, deformarea distribuției câmpului electric care apare în procesul de propagare a avalanșei inițiale este suficient de puternică pentru a fi asigurată apariția avalanșelor secundare pe seama proceselor de ionizare în volumul gazului. Avalanșa inițială, pentru care este îndeplinită această condiție ($n_e > 10^8$), se numește **avalanșă critică**; în prezența acesteia descărcarea devine autonomă.

Mecanismul de dezvoltare a acestei descărcări, care se poate produce, de exemplu în aer, în condiții atmosferice normale, este următorul. Atunci când avalanșa inițială ajunge în apropierea anodului, numărul de electroni pe care-l conține, respectiv numărul de ioni pozitivi care rămân în urma ei ating cele mai mari valori posibile pe traseul parcurs de avalanșă și, ca urmare, deformarea câmpului electric rezultat este maximă. Ca urmare, datorită proceselor de fotoionizare, apare aici un număr mare de avalanșe secundare (fig.2.3). Acestea, urmând liniile de forță ale câmpului electric, se dezvoltă, de preferință, pe traseul parcurs și de avalanșa inițială și ating, în scurt timp, condiția $n_e > 10^8$ electroni. Ele pătrund în sarcina spațială pozitivă, creată de avalanșa inițială, începând astfel procesul de formare a canalului (sau canalelor) de plasmă electrono-ionică și, în continuare a **strimerului**.

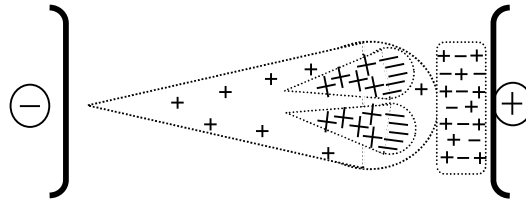


Fig.2.3 Formarea strimerului anodic

Strimerul este acel canal de plasmă electrono-ionică având în fruntea sa o sarcină spațială pozitivă în exces, provenită de la avalanșele secundare, care determină intensificarea locală a câmpului electric, ceea ce creează condiții pentru producerea de noi avalanșe secundare. Decalajul în spațiu și timp a avalanșelor secundare asigură propagarea strimerului către catod cu viteză mare (de ordinul a 10^6 .. 10^7 m/s).

Acest strimer, care se propagă de la anod către catod se numește **strimer anodic**.

Dacă tensiunea aplicată între electrozi creează un câmp electric într-atât de intens, încât deformarea câmpului rezultat să fie suficient de puternică pentru a determina ca procesele de fotoionizare în volumul gazului să apară încă înainte ca avalanșa inițială să fi parcurs întreg intervalul dintre electrozi, deci pentru ca avalanșa critică să poată apărea pentru $x_{cr} < d$ (fig.2.4), atunci se pot dezvolta avalanșe secundare și în fața avalanșei inițiale. Din prima avalanșă secundară poate lua naștere, în același mod, o a doua avalanșă secundară s.a.m.d. Ionii pozitivi ai avalanșelor secundare, împreună cu electronii avalanșelor precedente, formează un canal de plasmă care avansează, de această dată, de la catod către anod, fiind vorba deci de un **strimer catodic**.

Deoarece fiecare dintre avalanșele care participă la formarea unui strimer catodic parcurge doar o parte a distanței dintre electrozi, viteza de propagare a strimerului catodic va fi mai mare decât a strimerului anodic.

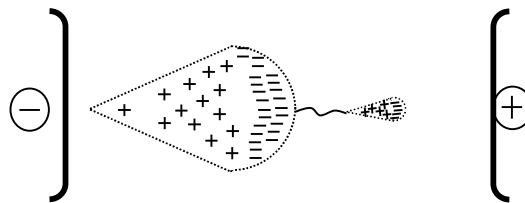


Fig.2.4 Formarea strimerului catodic

În experimentele de laborator, strimerul anodic apare în cazul creșterii lente a tensiunii aplicate pe electrozi, iar cel catodic – la aplicarea bruscă a unei tensiuni superioare tensiunii minime de străpungere a intervalului.

Condiția de autonomie a descărcării la densitate ridicată a gazului, identică cu condiția de formare a strimerului, coincide cu condiția de apariție a avalanșei critice, adică presupune că numărul de electroni din avalanșă să depășească un anumit prag (de exemplu 10^8) și se poate scrie sub forma

$$e^{\alpha d} = \text{const.} \quad \text{sau} \quad \alpha d = \text{const.} \quad (2.10)$$

Se observă analogia dintre condițiile (2.9) și (2.10), deci se poate accepta ca expresia (2.9) să reprezinte condiția de autonomie a descărcării pentru limite destul de largi de variație a densității gazului. Trebuie însă de precizat că la diferite densități ale gazului, coeficientul γ din (2.9) are atât valori diferite cât și semnificație diferită: la densitate mică a gazului el se referă la procesele de ionizare superficială pe catod, iar la densități mari - la procesele de fotoionizare în volumul gazului.

Deosebirea principală între cele două mecanisme de străpungere a gazelor în câmp uniform nu a fost sesizată în cadrul primelor cercetări privind descărcările electrice în gaze. Inițial, J.S.Townsend a elaborat o teorie a străpungerii pe baza cercetărilor în gaze rarefiate și a considerat-o valabilă pentru orice valoare a densității gazului. Ulterior însă, cercetările experimentale privind străpungerea gazelor la presiune atmosferică normală au condus la infirmarea teoriei lui Townsend și la elaborarea, în anul 1940, de către J.M.Meek și H.Raether, a teoriei strimerilor.

Îndeplinirea condiției de autonomie a descărcării în câmp electric uniform, asigură străpungerea intervalului dintre electrozi. În cazul mecanismului de străpungere prin

strimeri, la apropierea vârfului acestuia de electrodul opus se produce o puternică intensificare a câmpului electric în această zonă, care condiționează fenomene intense de fotoionizare. Acestea se propagă de-a lungul canalului strimerului, fenomenul fiind perceput de către observator ca o lumină intensă.

Dacă pe electrozi se aplică tensiune de impuls (de foarte scurtă durată) sau dacă se aplică tensiune permanentă (continuă sau alternativă de frecvență industrială), însă sursa de tensiune are putere mică, canalul descărcării se aprinde viu, apoi se stinge. Este vorba, în acest caz, de *descărcare în scânteie*. Dacă însă se aplică tensiune permanentă de la o sursă de putere suficient de mare, atunci canalul descărcării în scânteie este menținut, fiind parcurs de un curent care determină creșterea temperaturii până la apariția termoionizării, care la rândul ei contribuie la creșterea densității curentului. În acest caz, este vorba de o descărcare prin *arc electric*.

2.2.3. Tensiunea de străpungere a gazelor în câmp electric uniform

În cazul câmpului electric uniform, îndeplinirea condiției de autonomie a descărcării, adică apariția avalanșelor sau a strimerului, asigură străpungerea intervalului. Formula analitică pentru calculul tensiunii de străpungere, dedusă plecând de la condiția de autonomie a descărcării este complicată, dar poate fi pusă sub forma de principiu:

$$U_{str} = f\left(\frac{pd}{T}\right). \quad (2.11)$$

Raportul p/T este proporțional cu densitatea relativă a gazului și anume, dacă la presiune și temperatură normale densitatea gazului se consideră egală cu o unitate relativă, pentru alte condiții densitatea relativă va fi:

$$\delta = \frac{T_0}{T} \frac{p}{p_0} = \frac{273+2}{1013} \frac{p}{T} = 0,289 \frac{p}{T} \quad (2.12)$$

Ținând seama de (2.12), relația (2.11) se poate rescrie

$$U_{str} = f(\delta d). \quad (2.13)$$

Relația (2.13) este forma simbolică a legii lui Paschen, care se poate exprima astfel: *tensiunea de străpungere a gazelor în câmp electric uniform este funcție de produsul dintre distanța între electrozi și densitatea relativă a gazului.*

În fig.2.5 se arată curba de variație a tensiunii de străpungere a aerului în funcție de produsul δd , numită și curba lui Paschen, construită conform relației (2.13). Se observă prezența unui minim caracteristic pentru valori mici ale produsului δd .

Prezența acestui minim se poate explica după cum urmează. Dacă se consideră distanța d dintre electrozi constantă, atunci tensiunea de străpungere depinde numai de δ . Pentru d dat, descărcarea se produce pentru o anumită valoare a lui α , adică pentru o anumită valoare a numărului de ciocniri ionizante efectuate de un electron pe unitatea de drum parcursă între electrozi. La creșterea densității gazului, crește numărul de ciocniri ale electronului cu moleculele, însă se micșorează lungimea parcursului său liber, deci scade probabilitatea ca ciocnirile să se finalizeze cu ionizări. La scăderea densității gazului scade numărul de ciocniri, însă crește probabilitatea ca acestea să

devină ionizante, deoarece crește lungimea parcursului liber al electronului. La creșterea lui δ în raport cu valoarea care corespunde minimului U_{str} , predomină efectul datorat reducerii parcursului liber al electronului, iar la micșorarea lui δ în raport cu același minim, predomină efectul datorat micșorării frecvenței ciocnirilor. În ambele cazuri, coeficientul α scade și, ca urmare, crește valoarea tensiunii de străpungere.

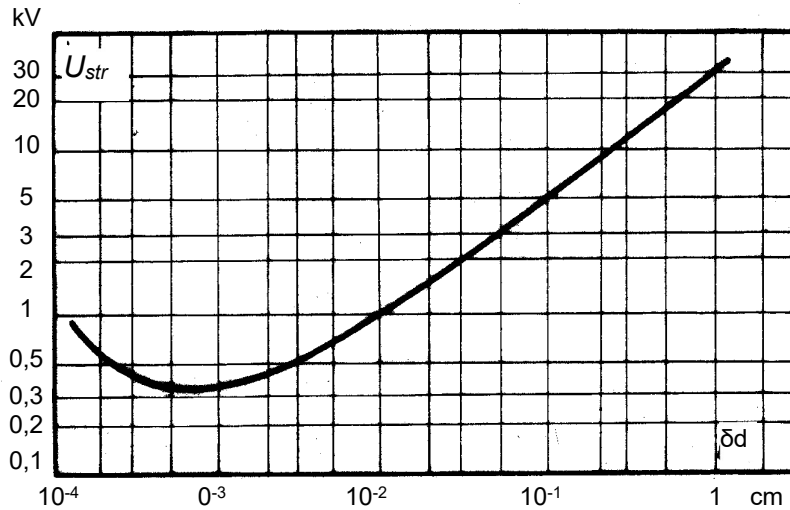


Fig.2.5 Forma grafică a legii lui Paschen

Această comportare, de creștere a rigidității dielectrice la valori mici, respectiv mari ale densității gazului are consecințe practice la realizarea unor construcții electroizolante cu gaze rarefiate (vid) sau cu gaze comprimate.

Relația (2.13) nu se utilizează practic pentru calculul tensiunii de străpungere, datorită abaterilor inerente de la condițiile teoretice de câmp electric uniform, putând fi folosite relații empirice, de exemplu:

$$U_{str} = 24,5 \delta d + 6,4 \sqrt{\delta d}, \quad (\text{kV}) \quad (2.14)$$

unde d – distanța între electrozi (cm) și δ – densitatea relativă a gazului.

Împărțind cu d în (2.14), se obține rigiditatea dielectrică a aerului în câmp electric uniform:

$$E_{str} = 24,5 \delta + 6,4 \sqrt{\frac{\delta}{d}}. \quad (2.15)$$

Dacă se consideră condițiile atmosferice normale, $\delta = 1$, iar $d = 1 \text{ cm}$, rigiditatea dielectrică a aerului este de cca. 31 kV/cm.

Dispersia statistică a tensiunii de străpungere

Toate stadiile procesului de dezvoltare a descărcării în intervale de gaz au caracter aleatoriu. Astfel, formarea avalanșei inițiale este condiționată de apariția unui electron liber sub acțiunea unui ionizator extern a cărui prezență și intensitate sunt întâmplătoare. Dezvoltarea avalanșelor și strimerilor, este condiționată, de asemenea, de procese cu caracter aleator cum ar fi direcțiile de propagare a fotonilor în decursul formării și dezvoltării strimerilor, compoziția locală a gazului, prezența unor impurități etc. Datorită caracterului aleator al dezvoltării descărcării, mărimea tensiunii de străpungere prezintă o anumită dispersie.

În cazul izolației autoregeneratoare, a cărei rigiditate dielectrică se reface după dispariția descărcării, ceea ce se întâmplă în cazul gazelor, se poate adopta, pentru probabilitatea de străpungere, funcția de distribuție normală a lui Gauss:

$$P(U_{str}) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{U_{str}} e^{-\frac{(U_{str} - \bar{U}_{str})^2}{2\sigma^2}} dU, \quad (2.22)$$

unde:

$P(U_{str})$ - probabilitatea ca tensiunea de străpungere să fie mai mică cel mult egală cu U_{str} ;

\bar{U}_{str} - valoarea medie aritmetică a tensiunii de străpungere, rezultată dintr-un număr mare de încercări în condiții identice;

$\sigma = \sqrt{\frac{\sum(U_{str} - U_{str m})^2}{n}}$ abaterea standard care caracterizează gradul de dispersie al valorilor U_{str} obținute experimental, în raport cu valoarea medie \bar{U}_{str} .

Indicații privind prelucrarea rezultatelor experimentale pentru determinarea U_{str} sunt date în Publicația CEI 60 și standardul STAS 6669/2-86.

Influența condițiilor de mediu

În cazul câmpului electric uniform sau slab neuniform, în conformitate cu legea lui Paschen, respectiv cu legea similitudinii descărcărilor, tensiunea de străpungere depinde de densitatea gazului, ea crescând odată cu creșterea densității. O dependență similară există și în cazul câmpului puternic neuniform.

Tensiunea de străpungere mai este influențată și de umiditatea gazului: unei umidități mai ridicate îi corespunde o tensiune de străpungere mai mare. Această influență este cu atât mai accentuată cu cât este mai mare gradul de neuniformitate a câmpului. Influența umidității este legată de prezența vaporilor de apă, care se manifestă ca un gaz electro-negativ, contribuind la formarea unei sarcini spațiale negative.

Pentru a putea compara tensiunile de străpungere obținute în condiții diferite de mediu, acestea se raportează la condițiile atmosferice normale:

- temperatura $t = 20^\circ\text{C}$,
- presiunea $p = 1013 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2 = 1013 \text{ mbar} \approx 760 \text{ mm col Hg}$,
- umiditatea absolută $h_0 = 11 \text{ g apă/m}^3 \text{ gaz}$.

Se folosește relația de calcul:

$$U_{str} = U_{str,n} \frac{k_d}{k_u}, \quad (2.23)$$

unde:

$U_{str,n}$ - tensiunea de străpungere în condiții atmosferice normale;

k_d – coeficient de corecție pentru densitatea gazului;

k_u – coeficient de corecție pentru umiditate.

Coeficienții de corecție se calculează cu relațiile:

$$k_d = \left(\frac{p}{p_0}\right)^m \left(\frac{T_0}{T}\right)^n; \quad k_u = k^w, \quad (2.24)$$

unde constanta k este funcție de umiditatea absolută, iar exponenții m , n , w depind de natura și polaritatea tensiunii precum și de distanța dintre electrozi. Pentru distanțe între electrozi sub 1 m se poate accepta $m = n = w = 1$.

Relațiile (2.23) și (2.24) sunt valabile pentru abateri reduse de la condițiile atmosferice normale. În cazul presiunilor mai ridicate, adică în gaze comprimate, dependențele menționate mai sus sunt mult mai complexe. De regulă, la creșterea presiunii gazului se constată și creșterea tensiunii de străpungere. Există însă și abateri

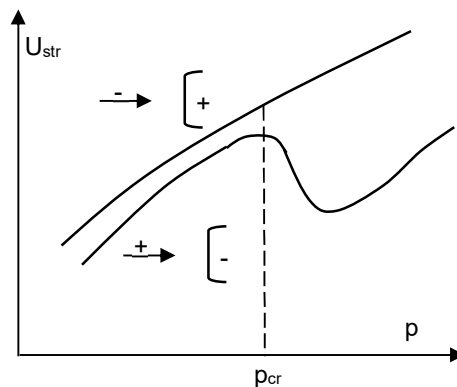


Fig.2.6. Anomalia gazelor electronegative

de la această regulă. De exemplu în gazele electronegative, în sistemul de electrozi vârf pozitiv-placă negativă, apare la o anumită presiune critică p_{cr} , o scădere în salt a tensiunii de străpungere (fig.2.6).

Valorile p_{cr} sunt în jur de 12000 mbar pentru aer și de 6000 mbar pentru SF₆.

2.3 Străpungerea electrică a gazelor în câmp electric neuniform

Câmpul electric neuniform se caracterizează prin faptul că intensitatea sa variază de-alungul distanței dintre electrozi. Gradul de neuniformitate se evaluează prin **coeficientul de neuniformitate**, care reprezintă raportul dintre valorile maximă și medie a intensității câmpului, valoarea medie fiind definită ca raportul dintre tensiunea aplicată și distanța dintre electrozi:

$$k_n = \frac{E_{max}}{E_{med}}; \quad E_{med} = \frac{U}{d}. \quad (2.16)$$

Din punct de vedere al mecanismului de străpungere a gazelor în câmp electric neuniform, câmpurile electrice se împart, după gradul de neuniformitate în **slab neuniforme** și **puternic neuniforme**. Deși între aceste categorii nu se poate stabili o graniță precisă, se consideră, în general, că pentru $1 < k_n < 2$ câmpul este slab neuniform, iar pentru $k_n > 4$, câmpul este puternic neuniform.

Câmpul slab neuniform se poate întâlni în cazul eclatorului cu sfere, dacă distanța dintre sfere nu depășește diametrul acestora, între conductorul cilindric și ecranul (mantaua) cablurilor de forță, iar câmpuri puternic neuniforme apar între conductoarele liniilor electrice aeriene sau între acestea și pământ sau stâlpi, între armăturile izolatoarelor de diferite forme. În instalațiile electroenergetice de înaltă tensiune câmpul electric este aproape întotdeauna puternic neuniform.

