

Chapitre I

Mécanismes de décharge électrique

I.1 Introduction

L'étude des décharges électriques dans les intervalles d'air présente un grand intérêt du point de vue industriel, afin de faire face aux problèmes liés à l'isolation et à la protection des réseaux de transport et de distribution d'énergie (lignes HT, transformateurs, appareils de coupure, ...etc).

La compréhension des phénomènes physiques intervenant lors des décharges permet d'expliquer les mécanismes fondamentaux qui régissent la propagation de la décharge dans les gaz.

Depuis environ un siècle, de nombreux travaux ont été consacrés à la physique de la décharge électrique dans les gaz. Ces travaux ont permis d'éclaircir les mécanismes fondamentaux des décharges électriques aussi bien au niveau microscopique que macroscopique [7-10].

Une décharge électrique suppose toujours l'existence de charges libres et d'un champ électrique qui peut être continu, alternatif ou impulsionnel, uniforme ou non. Les décharges électriques peuvent être produites dans le volume du gaz ou à la surface des électrodes à l'aide d'un agent ionisant extérieur (rayonnement de particules, chaleur, etc.).

Sous l'action d'un champ électrique suffisamment grand, les charges peuvent se multiplier, augmentant ainsi le courant de la décharge. Les décharges qui peuvent survivre à l'agent ionisant extérieur sont dites autonomes. Elles apparaissent lorsque la tension appliquée aux électrodes dépasse une valeur minimale. Au delà de cette valeur le gaz devient le siège d'un ou plusieurs phénomènes produisant les électrons nécessaires à l'entretien de la décharge sans intervention d'un agent ionisant extérieur. Par contre, la décharge est dite non-autonome si elle s'interrompt dès que cesse d'agir l'agent ionisant extérieur.

Dans tous les cas, la pression p du gaz est un facteur très important dont dépendent les caractéristiques de la décharge. Les mécanismes de décharges sont distingués en fonction du produit de la pression par la distance inter électrodes ($p.d$).

I.2 Mécanismes de décharge électrique

I.2.1 Mécanisme de Townsend

La théorie de Townsend est basée sur la multiplication électronique par ionisation du gaz [11]. Sous l'effet d'un champ électrique homogène, un ou plusieurs électrons germe peuvent acquérir une énergie suffisante pour ioniser les molécules rencontrées au cours de leur trajet vers l'anode (Fig.I.1). Lors de chaque collision ionisante, il se forme alors un ion positif et un électron nouveau. Cet électron créé sera à son tour susceptible d'ioniser les molécules du gaz. Suivant le même processus de multiplication électronique, un électron peut donner naissance à une avalanche contenant N électrons.

L'irradiation de la cathode émet N_0 électrons par unité de temps, chacun d'eux génère α électrons sur chaque unité de longueur de son parcours. Supposons qu'il se soit formé N électrons à une distance x de la cathode, alors ils vont produire dN électrons sur une distance dx , où :

$$dN = N.\alpha.dx \quad (I.1)$$

α est le premier coefficient de Townsend. Il exprime le nombre d'ionisations par centimètre de parcours d'un électron soumis au champ électrique E . Dans le cas d'un champ homogène, le coefficient α reste constant, sachant qu'à $x=0$, $N=N_0$, nous obtenons :

$$N = N_0 \cdot e^{\alpha \cdot x} \quad (\text{I.2})$$

Le courant total collecté à l'anode vaut :

$$I = I_0 \cdot e^{\alpha \cdot x} \quad (\text{I.3})$$

$I_0 = e \cdot N_0$, e étant la charge de l'électron.

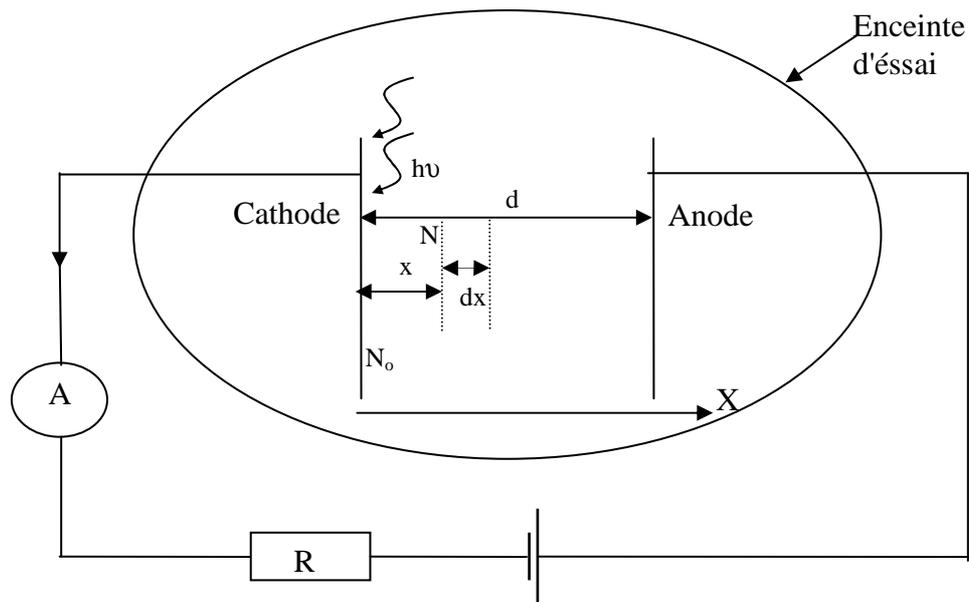


Figure I.1 : Tube à décharge

L'étude expérimentale du courant I en fonction de la distance d effectuée par Townsend, montre que ce courant augmente plus rapidement que celui donné par la relation (I.3) ; ceci est dû au phénomène d'ionisation secondaire qui se produit près de la cathode. En effet, si un ion positif en se déplaçant vers la cathode acquiert une énergie cinétique suffisante, il peut extraire de la cathode un certain nombre d'électrons. Ce phénomène est caractérisé par le taux d'émission secondaires γ (deuxième coefficient de Townsend), qui est le nombre d'électrons secondaires extraits de la cathode par un ion positif.

La valeur de γ dépend de la vitesse et de la nature des ions ainsi que de la nature de la cathode. Townsend a montré aussi que l'existence simultanée des deux phénomènes (ionisation des gaz inter électrode et ionisation en surface de la cathode par les ions positifs) peut mener à l'amorçage de la décharge autonome.

Le courant collecté à l'anode vaut alors:

$$I = \frac{I_0 e^{\alpha \cdot d}}{1 - \gamma(e^{\alpha \cdot d} - 1)} \quad (\text{I.4})$$

D'après Townsend, la condition nécessaire pour que la décharge soit autoentretenu est que le dénominateur de l'équation (I.4) soit nul. Ce critère pour lequel le courant croit vers l'infini, se traduit alors par l'existence d'une distance critique d_c tel que:

$$1 - \gamma(e^{\alpha \cdot d_c} - 1) = 0 \quad (\text{I.5})$$

Comme $e^{\alpha d_c} \gg 1$, le critère devient :

$$e^{\alpha \cdot d_c} = 1/\gamma \quad (\text{I.6})$$

Dans le cas où le rapport entre le champ électrique et la pression (E/p) n'est pas constant, cas d'un champ électrique non uniforme à cause de la géométrie des électrodes (pointe-plan, pointe-pointe, ... etc.), α varie et le critère de claquage s'exprime par la relation suivante :

$$(e^{\int_0^d \alpha \cdot dx} - 1) = \frac{1}{\gamma} \quad (\text{I.7})$$

La présence des gaz ayant des atomes à ions électronégatifs, tel le SF_6 , peuvent capter un électron pour former un ion négatif. Ce phénomène est caractérisé par le coefficient d'attachement η qui s'oppose au processus α . Le coefficient effectif d'ionisation $\bar{\alpha}$ s'écrit alors sous la forme suivante :

$$\bar{\alpha} = \alpha - \eta \quad (\text{I.8})$$

Le passage à la décharge de Townsend signifierait que chacun des électrons primaires est remplacé par au moins un électron secondaire. Ces électrons secondaires peuvent être émis soit par la cathode par effet du bombardement direct des ions positifs, soit par les molécules du gaz sous l'effet du choc des électrons [12]. Ils peuvent aussi provenir d'autres sources telles la photo-ionisation dans le gaz, induite par les photons émis lors de la désexcitation de certains atomes. Quand le nombre d'électrons dans une avalanche singulière atteint 10^6 à 10^8 , une zone intermédiaire où le champ électrique local est fortement accentué tend à se former entre les électrons à la tête de l'avalanche et les ions positifs traînant derrière. Dans cette région, les charges positives et négatives s'accumulent en nombre égal et un plasma filamentaire appelé streamer tend à se former.

La théorie avancée par Townsend s'est vue apportée par la suite de nombreux compléments et ajustements. En effet, il a été supposé que les électrons ne puissent être éjectés de la cathode que sous l'action des ions positifs ; or, d'autres phénomènes peuvent intervenir lors de la décharge et avoir pour effet la production des électrons. Parmi ces

phénomènes on peut citer l'extraction des électrons de la cathode sous effet de la radiation due à la décharge elle-même (effet photo-électrique). Les électrons nécessaires à l'entretien de l'avalanche peuvent également être produits dans le volume du gaz à la suite des collisions entre les atomes et les ions positifs. Pour des pressions élevées, les ions positifs sont freinés et leur énergie cinétique n'est plus suffisante pour extraire des électrons de la surface cathodique. D'ailleurs les travaux de Fletcher confirment la non validité de cette théorie pour des pressions des gaz élevées en champ uniforme [7].

Le mécanisme de Townsend est valable pour un produit $p.d$ inférieur ou égale à 200 torr.cm (p : pression du gaz et d : distance inter électrodes) [13].

I.2.2 Mécanisme des streamers

Pour le produit $p.d$ supérieur à 200 torr.cm, Meek et Raether ont définis une théorie basée sur le passage de l'avalanche primaire en streamer. Raether a établi un critère basé sur le fait que l'avalanche doit atteindre une taille critique pour que le streamer puisse se développer [14,15]. Le critère est :

$$\int_0^{L_c} \alpha \cdot dx = \ln N_c \quad (I.9)$$

avec N_c nombre critique d'électrons en tête d'avalanche (de l'ordre de 10^8).
 L_c est la longueur critique de l'avalanche.

La croissance d'un canal ionisé mince (les streamers) entre les électrodes s'explique par le phénomène de photo-ionisation se produisant à l'intérieur de l'avalanche primaire. Les électrons de grande énergie accélérés par le champ électrique causent l'excitation des atomes du gaz environnant en les portant à des niveaux d'énergie élevés. Ces atomes, en retrouvant leur état stationnaire, libèrent des photons. Si ces photons ont une énergie inférieure à l'énergie d'ionisation des atomes du gaz environnant, ils peuvent être absorbés par ces atomes avant d'être émis de nouveau [11]. Si leur énergie est supérieure à l'énergie d'ionisation des atomes du gaz, de nouveaux électrons peuvent être libérés. Par exemple dans l'air les molécules d'azote N_2 excitées peuvent émettre des photons avec une énergie supérieure à 13 eV, susceptible d'ioniser les molécules d'oxygène dont le potentiel d'ionisation n'est que de 12.2 eV. Si les électrons ainsi produits sont situés au voisinage de l'avalanche primaire, ils vont créer de nouvelles avalanches dites secondaires.

Donc la propagation d'un streamer ne peut se maintenir sans les deux principes suivants :

- ❖ Notion d'avalanche de taille critique ;
- ❖ Création d'électrons en avant de la tête de streamer.

Les streamers positifs ont été amplement étudiés dans les travaux scientifiques [8, 9, 15]. Ce qui n'a pas été le cas des streamers négatifs. Cependant, des différences notables ont été clairement établies dans leur développement. Dans le cas du streamer positif, l'avalanche primaire initiée par un électron germe amène la présence d'une charge d'espace positive près de la cathode et une injection d'électrons devant l'électrode positive. La croissance du nombre de paires d'électron-ion est exponentielle le long du parcours de l'avalanche et le profil de densité des ions positifs croît très rapidement vers la tête de l'avalanche.

Une charge d'espace positive de très forte densité se crée ainsi dans le canal inter électrodes. Elle entraîne une distorsion du champ électrique qui se traduit par une augmentation du champ entre elle et la cathode et un abaissement de celui-ci dans le sens de l'anode (Fig I.2.a).

En effet, la séparation des électrons et des ions génère une charge d'espace importante produisant un champ électrique E_p de structure dipolaire, s'opposant à la séparation et qui s'ajoute vectoriellement au champ extérieur E_0 (Fig. I.2.b). Le champ résultant E_r est alors plus faible que E_0 et acquiert une composante radiale. A ce modèle, il faut ajouter l'effet de répulsion entre électrons qui n'est plus négligeable lorsque la densité électronique devient importante. Il en résulte une augmentation du rayon de la tête de l'avalanche. Alors le taux d'ionisation, croissant avec le champ électrique, est augmenté à la tête de l'avalanche, tandis qu'il est diminué à l'intérieur de celle-ci par le développement du champ résultant. Le champ électrique est alors fortement perturbé par ces charges d'espace. Si ces densités sont importantes le mécanisme de streamer est alors déclenché.