Câmpul electric neuniform poate fi **simetric** sau **nesimetric**. Câmpul simetric apare atunci când ambii electrozi au aceleași formă și dimensiuni, de exemplu câmpul dintre conductoarele liniilor aeriene, iar cele nesimetrice - între electrozi cu forme și/sau dimensiuni diferite, de exemplu între conductoarele liniilor aeriene și pământ sau stâlpi.

Câmpul electric cu cea mai mare neuniformitate și cea mai mare nesimetrie apare în cazul unui sistem de electrozi vârf-placă (tijă – placă) sau conductor – placă, iar câmpul cu cea mai mare neuniformitate și simetrie totală - în cazul sistemelor de electrozi vârf – vârf (tijă – tijă) sau între două conductoare identice și paralele (fig. 2.7).

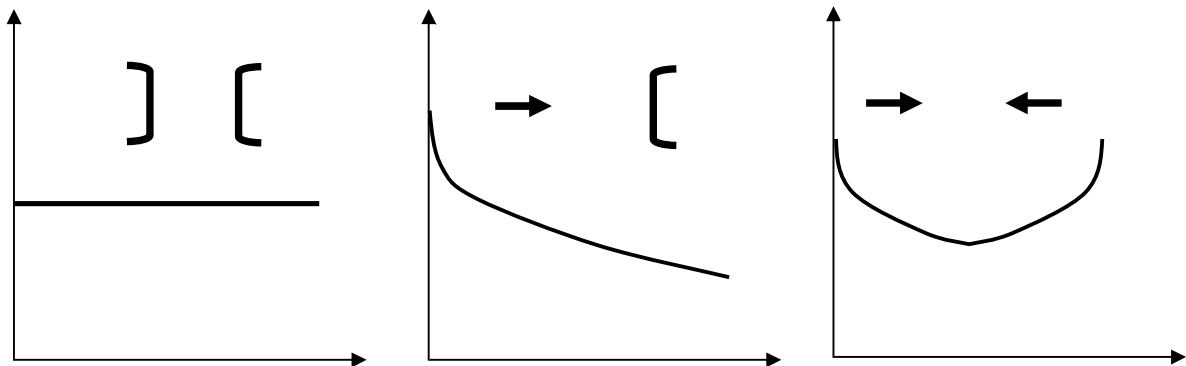


Fig. 2.7 Sisteme de electrozi cu câmp electric puternic neuniform

Tensiunea de străpungere în câmp electric neuniform depinde, printre alți factori, de gradul de neuniformitate al câmpului. De aceea, comparația rezultatelor experimentale nu se poate face ținând seama numai de distanța dintre electrozi ci și de formele acestora.

2.3.1 Străpungerea gazelor în câmp slab neuniform

În câmp slab neuniform, mecanismul de formare al descărcării este același ca și în câmp uniform, străpungerea fiind realizată atunci când este îndeplinită condiția de autonomie a descărcării. La deducerea acestei condiții trebuie avut în vedere că, de această dată, numărul de electroni din avalanșă nu mai este dat de expresia (2.7) ci de (2.6).

Ținând seama de aceasta, condiția de autonomie a descărcării în câmp slab neuniform rezultă de forma:

$$\int_0^d \alpha dx = \ln \frac{1}{\gamma}, \quad (2.17)$$

unde α este dependent de intensitatea câmpului dintre electrozi, deci de coordonata x .

Legea similitudinii descărcărilor

Dacă câmpul electric este slab neuniform, condiția de autonomie a descărcării este dată de relația (2.17). Întrucât integrala din această relație nu se poate rezolva decât în unele cazuri particulare, nu se poate obține o relație generală pentru tensiunea de străpungere așa cum a fost posibil în cazul câmpului uniform. Este valabilă, în schimb, o generalizare a legii lui Paschen pentru cazul câmpului slab neuniform, cunoscută sub denumirea de **legea similitudinii descărcărilor**. Această lege poate fi formulată astfel:

“Tensiunea de străpungere în câmp electric slab neuniform este funcție de produsul dintre densitatea relativă a gazului și distanța dintre electrozi (sau o altă mărime geometrică a intervalului) ca și de rapoartele dintre celelalte dimensiuni geometrice care caracterizează sistemul de electrozi și distanța dintre aceștia (sau alta dintre aceste dimensiuni)”,

adică:

$$U_{str} = f \left(\delta d, \frac{r_1}{d}, \frac{r_2}{d}, \dots \right). \quad (2.18)$$

Folosind legea similitudinii descărcărilor s-au stabilit, pe baza rezultatelor experimentale, relații empirice de calcul pentru tensiunea de străpungere în câmp slab neuniform. Astfel, pentru două sfere identice, de rază r , aflate la distanța $d < r$, tensiunea de străpungere se poate determina cu relația:

$$U_{str} = 27,2\delta r \frac{\left(1 + \frac{0,54}{\sqrt{\delta r}}\right) \frac{d}{r}}{0,25 \frac{d}{r} + 1 + \sqrt{\left(\frac{d}{r} + 1\right)^2 + 8}}. \quad (2.19)$$

Pentru doi cilindri paraleli, având raze egale cu r și distanța $d < r$ între suprafețe:

$$U_{str} = 30\delta r \left(1 + \frac{0,301}{\sqrt{\delta r}}\right) \ln \frac{d}{r}, \quad (2.20)$$

iar pentru cilindri coaxiali:

$$U_{str} = 31\delta r \left(1 + \frac{0,308}{\sqrt{\delta r}}\right) \ln \frac{d}{r}, \quad (2.21)$$

unde

$$d = R - r$$

Se observă că structura acestor relații respectă întocmai legea similitudinii descărcărilor.

2.3.2. Străpungerea gazelor în câmp puternic neuniform

În câmp uniform sau slab neuniform, îndeplinirea condiției de autonomie a descărcării este echivalentă cu străpungerea intervalului deoarece, în acest caz, sunt asigurate condițiile de propagare a strimerului până la electrodul opus. În schimb, în câmp puternic neuniform, îndeplinirea acestei condiții nu este suficientă pentru ca descărcarea să se dezvolte până la străpungerea intervalului. Strimerul, format la electrodul la care intensitatea câmpului este cea mai mare, se propagă către celălalt electrod, însă avansând în zone în care intensitatea câmpului este din ce în ce mai mică, își poate înceta existența prin deionizarea canalului său, urmând apoi reluarea procesului prin formarea unui nou strimer ș.a.m.d. Rezultă deci că, în câmp puternic neuniform, atunci când este îndeplinită condiția de autonomie a descărcării, se dezvoltă la electrodul pe care intensitatea câmpului este mai mare o formă de descărcare autonomă dar incompletă, cunoscută sub denumirea de **descărcare corona**. Prin creșterea tensiunii aplicate electrozilor, această formă de descărcare se poate dezvolta până la străpungerea intervalului.

Valoarea intensității câmpului electric pe suprafața electrodului, pentru care este îndeplinită condiția de autonomie a descărcării este denumită **intensitate inițială, E_i** . Acestea îi corespunde **tensiunea inițială, U_i** , care reprezintă mărimea tensiunii aplicate la electrozi pentru care apare descărcarea corona.

Dezvoltarea descărcării în câmp puternic neuniform, atât în stadiul inițial de descărcare corona, cât și în stadiile următoare, până la apariția descărcării în scânteie, este influențată de formarea între electrozi a unor sarcini spațiale, a căror influență prin câmpul electric propriu, este dependentă de polaritatea electrodului la care aceasta apare.

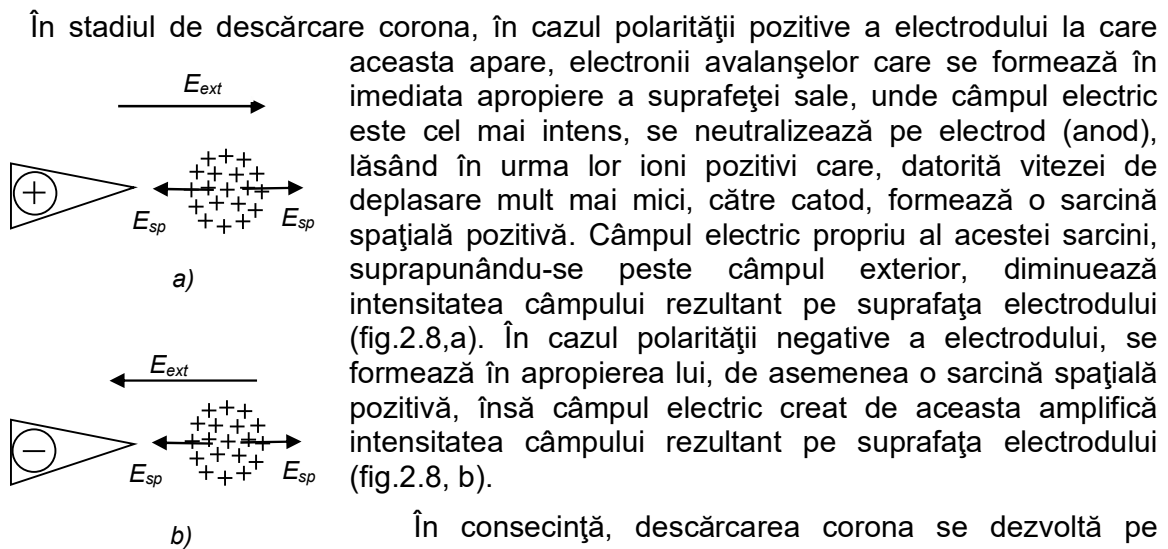


Fig.2.8 – Influența sarcinii spațiale în câmp electric puternic neuniform

În consecință, descărcarea corona se dezvoltă pe electrod pentru intensități inițiale ale câmpului, creat de tensiunea aplicată, mai reduse în cazul polarității negative:

$$E_{i(-)} < E_{i(+)}, \text{ respectiv pentru tensiuni inițiale } U_{i(-)} < U_{i(+)}.$$

Prin creșterea tensiunii aplicate, descărcarea corona se poate dezvolta până la străpungere în două moduri diferite, în funcție de unele condiții, deosebindu-se străpungerea prin **strimer** sau prin **lider**.

Sistemul de electrozi tipic pentru câmp electric neuniform este vârf – placă. Ca urmare, se vor examina mecanismele de dezvoltare a descărcării, până la străpungere, într-un asemenea sistem de electrozi, pentru cele două polarități a electrodului vârf. Se va considera o creștere lentă a tensiunii continue aplicate sau variația sinusoidală în cazul tensiunii alternative.

Străpungerea prin strimer

Atunci când tensiunea aplicată devine egală cu tensiunea inițială, la electrodul vârf apare descărcarea corona, care se dezvoltă de la stadiul inițial de avalanșă până la stadiul de strimer corona.

În cazul polarității pozitive a electrodului vârf, adică pentru polaritate pozitivă a tensiunii continue sau în alternanța pozitivă a tensiunii alternative pe acest electrod, apar și se propagă către electrodul opus strimeri pozitivi (anodici). Datorită intensificării câmpului electric către anod de către sarcina spațială pozitivă din fața vârfului strimerului, însoțită de emisie de fotoni, apar avalanșe secundare de electroni, care asigură dezvoltarea strimerului către electrodul placă, negativ (fig.2.9,a).

Așadar în cazul polarității pozitive a electrodului vârf, câmpul propriu al sarcinii spațiale pozitive din fața strimerului are, în zona de interval către placă, același sens ca și câmpul electric exterior, ceea ce facilitează propagarea strimerului anodic.

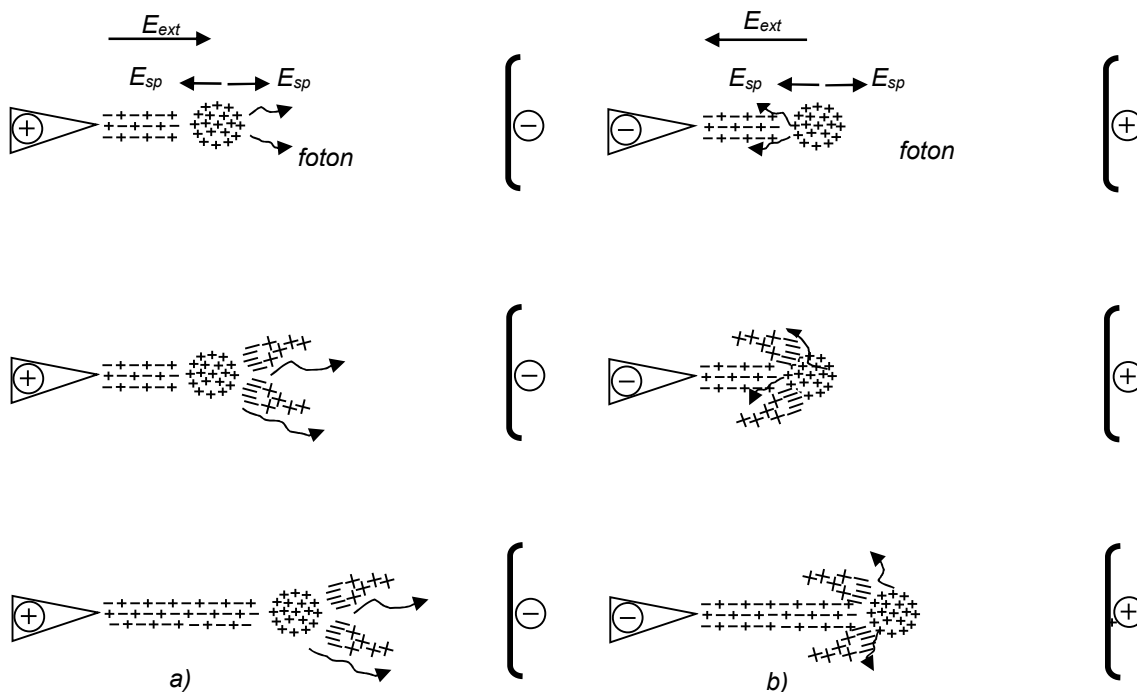


Fig. 2.9 Formarea descărcării în câmp electric puternic neuniform

În cazul polarității negative a electrodului vârf se formează un strimer negativ (catic), care se propagă în mod similar către electrodul placă. În acest caz însă, câmpul local al sarcinii spațiale pozitive din fața strimerului către placă este de sens contrar față de câmpul exterior, ceea ce frânează propagarea strimerului catodic către anod (fig.2.9,b).

Din aceste motive, tensiunea de străpungere a intervalului vârf-placă (și, în general, a intervalelor cu câmp electric neuniform) este mai mare în cazul polarității negative a electrodului vârf (în general, a electrodului cu rază mai mică de curbura), în raport cu tensiunea de străpungere în cazul polarității pozitive a aceluși electrod:

$$U_{str(-)} > U_{str(+)} \quad (2.25)$$

Aplicarea tensiunii alternative

Deoarece durata de formare a descărcării este mult mai mică decât o semiperioadă a tensiunii de frecvență industrială (conform vitezei de propagare a strimerilor de 10^6 - 10^7 m/s, într-o semiperioadă aceștia ar parcurge o distanță de 10-100 km), mecanismul de dezvoltare a descărcării la tensiune alternativă este același ca la tensiune continuă lent crescătoare. Este evident că, în cazul tensiunii alternative, străpungerea va avea loc pe vârful alternanței pozitive a tensiunii la electrodul vârf. Ca urmare, valorile tensiunilor de străpungere vor fi aceleași în cele două cazuri: valoarea medie a tensiunii continue și, respectiv valoarea de vârf a tensiunii alternative.

Se constată totuși că la aplicarea tensiunii alternative rezultă, în aceleași condiții privind sistemul de electrozi, o tensiune de străpungere ceva mai mică decât la aplicarea tensiunii continue cu polaritate pozitivă pe electrodul vârf. Aceasta se explică prin creșterea intensității câmpului electric pe electrodul vârf în semiperioada pozitivă datorită sarcinii spațiale negative rămasă în interval din semiperioada precedentă.

În intervalul vârf-placă se obțin valorile cele mai mici ale tensiunii de străpungere. Intervalul vârf-vârf, cu aceeași distanță între electrozi are tensiunea de străpungere ceva mai mare, deoarece câmpul electric, fiind simetric, are o distribuție ceva mai uniformă în acest caz.

Curentul descărcării corona

Pe durata existenței strimerilor corona, cât și a strimerilor de pre-străpungere, prin circuitul sursei de înaltă tensiune, deci și prin intervalul dintre electrozi, circulă curent deși nu s-a creat încă puntea conductoare între electrozi. Acest curent se închide prin capacitatea care se formează între vârful strimerului și electrodul placă (fig.2.10), curent care are expresia

$$i = \frac{dq}{dt} = \frac{d}{dt}(uC), \quad (2.26)$$

unde u - tensiunea dintre vârful strimerului și placă.

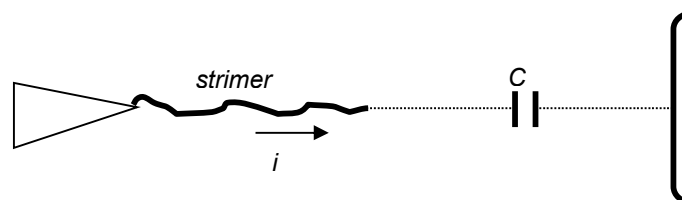


FIG 2.10 Curentul descărcării corona

Dacă se admite că această tensiune este constantă, fiind egală cu diferența dintre tensiunea aplicată la electrozi și căderea de tensiune în canalului strimerului, rezultă

$$i = u \frac{dC}{dt}, \quad (2.27)$$

adică acest curent există datorită variației permanente a capacității dintre vârful strimerului și placă, variație datorată permanentei dezvoltări a strimerului.

Canalul strimerului, care se propagă către electrodul placă, nu este rectiliniu și nici singular. Din cauza direcției întâmplătoare de propagare a fotonilor care declanșează formarea avalanșelor secundare, strimerul parcurge un traseu sinuos și poate avea ramificații. Atunci când una dintre ramificații ajunge la electrodul opus, se dezvoltă în continuare descărcarea în scânteie, având loc străpungerea intervalului.

În aerul atmosferic, căderea de tensiune medie în canalul strimerului este de circa 5 kV/cm. De aceea se poate considera că străpungerea prin strimeri a aerului se produce pentru un gradient mediu de tensiune de cel puțin 5 kV/cm, de unde rezultă că, în acest caz,

$$U_{str} \approx 5d. (kV), \quad (2.28)$$

unde d este distanța dintre electrozi, în cm.

Străpungerea prin lider

În cazul unor câmpuri electrice foarte puternic neuniforme întâlnite, de regulă, în intervalele lungi, când distanța dintre electrozi este mare (de la ordinul metrilor, la zeci sau sute de metri) străpungerea intervalului se produce prin așa numitul mecanismul de **lider**.

Atunci când câmpul electric este foarte puternic neuniform, intensitatea sa este deosebit de mare pe electrodul de la care începe descărcarea, condiție în care, datorită proceselor foarte intense de ionizare, concentrația de electroni în canalul strimerului care se formează aici crește mult (până la 10^{12} - 10^{13} electroni/cm³), ceea ce asigură o conductivitate mai ridicată a canalului și, ca urmare, creșterea intensității curentului în strimer. Aceasta determină creșterea în continuare a temperaturii canalului, declanșându-se procesele de termoionizare care produc creșterea bruscă a conductivității canalului (cu două ordine de mărime), strimerul transformându-se astfel în lider. Rezultă că

“liderul este un canal de plasmă în care au loc procese de termoionizare care îi conferă o înaltă conductivitate”,

condiții în care potențialul electrodului de la care s-a format este transmis în adâncimea intervalului, la vârful liderului, acesta putându-se propaga chiar dacă intensitatea câmpului exterior este redusă (de ordinul sutelor de volt pe centimetru).

Potențialul vârfului liderului fiind apropiat ca mărime de al electrodului vârf (căderea de tensiune în canalul de mare conductivitate al liderului este mică), câmpul electric este foarte intens în zona vârfului liderului și, ca urmare, apar aici noi strimeri sau buchete de strimeri care, în condițiile menționate mai sus, se transformă treptat în canal de lider, asigurându-se astfel propagarea liderului către electrodul opus. Întrucât, pentru

încălzirea canalului descărcării se consumă un anumit timp, viteza de propagare a liderului este mult mai mică decât viteza strimerilor, fiind de ordinul a 10^4 m/s.

Atunci când vârful liderului ajunge la electrodul opus, începe ultimul stadiu al străpungerii – **descărcarea inversă sau principală**. Datorită intensificării extreme a câmpului electric și a proceselor de ionizare, p canalul liderului conductivitatea crește mai mult determinând o iluminare puternică care se propagă în sens invers decât liderul cu o viteză deosebit de mare (de ordinul a $6 \cdot 10^7$ m/s, a cincea parte din viteza luminii). Procesul este perceput ca o explozie luminoasă a canalului descărcării.

2.3.2.1 Descărcarea în câmp puternic neuniform în prezența ecranelor dielectrice

Ecranele dielectrice reprezintă folii subțiri de material electroizolant, care se așează în intervale cu câmp puternic neuniform nesimetric, în scopul măririi tensiunii de străpungere a intervalului. Procedul se folosește mai ales în construcția echipamentelor electrice de înaltă și foarte înaltă tensiune (întreruptoare, transformatoare, mașini rotative) pentru limitarea dimensiunilor. Rigiditatea dielectrică a ecranelor însăși nu este importantă, influența lor fiind legată de modificările pe care le produc în distribuția sarcinilor spațiale dintre electrozi în procesul de formare a descărcării.

În cazul sistemului de electrozi vârf-placă (fig.2.11), sarcinile rezultate din procesele inițiale de ionizare de la electrodul vârf, sunt reținute în drumul lor către electrodul placă, pe suprafața ecranului. Dacă electrodul vârf are polaritate pozitivă, pe ecran sunt reținuți ioni pozitivi (fig.2.11,a). Dacă electrodul vârf are polaritate negativă, electronii care se îndreaptă către electrodul placă, părăsind zona de ionizare în câmp intens își micșorează viteza de deplasare și, prin procese de atașare, formează ioni negativi care, în drumul lor

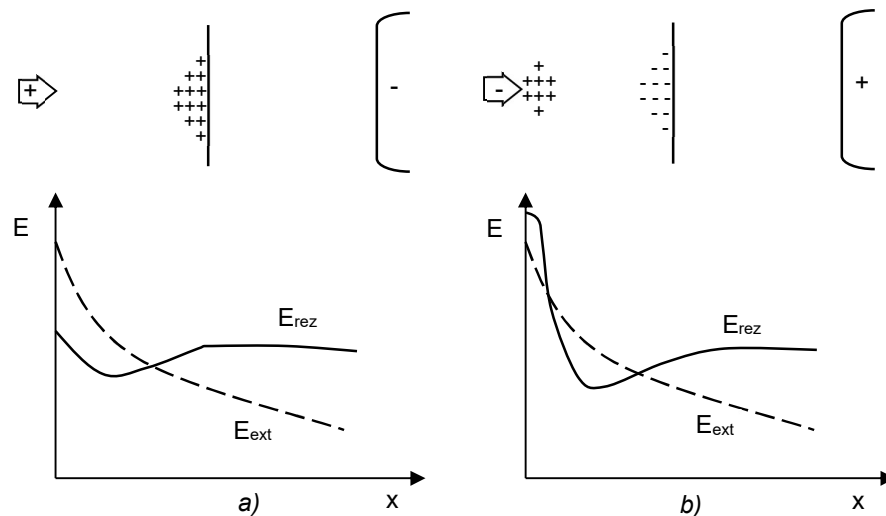


Fig.2.11 Influența ecranelor dielectrice
către electrodul opus sunt reținuți de ecran (fig.2.11, b).

Sarcinile depuse pe ecran produc o redistribuire a câmpului electric dintre electrozi, acesta fiind întrucâtva uniformizat între ecran și electrodul placă. În cazul polarității pozitive a vârfului, rezultă o slăbire a intensității câmpului între electrodul vârf și ecran (fig.2.11, a), în timp ce, datorită prezenței sarcinii spațiale pozitive din apropierea

electrodului vârf, în cazul polarității negative a electrodului vârf, intensitatea câmpului rămâne, în apropierea lui, suficient de mare (fig.2.11, b).

Slăbirea intensității câmpului între electrodul vârf și ecran în primul caz (vârf pozitiv) împiedică formarea și propagarea strimerului, rezultând o creștere a tensiunii de străpungere. În schimb, în cazul electrodului vârf negativ, intensitatea câmpului pe acesta rămânând mare, formarea strimerului nu mai este frânată. Mai mult decât atât, creșterea intensității câmpului între ecran și placă favorizează propagarea strimerului în interval, rezultând o reducere a tensiunii de străpungere.

În concluzie, prezența ecranului dielectric are efect pozitiv asupra rigidității dielectrice a intervalului, în cazul polarității pozitive a electrodului vârf și efect negativ în cazul polarității negative a acestuia.

Dacă pe electrozi se aplică **tensiune alternativă**, prezența ecranului ar conduce la creșterea tensiunii de străpungere în semiperioada în care electrodul vârf este pozitiv și la reducerea acesteia în cealaltă semiperioadă. Practic rezultă o creștere a tensiunii de străpungere deoarece, în lipsa ecranului străpungerea are loc numai în semiperioada pozitivă.

Poziția ecranului între electrozi

Influența ecranului asupra mărimii tensiunii de străpungere depinde în mare măsură de poziția acestuia între electrozi, ceea ce rezultă din examinarea curbelor de variație a tensiunii de străpungere U_{str} în funcție de distanța d_1 dintre ecran și placă, curbe

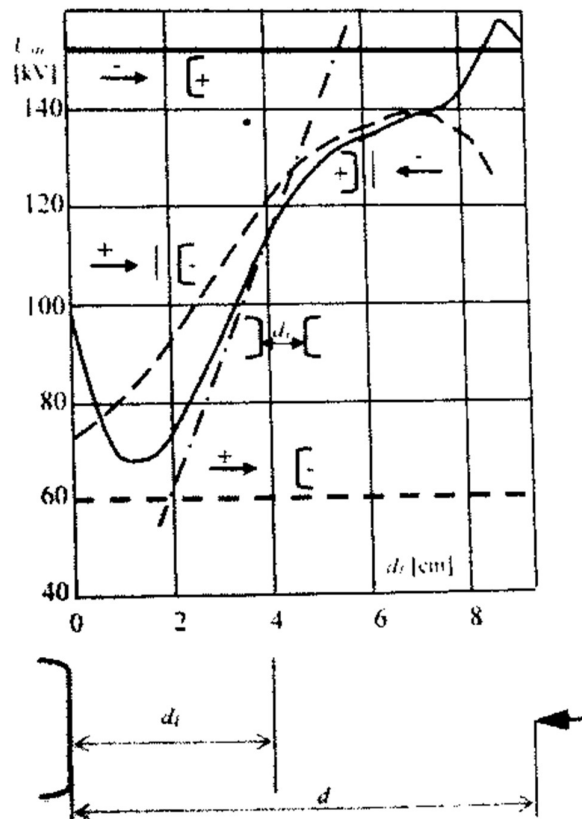


Fig.2.12 Influența poziției ecranului dielectric

obținute pe cale experimentală pentru sistemul de electrozi vârf-placă, fără și cu ecran (fig.2.12). Se observă că există o poziție optimă a ecranului între electrozi, pentru care tensiunile de străpungere pentru ambele polarități ale electrodului vârf sunt apropiate ca mărime și aproximativ egale cu tensiunea de străpungere în câmp uniform pentru o distanță între electrozi egală cu distanța ecran-placă. Rezultă de aici că rigiditatea intervalului este hotărâtă, în principal, de porțiunea cuprinsă între ecran și placă.

Dacă ecranul se află în imediata apropiere a electrodului vârf pozitiv, sarcinile pozitive se repartizează neuniform pe suprafața lui și modificarea repartiției intensității câmpului între electrozi nu diferă mult de aceea provocată de sarcina spațială pozitivă prezentă în zonă și în lipsa ecranului. Ca urmare, ecranul așezat prea aproape de electrodul vârf pozitiv își pierde practic rolul de mărire a tensiunii de străpungere.

Dacă ecranul se așează în imediata apropiere a electrodului vârf negativ, foarte aproape de limita zonei de ionizare, zonă în care nu se formează încă ioni negativi, el nu poate acumula sarcini negative pe suprafața sa, către vârf. În schimb, procesele de ionizare care se produc dincolo de ecran, condiționează apariția unor sarcini pozitive pe suprafața ecranului opusă electrodului vârf, în prezența căreia are loc o slăbire a intensității câmpului în apropierea vârfului, obținându-se o oarecare creștere a tensiunii de străpungere. Aceasta situație este un caz extrem, greu de obținut în practică.

În cazul prezentat în fig. 2.12, poziția optimă a ecranului ar corespunde unei distanțe între ecran și electrodul vârf egală cu aproximativ 0,25 .. 0,3 din distanța dintre vârf și placă, poziție frecvent folosită în practică.

2.3.2.2 Descărcarea în câmp puternic neuniform la tensiune de impuls

Tensiunea de impuls (de scurtă durată) este caracteristică pentru supratensiunile de comutație și de trăsnet. Tensiunea crește, pe frontul undei, fie relativ lent (supratensiuni de comutație – STC), fie foarte rapid (supratensiuni de trăsnet – STT). Deși durata frontului acestor impulsuri poate varia în limite destul de largi, totuși, în practica încercărilor izolației de înaltă tensiune, se folosesc valorile standard de 250 μ s (pentru STC) și de 1,2 μ s (pentru STT). Dacă se acceptă pentru viteza de propagare a strimerului, respectiv liderului, valori de 10^6 m/s și de 10^4 m/s, atunci pe durata de creștere a tensiunii (pe frontul undei), strimerul se poate propaga pe distanță de 250 m în cazul STC și 1,2 m în cazul STT, iar liderul pe distanțele de 2,5m, respectiv 1,2 cm. Rezultă că, mai ales în cazul intervalelor lungi, la care străpungerea se face prin lider, distanța pe care se propagă acesta pe durata frontului impulsului poate fi mai mică decât distanța dintre electrozi. Este posibil ca străpungerea să nu aibă loc, chiar dacă amplitudinea impulsului de tensiune este egală sau chiar mai mare cu tensiunea de străpungere în regim de durată, $U_{str \infty}$.

Pentru a avea loc o descărcare este necesar, în primul rând, să existe cel puțin un electron liber, care să dea naștere avalanșei inițiale. Dacă acesta nu apare pe întreaga durată a aplicării tensiunii, descărcarea nu se poate forma.

Intervalul de timp, măsurat din momentul t_0 când tensiunea atinge valoarea $U_{str \infty}$ (fig.2.13) până la momentul apariției unui electron liber capabil să inițieze avalanșa de electroni, poartă denumirea de **timp statistic de întârziere a descărcării**, t_s .

Între momentul apariției primei avalanșe și momentul formării descărcării complete (adică descărcarea în scânteie) trece, de asemenea, un timp necesar propagării avalanșelor, formării și propagării strimerului, respectiv liderului și descărcării principale (în cazul intervalelor lungi). Durata aceasta se numește **timp de formare a descărcării, t_f** . Suma duratelor t_s și t_f se numește **timp de întârziere a descărcării, t_{id}** :

$$t_{id} = t_s + t_f, \quad (2.29)$$

iar durata totală din momentul aplicării tensiunii pe electrozi și până la momentul apariției scânteii se numește **timp de descărcare, t_d** :

$$t_d = t_0 + t_s + t_f. \quad (2.30)$$

Timpul de întârziere al descărcării, precum și fiecare dintre componentele sale iau valori diferite în funcție de o serie de factori dintre care cei mai importanți sunt: existența și intensitatea ionizatorului extern, geometria intervalului, mărimea și viteza de variație în timp a tensiunii aplicate.

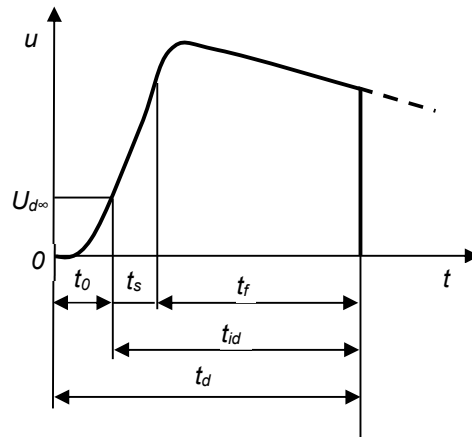


Fig.2.13– Componentele duratei descărcării

Timpul statistic de întârziere depinde de mărimea tensiunii aplicate doar în intervale ecranate în raport cu ionizatorii externi. În atmosferă liberă, acțiunea ionizatorilor externi este prezentă permanent și, ca urmare, durata t_s nu depinde practic de tensiunea aplicată. Timpul statistic de întârziere depinde vizibil de gradul de neuniformitate al câmpului electric. În câmp puternic neuniform, intensitatea câmpului la unul dintre electrozi atinge valori mari înainte ca tensiunea aplicată să ajungă la valoarea U_{stro} , ceea ce facilitează declanșarea avalanșei de electroni, durata t_s fiind cu atât mai mică cu cât este mai mare gradul de neuniformitate a câmpului.

Timpul de formare a descărcării este compus din duratele de propagare a avalanșei inițiale, a strimerului și, după caz, a liderului; durata de propagare a descărcării inverse este neglijabilă datorită vitezei sale, deosebit de mare. Deoarece la formarea strimerului participă simultan un număr mare de avalanșe, viteza de propagare a acestuia este mai mare decât viteza avalanșelor.

Ca urmare, în intervalele cu câmp electric uniform, unde avalanșa inițială trebuie să parcurgă un drum egal sau aproape egal cu distanța dintre electrozi, timpul de formare a descărcării este practic egal cu cel de propagare a avalanșei inițiale. Din unele calcule și cercetări experimentale rezultă că timpul de propagare a avalanșei inițiale în intervalele cu câmp electric uniform este cu aproximativ un ordin de mărime mai mic decât timpul

statistic de întârziere. Rezultă că, în intervalele cu câmp uniform sau, în general, în intervalele cu distanțe mici între electrozi, durata descărcării este determinată, în principal, de timpul statistic de întârziere.

În intervalele cu câmp electric puternic neuniform, avalanșa inițială parcurge, până la formarea strimerului, un drum mult mai scurt decât distanța dintre electrozi și, ca urmare, în acest caz, timpul de formare a descărcării este practic egal cu cel necesar propagării strimerului, respectiv liderului.

Viteza de propagare a strimerului sau liderului depinde de tensiunea aplicată deoarece la creșterea tensiunii se micșorează durata de formare a avalanșelor în fruntea strimerului și, ca urmare, se micșorează durata de propagare a strimerului.

La mărirea gradului de neuniformitate al câmpului, viteza de propagare a strimerului (sau liderului) se micșorează, deoarece pe măsură ce strimerul avansează în interval, el parcurge zone în care intensitatea câmpului este din ce în ce mai redusă. Rezultă deci că, la mărirea distanței dintre electrozi, când gradul de neuniformitate al câmpului crește, viteza strimerului se micșorează, iar timpul de formare a descărcării crește.

Timpul de întârziere a descărcării în intervalele cu distanțe mari între electrozi, deci cu câmp puternic neuniform, este determinat, în principal, de timpul de propagare a strimerului sau liderului care scade cu creșterea tensiunii, dar crește cu creșterea distanței. În intervalele cu câmp uniform, timpul de întârziere a descărcării este practic timpul statistic de întârziere, care nu depinde de mărimea tensiunii aplicate.

Caracteristica tensiune-timp a unui sistem de electrozi reprezintă variația tensiunii de străpungere în funcție de durata descărcării. Pentru obținerea pe cale experimentală a caracteristicii, se folosește schema de încercare din fig.2.14. De la generatorul de tensiune de impuls (GIT) se aplică impulsuri de tensiune pe obiectul încercat, iar cu ajutorul unui oscilograf (OC) conectat la un divizor de tensiune (DT) se înregistrează variația tensiunii pe obiect. Aceste înregistrări servesc la trasarea caracteristicii tensiune-timp, curba trasată cu linie mai groasă în fig.2.15.

În cazul unui câmp puternic neuniform, la valori mici ale tensiunii de impuls, datorită duratei mari de întârziere a descărcării, aceasta nu se produce pe vârful impulsului, ci pe spatele acestuia. Pe măsura creșterii amplitudinii, timpul de întârziere se reduce, ajungându-se ca, la valori mari ale amplitudinii impulsului, descărcarea să se producă pe frontul acestuia.