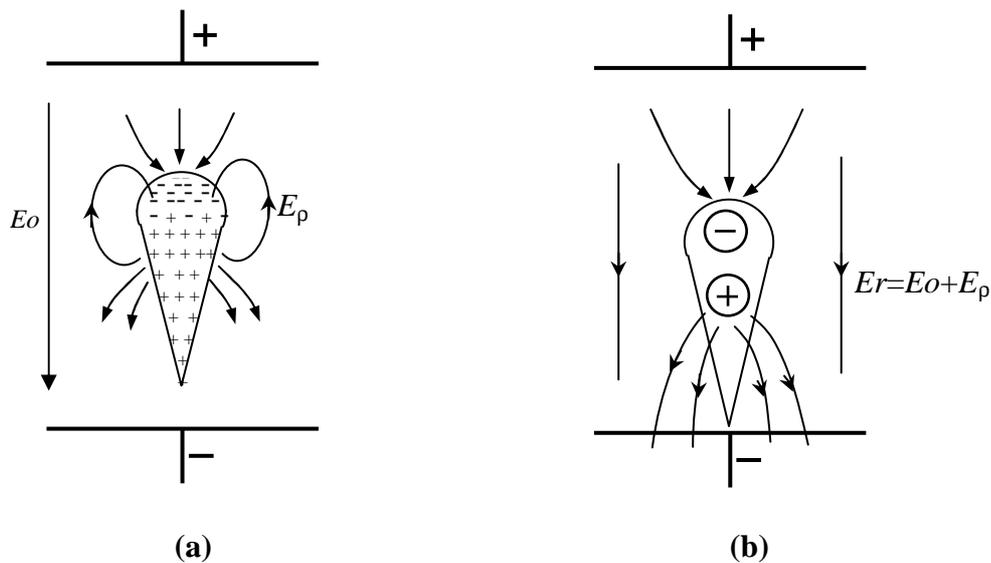


Figure I.2 : Schéma d'une avalanche primaire [8]

Le mécanisme de propagation du streamer introduit la notion de production d'électrons en amont de la charge d'espace. En effet, une fois l'avalanche primaire arrivée à l'anode, les électrons se trouvant à sa tête pénètrent dans celle-ci. La déformation du champ géométrique initial est maximale en tête de l'avalanche, où la concentration des ions positifs est la plus élevée. Si le champ engendré par ceux-ci est assez grand pour être comparable au champ géométrique initial, alors des avalanches secondaires prennent naissance [12]. On émet alors l'hypothèse que le mécanisme prédominant réside dans la photo ionisation par des photons énergétiques produits dans l'avalanche par des atomes excités. Les électrons ainsi formés au voisinage de l'avalanche génèrent des avalanches secondaires se dirigeant vers le sillon du nuage sous l'effet du champ résultant décrit précédemment (Fig.I.3). Les avalanches secondaires se dirigent vers la tête de l'avalanche primaire et s'y raccordent en formant des dards lumineux. Quant aux électrons issus des avalanches secondaires, ils s'écoulent vers l'anode.

Dans le cas du streamer négatif, les ions positifs créés par les avalanches secondaires viennent extraire des électrons de la cathode qui neutralisent les ions positifs et donnent au streamer un excédent de charges négatives. À la différence du streamer positif où les avalanches se développent vers la tête du streamer, c'est-à-dire dans le sens où le champ de charge d'espace croît, les avalanches secondaires dans le streamer négatif se propagent vers l'anode, dans le sens où l'effet de la charge d'espace décroît rapidement [7] (Fig.I.4).

La propagation des streamers est très rapide du fait que l'ionisation se réalise essentiellement par des photons. Ceci donne aux streamers leur caractère lumineux qui fait qu'ils apparaissent sur une photographie statique comme d'étroits filaments d'éclairs.

L'aspect filamentaire résulte de l'intégration de cette lumière au cours du temps. Du fait de la nature aléatoire des mécanismes de photo-ionisation, les photoélectrons sont produits non seulement en tête du streamer dans la direction du champ maximal, mais aussi dans une direction radiale par rapport à son avancement. Le streamer peut alors présenter une tortuosité ou même donner naissance à plusieurs branches secondaires si des photoélectrons produits simultanément dans des directions opposées créent des avalanches de taille comparable.

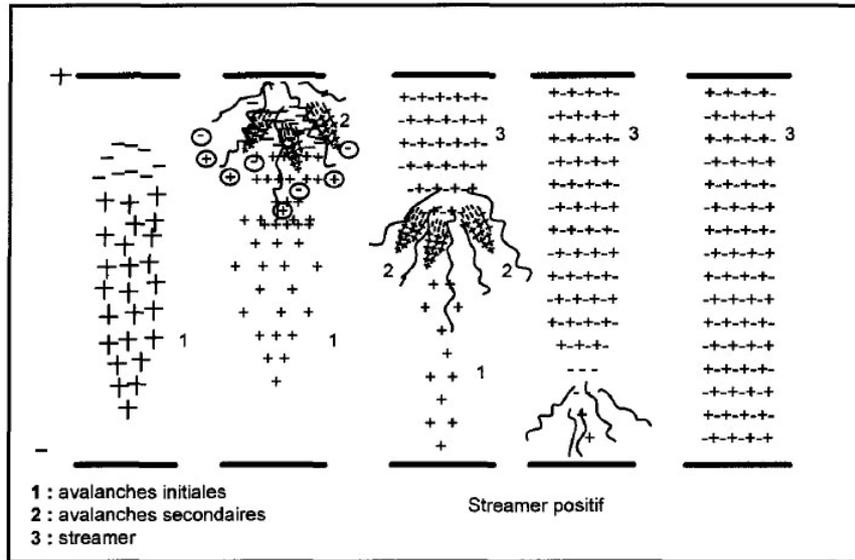


Figure I.3: Passage de l'avalanche électronique au streamer positif [16]

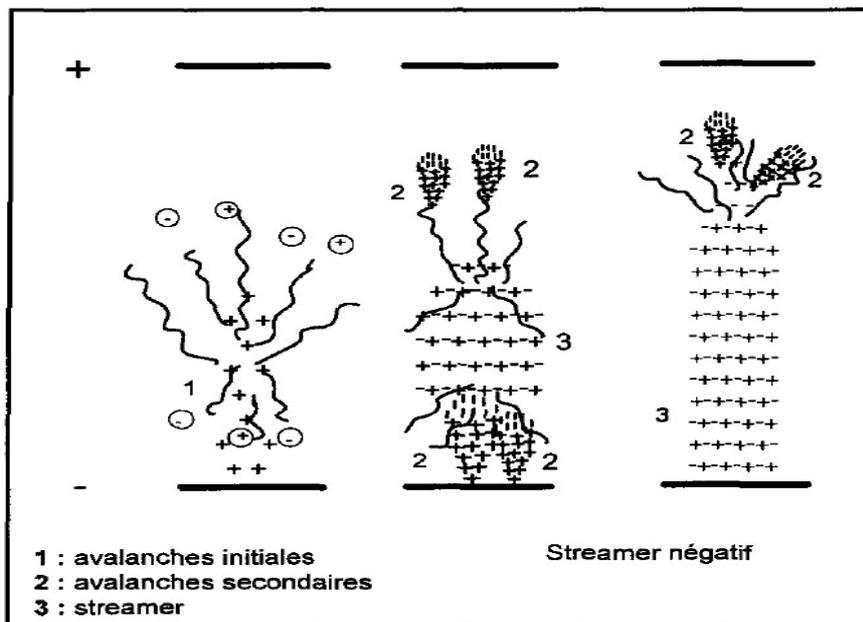


Figure I.4: Passage de l'avalanche électronique au streamer négatif [16]

En présence d'un champ uniforme, la propagation des streamers conduit forcément au claquage car le streamer rencontre au cours de son développement des conditions de champ électrique toujours plus favorables. Par contre, en champ non uniforme, la propagation des streamers dépend de la distorsion du champ électrique et elle peut être stoppée après une certaine distance si le champ résultant n'est pas suffisamment fort pour maintenir un processus d'ionisation suffisamment intense. Le champ électrique dans le canal de streamers dépend de la polarité de la tension appliquée. Il atteint 5×10^5 V/m en polarité positive et est de l'ordre de 10^6 à 1.5×10^6 V/m en polarité négative [14].