Pentru descărcările pe spatele impulsului, se reține drept tensiune de străpungere, amplitudinea impulsului, iar pentru descărcările pe frontul impulsului se ia în considerare mărimea tensiunii în momentul străpunerii intervalului.

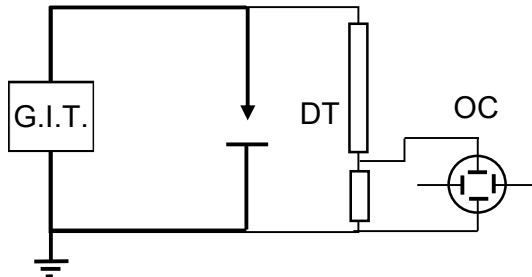


Fig.2.14 Schema circuitului de încercare

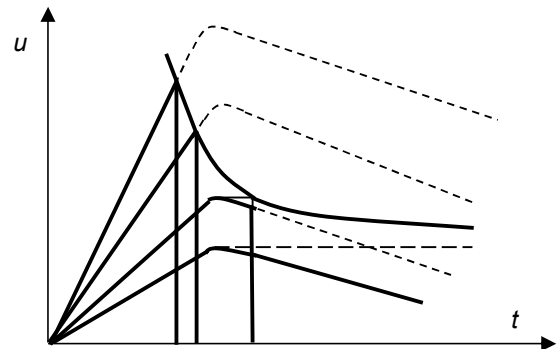


Fig.2.15 Tăierea impulsului de tensiune

La trasarea caracteristicii tensiune-timp din fig.2.15, s-a presupus că unei anumite amplitudini a tensiunii de impuls aplicate îi corespunde o valoare determinată a timpului de întârziere a descărcării. În realitate, durata descărcării prezintă dispersie statistică. Ca urmare, pentru aceeași amplitudine a tensiunii aplicate, în aceleași condiții de experiment, se vor înregistra valori diferite ale timpului de descărcare. În fig.2.16 sunt date câte trei oscilograme suprapuse pentru valori mari (fig.2.16, a) respectiv mici (fig.2.16, b) ale duratei descărcării, indicându-se și punctele care se folosesc la trasarea caracteristicii tensiune-timp. Astfel, caracteristica se va prezenta sub forma unui domeniu (fig.2.17), iar grupele de puncte marcate pe domeniu corespund seriilor de câte trei impulsuri considerate. Curba mediană, întărită, se va considera drept caracteristică tensiune-timp a intervalului studiat.

Trasarea caracteristicilor tensiune-timp este o operație extrem de dificilă. Din acest motiv, tensiunea de străpungere la aplicarea tensiunii de impuls se exprimă, cel mai adesea, prin **tensiunea de 50% amorsări, U_{50}** . Aceasta este amplitudinea tensiunii de impuls, la aplicarea repetată a căreia, descărcarea se produce pentru $\frac{1}{2}$ din numărul de impulsuri aplicate. Tensiunea de 50% amorsări corespunde porțiunii asimptotice a caracteristicii tensiune-timp (fig.2.15), deci valorilor celor mai mici ale amplitudinii impulsului la care se mai produce descărcarea, de unde și denumirea de **tensiune minimă de străpungere la impuls**.

Raportul dintre tensiunea U_{50} și tensiunea de străpungere la aplicarea de durată a tensiunii (de exemplu tensiune de frecvență industrială) poartă denumirea de **coeficient**

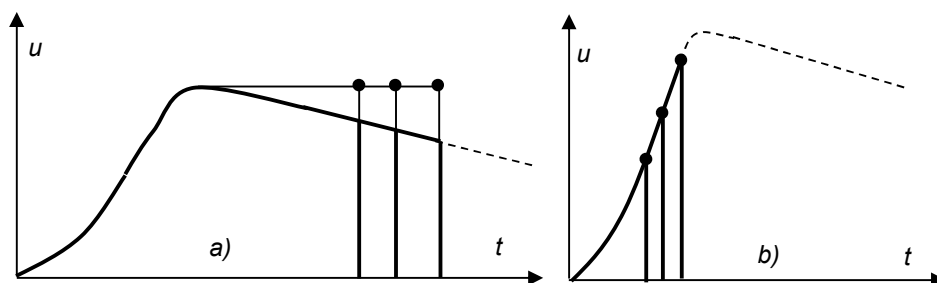


Fig.2.16 – Tăierea impulsurilor pe front și pe spate

de impuls al intervalului. Valoarea acestuia este supraunitară, fiind cu atât mai mare cu cât câmpul electric în interval este mai neuniform.

Forma caracteristicii tensiune-timp depinde de gradul de neuniformitate al câmpului. În cazul câmpului puternic neuniform, durata descărcării scade rapid la creșterea tensiunii aplicate, deoarece este determinată de durata de formare și propagare a strimerului, influențată puternic de mărimea tensiunii aplicate și, ca urmare, caracteristica tensiune-timp are pantă mare (fig.2.18, curba 3). În cazul câmpului uniform, durata descărcării este dată în principal de timpul statistic de întârziere, care variază puțin cu tensiunea aplicată, în cazul intervalelor neprotejate (marea majoritate a cazurilor). Ca urmare, caracteristica tensiune timp are panta mică, tinzând practic la zero (fig.2.18, curba 2).

Caracteristicile tensiune-timp prezintă importanță practică pentru realizarea unei protecții raționale a izolației. Dacă se dorește protejarea unei izolații a cărei caracteristică tensiune-timp este dată de curba 1 din fig.2.18, atunci, în paralel cu aceasta trebuie conectat un aparat de protecție având caracteristica tensiune-timp dată de curba 2 (descărcător cu rezistență variabilă). Dacă aparatul de protecție ar avea caracteristica tensiune-timp conform curbei 3 (interval de protecție, eclator cu tije), atunci protecția izolației nu ar mai fi asigurată pentru toate valorile posibile ale tensiunii aplicate.

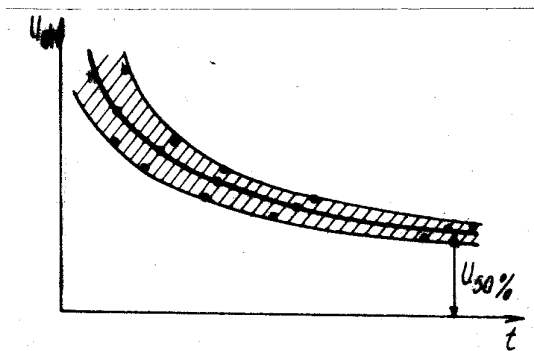


Fig.2.17 – Caracteristica tensiune-timp

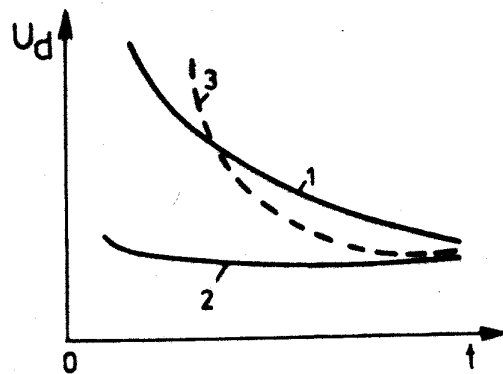


Fig.2.18 – Coordonarea caracteristicilor U-t

2.3.2.3 Străpungerea intervalelor lungi de aer cu tensiune de impuls

În cazul intervalelor cu distanțe mari între electrozi, de ordinul metrilor, a zecilor de metri, ajungându-se în cazul trăsnetelor până la ordinul kilometrilor, numite **intervale lungi**, străpungerea se produce prin lider deoarece numai liderul se poate propaga pe distanțe mari, parcurgând zone îndepărtate de electrodul de la care s-a format, zone în care intensitatea câmpului electric se reduce substanțial, până la valori de câteva sute de volți pe centimetru.

Sistemele de electrozi cu intervale lungi precum distanțele de aer dintre conductoarele LEA de foarte înaltă tensiune sau dintre acestea și stâlpi sau sol pot fi străpunse numai în prezența supratensiunilor de comutație și de trăsnet.

În cazul supratensiunilor de comutație prezintă interes sistemul de electrozi vârf (+) – placă (-) deoarece, în această situație, se obține cea mai mică tensiune de străpungere.

În schimb deoarece majoritatea zdrobitoare a trăsnetelor sunt de polaritate negativă, prezintă interes, în acest caz mai ales străpungerea sistemului de electrozi vârf negativ (-) - placă (+)

Străpungerea sistemului de electrozi vârf pozitiv-placă negativă cu impulsuri de comutație

Durata de front pentru supratensiunile de comutație variază în limite foarte largi. Încercările experimentale au arătat că dependența tensiunii de străpungere de durata frontului unde de impuls are un caracter particular (fig.2.19).

În această dependență, cunoscută sub denumirea de **curbe în U**, există o durată critică a frontului (T_{cr}) pentru care tensiunea de străpungere este minimă. Această valoare va trebui luată în considerare la stabilirea distanțelor izolante în aer, pentru a se avea în vedere solicitările date de toate formele de supratensiuni de comutație.

T_{cr} are valori cu atât mai mari cu cât este mai mare distanța dintre electrozi. Orientativ, pentru distanțe de 2 .. 5 m, T_{cr} este de circa 100 μ s, iar pentru distanța de 25 m, se obține $T_{cr} = 1000 \mu$ s.

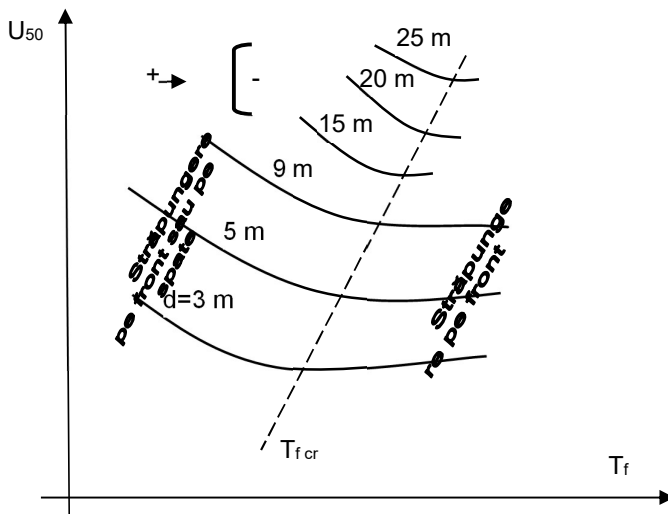


Fig.2.19 Tensiunea disruptivă la impuls de comutație

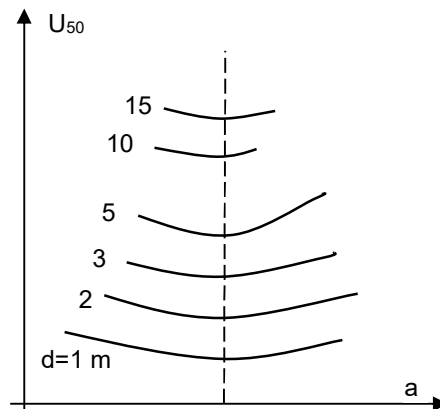


Fig.2.20 Tensiunea $U_{50\%}$ în funcție de panta pe front

Pentru $T_f < T_{cr}$ străpungerea se produce pe frontul sau pe spatele unde, iar pentru $T_f > T_{cr}$ – numai pe frontul impulsului. Pe ramurile din stânga drepte, U_{50} prezintă o variație mai accentuată în funcție de T_f , în timp ce pe ramurile din dreapta U_{50} variază în limite mici, apropiindu-se ca valoare de tensiunea de străpungere la aplicarea tensiunilor de durată (continue sau alternative de 50 Hz).

Dacă se definește panta unde pe front sub forma:

$$a = \frac{U_{50\%}}{T_d}, \quad (2.31)$$

unde T_d este durata descărcării, se pot construi curbele $U_{50} = f(a)$, a căror aspect este similar curbelor în U (fig.2.20), dar acestora le corespunde o pantă critică, care nu mai depinde de distanța dintre electrozi (practic $a_{cr} = 4 \dots 7 \text{ kV}/\mu\text{s}$).

Prin prelucrarea rezultatelor experimentale folosite la construirea curbelor în U, s-a determinat o dependență între $U_{50\min}$ și distanța dintre electrozi, care poate fi exprimată prin relația:

$$U_{50\min} = \frac{3400}{1 + \frac{8}{d}}, \quad (2.32)$$

unde, dacă d (m), $U_{50\min}$ rezultă în kV. Această relație este valabilă pentru $2 < d < 15$ m.

Pentru distanțe mari între electrozi, această dependență prezintă tendință de satu-

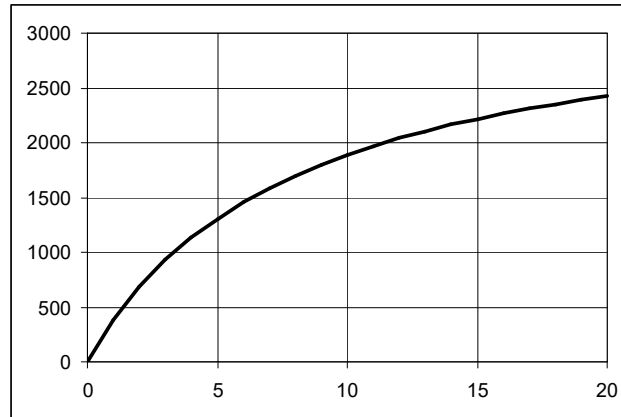


Fig.2.21 Tensiunea U_{50} în funcție de distanță

rație, (fig.2.21) ceea ce arată că există o limită superioară a tensiunilor nominale în rețelele electrice, cunoscut fiind că amplitudinea supratensiunilor de comutație este proporțională cu tensiunea nominală. La creșterea tensiunii peste această limită, rigiditatea dielectrică a izolației de aer a instalațiilor respective poate fi asigurată numai printr-o creștere importantă a distanțelor izolante (practic inacceptabilă tehnic, dar mai ales economic).

Factorul de interval

Pentru sisteme de electrozi mai complexe (altele decât vârf-placă), se constată dependențe similare $U_{50} = f(T_f)$, sub forma unor curbe în U, prezentând o tensiune minimă de străpungere, $U_{50\min}$. Din studiul acestora s-a constatat că $U_{50\min}$ pentru un sistem de electrozi oarecare este proporțională cu aceea a sistemului vârf-placă având aceeași distanță între electrozi, coeficientul de proporționalitate purtând denumirea de **factor de interval**. Mărimea acestui factor depinde de geometria intervalului și poate fi determinată, deocamdată, doar pe cale experimentală. De exemplu, în cazul intervalului dintre inelul de dirijare a potențialului de-a lungul lanțului de izolatoare de suspensie și stâlp, factorul de interval se obține 1,5.

Relația 2.32, valabilă pentru intervalul vârf-placă, se scrie pentru un sistem de electrozi caracterizat prin factorul de interval, în forma

$$U_{50\%,\min} = k_i \frac{3400}{1 + \frac{8}{d}}, \quad (2.33)$$

Străpungerea sistemului de electrozi vârf negativ-placă pozitivă la aplicarea impulsului de tensiune de trăsnet

În cazul polarității negative a electrodului vârf, se constată, de asemenea, o dependență a tensiunii de străpungere de durata descărcării, de forma curbelor în U, însă aceasta este mult mai puțin evidentă. În consecință, tensiunea minimă de străpungere a intervalului se va considera U_{50} obținută pentru impulsul standard 1,2/50.

2.4 Descărcarea electrică în vid

Din punctul de vedere al rigidității dielectrice, prin vid trebuie înțeles gazul, în particular aerul, aflat la presiune extrem de redusă, practic sub 10^{-5} Pa, condiție în care lungimea medie a drumului liber a particulelor de gaz este superioară distanței dintre electrozi și, ca urmare, este exclus fenomenul de ionizare prin avalanșă de electroni. Mecanismele de producere a străpungerii electrice în aceste condiții sunt altele decât în cazul gazelor la presiune atmosferică sau mai ridicată.

Principalele mecanisme de străpungere a vidului sunt:

- străpungere prin emisie autoelectronică,
- străpungere datorată microparticulelor.

Străpungerea prin emisie autoelectronică

Teoria străpungerii pe seama emisiei autoelectronice (formulată în anul 1928 de către R.H. Fowler și L. Nordheim) se bazează pe fenomenul de părăsire de către electroni a suprafeței metalului electrozilor pe seama efectului "tunel", în prezența unui câmp electric exterior cu intensitatea de peste 30000 kV/cm. Astfel de valori ale intensității câmpului pot fi întâlnite în cazul prezenței unor microproeminențe pe electrozii, aflați la distanță relativ mică, cum este cazul, de exemplu, al camerelor de stingere cu vid ale unor întrerupătoare.

Pentru a avea loc străpungerea trebuie să se formeze o microconcentrare de plasmă între electrozi, ceea ce, în condițiile vidului, este posibil numai prin vaporizarea materialului electrozilor. În funcție de desfășurarea acestui proces, se disting mecanismele de străpungere **catodic** și **anodic**.

Mecanismul catodic de străpungere poate apărea ca urmare a încălzirii vârfului proeminenței datorită supraîncălzirii acesteia la trecerea curentului datorat emisiei autoelectronice.

Mecanismul anodic al străpungerii poate apărea ca urmare a încălzirii vârfului microproeminenței care este supus bombardării cu electroni proveniți de la celălalt electrod.

Străpungerea intervalului se produce în momentul în care temperatura proeminenței atinge punctul de topire al materialului, ceea ce poate avea loc la atingerea unei valori critice a puterii fasciculului de electroni, adică a curentului de emisie, prin urmare, depinde de o intensitate critică a câmpului electric. Aceasta va reprezenta deci rigiditatea dielectrică a intervalului.

Procesele termice având o inevitabilă inerție, rigiditatea dielectrică va depinde de durata de aplicare a tensiunii, fiind mai mare în cazul tensiunii de impuls. Există, o corelație între durata frontului impulsului și constanta termică de timp a materialului din care este confecționat electrodul.

Străpungerea prin microparticule

Prezența microparticulelor (μp) pe electrozi este legată de procesele de prelucrare mecanică a acestora, de operațiile de montare sau datorită pulverizării materialului. În cazul polizării mecanice, pot rămâne pe suprafața electrozilor particule din materialul acestora sau din materialul abraziv (diamant). În cadrul operațiilor de montare, pot rămâne pe suprafața electrozilor minuscule particule străine. După un anumit timp de funcționare, pot apărea μp datorită pulverizării materialului de pe suprafața electrozilor din punctele în care temperatura depășește punctul de topire. În general, μp sunt fie înfipte, fie lipite de suprafața electrozilor.

Microparticulele care pot provoca străpungerea pot fi clasificate în **primare** și **secundare**. Microparticulele primare sunt impurități slab legate sau fixate pe electrozi, rezultate de la prelucrarea mecanică sau montajul acestora. Cele secundare sunt μp care se rup de pe electrozi, în principal datorită proceselor de microdescărcări sau străpungeri soldate cu o vaporizare locală a materialului electrodului, ruperea proeminențelor ș.a., la acțiunea μp primare.

Prima teorie a străpungerii prin μp (elaborată de către Cranberg în anul 1952), admite că, sub acțiunea forțelor electrostatice ale câmpului electric, μp se desprind de pe suprafața electrozilor și, având o anumită sarcină electrică, sunt accelerate în câmpul electric lovind electrodul de polaritate opusă, cu mare viteză. La ciocnire, energia lor cinetică se transformă în căldură și, dacă este depășită o anumită temperatură, are loc vaporizarea locală a materialului μp și a electrodului și se formează germenele canalului de plasmă, care se poate dezvolta până la străpungere. Tensiunea de străpungere va depinde, în acest caz, de intensitatea câmpului electric, deci de distanța dintre electrozi, precum și de caracteristicile mecanice și termice ale materialului electrozilor. Această teorie explică în mod satisfăcător străpungerile întâmplătoare, observate în intervale cu distanțe mai mari între electrozi, în care caz, lipsesc practic curenții de predescărcare specifici emisiei autoelectronice.

A doua teorie a străpungerii prin μp (apărută la începutul anilor 60) consideră că sarcină electrică a μp , proporțională, ca mărime, cu intensitatea câmpului electric determină, atunci când ajunge în imediata apropiere a celuilalt electrod, o intensificare locală de câmp, care poate declanșa emisia autoelectronică, deci o microdescărcare locală și o creștere locală a temperaturii, care provoacă vaporizarea materialului electrodului și, ca urmare, apariția canalului de plasmă.

O a treia teorie a străpungerii prin μp (elaborată la începutul anilor 70 de D.K.Davis și M.A.Biondi), este bazată pe un alt proces care conduce la vaporizarea μp . Dacă pe catod există o microproeminență, iar de pe anod se desprinde o μp încărcată pozitiv, aceasta se deplasează spre catod printr-un flux de electroni emiși de microproeminență. Treptat sarcina μp se neutralizează și, ca urmare își reduce viteza de deplasare, crescând astfel durata bombardării sale cu electroni rapizi, ceea ce determină o încălzire intensă, care se poate finaliza cu vaporizarea particulei, apariția unor procese de ionizare prin șoc și deci a unui canal de plasmă.

Și în cazul străpungerii prin μp , însoțită de procese termice, tensiunea de străpungere este mai mare la aplicarea unei tensiuni de impuls. Dacă durata necesară desprinderii particulei de pe electrod și a parcurgerii intervalului dintre electrozi este mai mare decât durata frontului undei de impuls, străpungerea poate să nu aibă loc.

2.5 Descărcarea în gaze de-a lungul suprafețelor izolatoarelor

(Conturnarea izolatoarelor)

Introducerea în intervalul dintre electrozi a unui dielectric solid conduce la micșorarea tensiunii de străpungere în raport cu situația în care dielectricul solid lipsește, iar canalul descărcării se formează, parțial sau total, de-a lungul suprafeței dielectricului. Acest tip de descărcare se numește **descărcare superficială**, mai frecvent folosindu-se denumirea de **conturnare** a izolației (sau izolatorului).

Mărima tensiunii de conturnare depinde de natura materialului din care este realizat izolatorul, de starea suprafeței sale, de forma distribuției câmpului electric între electrozi și mai ales în raport cu suprafața izolatorului. În legătură cu factorii enumerați, se deosebesc situații distincte: conturnarea izolatoarelor în câmp electric uniform, în câmp puternic neuniform, conturnarea izolatoarelor în stare uscată, conturnarea izolatoarelor udate și/sau poluate.

2.5.1. Conturnarea în câmp electric uniform

Acest mod de conturnare are loc în cazul unui sistem de electrozi plani, paraleli, între care se introduce un material izolator ale cărui suprafețele laterale, care nu vin în contact cu electrozii, să fie paralele cu liniile de forță ale câmpului electric (fig.2.22). Un astfel de caz nu este întâlnit în construcția echipamentelor și a instalațiilor electrice, însă este util pentru studiul mecanismului de conturnare a izolatoarelor.

Micșorarea tensiunii de conturnare în raport cu tensiunea de străpungere în lipsa izolatorului se poate explica, în acest caz, în primul rând prin prezența posibilă, între materialul izolator și electrozi, a unor interstiții (straturi de aer).

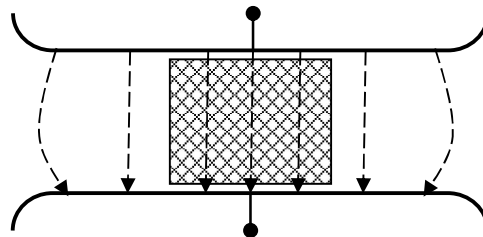


Fig.2.22 Conturnarea în câmp electric uniform

Deoarece permitivitatea dielectrică a aerului este mult mai mică decât a dielectricului solid, intensitatea câmpului electric în interstițiu va fi mai mare decât intensitatea medie a câmpului dintre electrozi (se ține seama de faptul că există egalitatea $\epsilon_{\text{aer}}E_{\text{aer}} = \epsilon_{\text{solid}}E_{\text{solid}}$).

În aceste condiții, în interstițiile de aer vor apărea fenomene de ionizare. Sarcinile produse de procesele de ionizare se „revarsă” pe suprafața exterioară a izolatorului, favorizând formarea unui canal de conductor. Procese similare au loc și în eventualele microfisuri de pe suprafața izolatorului.

Efectul interstițiilor de aer dintre dielectricul solid și electrozi este observabil și în câmp electric neuniform. În construcția izolatoarelor se folosesc chituri speciale, care

servesc atât la rigidizarea electrozilor pe materialul izolant cât și la eliminarea interstițiilor de aer.

Totuși, chiar și în cazul unui contact perfect între electrozi și materialul izolant, tensiunea de conturnare rezultă mai mică decât tensiunea de străpungere a intervalului de aer. Valorile cele mai scăzute ale tensiunii de conturnare se obțin în cazul aplicării tensiunii continue de durată (curba 3 în fig. 2.23) sau alternative de frecvență industrială

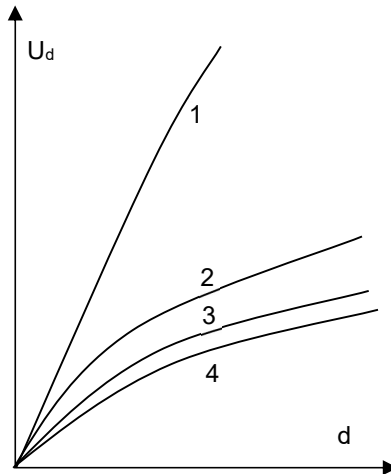


Fig. 2.23 Tensiunea de conturnare în câmp electric uniform

(curba 4).

La aplicarea tensiunii de impuls, valoarea tensiunii de conturnare este ceva mai mare (curba 2), fără a atinge tensiunea de străpungere a intervalului de aer (curba 1). În toate cazurile tensiunea de conturnare scade cu creșterea umidității aerului, cea mai mare scădere obținându-se în cazul dielectricilor cu higroscopicitate mare (de exemplu sticla, în contrast cu parafina care este hidrofobă).

În prezența umidității din aer, pe suprafața izolatorului se formează o peliculă de molecule de apă, a cărei grosime este cu atât mai mare cu cât higroscopicitatea superficială a izolatorului este mai mare. Deoarece apa posedă conductivitate ionică, ionii din stratul superficial se deplasează, sub acțiunea câmpului electric, către electrozii de polaritate opusă. Prin suprapunerea câmpului propriu al aglomerării de ioni peste câmpul exterior, rezultă o creștere a intensității câmpului rezultat în apropierea electrozilor, fiind favorizată formarea descărcării electrice.

Întrucât procesul de acumulare a ionilor în apropierea electrozilor se produce cu viteză relativ redusă, tensiunea de conturnare depinde de durata de aplicare a tensiunii, ceea ce se și observă prin examinarea curbelor din fig.2.23.

2.5.2. Conturnarea în câmp neuniform a izolatoarelor în stare uscată

În cazul prezenței unui dielectric solid între electrozi cu câmp electric puternic neuniform, se observă, de asemenea, o scădere a tensiunii de conturnare în raport cu tensiunea de străpungere a aceluiași sistem de electrozi, în lipsa izolatorului. Umiditatea aerului și higroscopicitatea superficială a dielectricului solid influențează tensiunea de conturnare tot în sens descrescător, dar mai puțin evident, deoarece câmpul electric fiind

deja neuniform, creșterea gradului de neuniformitate pe seama acumulărilor de sarcini electrice în apropierea electrozilor este neesențială.

Mecanismul de dezvoltare a procesului de conturnare în câmp puternic neuniform depinde însă vizibil de unghiul sub care liniile de forță ale câmpului electric intersectează suprafața izolatorului. În legătură cu acest aspect se pot deosebi:

- **izolatoare suport sau de suspensie**, având predominantă componenta tangențială a intensității câmpului electric la suprafața dielectricului (fig.2.24) ;
- **izolatoare de trecere**, având predominantă componenta normală a intensității câmpului electric la suprafața dielectricului (fig.2.25).

Conturnarea izolatorului suport

Procesul de conturnare începe de la electrodul la care intensitatea câmpului electric este maximă (de obicei electrodul aflat sub tensiune) și parcurge toate stadiile specifice descărcării în câmp puternic neuniform: corona, strimer, descărcare principală. Canalul descărcării poate fi parțial în contact cu suprafața izolatorului, dar componenta normală a intensității câmpului electric ca și dilatarea termică au tendința de a-l desprinde. Pentru protejarea suprafeței izolatorului de efectul termic al canalului descărcării, care prezintă pericol mai ales pentru materialele electroizolante polimerice cu stabilitate termică mai redusă, se pot folosi armături metalice atașate electrozilor, care au rolul de a îndepărta canalul descărcării de suprafață și, simultan, de a uniformiza distribuția câmpului electric de-alungul izolatorului.

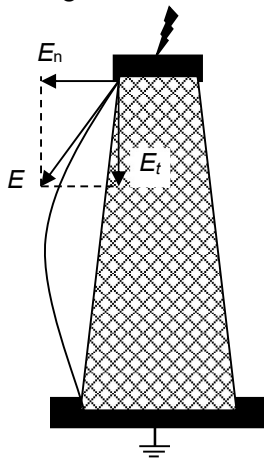


Fig.2.24 Izolatorul suport

Creșterea tensiunii de conturnare se poate obține prin diferite mijloace, precum:

- introducerea unor plombe metalice în corpul izolatorului în prelungirea armăturii sub tensiune;
- rotunjirea muchiilor ascuțite ale armăturilor metalice;
- creșterea lungimii traseului descărcării prin crearea unor renuri pe suprafața izolatorului. Acestea contribuie la mărirea tensiunii de conturnare deoarece influențează distribuția câmpului electric între electrozi, similar rolului ecranelor dielectrice între electrozi vârf-placă.
- atașarea unui inel metalic circular la capătul superior al izolatorului, având diametrul astfel ales încât să producă o reducere a intensității câmpului electric în zona superioară, deci o creștere a tensiunii de conturnare.

Conturnarea izolatorului de trecere

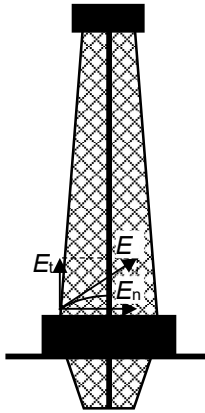


Fig. 2.25 Conturnarea izolatorului de trecere

În cazul izolatorului de trecere (fig.2.25), procesul de conturnare se inițiază de la flanșa izolatorului, aici câmpul electric fiind cel mai intens datorită distanței minime dintre electrozi. În stadiul inițial al descărcării (stadiul corona) se generează ioni care se deplasează de-a lungul liniilor de forță ale câmpului. Componenta normală a intensității câmpului pe suprafața izolatorului având valoare mare, ionii capătă energie cinetică mare și lovesc, sub un unghi de incidență mic, suprafața izolatorului, producând încălzirea locală a acesteia. La o anumită valoare a tensiunii aplicate, deci și a curentului prin canalul descărcării, temperatura acestuia crește suficient de mult pentru a determina apariția ionizărilor termice. Odată cu apariția acestora, conductivitatea canalului crește brusc, scade căderea de tensiune în canalul descărcării și, ca urmare, crește diferența de potențial dintre vârful canalului și electrodul opus, ceea ce facilitează dezvoltarea descărcării până la conturnare.

Dacă tensiunea aplicată la electrozi este variabilă în timp, atunci curentul prin canalul descărcării se închide prin capacitatea acestuia față de electrodul opus (electrodul metalic central), fig.2.26, ceea ce determină propagarea canalului în contact permanent cu suprafața izolatorului, având aparența unei alunecări pe suprafața izolatorului, de unde

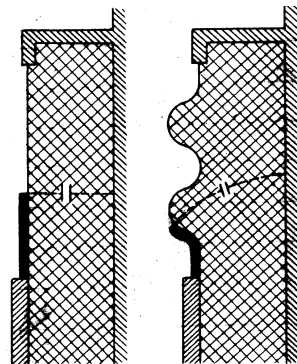


Fig.2.26 Prezența capacității superficiale a izolatorului

și denumirea de **descărcare alunecătoare**.

Lungimea canalului descărcării alunecătoare depinde de conductivitatea sa și, prin urmare, de intensitatea curentului care îl străbate. La rândul său, curentul depinde de tensiunea dintre electrozi, de viteza de creștere în timp a acesteia și de mărimea capacității superficiale dintre canal și electrodul opus. Influența acestor parametri este reflectată într-o formulă empirică (Toepler), conform căreia lungimea canalului descărcării alunecătoare este

$$I_{al} = \chi_1 C^2 U^5 \sqrt{\frac{du}{dt}}, \quad (2.34)$$

unde:

- χ_1 este un coeficient determinat experimental;
- C este capacitatea superficială specifică, adică capacitatea unității de suprafață a izolatorului în raport cu electrodul opus;
- U - tensiunea aplicată; dU/dt - viteza de variație a tensiunii (pe sinusoidă sau pe frontul tensiunii de impuls).

Dacă în această formulă se pune I_{al} egală cu distanța dintre electrozi de-a lungul suprafeței izolatorului, adică așa numita *linie de fugă* a izolatorului (l_f), atunci U devine egală cu tensiunea de conturnare, care rezultă că este proporțională cu $l_f^{0,2}$ și invers proporțională cu $C^{0,4}$:

$$U_{str} = \frac{l_f^{1/5} C^{-2/5}}{\chi_1^{20} \sqrt{\frac{dU}{dt}}}$$

Ca urmare, mărirea lungimii izolatorului va avea efect redus asupra măririi tensiunii de conturare. Mai eficientă ar fi reducerea capacității C , adică creșterea diametrului izolatorului, ceea ce se obține prin prezența renurilor (fig.2.26). Creșterea tensiunii de conturare se mai poate obține folosind acoperiri semiconductoare în apropierea flanșei izolatorului în prezența cărora se obține uniformizarea repartiției tensiunii de-alungul izolatorului, deci o slăbire a intensității câmpului electric în zona flanșei.

Dacă la electrozi se aplică **tensiune continuă**, nu mai este posibilă închiderea curentului între canalele inițiale ale descărcării de la flanșă și electrodul opus prin capacitatea superficială și, ca urmare, nu se mai poate dezvolta o descărcare alunecătoare. Sarcinile electrice care apar datorită primelor procese de ionizare de la flanșă se distribuie pe suprafața izolatorului, determinând o oarecare uniformizare a distribuției tensiunii între electrozi. Ca urmare, tensiunea de conturare va fi mai mare, apropiată ca mărime de tensiunea de străpungere între aceiași electrozi în lipsa dielectricului solid.

Izolatorul condensator

Pentru tensiuni înalte și foarte înalte, dimensiunile izolatoarelor de trecere, construite după soluția clasică – monolit de porțelan – devin prea mari, iar masa prea mare pentru a putea fi folosite la construcția transformatoarelor de putere sau de măsură. Depășirea acestui impas a putut fi realizată prin adoptarea construcției stratificate concentrice, numită tip condensator (fig.2.27).

Izolatorul este format din miez și anvelopă de protecție din porțelan sau materiale compozite. Miezul este realizat prin înfășurarea unor benzi de hârtie peste țeava metalică care constituie electrodul interior al izolatorului. Între straturile de hârtie sunt intercalate straturi metalice formate din folie de Al. De la electrodul interior către exterior straturile metalice și de hârtie au lungime descrescătoare, dând astfel forma tronconică specifică, justificată de solicitarea mecanică la încovoiere, descrescătoare de la flanșă către extremități. După realizarea miezului acesta este uscat și impregnat cu rășini, sub vid.

Schema echivalentă a unei asemenea construcții este un circuit serie de condensatoare. Tensiunea aplicată între electrozii izolatorului se repartizează pe aceste condensatoare invers proporțional cu capacitățile lor.