La propagation des streamers est une étape fondamentale dans le processus de décharge électrique. Son mécanisme est lié au nombre d'électrons et d'ions positifs créés par les avalanches, donc à la densité de la charge d'espace et à l'efficacité des photoionisations.

I.3 Champ électrique et topographie de la décharge en géométrie pointe-plan

La dissymétrie des électrodes entraîne la non homogénéité du champ électrique. Parmi les configurations les plus étudiées, nous retrouvons les configurations pointe-plan. La distribution spatiale du champ électrique est donnée en géométrie pointe hyperbolique-plan (Fig I.5) par la relation suivante :

$$E(z) = \frac{V}{(z + R/2) \ln\left(\frac{2d + r}{r}\right)} \quad (\text{I.10})$$

avec

$E(z)$: champ électrique (V/m),

V : tension appliquée à la pointe (V),

z : distance à la pointe sur l'axe pointe-plan (m),

r : rayon de courbure de la pointe à son extrémité (m),

d : distance inter électrodes (m).

x : position au plan.

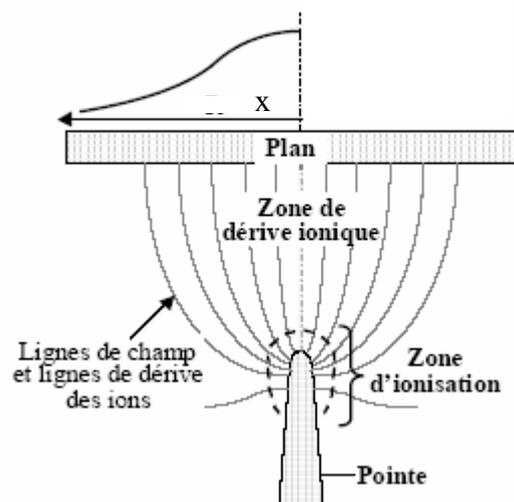


Figure I.5: Topographie de la décharge couronne en configuration pointe-plan

Dans le cas d'une géométrie pointe-plan, le champ intense qui règne à proximité de l'électrode active permet l'ionisation du gaz. Les ions présents dans cette zone peuvent être positifs ou négatifs. Au-delà de cette région se trouve une zone de dérive ionique où le champ électrique est trop faible pour permettre les réactions d'ionisation. Des ions négatifs sont alors formés par attachement électronique. Ils sont ensuite entraînés le long des lignes de champ et réagissent avec les molécules rencontrées.

A l'interface entre la zone d'ionisation et la zone de dérive ionique, la consommation d'électrons par attachement électronique égale leur libération par impact électronique : les coefficients α et η sont alors égaux.

Des simulations ont été réalisées en configuration pointe-plan pour déterminer le champ électrique dans l'espace inter électrodes avant ou après passage du streamer [16 17]. La figure I.6 représente les lignes équipotentielles avant et 10 μ s après passage du streamer.

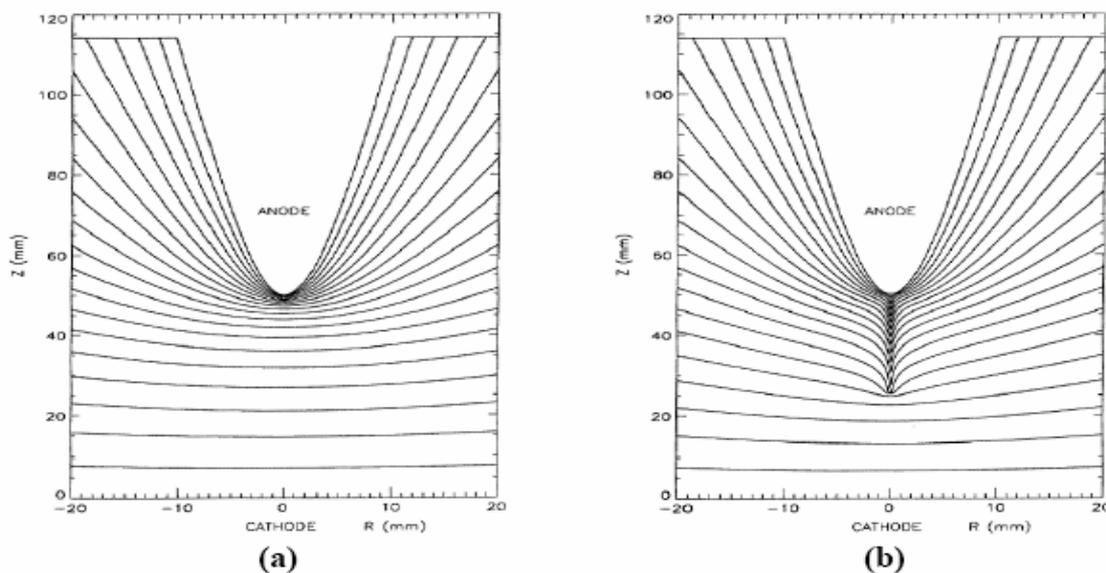


Figure I.6: Lignes équipotentielles avant (a) et 10 μ s après (b) passage du streamer [16]

I.4 Influence de la polarité de la tension appliquée

Les phénomènes élémentaires de développement et de propagation des décharges ont surtout été décrits pour des configurations pointe-plan.

Deux cas principaux sont à distinguer :

- L'application d'une tension positive à la pointe
- L'application d'une tension négative à la pointe

Dans le cas d'une tension alternative, les mécanismes élémentaires sont alternativement les mêmes que pour les décharges positives ou négatives, à condition que les charges d'espace aient pu se neutraliser dans le milieu avant l'inversion de la polarité.

I.4.1 Décharges pointe positive-plan

Dans le modèle proposé par Townsend, un électron présent au voisinage de la pointe est accéléré vers celle-ci par le champ électrique. Il subit lors de son trajet des collisions ionisantes, produisant une avalanche d'électrons attirés eux aussi vers la pointe. Après leur collecte par l'anode, ils laissent dans leur sillage des cations qui forment une zone de charges

d'espace positive. Celle ci modifie localement le champ électrique, prolongeant celui créé par l'anode dans l'espace inter électrodes.

La photoionisation a lieu suffisamment près de la charge d'espace afin de bénéficier d'un champ électrique local important. Ces électrons sont à leur tour accélérés par le champ électrique et engendrent des avalanches secondaires provoquant la propagation du streamer.