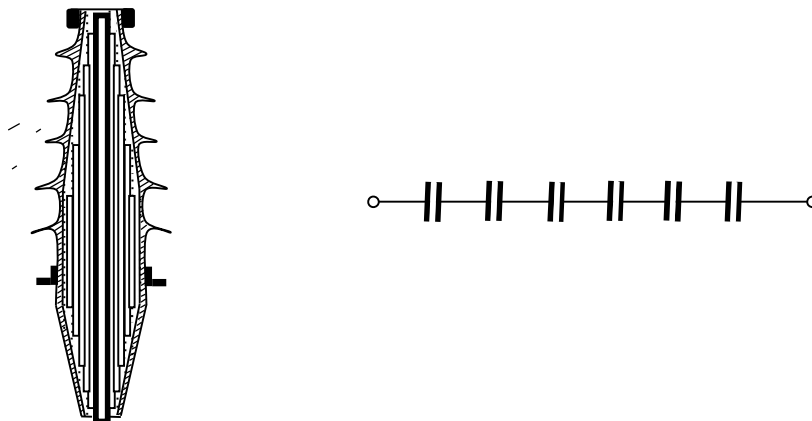


Fig.2.27 Izolatorul condensator

Dimensionând adecvat diametrele și lungimile staturilor succesive, se poate distribui convenabil tensiunea pe aceste condensatoare astfel ca gradientul tensiunii de serviciu

să fie cât mai uniform de-a lungul liniei de fugă. Astfel se pot construi izolatoare de dimensiuni acceptabile și pentru transformatoare de foarte înaltă tensiune.

Referitor la explicațiile anterioare legate de capacitatea superficială a izolatorului, în acest caz, prin inserierea unor condensatoare, capacitatea rezultantă este cu atât mai redusă cu cât numărul de straturi crește.

2.5.4. Conturnarea izolatoarelor poluate

Poluarea izolatoarelor instalațiilor electrice exterioare (linii, stații de transformare) constă în depunerea pe suprafața izolatoarelor a unor impurități care, împreună cu umiditatea din atmosferă formează pelicule electroconductoare. Principalele surse de poluare sunt salinitatea naturală marină sau terestră ca și emanațiile unor procese industriale. Ultimele pot fi foarte diferite, depinzând de natura procesului industrial. Astfel industria chimică poluează atmosfera și creează depuneri de compuși ai clorului, diferiți oxizi și săruri ș.a., industria metalurgică degajă oxizi de fier, compuși ai sulfului și carbonului etc. Industria materialelor de construcții eliberează în atmosferă prin fabricile de ciment suspensii solide provenind de la cuptoarele de clincher. De asemenea, termocentralele care consumă cărbune energetic, emit în atmosferă cantități însemnate de cenușă antrenată de gazele arse, prin coșurile de fum.

Depunerile de pe suprafața izolatoarelor, atât timp cât se află în stare uscată, dacă nu au conductivitate importantă, nu au practic influență asupra mărimii tensiunii de conturnare. În prezența umidității din atmosferă (ploaie slabă, ceață, rouă) aceste depuneri formează pelicule conductoare în combinație cu apa. În prezența acestora pot apărea procese care conduc la micșorarea tensiunii de conturnare.

Prin pelicula conductoare trece un curent de scurgere pe suprafața izolatorului care, prin efect termic, produce încălzirea peliculei, ceea ce îi mărește conductivitatea și, ca urmare, încălzirea se intensifică treptat. Depunerile poluante fiind repartizate neuniform pe suprafața izolatorului datorită, de exemplu, direcțiilor întâmplătoare și variabile în timp ale curenților atmosferici, iar configurația lor putând fi destul de complexă, densitatea curentului de fugă nu este aceeași pe întreaga suprafață și, ca urmare pot să apară zone cu concentrare a liniilor de curent (fig.2.28, a). În astfel de zone încălzirea va fi mai intensă și vor apare, prin vaporizarea apei, porțiuni uscate, cu rezistență electrică superficială mărită (fig.2.28, b).

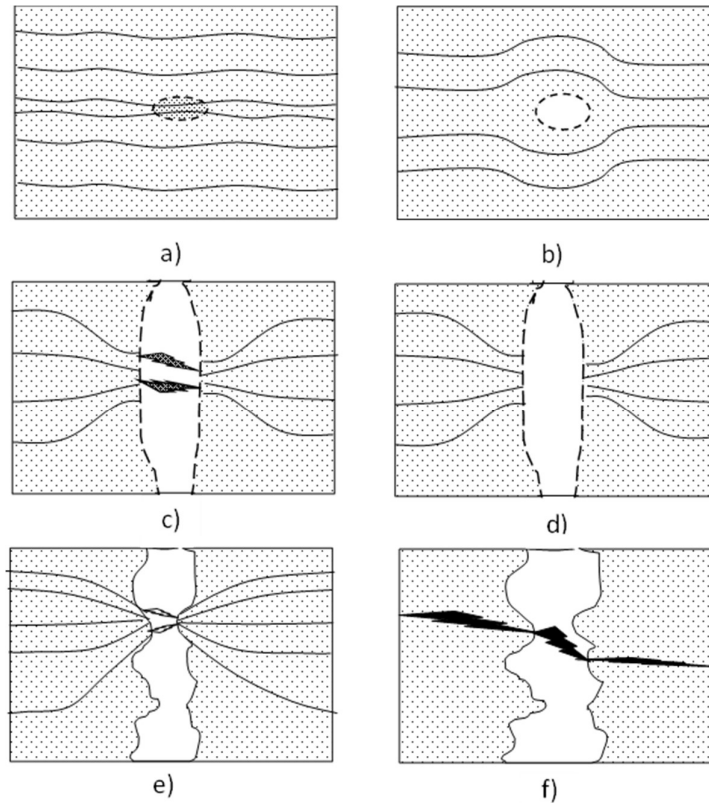


Fig.2.28 Conturnarea izolatoarelor poluate

Linii de curent ocolind aceste porțiuni, va avea loc creșterea densității curentului de scurgere în zonele învecinate, pe direcție transversală, ceea ce va contribui la extinderea suprafeței uscate în această direcție (fig.2.28, c). Acest proces se poate produce în diferite și numeroase zone de pe suprafața izolatorului. Ca rezultat, se va modifica distribuția tensiunii, mai ales pe direcție longitudinală, având loc creșteri importante a diferențelor de potențial între limitele zonelor uscate. Aceasta determină conturnare acestor porțiuni, adică apariția unor canale de descărcare având conductivitate mărită, cunoscute sub denumirea de **descărcări parțiale externe**, care șuntează zonele uscate (fig.2.28, c). Apare, în continuare, concentrarea liniilor de curent în direcție longitudinală către aceste canale de descărcare, ceea ce conduce la lărgirea porțiunii uscate și la alungirea canalelor descărcărilor parțiale. În continuare, dacă se reduce intensitatea curentului de scurgere în canalele descărcării, aceasta se poate stinge (fig.2.28, d) sau se poate deplasa în zona în care lățimea porțiunii uscate este mai mică (fig.2.28, e). Dacă densitatea de curent crește, fenomen care depinde de distribuția tensiunii de-alungul izolatorului și de densitatea descărcărilor parțiale externe pe suprafața acestuia, atunci canalele acestor descărcări se alungesc, se contopesc unele cu altele pe direcție longitudinală și se formează un canal unic de conturnare (fig.2.28, f).

Modul în care se dezvoltă procesul de conturnare explică constatarea că traseul canalului descărcării urmează destul de fidel suprafața izolatorului (lungimea canalului conturnării este apropiată de lungimea de fugă a izolatorului).

În același mod se produce și conturnarea izolatoarelor curate, dar udate de precipitațiile atmosferice, mai ales când acestea nu sunt abundente. În acest caz procesele

specifice se produc cu intensitate mai redusă la aceeași tensiune aplicată, deoarece neuniformitatea repartiției conductivității peliculei superficiale este mai redusă. Din acest motiv, tensiunea de conturnare a izolatoarelor udate este mai mare decât a izolatoarelor poluate, ambele fiind însă mai mici decât tensiunea de conturnare a izolatoarelor în stare uscată.

Dacă pe izolatorul poluat se aplică tensiune alternativă, descărcările parțiale externe se sting și se reaprind în mod aleatoriu, la trecerea tensiunii (deci și a curentului de scurgere, activ) prin zero. Aceste fenomene sunt responsabile de nivelul ridicat al perturbațiilor radioelectrice caracteristice izolatoarelor poluate.

Dacă tensiunea aplicată este continuă, procesele descrise, având continuitate, fără stingeri și reaprinderi repetate, formarea canalului de conturnare este facilitată. Ca urmare, tensiunea de conturnare la aplicarea tensiunii continue este, de regulă, mai mică decât valoarea de vârf a tensiunii alternative de conturnare.

Deoarece procesele de uscare progresivă a suprafeței izolatorului se produc relativ lent, în cazul aplicării tensiunii de impuls ele nu mai reușesc întotdeauna să se dezvolte până la conturnarea izolatorului și, ca urmare, prezența poluării sau umidității nu influențează valoarea tensiunii de conturnare, aceasta rămânând apropiată de valoarea obținută în cazul aceluiași izolator uscat și curat.

Plecând de la constatarea că tensiunea de conturnare (U_c) este cu atât mai mare cu cât este mai mic curentul de scurgere pe suprafața izolatorului poluat, se poate găsi o corelație între U_c și dimensiunile izolatorului pentru cel mai simplu caz, forma cilindrică a acestuia. Dacă se consideră că pe suprafața acestui izolator de lungime l_{iz} și diametru D_{iz} este depus un strat poluant de grosime δ și având rezistivitatea de volum ρ , atunci rezistența acestuia va fi

$$R = \rho \frac{l_{iz}}{\pi D \delta}, \quad (2.35)$$

iar curentul de scurgere rezultă

$$I_s = \frac{U_{apl}}{R} = U_{apl} \frac{\pi \delta D}{l_{iz}}. \quad (2.36)$$

Dacă conturnarea are loc pentru o valoare critică I_{scr} atunci tensiunea de conturnare va fi dată de relația

$$U_c = I_{scr} \frac{l_{iz}}{\pi \delta D}, \quad (2.37)$$

de unde rezultă că tensiunea de conturnare este direct proporțională cu lungimea izolatorului și invers proporțională cu diametrul său. Această dependență este confirmată de bunele performanțe ale izolatoarelor din materiale compozite, mai suple decât izolatoarele de porțelan.

Datorită posibilității de creștere a tensiunii de conturnare prin mărirea lungimii liniei de fugă, au fost realizate izolatoare cu număr mare de nervuri, forma acestora fiind uneori destul de complexă (fig.2.29); cea mai simplă configurație de acest tip o are izolatorul tijă din fig.2.29, a. Unele construcții urmăresc ca o parte cât mai mare din lungimea liniei de fugă să fie ferită de acțiunea factorilor poluanți (fig.2.29, b, c). Această soluție nu este întotdeauna foarte sigură, deoarece linia de fugă poate fi parțial șuntată de canale ale descărcării ce se formează direct prin aer, dacă distanța este suficient de mică. (fig.2.29,b).

O soluție de prevenire a efectelor poluării este folosirea izolatoarelor cu capacitate de autocurățire mai mare, pe seama ploii care poate spăla izolatorul, deci îndepărta depunerile solubile sau friabile. Se mai practică și spălarea izolatoarelor cu jeturi de apă sub presiune, cu scoaterea instalației de sub tensiune sau chiar în prezența acesteia.

În cazul izolatoarelor din stațiile de transformare exterioare, aflate în zonele puternic poluate, se mai practică și ungerea suprafeței izolatoarelor cu vaselină siliconică. Acesta

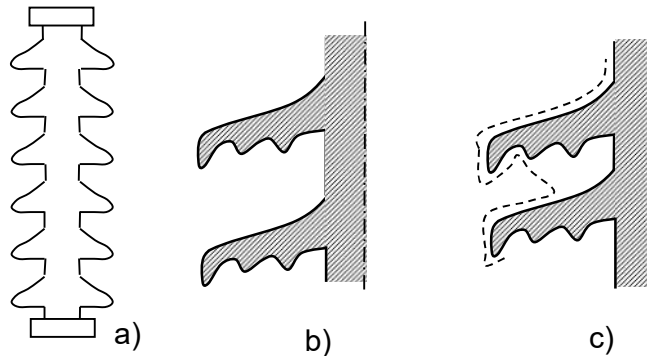


Fig.2.29 Șuntarea liniei de fugă

înglobează depunerile poluante și împiedică astfel formarea peliculei conductoare pe suprafața acestora. După o durată care depinde atât de intensitatea poluării cât și de grosimea stratului de vaselină, apare saturația stratului protector cu material poluant sau alterarea lui sub acțiunea radiațiilor ultraviolete, fenomene care limitează durata de eficacitate a protecției. Se impune curățirea și refacerea stratului protector (de regulă anual) operație manuală costisitoare și de durată.

2.5.5. Izolatoare compozite

Construcția izolatoarelor compozite

Un izolator compozit este format din trei componente: miezul izolatorului sub formă de tijă sau cilindru gol, anvelopa și armăturile metalice de la extremități. Miezul izolatorului preia eforturile mecanice, iar anvelopa are rolul esențial în realizarea performanțelor electrice, suportând și solicitările climatice și datorate poluării.

Miezul izolatoarelor compozite este realizat din fibre de sticlă solidarizate cu rășini epoxidice. Rășina singură nu poate asigura rezistența mecanică, iar fibrele de sticlă fără rășini nu se pot folosi datorită spațiilor de aer dintre acestea, care devin sediul fenomenelor de descărcări parțiale. Rășinile epoxidice armate cu fibre de sticlă au proprietăți mecanice suficient de bune, fiind totodată rezistente la șocuri, ceea ce asigură o comportare mai bună a izolatorului la solicitări seismice în raport cu izolatoarele convenționale.

Anvelopa izolatorului este realizată din polimeri, prin diferite procedee de prelucrare, putând fi continuă sau modulară. Între anvelopă și miez se introduce un strat subțire de polimer care are rol de liant și de eliminare a golurilor de aer sau gaze. Același liant se folosește și între modulele de anvelopă pentru etanșare față de umiditate. Forma anvelopei, respectiv diametrul renurilor, numărul lor și distanța dintre acestea trebuie să realizeze lungimea cerută a liniei de fugă, în funcție de condițiile în care va funcționa izolatorul.

Datorită faptului că polimerul organic este mai vulnerabil decât sticla sau porțelanul în raport cu descărcările electrice, la proiectarea izolatoarelor compozite se are în vedere limitarea intensității maxime a câmpului electric în zonele din apropierea armăturilor, astfel încât să fie evitată descărcarea corona. Dacă limitarea intensității câmpului electric nu poate fi suficientă prin asemenea procedee de proiectare a geometriei izolatorului, atunci este necesară utilizarea armăturilor de dirijare a potențialului, montate la una sau ambele extremități, cu prioritate la partea dinspre conductorul aflat sub tensiune.

Proprietățile electrice și comportarea în condiții de exploatare a izolatoarelor compozite sunt decise în principal de către anvelopa acestuia. Materialele folosite la construcția anvelopei sunt de natură organică, astfel că este de așteptat să se comporte mai slab decât sticla sau porțelanul la acțiunea factorilor naturali comuni precum radiația solară (în special componenta ultravioletă), umiditate, eroziunea datorată prafului purtat de vânt ca și la poluanții naturali și industriali. De asemenea, comportarea la acțiunea arcului electric este extrem de importantă și privește nu numai conturnarea propriu-zisă a izolatorului cât, mai ales, microdescărcările pe suprafață care se formează în prezența poluării și umezelei, ca urmare a formării benzilor uscate, începând cu zonele în care densitatea curentului de fugă este maximă.

Primele materiale folosite la construcția izolatoarelor neconvenționale au fost rășinile epoxidice mai întâi bifenolice, iar apoi cicloalifatic. Prin deceniul 7 au început să fie utilizați și polimerii. Lista acestora cuprinde mai multe substanțe precum acetatul de etilen-vinil (EVA), etilen-propilena (EPM), etil-propilen-diena (EPDM), cauciuc propilenic (EPR) și cauciucul siliconic (SiR) utilizat aproape exclusiv pentru izolatoarele fabricate în ultimii ani. Pentru aplicații la joasă tensiune se folosesc și alte materiale precum polietilena de mare densitate (HDPE), politerafluoretilenă (PTFE), poliuretan (PUR), elastomeri poli-olefinici.

Dintre aceste materiale, **cauciucul siliconic** este cel mai performant. Termenul de cauciuc siliconic este atribuit unei familii de cauciucuri sintetice constând dintr-un schelet anorganic format din atomi alternanți de Si și O, acoperit cu grupe organice atașate atomilor de Si. După formula grupelor organice rezultă proprietățile materialului. Cel mai larg folosit elastomer siliconic este poldimetilsiloxan-ul (PDMS) în care grupe metil (CH₃) sunt atașate scheletului liniar de Si-O (fig. 2.30).

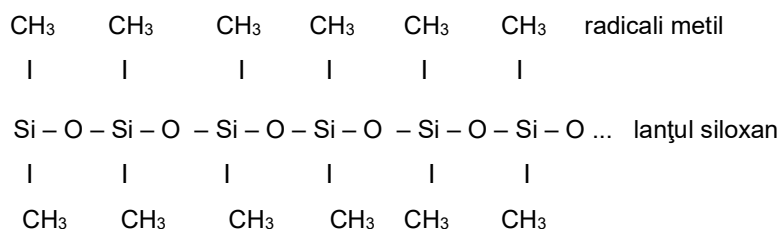


Fig. 2.30 Structura cauciucului siliconic poldimetilsiloxan

Cauciucul siliconic conține carbon numai în grupele metil atașate scheletului. Structura semiorganică, cu energie de legătură mare a grupei Si-O (1,1 eV) asigură o stabilitate foarte ridicată termică și la radiații ultraviolete. Pentru comparație, energia de legătură a grupului C-C din EPR este cu circa 25% mai mică (0,88 eV). Această proprietate face cauciucul siliconic apt și pentru izolația cablurilor care trebuie să funcționeze la temperatură mai ridicată (până la 150 °C).

Cauciucul siliconic nu se poate utiliza ca atare pentru construcția anvelopei din cauza proprietăților mecanice slabe. Materialul preparat pentru anvelopă conține în proporție de 40-60% un adaos, numit **filer**, necesar pentru ameliorarea performanțelor precum rezistența la tracțiune, la îndoire, la frecare, la eroziunea arcului electric. Cel mai utilizat filer este în prezent **trihidratul de alumina** ($\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$, ATH). Se mai utilizează silicea (praf de cuarț).

Incorporarea ATH în polimer împiedică degradarea suprafeței anvelopei datorită arcurilor electrice care șuntează benzile uscate. În cazul unor astfel de fenomene prelungite, apare mare pericol de eroziune, dacă conținutul de filer este prea mic, pentru că intensitatea curentului de fugă crește cu cât scade ponderea filerului. Pe de altă parte, la temperatură de peste 200°C trihidratul de alumina se descompune în oxid de aluminiu și apă, proces endotermic. Astfel, suprafața afectată de arc electric se răcește, ceea ce contribuie la stingerea arcului. Prezența ATH în SiR îmbunătățește conducția termică a anvelopei, respectiv dublarea conducției termice față de polimerul pur.