Selon J.Braithwaite, le streamer dont le diamètre mesure environ 20 μm , se propage à une vitesse de 10^5 à 10^6 m.s^{-1} [17]. La densité électronique en tête de streamer atteint 10^{15} à 10^{16} électrons par cm^3 et l'énergie moyenne des électrons y est d'environ 15 eV. La température est de l'ordre de 300 à 350 K et l'amplitude de l'impulsion de courant due à l'arrivée des électrons sur le plan peut atteindre quelques centaines de milliampères.

I.4.2 Décharges pointe négative-plan

Dans le cas d'une pointe alimentée par une tension négative (pointe cathodique), l'apparition d'un électron germe à proximité de la pointe peut provoquer une avalanche électronique qui se développe en champ divergent. La cathode accélère alors les ions positifs qui la percutent et lui arrachent des électrons secondaires. La charge d'espace positive domine dans la zone d'ionisation tandis que la zone de dérive ionique possède une charge d'espace négative, faible ou forte suivant l'importance des processus d'attachement électronique [17]. Au delà d'une tension supérieure à un seuil V_s , le courant circule en impulsions très régulières (Trichel). La fréquence de l'impulsion augmente avec la tension appliquée.

I.4.3 Décharges sous tension alternative

En appliquant un champ alternatif au gaz, alors le comportement du système dépend de la distance inter électrodes et de la fréquence de la tension d'alimentation. En effet, si le temps de parcours de l'intervalle par les particules chargées du gaz est inférieur au temps d'inversion de la polarité, alors les charges d'espace créées par une décharge auront quitté l'espace inter électrodes avant l'apparition de la décharge suivante. Le comportement élémentaire du système consistera donc en une alternance de décharges positives puis négatives indépendantes.

En augmentant la fréquence du signal électrique, une charge d'espace résiduelle persistera dans l'espace inter électrodes, favorisant le déclenchement de la décharge suivante. Ce phénomène peut se traduire par le maintien de la décharge avec une tension d'alimentation légèrement inférieure à la tension de claquage de la décharge [16].

I.5 Effet de couronne

Le terme effet couronne englobe l'ensemble des phénomènes se produisant dans un milieu gazeux au voisinage d'un conducteur de faible rayon de courbure, porté à une tension suffisamment élevée pour que le champ électrique soit supérieur au champ disruptif de ce gaz. Ce type de décharge ne nécessite aucune source d'ionisation externe pour se développer. C'est une décharge autonome qui, pourtant, nécessite un électron germe pour l'amorcer.

La décharge couronne se manifeste dans plusieurs configurations d'électrodes (Fig I.7). Ce phénomène est d'une grande importance dans l'ingénierie en HT où les champs électriques sont inévitables. Il est responsable des pertes dans les lignes de transport d'énergie et conduit souvent à la détérioration de l'isolation sous l'action combinée de la décharge et des composants chimiques qu'elle produit.

Ainsi la décharge couronne présente des aspects utiles (traitement de surface, précipitateurs électrostatiques, destruction des polluants par DC, générateurs d'ozone..etc) et des aspect nuisibles (pertes de puissance dans les lignes de transport d'énergie, défaut d'isolation, perturbations radioélectriques..., etc).

L'effet couronne se manifeste par l'apparition d'effluves lumineux entourant le conducteur HT et l'apparition d'un crépitement audible.



Figure I.7: Systèmes d'électrodes couramment utilisés pour la production de la décharge couronne

La décharge couronne est une décharge qui peut se développer dans un gaz du fait de la divergence du champ électrique. Elle peut être considérée comme la superposition de deux régimes de décharge. Le premier fait intervenir tout l'intervalle inter électrodes ; c'est la décharge de Townsend. Le second correspond à l'apparition dans l'intervalle de lueurs prenant l'aspect de filaments lors de sa transition vers l'arc ; ce sont les streamers [13, 14].

I.5.1 Développement de la décharge couronne

Une très forte activité de photo-ionisation se produisant à la tête des avalanches ou streamers primaires regroupés autour de l'électrode active (haute tension), fait apparaître la première couronne en une durée de quelques centaines de nanosecondes. Ce phénomène est suivi d'une période sombre caractérisée par l'absence de toute activité lumineuse. Ceci est dû au fait que les électrons générés par l'avalanche primaire neutralisent les ions positifs issus des avalanches secondaires. Le champ de charge d'espace diminue alors en dessous du champ disruptif du gaz avant de se remettre à augmenter progressivement avec la tension appliquée. Le temps qui sera nécessaire pour que d'autres streamers se forment est appelé période sombre. Il est supposé que dans le cas d'une décharge en tension continue positive, un champ électrique de 5 kV.cm^{-1} est suffisant pour maintenir la propagation de ces streamers [15]. Si les limites de champ sont respectées, la période sombre sera suivie d'un régime auto-stabilisé qui verra une forte densité de streamers autour de l'électrode haute tension et ainsi un canal de streamers se propage en direction de l'électrode opposée [18].

I.5.2 Champ seuil de la décharge couronne

On entend par seuil d'effet couronne, la valeur du champ électrique pour laquelle il y a apparition brusque d'une conductivité de l'air au voisinage immédiat d'un conducteur soumis à une tension croissante.

L'étude du seuil de la décharge couronne a fait l'objet de plusieurs travaux théoriques et expérimentaux, vu l'intérêt qu'il porte aux différents domaines d'application de la décharge couronne. Ces études ont montré que le champ seuil d'apparition de l'effet couronne dépend de plusieurs paramètres, tel que le potentiel d'ionisation du gaz, le libre parcours moyen des molécules gazeuses, la géométrie et l'état de surface de l'électrode active [19].

Les travaux expérimentaux sur l'évaluation du seuil consistent généralement à mesurer la tension seuil V_s , à laquelle correspond un champ seuil E_s à la surface de l'électrode sous tension.

Des expressions empiriques et semi empiriques ont été proposées pour l'évaluation du champ seuil à la surface de l'électrode active à forte courbure. Toutes ces expressions sont exprimées sous la forme suivante :

$$E_s = F \cdot \left(1 + \frac{G}{r^B}\right) \quad (1.11)$$

Où E_s est le champ seuil d'apparition de la décharge ;

F, G et B sont des constantes qui diffèrent d'un auteur à un autre.

r est le rayon de courbure de l'électrode active.

Le coefficient F a été identifié la première fois par Waters et Stark comme étant la valeur du champ critique du minimum d'ionisation correspondant à $\bar{\alpha} = 0$.

Le champ seuil de l'effet couronne peut être défini sous réserve d'une bonne représentation de $(\alpha - \eta) / p$ en fonction du champ réduit E/p et du calcul de l'intégrale d'ionisation $\int (\alpha - \eta) \cdot dx$.

Par ailleurs, on doit tenir compte des paramètres physiques de l'air (humidité, pression et température). Hartmann a proposé en 1984 un modèle physico-mathématique pour le seuil de l'effet couronne, amélioré plus tard par une étude expérimentale développée avec les géométries d'électrodes fil-cylindre et fil-plan [20]. Ce modèle est basé, d'une part, sur la notion de longueur critique L_c de l'avalanche et, d'autre part, sur une amélioration du critère de Meek. Il exprime qu'à la tête de l'avalanche, près de l'anode, les électrons ne peuvent se multiplier en raison des champs \vec{E}_s , à la surface de l'anode, et \vec{E}_ρ , dû à la charge d'espace positive en tête de l'avalanche, qui s'opposent et dont la somme algébrique est égale au champ critique E_c du minimum d'ionisation.

$$\vec{E}_s + \vec{E}_\rho = \vec{E}_c \quad (I.12)$$

En désignant par $2r$ le diamètre de l'électrode active, le champ seuil E_s s'écrit :

$$E_s = E(x) \left[1 + \frac{2x}{2r} \right] \quad (I.13)$$

$E(x)$ est le champ électrique à une distance x de la surface de l'anode. Sachant que le champ critique du minimum d'ionisation E_c est défini sur la frontière de l'avalanche ($E(L_c) = E_c$), l'équation précédente s'écrit alors:

$$E_s = E_c \left(1 + \frac{2L_c}{2r} \right) \quad (\text{I.14})$$

L'étude expérimentale développée en géométrie cylindrique par Zebboudj et Hartmann [21], a permis de préciser les expressions analytiques de la longueur critique de l'avalanche L_c et du champ seuil E_s en fonction du diamètre $2r$ de l'électrode, de la densité relative δ de l'air et de l'humidité absolue H_a . La relation précédente s'écrit alors :

$$E_s(r, \delta, H_a) = E_c(\delta, H_a) \left[1 + \frac{L_c(2r, \delta, H_a)}{2r} \right] \quad (\text{I.15})$$

où

$$E_c(\delta, H_a) = E_c(1,0) \cdot \delta \cdot (1 + \alpha_H \sqrt{H_a}) \quad (\text{I.16})$$

et

$$L_c(2r, \delta, H_a) = L_c(2r,1,0) \delta^{B_0} F(H_a) \quad (\text{I.17})$$

$E_c(1,0)$ et $L_c(2r,1,0)$ sont respectivement les valeurs du champ critique du minimum d'ionisation et de la longueur critique de l'avalanche dans les conditions de température et de pression normale ($T = 20$ °C et $p = 760$ mm Hg) et dans l'air sec ($H_a=0$) :

$$E_c(1,0) = 24,68 \text{ kV/cm} \quad (\text{I.18})$$

$$L_c(2r,1,0) = \frac{A_0}{2} (2r \cdot e^{(a_0/2r)} + z_0)^{B_0} \quad (\text{I.19})$$

avec :

$$\Delta(2r) = \frac{A_0}{2r} (2r \cdot e^{(a_0/2r)} + z_0)^{B_0} \quad (\text{I.20})$$

et :

$$F(H_a) = 1 - \left[\left(1 + \frac{1}{\Delta(2r)} \right) (\alpha_H - \beta_H(2r)) \right] \cdot \sqrt{H_a} \quad (\text{I.21})$$

Avec: $\alpha_H = 16,03 \cdot 10^{-3} (\text{g/m}^3)^{-1/2}$, $A_0 = 0.1088$, $B_0 = 0.59$, $a_0 = 3 \cdot 10^{-7} \text{ m}$ et $z_0 = 17 \cdot 10^{-6} \text{ m}$,

Le coefficient β_H dépend du diamètre de l'électrode active utilisée.

Ce modèle tient compte de l'influence des paramètres physiques de l'air (pression, température et humidité) et des paramètres géométriques du système d'électrodes (rayon de courbure de l'électrode active et distance inter électrodes). Ce modèle généralise la loi de Peek et s'applique particulièrement pour les configurations d'électrode fil-cylindre, fil-plan et pointe-plan.

I.6 Paramètres influant sur le développement de la décharge

I.6.1 Paramètres atmosphériques

Parmi les propriétés physiques de l'air conditionnant le mécanisme d'évolution des décharges et ayant une grande influence sur sa rigidité, on trouve la densité δ et l'humidité H_a . L'influence de la densité entraîne implicitement celle de la température T et de la pression P , vu leur dépendance mutuelle où :

$$\delta = \frac{P}{760} \cdot \frac{293}{273 + T} \quad (\text{I.22})$$

P est la pression en mm Hg et T est la température en °C.

Un isolant gazeux est assez fortement influencé par les trois facteurs (P , T , H_a) avec une prédominance pour la température et la pression qui en modifiant la densité ont un rôle direct et antagoniste: la tension disruptive augmente avec la pression et diminue avec la température.

I.6.2 Présence de particules conductrices dans l'air

Il a été montré que les particules existant dans un intervalle d'air pointe-plan sont responsables des modifications des conditions de décharge. A.Sumuila et L.Dascalescu ont analysé les conditions de décharge en présence de petites particules conductrices sphériques, de rayon r_c et de masse m , sous l'effet d'un champ électrique E pour un système pointe positive-plan [22]. La présence de particules conductrices réduit la rigidité de l'air. Un champ uniforme, relativement faible, peut déplacer des objets métalliques fins, d'où l'initiation de la décharge par des micro-décharges produites par ces particules lorsqu'elles sont proches des électrodes.

I.6.3 Influence du matériau de la pointe

Zhao.You-Bin [23], a montré que la tension de décharge disruptive sous tension continue change avec le matériau de la pointe, ses résultats sont présentés dans le tableau I.1.

Il a observé qu'après 80 décharges la pointe en aluminium a diminué de 0.07mm de hauteur. En effet, la chaleur dégagée de la pointe en aluminium est plus élevée que dans le cas des autres matériaux utilisés à cause de sa conductivité, qui est plus importante, ce qui facilitera son usure, (le point d'ébullition est plus faible pour l'aluminium).

I.6.4 Influence de la pollution de l'air

La pollution est introduite par l'homme, directement ou indirectement sous forme de substances ou d'énergie dans l'environnement qui entraîne des conséquences préjudiciables de nature à mettre en danger la santé humaine, à nuire aux ressources biologiques et aux systèmes écologiques. Notamment dans le domaine d'électrotechnique, la pollution constitue un sérieux problème dont il faut tenir compte lors du dimensionnement de l'isolement des lignes de transport et de l'appareillage haute tension. En effet, les dépôts polluants qui recouvrent les surfaces isolantes peuvent conduire au contournement total des systèmes d'isolation [24, 25].

Longueur de l'intervalle (mm)		100	500	1000
Tension de claquage (kV)	Aluminium	80.4	291	569
	Acier	83.2	294	583

Tableau I.1 : Tension de claquage en fonction de la longueur de l'intervalle pour deux matériaux de la pointe [23]

I.6.4.1 Différentes sources de pollution

Les principales sources de pollution pouvant être rencontrées sont la pollution naturelle: marine, désertique et la pollution industrielle. La pollution mixte représente l'ennemi majeur des ouvrages électriques car, elle est la combinaison des deux pollutions ; naturelle et industrielle.