Granulația filerului are influență atât asupra rugozității suprafeței anvelopei cât și asupra transferului de căldură de la anvelopă la miezul izolatorului. Rugozitatea anvelopei este bine să fie cât mai redusă pentru a micșora intensitatea curentului de fugă și preveni deteriorarea în timp a suprafeței. Dimpotrivă, conducția termică este favorizată de granulația mai mare a filerului. Granulația optimă pentru ATH a rezultat a fi în zona 5–15 μm .

Principalul avantaj al anvelopelor realizate din cauciuc siliconic este **hidrofobicitatea** suprafeței și menținerea acesteia un timp îndelungat. Faptul că suprafața anvelopei este hidrofobă este important pentru că se împiedică formarea straturilor continue de umiditate, ceea ce ar favoriza creșterea curentului de conducție și ar accelera degradarea suprafeței. Umiditatea se prezintă sub forma unor picături de apă mici, slab aderente la suprafață și care se pot rostogoli cu ușurință dacă suprafața este înclinată față de orizontală.

În raport cu sticla sau porțelanul a căror hidrofobicitate superficială scade rapid în prezența depunerilor poluante, în cazul izolatoarelor compozite cu anvelopă din cauciuc siliconic, această proprietate se păstrează un timp foarte lung, practic întreaga durată de viață a izolatorului.

Comportarea hidrofobă a suprafeței acoperite de poluanți este denumită **transfer de hidrofobicitate** și se datorează difuziei unor molecule mai ușoare de cauciuc siliconic - LMW (low molecular weight) din volumul anvelopei către suprafață. Acest grup de molecule există în SiR în urma procesului de polimerizare, în proporție de cca. 5-7%. Datorită masei moleculare reduse în raport cu celelalte molecule, acestea difuzează lent până la uniformizarea distribuției în material și pe suprafața acestuia. Astfel, se poate spune că aceste molecule ușoare realizează o înglobare a impurităților în SiR, menținând suprafața hidrofobă.

După îndepărtarea stratului poluant care conține molecule LMW, ponderea acestora la suprafața izolatorului se reface în câteva zeci de ore. În exploatare, depunerea poluantului are loc treptat, astfel că refacerea hidrofobității este practic simultană cu depunerea.

Datorită faptului că volumul de material poluant este mic în raport cu volumul de cauciuc siliconic din anvelopă, se poate estima că rezerva de molecule LMW din acesta este suficientă pentru 30-40 ani de funcționare. Mai mult, datorită radiațiilor ultraviolete, se generează noi molecule ușoare prin ruperea unor molecule mai lungi.

Având în vedere aceste remarcabile proprietăți ale cauciucului silionic, s-a încercat și acoperirea unor izolatoare din porțelan cu un strat subțire din SiR. Și în acest caz s-a constatat ameliorarea comportării în raport cu poluarea și prezența transferului de hidrofobicitate.

2.5.6. Conturnarea izolatoarelor în vid

Construcția aparatelor electrice de înaltă tensiune cu izolație de vid conține și izolatoare ceramice sau din sticlă, care fixează electrozii. În mod obișnuit, caracteristicile dielectricilor solizi în vid sunt mai slabe decât a intervalelor de vid de aceleași dimensiuni, din cauza posibilității de dezvoltare a unui canal de descărcare de-a lungul suprafeței izolatorului.

Cauza principală a scăderii rigidității dielectrice în acest caz o constituie procesele de emisie electronică secundară, care fac ca suprafața izolatorului să capete o sarcină pozitivă (fig.2.31). Primii electroni apar la contactul dintre electrodul negativ (catod și izolator, acolo unde câmpul electric este mai intens. Deplasându-se în câmp, electronii lovesc suprafața izolatorului din care extrag alți electroni (secundari). Procesul se desfășoară în avalanșă. Este amplificat de prezența moleculelor de gaz, care părăsesc dielectricul solid prin fenomenul de desorbție. Se produc, în continuare, procese de ionizare. Ioni pozitivi se îndreaptă către catod și contribuie la intensificarea câmpului electric, formând, în același timp, la suprafața izolatorului o plasmă electrono-ionică, care se dezvoltă până la formarea canalului de conturnare.

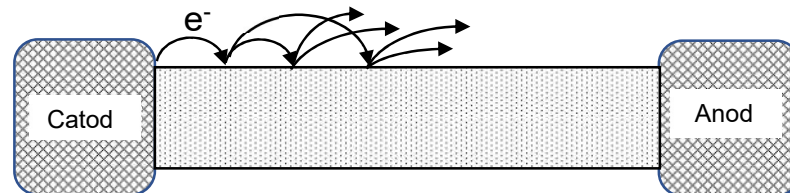


Fig. 2.31 Conturnarea izolatoarelor în vid

Pentru mărirea tensiunii de conturnare se pot lua următoarele măsuri:

- se ecranează porțiunea de catod la îmbinarea cu izolatorul pentru a reduce, local, intensitatea câmpului electric;
- se practică acoperirea suprafeței izolatorului cu un material (lac), având un coeficient mic de extracție a electronilor secundari, pentru a micșora creșterea inițială a sarcinii pozitive pe izolator.

2.6 Descărcarea corona pe conductoarele LEA

Fenomenul, cunoscut sub numele de descărcare corona, este o formă particulară de descărcare electrică – autonomă și incompletă – specifică sistemelor de electrozi cu câmp electric puternic neuniform. Descărcarea corona este staționară dacă este aplicată o tensiune suficientă, dar este incompletă deoarece ocupă numai o parte – în general redusă - a distanței dintre electrozi.

Pentru instalațiile de înaltă tensiune din sistemul electroenergetic, prezintă cea mai mare importanță descărcarea corona pe conductoarele liniilor aeriene.

Mecanismul producerii descărcării pe conductoare este similar cu acel prezentat în cazul sistemului de electrozi vârf-plan: la depășirea unei valori a intensității câmpului electric pe electrodul cu raza de curbură cea mai mică (conductorul liniei) încep procesele de ionizare în avalanșă și se formează strimerii. Tensiunea de serviciu este insuficientă pentru propagarea strimerilor până la electrodul opus, astfel încât descărcarea se dezvoltă radial de la conductor pe o distanță limitată și este însoțită de un zgomot specific.

Datorită succesiunii alternanțelor pozitivă și negativă ale tensiunii, descărcarea prezintă o evoluție particulară, ilustrată în fig.2.32.

Din momentul în care valoarea instantanee a tensiunii, în alternanța pozitivă, ajunge la tensiunea inițială corona (valoare la care intensitatea câmpului electric la suprafața conductorului permite apariția avalanșelor de electroni = tensiunea inițială a descărcării corona) începe formarea strimerilor descărcării corona prin care sarcinile pozitive rezultate din procesele de ionizare se îndepărtează de conductor. Dezvoltarea strimerilor ajunge la apogeu în momentul atingerii valorii de vârf a tensiunii, iar sarcinile electrice pozitive din jurul conductorului ajung la densitatea maximă.

După începerea scăderii valorii instantanee a tensiunii, strimerii descărcării corona încep să-și reducă conductivitatea datorită reducerii intensității câmpului electric la suprafața conductorului sub influența câmpului electric al sarcinii spațiale. Totodată sensul de deplasare a sarcinilor pozitive se inversează, dar revenirea sarcinilor pozitive înapoi către conductor este îngreunată de scăderea conductivității strimerilor. Canalele de strimer dispar, iar în jurul conductorului rămâne o sarcină spațială pozitivă în deplasare lentă către conductor.

Tensiunea continuă să scadă, trecând în alternanța negativă. Atunci când intensitatea câmpului electric la suprafața conductorului atinge valoarea critică, se amorsează din nou formarea strimerilor. Acest fapt are loc la o valoare instantanee absolută a tensiunii mai mică decât în lipsa sarcinii spațiale pozitive, cu atât mai mică cu cât sarcina spațială pozitivă este mai bogată, fiind posibil să apară chiar în alternanța pozitivă.

Urmează dezvoltarea strimerilor descărcării corona negativă, prin care se îndepărtează de conductor sarcini negative, până la trecerea tensiunii prin valoarea maximă negativă. Aceste sarcini negative vor neutraliza sarcina spațială pozitivă, după care vor forma o nouă sarcină spațială, negativă.

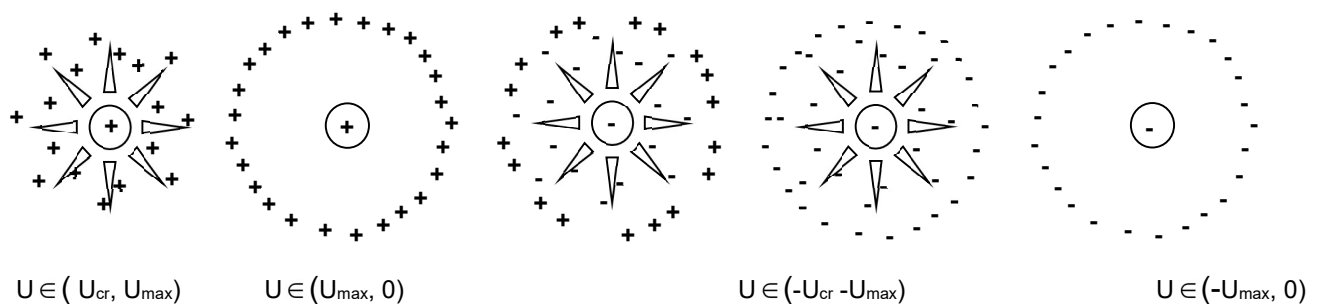


Fig. 2.32 Descărcarea corona la tensiune alternativă

După trecerea tensiunii de valoarea de vârf negativă, conductivitatea strimerilor scade până la stingerea acestora, iar sarcinile negative tind să se apropie de conductor. Cea mai mare parte rămâne izolată de conductor, formând o sarcină spațială negativă.

Procesul continuă în același fel cât timp valoarea tensiunii este suficient de mare pentru a asigura intensitatea critică a câmpului electric la suprafața conductorului. Formarea sarcinii spațiale în jurul conductorului și neutralizarea continuă a acesteia reprezintă o pierdere din energia activă transportată pe linie. Această pierdere are loc prin radiație sonoră și luminoasă, ușor de identificat.

Dacă linia funcționează la gol, curentul absorbit are o componentă capacitivă datorată capacității față de pământ și o componentă activă datorată conductanței izolației și descărcării corona. Prima din cele două componente active este foarte mică, iar componenta datorată descărcării corona este dominantă.

Componenta de curent activ datorată descărcării corona este nesinusoidală deoarece descărcarea corona nu are loc continuu pe durata unei semiperioade a tensiunii.

Pierderea de energie datorită descărcării corona într-o perioadă a tensiunii de frecvență industrială, T , se pot exprima:

$$W_{KT} = \int_0^T u i dt = \int_0^T u dq. \quad (2.38)$$

Într-o secundă, pierderea de energie, numeric egală cu pierderea de putere este

$$W_{K1s} = f W_{KT}. \quad (2.39)$$

Numeric, pierderea de energie într-o perioadă a tensiunii de frecvență industrială este egală cu aria suprafeței închise de curba $Q(u)$, unde Q este sarcina electrică totală incluzând sarcina de pe conductor și sarcina spațială datorată descărcării corona.

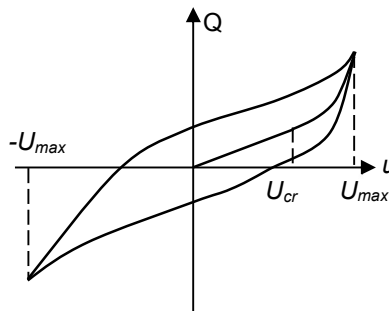


Fig. 2.33 Caracteristica $Q(u)$

Determinarea prin calcul a pierderilor de energie în regim permanent de funcționare a liniilor electrice aeriene întâmpină dificultăți și este aproximativă. O primă încercare remarcabilă a fost făcută de Peek, a cărui relație empirică de calcul a pierderii de putere activă prin descărcare corona a rămas un reper, mai ales prin punerea în evidență a principalilor factori care intervin.

$$P_K = \frac{241}{\delta} (f + 25) \sqrt{\frac{r_0}{d}} (U_f - U_0)^2 10^{-5} \quad (\text{kW/km.fază}) \quad (2.40)$$

În relația precedentă, U_f reprezintă valoarea efectivă a tensiunii fază-pământ, iar U_0 este o valoare de calcul, practic egală cu tensiunea critică

$$U_0 = 21,2\delta r_0 m_1 m_2 \ln \frac{d}{r_0}. \quad (2.41)$$

r_0 reprezintă raza conductorului, iar d distanța conductor-pământ. δ este densitatea relativă a aerului, iar m_1 și m_2 țin seama de starea conductorului și de condițiile meteorologice. Ambii coeficienți exprimă influența factorilor respectivi asupra tensiunii critice.

Pentru un conductor perfect cilindric valoarea m_1 este egală cu 1. În cazul conductoarelor funie, folosite pe liniile aeriene, valoarea m_1 este aproximativ 0,8. Dacă, în timpul montajului conductorul suferă unele deteriorări (turtire, zgâriere etc.) intensitatea câmpului electric în locurile afectate crește, iar valoarea m_1 scade corespunzător. Aceste situații sunt locale, dar zgârieturile se netezesc cu timpul datorită efectului de eroziune cu atât mai puternic cu cât descărcarea este mai intensă.

Coeficientul m_2 are valoarea 1 dacă suprafața conductorului este uscată. Picăturile de apă, cu cât sunt mai mici au rază de curbură mai mică determină creșterea locală a intensității câmpului electric, respectiv reducerea valorii coeficientului m_2 . Ca urmare, cele mai nefavorabile situații sunt ploaia mărunță (burniță), ceața densă și bruma, care acoperă suprafața conductorului cu numeroase proeminențe pe care intensitatea câmpului electric crește. Ploaia abundentă sau chiar chiciura sunt mai puțin periculoase din acest punct de vedere.

Formula lui Peek arată că pierderile corona ar putea fi complet eliminate dacă

$$U_f = U_0.$$

Examinând relația de calcul pentru U_0 , se observă că cea mai mare influență o are raza conductorului, întrucât distanța conductor pământ se alege din alte considerente. Considerând o valoare medie a $\ln(d/r_0) = 6,5$ rezultată din dimensiunile coronamentului liniilor electrice existente, o stare bună a conductorului funie și suprafața conductorului lipsită de umiditate aparentă ($m_1 m_2 = 0,8$), raza minimă a conductorului pentru care se realizează condiția precedentă se prezintă în tabelul următor. d_0 reprezintă diametrul conductorului.

U_m (kV)	123	242	420
U_f (kV)	71	136,5	242,5
r_0 (cm)	0,64	1,24	3,81
d_0 (cm)	1,29	2,48	7,61

Dacă pentru tensiunile nominale de până la 220 kV, diametrul conductorului obținut din condiția de eliminare a descărcării corona este destul de apropiat de valoarea obținută din alte criterii de dimensionare, precum densitatea economică de curent, la tensiuni mai mari, ar fi nevoie de conductoare mult mai masive, deci neeconomice.

Soluția, general folosită pentru a realiza un compromis este aceea a conductoarelor scindate. Fiecare fază a liniei este echipată cu 2 sau mai multe conductoare conectate în paralel cu ajutorul unor distanțoare metalice. În acest mod, sarcina electrică a fazei se distribuie egal pe cele n conductoare, astfel încât intensitatea câmpului electric la suprafața conductoarelor scade proporțional:

- un singur conductor pe fază $E = \frac{q_c}{2\pi r_0}$
- pentru n conductoare pe fază $E = \frac{q_c}{2\pi n r_0}$.

În realitate, intensitatea câmpului electric nu este aceeași pe suprafața conductoarelor din fascicul datorită influenței reciproce dintre acestea. În punctele cele mai apropiate intensitatea câmpului electric este mai mică decât în cele mai îndepărtate puncte, dar toate valorile sunt mai mici decât în cazul conductorului unic.

Scăderea intensității câmpului electric poate fi echivalată cu creșterea aparentă a razei conductorului fascicular în raport cu raza unui conductor unic. O relație de calcul a razei echivalente a conductorului scindat este

$$r_e = r_0^n \sqrt[n]{n \left(\frac{R}{2r_0} \right)^{n-1}}. \quad (2.42)$$

R este raza cercului pe care sunt dispuse, echidistant, cele n conductoare din fascicul, având fiecare raza r_0 .

De exemplu, considerând o linie de 400 kV, având două conductoare pe fază având diametrul de 2,4 cm și distanțate cu 40 cm, raza echivalentă a fasciculului rezultă

$$r_e = 1,2 \sqrt[2]{2 \frac{20}{2.1,2}} = 4,9 \text{ cm.}$$

Această valoare este superioară condiției de eliminare a descărcării corona în condiții normale de funcționare a liniei (3,81 cm în tabelul precedent).

Descărcarea corona este dăunătoare, în regim permanent de funcționare al rețelelor electrice, datorită pierderilor de energie activă. Dar în ceea ce privește fenomenele de supratensiuni de trăsnet și de comutație, influența sa este pozitivă prin reducerea amplitudinii și alungirea frontului impulsurilor, ceea ce le face mai puțin periculoase pentru izolație. De asemenea, descărcarea corona are unele aplicații industriale, dintre care, pentru energetică, cea mai importantă este filtrarea suspensiilor solide din gaze cu ajutorul electrofiltrelor.

Electrofiltre

Termocentralele, care folosesc combustibil solid, elimină odată cu gazele de ardere și particule solide. Datorită sistemului de ardere a cărbunilor, măcinați la o granulație foarte fină, în strat suspendat, o mare parte a cenușei este antrenată în curentul de gaze de ardere eliminat prin coș. Sunt necesare sisteme de filtrare pentru a reduce poluarea zonei înconjurătoare. Filtrarea electrică este foarte eficientă și este folosită în toate termocentralele pe cărbuni din lume.

Principiul de funcționare al filtrării electrice constă în atașarea de sarcini electrice la particulele solide și deplasarea acestora în câmp electric pentru a fi scoase din curentul de gaze. Sursa de sarcini electrice este descărcarea corona.