I.6.4.2 Conséquences de la pollution

Les sels contenus dans les dépôts polluants qui recouvrent les surfaces isolantes se dissolvent et créent une couche électrolytique conductrice, ce qui engendre une conductivité superficielle et provoque une modification de la répartition de potentiel. La tension de rupture diélectrique peut alors être atteinte entre deux points de la surface isolante entraînant ainsi l'amorçage d'un arc électrique qui court-circuite une partie de la ligne de fuite [26]. On peut distinguer trois types d'arcs électriques :

a) Arc non localisé: On dit qu'un arc est non localisé, lorsque la surface d'un isolant est amorcée par un arc qui s'éteint rapidement pour se réamorcer en un autre endroit. Ce phénomène ne cause pas de dommage pour l'installation, malgré l'apparition d'un courant de fuite à la surface de l'isolant.

b) Arc fixe: Un arc fixe se fixe sur la surface de l'isolant. Soit en s'y maintenant (courant continu) soit, en se réamorçant au même endroit (courant alternatif). Cet arc peut entraîner par effet thermique une dégradation de l'isolant.

c) Contournement selon la contrainte à laquelle est soumis l'isolant : lorsque les conditions appropriées sont remplies, le contournement d'une surface isolante polluée est le résultat d'une évolution que l'on peut schématiser comme suit :

Première phase (a)

Une couche de pollution recouvre la surface isolante. Elle est constituée de sels solubles et d'acides ou de bases diluées. Si la pollution a une forme d'une couche électrolytique liquide, les phases (c) à (f) peuvent avoir lieu directement, sinon un processus d'humidification est nécessaire, phase (b), figure I.8.

Deuxième phase (b)

La couche de pollution est humidifiée. La pollution devient ainsi conductrice.

Troisième phase (c)

Lorsque la surface isolante polluée est soumise à une tension, des courants de fuite apparaissent sur sa surface et commencent à assécher certaines zones de la couche polluante.

Quatrième phase (d)

Le séchage précédent n'est jamais uniforme, car il existe des zones sèches qui arrêtent l'écoulement des courants de fuite.

Cinquième phase (e)

L'application d'une tension aux zones sèches, qui peuvent n'avoir que quelque centimètre de largeur, provoque un claquage dans l'air. Les zones sèches sont court-circuitées par des arcs électriques en série avec la résistance de la partie non séchée de la couche polluante. Il en résulte une impulsion de courant de fuite, chaque fois qu'une zone sèche est amorcée.

Sixième phase (f)

La résistance de la partie humide est faible, les arcs qui court-circuitent la zone sèche peuvent s'étendre le long de la surface isolante en court-circuitant ainsi une partie de plus en plus grande de cette surface. Ceci entraîne une réduction de la résistance en série avec les arcs, ce qui accroît le courant et permet aux arcs de court-circuiter une partie plus grande de la surface de l'isolant. Finalement, la surface de l'isolant se trouve complètement court-circuitée et un défaut à la masse est établi.

Sous tension continue, le processus global est relativement facile à décomposer. Une fois la décharge amorcée et si les conditions électriques le permettent, elle va se développer rapidement jusqu'au contournement, sinon la zone sèche s'élargit et la tension appliquée ne peut plus maintenir la décharge, qui va alors s'éteindre. Sous tension alternative, le problème est plus complexe du fait des passages par zéro de l'onde de courant pendant lesquels la décharge s'éteint. Les temps au contournement sont très variables, selon les conditions électriques. Lorsque ce temps est élevé, le passage par zéro peut intervenir avant que le contournement total ne soit atteint, il faut que la tension appliquée soit augmentée afin de réamorcer la décharge à l'alternance suivante.

I.6.4.3 Effet de la pollution sur la rigidité diélectrique de l'air

Les études menées par Kaluzny.A.J [27] sous un champ uniforme et non uniforme, permettent de noter les constatations suivantes :

- La rigidité diélectrique de l'intervalle d'air dépend de la concentration des impuretés de l'air (par exemple impuretés industrielles), comme elle dépend largement de l'humidité. La rigidité diélectrique augmente en présence d'impuretés pour des valeurs de l'humidité comprises entre 11 g/m^3 et 13.1 g/m^3 et décroît si l'humidité est supérieure à 13.1 g/m^3 ;
- La rigidité diélectrique de l'air polluée diminue en augmentant la distance inter électrodes.

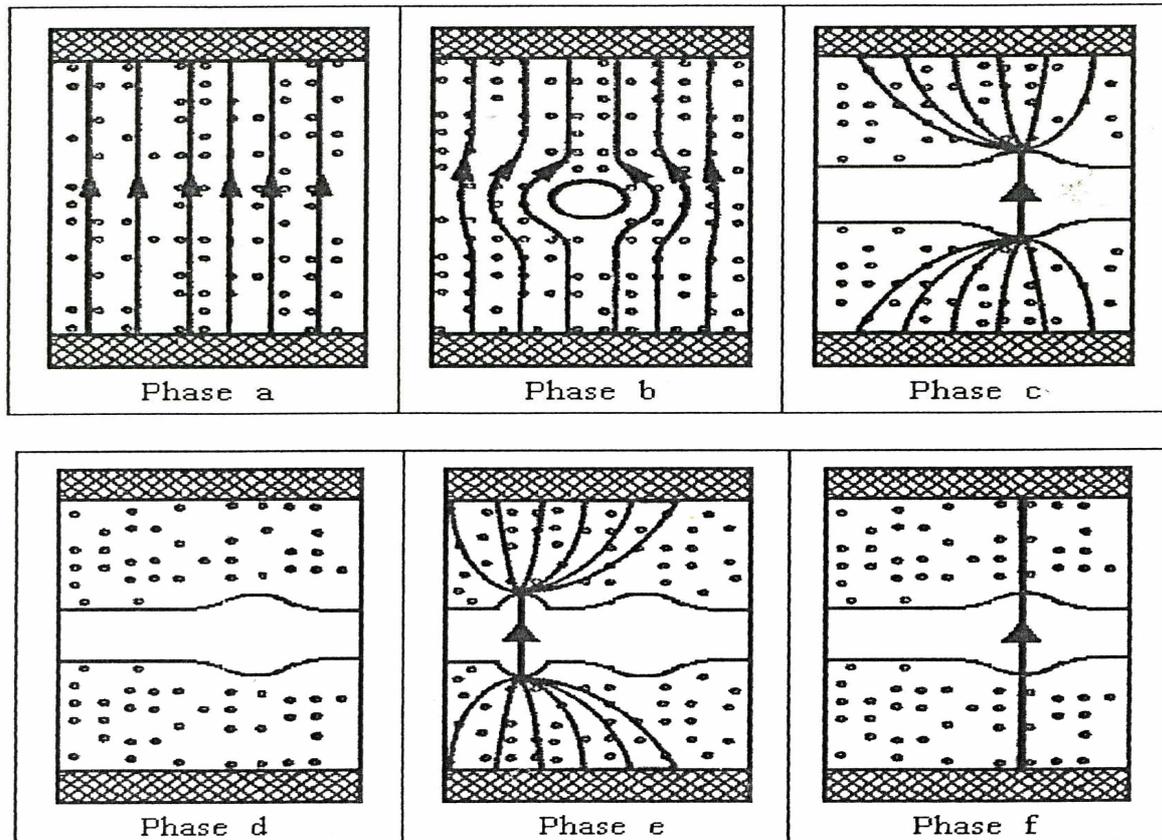


Figure I.8 : Différentes étapes du processus de contournement d'une surface isolante polluée

I.7 Conclusion

La pression du gaz est un facteur très important dont dépendent les caractéristiques de la décharge. Donc nous résumons la décharge dans l'air en deux théories : La théorie de Townsend pour des faibles pressions et la théorie des streamers pour des pressions élevées. En présence d'un champ uniforme, l'activité d'ionisation conduit généralement au claquage. Par contre, en champ non uniforme, la décharge se manifeste d'abord sous forme de décharge couronne. L'effet couronne se manifeste à partir d'une valeur seuil du champ électrique pour laquelle il y a apparition brusque d'une conductivité de l'air au voisinage immédiat d'un conducteur soumis à une tension croissante.

Les phénomènes élémentaires de développement et de propagation des décharges ont surtout été décrits pour des configurations pointe-plan. On distingue principalement la décharge en polarité positive et négative de la pointe.

Ainsi, lorsqu'on applique une tension en géométrie pointe-plan, positive ou négative, suffisante pour créer la décharge couronne, l'espace inter électrodes est réparti en deux zones. Une zone active, caractérisée par une charge d'espace nulle et une zone de dérive caractérisée par une charge d'espace unipolaire de même signe que celui de la tension appliquée à la pointe.

Dans le cas d'une tension alternative, les mécanismes élémentaires sont alternativement les mêmes que pour les décharges positives ou négatives, à condition que les charges d'espace aient pu se neutraliser dans le milieu avant l'inversion de la polarité.

On trouve notamment d'autres paramètres influant sur la décharge dans l'air tel que : les paramètres atmosphériques, la présence des particules conductrices dans l'air, le type de matériau de la pointe et la pollution de l'air.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] A. Boubakeur, « Influence des barrières sur la tension de décharge disruptive des moyens intervalles d'air pointe-plan », Thèse de Doctorat, E.P. Varsovie, Pologne, 1979.
- [2] A.Zouaghi, A.Beroual, « Barrier effect on the time lag to breakdown of transformer oil gaps under lightning impulse voltage », Conf on Electr. Insul. Diel. Phen, Atlanta (USA), pp.640-643, 1997.
- [3] J.L.Jakubowski, A.Boubakeur, « Rigidité des moyens intervalles d'air dans les systèmes isolants pointe-plan avec barrières », Bulletin de l'Académie Polonaise des Sciences (Polish Academy of Sciences Bulletin), Vol.28, N°9-10, pp.141-147, 1980.
- [4] Y.Julliard, R.Badent, A.J. Schwab, « Behavior of multiple barrier insulation systems under impulse conditions », Annual report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, 0-7803-7053-8/1/S10.00, pp.540-543, IEEE 2001.
- [5] A.G. Sellars, S J. Mac Gregor, « The design of dielectric barriers for HVDC Bushings », IEE Colloquium 008, pp.1-3, London (UK) 1996.
- [6] V.V.Lopatin, M.D. Noskov, D.I. Karpov, « The effect of the barriers with high conductivity and dielectric permittivity on the dendrite development in dielectrics », International Symposium on High Voltage 9th ISH, Session 1075, pp.1-3, Graz 1995.
- [7] R.Fournier, « Les isolants en électrotechnique concepts et théories », Edition Eyrolles, Paris 1986.
- [8] E.Kuffel, W. Zaengl, J. Kuffel, « High voltage engineering fundamentals» Edition, Butterworth-Heinemann, Oxford 2000.
- [9] C.Gary, M.Moreau, « L'effet couronne en tension alternative », édition Eyrolles Paris 1976.
- [10] R. Papoular, « Phénomènes électriques dans les gaz », Edition Dunod, Paris 1963.
- [11] J.S, Townsend, « Electricity in gases », Oxford University Press, 1914.
- [12] A. Goldman, R. Haug, R. V. Latham, « Electrical Breakdown and Gas Discharge part B », Journal of Applied Physics, 47:2418, USA, pp.56, 1981.
- [13] E.Badaru, J.Popescu, « Gaz ionisée –décharges électriques dans les gaz », Edition Dunod Paris, 1965
- [14] C. Gary, « Effet couronne sur les réseaux électriques aériens », Technique de l'ingénieur, D4440, pp. 1-25.

- [15] L. B. Loeb, « Electrical Coronas, Their Basic Physical Mechanisms », University of California Press, United States, 1965.
- [16] I. Ndiaye, « Initiation et développement des décharges couronnes sur une surface de glace », Mémoire de maîtrise présentée devant l'UQAC, pp. 13-37, Chicoutimi 2003.
- [17] N. St. J. Braithwaite, « Introduction to gas discharges », Plasma Sources Sci.Technol, 9, pp 517 - 527, 2000.
- [18] M. Giralt, « Adaptation d'un modèle de décharge en vue de son application à la conception de l'isolation aérienne H.T et T.H.T», thèse de doctorat, École Centrale de Lyon-France, pp 15-41, 1999.
- [19] F. W. Peek, « Phénomènes diélectriques dans la technique de haute tension », Delagrave, Paris 1929.
- [20] H. Yala, A. Kasdi, Y. Zebboudj, « Analysis of current and electric field distributions beneath a positive DC wire-to-plane corona », Eur. Phys. J. AP 21, pp.45-52, 2003.
- [21] Y.Zebboudj, G.Hartmann, « Current and electric field measurements in coaxial system during the positive DC corona in humid air », Eur.J.AP, Vol. 6, pp.195-203, 1999.
- [22] A.Samuila, L. Dascalescu, R. Tabazeon, « Breakdown of ionised air gaps in the presence of spherical conductive particle », session 2143, 9th ISH, pp.1-4, Graz 1995,
- [23] Z.You Bin, « The influence of the electrode material of rod-rod gap with tip on its DC breakdown voltage », session 2135, 9th ISH, , pp.1-2, Graz 1995.
- [24] Groupe de travail 04 du comité d'étude N° 33, « Mesure de la sévérité de pollution des sites et application au dimensionnement des isolateurs pour les réseaux à courant alternatifs », Electra N°64, 1979.
- [25] CEI 60383-2, « Technique des essais à haute tension- définitions et prescriptions générales relatives aux essais », 1993.
- [26] Z.Sahli, « Etude de la non uniformité de la pollution sur les caractéristiques de contournement des isolateurs réels pollués sous tension continue », Thèse de magister, Université de Bejaia, 2003.
- [27] A. J. Kaluzny, U.Kluzna., « Electric strength of high voltage insulating gap in polluted air », Session 2155, 9th ISH, pp.1-3, Graz 1995.