Un electrofiltru (fig.2.34) conține un sistem multiplu de electrozi conductor-placă, cărora i se aplică o tensiune continuă de cca. 50-70 kV, cu polaritatea negativă pe conductor. Polaritatea negativă este aleasă datorită faptului că pragul de apariție a descărcării corona este mult mai coborât decât tensiunea disruptivă, comparativ cu cazul polarității pozitive.

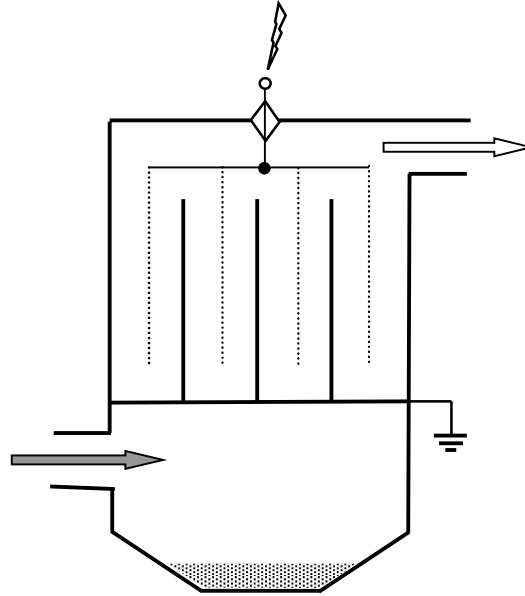


Fig.2.34 Electrofiltru vertical

Descărcarea corona negativă emană ioni negativi și electroni care, sub influența câmpului electric se deplasează către electrozii placă. Pe acest parcurs, întâlnesc particulele solide din gaz, de care se atașează, astfel că le antrenează în mișcare transversală față de curentul de gaze. Când ajung la electrodul placă, particulele solide sunt reținute, formând un strat aderent la electrod. Dacă materialul solid are rezistivitate mare, particulele mențin sarcina electrică mult timp, fiind astfel retrase din gaze. După un timp, stratul depus devine destul de gros pentru ca alipirea de noi particule să nu mai fie eficientă. Atunci funcționarea este întreruptă, iar electrozii placă se curăță prin scuturare sau prin spălare cu o peliculă de apă. Materialul solid se depune la baza filtrului.

Funcționarea electrofiltrului este eficientă dacă suspensiile solide au rezistivitate electrică mare, iar viteza de deplasare a particulelor încărcate către electrodul de depunere este destul de mare pentru ca separarea să fie cât mai rapidă.

Electrodul corona se dimensionează printr-un compromis între două cerințe:

- să asigure o descărcare corona cât mai intensă, deci raza de curbură a suprafeței trebuie să fie cât mai mică;
- intensitatea câmpului electric să nu scadă foarte rapid cu distanța față de electrod, deci diametrul electrodului să fie suficient de mare.

Acest compromis se poate rezolva prin folosirea unui electrod cu secțiune transversală stelată (patrat cu laturi concave) sau a unui electrod de formă cilindrică sau prismatică având proeminențe ascuțite.

2.7 Descărcări parțiale

Deși există mai multe forme de descărcări electrice incomplete, termenul de descărcare parțială în izolație este rezervat descărcărilor locale care se produc în interiorul materialelor izolante solide, în micro-cavități gazoase. Alte forme de descărcări incomplete sunt descărcarea corona pe conductoare sau pe suprafața izolatoarelor.

Cavitățile gazoase din dielectrici pot rezulta din procesul de fabricație a construcțiilor izolante, realizate prin suprapunerea mai multor straturi de folii sau benzi, dacă impregnarea cu lac nu a reușit să elimine complet aerul dintre straturi ca și din porii materialului, mai ales dacă este vorba de hârtie sau carton. Alte cavități pot apărea pe parcursul funcționării echipamentelor datorită proceselor termice alternante – încălzire/răcire, a vibrațiilor sau a descompunerii chimice. Cele mai susceptibile pentru apariția descărcărilor parțiale sunt izolațiile hârtie-ulei ale transformatoarelor de putere sau ale cablurilor.

Considerând, pentru claritate, o singură incluziune gazoasă în dielectric, schema echivalentă a izolației este dată în fig. 2.35.

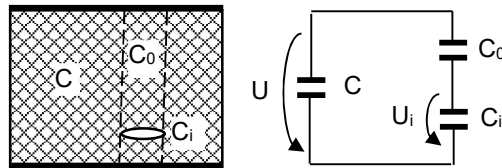


Fig.2.35 Dielectric cu o cavitate gazoasă

C_i reprezintă capacitatea electrică a incluziunii gazoase corespunzătoare suprafețelor transversale la liniile de câmp electric, iar C_0 este capacitatea dielectricului fără incluziune situat în spațiul delimitat de liniile de câmp electric care trec prin incluziune. C este capacitatea materialului dielectric din afara zonei incluziunii gazoase.

Intensitatea câmpului electric în incluziunea gazoasă este mai mare decât în materialul dielectric, conform relației

$$\frac{E_i}{E_0} = \frac{\epsilon_0}{\epsilon_i}, \quad (2.43)$$

în care indicele "i" se referă la incluziune, iar indicele "0" se referă la materialul izolant.

Deoarece $\epsilon_i < \epsilon_0$, rezultă $E_i > E_0$. Astfel este posibil ca să apară o mărime a intensității câmpului electric în incluziune, suficientă pentru ionizarea gazului fără ca tensiunea aplicată dielectricului să fie periculoasă pentru străpungerea acestuia. Procesele de ionizare se finalizează printr-o descărcare electrică, care șuntează incluziunea gazoasă. Această descărcare are o intensitate foarte slabă, datorită sarcinii electrice reduse a incluziunii și se stinge foarte rapid. Procesul se repetă după reîncărcarea capacității electrice a incluziunii cu sarcini electrice provenite de la electrozi.

În cazul tensiunii alternative, reîncărcarea capacității incluziunii, respectiv revenirea tensiunii pe incluziune are loc cu viteza de variație a tensiunii aplicate materialului izolant. Dacă tensiunea disruptivă a incluziunii este mult mai redusă decât valoarea de vârf a tensiunii care îi revine, descărcarea se poate repeta de mai multe ori într-o perioadă (fig.2.35).

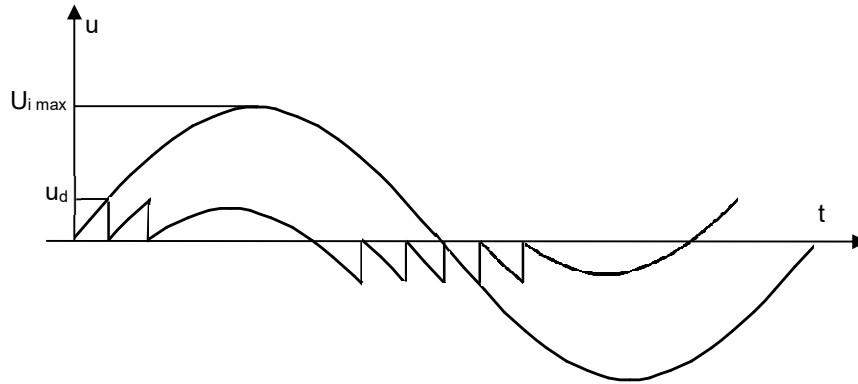


Fig. 2.36 Descărcări parțiale la tensiune alternativă

Dacă se aplică izolației o tensiune continuă, frecvența de repetare a descărcărilor parțiale este mult mai redusă. Reîncărcarea capacității incluziunii are loc cu o constantă de timp mare datorită rezistenței de izolație foarte mare în cazul izolațiilor sănătoase.

Izolația internă a unui echipament (transformator, cablu) poate conține un mare număr de incluziuni, având dimensiuni și tensiuni de descărcare diferite. Prezența acestor descărcări se observă prin variații de tensiune și de curent la bornele izolației. Acestea se datoresc căderilor de tensiune, respectiv a impulsurilor de curent care însoțesc descărcările în incluziuni.

Conform cu schema echivalentă din fig. 2.35, tensiunea aplicată se distribuie pe capacitățile înseriate C_0 și C_i , astfel că pe capacitatea incluziunii se aplică tensiunea

$$U_i = U \frac{C_0}{C_0 + C_i}. \quad (2.44)$$

Prin șuntarea incluziunii de către descărcarea din interior, sarcina electrică a incluziunii se anihilează, iar în dielectric are loc o redistribuire a sarcinilor, care se resimte ca o cădere de tensiune la borne:

$$\Delta u = U - \frac{CU + C_0(U - U_i)}{C + C_0} = \frac{C_0}{C + C_0} U_i.$$

Considerând și relația pentru U_i de mai sus (2.44), rezultă:

$$\Delta U = \frac{C_0^2}{(C + C_0)(C_0 + C_i)} U. \quad (2.45)$$

Valorile determinate experimental se află în domeniul μV , respectiv μA .

Apariția descărcărilor parțiale în izolație poate fi caracterizată prin două niveluri de tensiune:

- *tensiunea inițială de ionizare*, ca fiind valoarea tensiunii la care apar primele impulsuri de curent datorate descărcărilor parțiale;
- *tensiunea critică de ionizare*, acea valoare a tensiunii la care descărcările parțiale se generalizează, practic în toate incluziunile gazoase.

Pentru ca efectele negative ale descărcărilor parțiale să nu devină periculoase pentru izolație, trebuie respectate următoarele condiții:

- tensiunea inițială de ionizare să fie mai mare decât tensiunea nominală a echipamentului;
- tensiunea critică de ionizare să fie mai mare decât tensiunea de încercare a izolației la frecvență industrială.

Efectele descărcărilor parțiale asupra stării izolației se acumulează în timp, ducând la degradarea acesteia prin creșterea pierderilor active în izolație, creșterea temperaturii și distrugerea treptată a structurii, în special în cazul materialelor organice (hârtie, carton, polimeri).

2.8 Străpungerea dielectricilor lichizi și solizi

În raport cu gazele, substanțele lichide și solide prezintă proprietăți specifice, care au ca efect cumulat o valoare mai ridicată a tensiunii de străpungere, în condițiile aceleiași structuri a sistemului de electrozi.

Principalele proprietăți ale **substanțelor lichide** sunt:

- Densitate mai ridicată decât a gazelor, ceea ce înseamnă un traseu mediu liber mai scurt a purtătorilor liberi de sarcină. Pentru a atinge energia necesară ionizării prin șoc electronic, este nevoie de o tensiune mult mai mare.
- Conducție termică mai mare decât a gazelor.
- Existența forțelor de coeziune inter-moleculare, forțe inexistente în cazul gazelor.

În cazul teoretic al lichidelor pure din punct de vedere chimic, mecanismul de producere a descărcărilor electrice are aceleași etape: ionizare în avalanșă, strimer, descărcare în scânteie. Mecanismul de descărcare prin lider nu este posibil datorită faptului că distanțele izolante sunt limitate la cel mult câteva zeci de centimetri.

Lichidele electroizolante tehnice conțin, în proporții variabile impurități precum gaze dizolvate și umiditate.

Gazele, prezente sub formă de bule, pot deveni sediul unor descărcări parțiale, reducând distanțele izolante și tensiunea de străpungere. Confirmarea acestui mecanism este dată de creșterea tensiunii de străpungere dacă lichidul este pus sub presiune. Lichidele fiind incompresibile, doar presiunea gazelor poate crește, ceea ce conduce la mărirea tensiunii de străpungere.

Prezența moleculelor de apă determină formarea unor aglomerări de molecule în apropierea electrozilor datorită caracterului dipolar al acestora. Ca urmare se formează zone cu conductivitate electrică sporită, care reduc distanța izolantă inițială. De asemenea, mobilitatea purtătorilor de sarcină crește în prezența umidității, favorizând scăderea tensiunii disruptive.

Umiditatea este factorul principal de impurificare a materialelor izolante, iar controlul prezenței acesteia este o operație de mentenanță curentă a transformatoarelor cu izolație de ulei. Probele de ulei se recoltează de la baza cuvei transformatorului, acolo unde proporția de umiditate este cea mai mare.

Dielectricii solizi au proprietăți fizice asemănătoare cu ale lichidelor, dar coeziunea inter-moleculară este mai puternică, ceea ce conferă acestora, pe lângă volum constant și formă constantă. De asemenea, materialele izolante tehnice sunt adesea neomogene atât structural cât și chimic. Principalul factor care influențează rigiditatea dielectrică este umiditatea distribuită mai mult sau mai puțin uniform în material.

Descărcarea electrică în materialele solide este un fenomen mai complex decât în cazul gazelor și al lichidelor, deosebindu-se trei mecanisme:

- ◆ străpungerea electrică,
- ◆ străpungerea termică,
- ◆ străpungerea ionizantă.

Străpungerea electrică se produce prin aceleași procese ca și în cazul gazelor. Acest mecanism are loc atunci când tensiunea aplicată izolației este un impuls cu amplitudine mult mai mare decât ar fi necesar pentru străpungere în cazul aplicării de durată a tensiunii de frecvență industrială. Influența umidității sau creșterea temperaturii au loc cu constante de timp destul de mari pentru a nu avea efect asupra tensiunii de străpungere. De-a lungul traseului descărcării, structura materialului solid este distrusă, astfel că proprietățile izolante se pierd în cea mai mare parte.

Străpungerea termică este un proces mai complex, care are loc atunci când tensiunea aplicată nu este suficient de mare pentru străpungere electrică, iar temperatura materialului crește datorită pierderilor dielectrice.

Încălzirea dielectricului aflat sub tensiune are loc datorită curentului de conducție. Pierderile dielectrice sunt caracterizate prin factorul de pierderi dielectrice, $\text{tg}\delta$. Astfel:

- curentul capacitiv absorbit de izolație este

$$I_C = \omega CU, \quad (2.46)$$

- curentul activ prin izolație este

$$I_a = I_C \text{tg}\delta = \omega CU \text{tg}\delta, \quad (2.47)$$

- puterea activă disipată în izolație sub formă de căldură este

$$Q_p = UI_a = \omega CU^2 \text{tg}\delta. \quad (2.48)$$

Mărimea factorului de pierderi dielectrice depinde de temperatură conform relației

$$\text{tg}\delta = \text{tg}\delta_0 e^{a(t-t_0)}, \quad (2.49)$$

unde t_0 este temperatura de referință pentru măsurarea $\text{tg}\delta$, iar $\text{tg}\delta_0$ este valoarea măsurată la temperatura t_0 .

Simultan cu încălzirea dielectricului au loc și pierderi de căldură către mediul ambiant, conform relației

$$Q_{ev} = KS(t - t_a) \quad (2.50)$$

în care K este coeficientul global de transfer de căldură, S este suprafața materialului prin care are loc transferul termic, iar t_a este temperatura mediului.

Dacă ritmul pierderii de căldură întrece ritmul producerii căldurii în dielectric, atunci temperatura materialului izolant este stabilă.

D

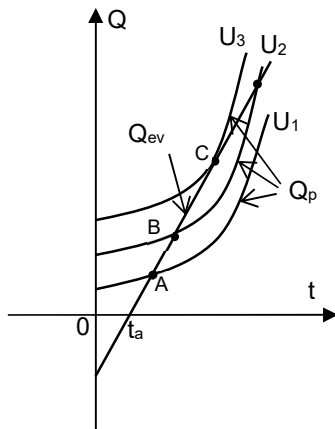


Fig.2.37 Regimul termic în dielectric

În caz contrar, temperatura dielectricului crește continuu ceea ce favorizează procesul de descărcare datorat tensiunii aplicate. Rezultă o valoare a tensiunii de străpungere cu atât mai mică cu cât durata de aplicare este mai mare.

Acest raționament se poate reprezenta grafic, ca în fig. 2.37, în care $U_3 > U_2 > U_1$.

Degajarea căldurii în izolație crește neliniar în funcție de temperatură și de tensiunea aplicată. Evacuarea căldurii în mediul ambiant variază liniar cu creșterea temperaturii dielectricului. Întersecțiile curbelor căldurii produse cu dreapta căldurii degajate definesc regimurile termice de funcționare a izolației aflate sub tensiune.

În punctele A și B regimurile termice pentru tensiunile U_1 și U_2 sunt stabile deoarece panta dreptei este mai mare decât panta curbelor căldurii produse. În punctul D, regimul termic la tensiunea U_2 este instabil deoarece inegalitatea pantelor celor două curbe se inversează. Dacă, datorită unei cauze oarecare, apare o mică creștere a temperaturii, aceasta va continua să crească până la apariția descărcării electrice.

Punctul C unde dreapta căldurii evacuate este tangentă la curba căldurii degajate în izolație, corespunde egalității pantelor. Acest regim apare la tensiunea U_3 , fiind situația limită a regimului termic stabil. Tensiunea respectivă este tensiunea de străpungere termică și se poate determina din ecuația:

$$\frac{dQ_p}{dt} = \frac{dQ_{ev}}{dt}. \quad (2.51)$$

Folosind relațiile de mai sus, se obține:

$$\frac{dQ_p}{dt} = \omega C U^2 a t g \delta_0 e^{a(t-t_0)}; \quad \frac{dQ_{ev}}{dt} = K S.$$

Considerând, pentru simplitate, expresia capacității condensatorului cu armături plane

$$C = \frac{\epsilon S_a}{d},$$

se obține

$$U^2 = \frac{K S d e^{-a(t-t_0)}}{\omega \epsilon S_a a t g \delta_0}. \quad (2.52)$$

Relația, dedusă teoretic, este utilă, mai ales, pentru observarea influenței mai multor factori asupra mărimii tensiunii de străpungere a izolației, prin mecanismul termic.

Străpungerea ionizantă

Acest mod de străpungere a izolației apare datorită unor descărcări parțiale intense și de lungă durată în volumul izolației. Descărcările parțiale produc degradarea fizică și chimică a materialului izolant și contribuie la creșterea căldurii degajate în izolație. Evoluția degradării izolației până la străpungere este relativ lentă, putându-se întinde pe mai multe sute de ore, chiar pe mai mulți ani. Tensiunea de străpungere în acest caz este cea mai redusă și poate fi chiar tensiunea de serviciu în cele mai grave situații. Din acest motiv, controlul nivelului descărcărilor parțiale este folosit mai ales în cazul echipamentelor de mare importanță cu izolație din materiale organice.