

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE



UNIVERSITE MOULOU MAMMERI DE TIZI-OUZOU
FACULTE DE GENIE ELECTRIQUE ET D'INFORMATIQUE



DEPARTEMENT D'ELECTROTECHNIQUE

MEMOIRE

De fin d'études en vue de l'obtention du diplôme d'ingénieur d'état en
ELECTROTECHNIQUE.

Option : réseaux électriques.

THEME :

***Effet du matériau de la barrière diélectrique en régime de
décharge couronne.***

Promoteur :

Mr : M. MEKIOUS

Présenté par

Mr : AIT ALI ACHOUR

Promotion 2011

Remerciements

•
Je remercie Mr : M.MEKiOUS qui a accepté de m'encadrer et surtout soutenu, notamment Mr : M.MOUDOUD, leur aide, conseils et orientations m'ont été d'une grande utilité pour l'accomplissement de ce travail.

Les membres du jury qui ont la charge de juger mon travail, et aussi les enseignants qui ont contribué à ma formation.

Je remercie mes parents, frères et sœur et toute ma famille qui ont toujours été là pour moi et soutenus jusqu'à maintenant, ainsi que tous mes amis et tous ceux qui ont contribué à mon confort de près ou de loin.

Sommaire

INTRODUCTION GENERALE.....	1
Chapitre I:Phénomènes fondamentaux sur les mécanismes de claquage des isolants gazeux.	
I.1 Introduction.....	2
I.2 Quelques notions de base.....	2
I.2.1Phénomènes de collision.....	3
I.2.2 Processus d'excitation et d'ionisation.....	7
I.2.3 Processus de désexcitation et de dés-ionisation.....	8
I.2.4 Attachement. Recombinaison	8
I.2.5 Mobilité (μ).....	10
I.2.6 Diffusion	10
I.3 Décharge dans les gaz.....	10
I.3.1 Introduction.....	10
I.3.2 Influence de la pression	12
I.3.3 Mécanisme de Townsend (Basse Pression).....	13
I.3.3.a Influence de la cathode.....	14
I.3.3.b Critère de claquage de Townsend.....	15
I.3.3.c Effet de la charge d'espace.....	16
I.3.4 Caractéristique courant-tension.....	17
I.3.5 Mécanisme de Streamer (haute pression).....	18
I.3.6 Claquage sous tension de choc	19
I.3.7Décharges partielles.....	20
I.3.8 Effet Penning.....	21
I.4 Conclusion.....	21
Chapitre II: Généralités sur la décharge couronne.	
II.1 Introduction	22
II.2 Champ électrique.....	22
II.3 Décharge à barrière diélectrique	24
II.3.2 Paramètres définissant la nature de la barrière.....	25
II.3.2.1 La résistivité.....	25
II.3.2.2 La résistance de l'isolement.....	26
II.3.2.3 Constante diélectrique et rigidité diélectrique.....	26
II.3.2.4 Les pertes diélectriques.....	27
II.3.2.5 Relaxation.....	28
II.4 Décharge couronne	28
II.4.1 Définition.....	28
II.4.2 Mécanisme de formation des décharges couronne.....	30
II.4.2.1 Sources des électrons germes	30
II.4.2.1.1 Rayonnement cosmiques ou radioactivité naturelle	30
II.4.2.1.2 Détachement d'électrons des ions négatifs	30
II.4.2.1.3 Contribution de la cathode.....	30
II.4.2.2 Mécanisme de streamer.....	31
II.4.2.2.1 Avalanche électronique.....	31
II.4.2.2.2 Propagation du streamer	32
II.4.2.2.3 Arrivée à la cathode	34
II.4.2.2.4 Passage à l'arc électrique	35
II.4.3 Paramètres influant sur la décharge couronne	35
II.4.3.1 Polarité de la pointe	35
II.4.3.1.a Décharge en polarité négative.....	36
II.4.3.1.b Décharge en polarité positive.....	36
II.4.3.1.c Décharge en tension alternative.....	37

II.4.3.2 Distance inter-électrodes.....	37
II.4.3.3 Rayon de courbure de la pointe	37
II.4.3.4 conditions atmosphérique.....	38
II.5 Effet couronne sur les lignes aériennes.....	39
II.6 Calcul du champ critique (formule de Peek).....	40
II.7 Application de décharge couronne.....	40
II.8 Conclusion	41
Chapitre III: Etude expérimentale, résultats et discussion.	
III.1 Introduction.....	41
III.2 Dispositif expérimental.....	42
a) Source haute tension.....	42
b) La cellule d'essais.....	43
c) Dispositif de mesure	43
III.3 Matériaux utilisés	43
III.3.1 Propriété des matériaux utilisés	44
III.3.1.1 Le poly méthacrylate de méthyle (PMMA).....	44
III.3.1.2 Le polystyrène (PS)	44
III.3.1.3 Le verre.....	44
III.4 Mode opératoire	45
III.5 Résultats et commentaires	45
III.5.1 Influence de la distance inter-électrodes.....	45
III.5.2 Influence de la nature de la barrière utilisée.....	47
III.6 Conclusion.....	50
CONCLUSION GENERALE	51

INTRODUCTION GENERALE

L'étude des phénomènes de claquages diélectriques dans les grands intervalles de l'air a de l'intérêt dans plusieurs secteurs de l'industrie tel l'installation et la protection des réseaux de transport d'énergie (lignes HT, transformateurs, générateurs...). Si la conduction dans le gaz n'est généralement pas souhaitée dans le domaine des hautes tensions elle est par contre exploitée dans d'autres secteurs tels que la chimie des plasmas, transfert d'énergie à distance et des applications dites électrostatiques (Xénographie : photocopie électrostatique, compteur Geiger : compteur de radioactivité,...).

Ce domaine d'étude trouve ses origines dans les années 1970 dans les problèmes liés à la construction de réseaux à très haute tension (plus de 1MV). En faisant analogie avec un phénomène existant déjà dans la nature (la foudre) les chercheurs pouvaient ainsi comprendre les mécanismes de décharges et ainsi offrir de meilleures solutions de protections et d'optimisation des systèmes.

L'étude réalisée dans ce cadre porte sur l'interaction d'une barrière diélectrique sous une décharge couronne. Le travail présenté dans ce mémoire est subdivisé en trois chapitres.

Le premier chapitre présente des généralités sur les phénomènes fondamentaux et physiques des claquages électriques dans les intervalles gazeux.

Le second chapitre est consacré à l'étude des décharges couronnes, notamment des décharges a barrière diélectrique en incluant les différents paramètres influant ces décharges.

Au dernier chapitre, nous présentons le dispositif expérimental et les résultats obtenus. Nous terminons par une conclusion générale où sont repris les différents résultats obtenus lors de notre étude.

Chapitre I

Phénomènes fondamentaux sur les mécanismes de claquage des isolants gazeux

I.1 Introduction

Lorsqu'un gaz (exemple : l'air) appelé dans ce contexte « diélectrique » séparant deux électrodes est soumis à une tension électrique, lorsque cette dernière devient trop forte, il se produit un claquage. Le gaz s'ionise et il se produit un arc électrique induisant la perte de ses propriétés isolantes, c'est ce qu'on appelle une décharge électrique. Si la décharge cesse, le gaz reprend sa propriété d'isolant, on dit qu'il est auto régénérateur. La tension de claquage dépend de la distance séparant les deux électrodes. On caractérise donc la résistance au claquage du gaz par le champ électrique limite, en volt par mètre (V/m), appelé « champ disruptif » ou « rigidité diélectrique ». La décharge électrique présente plusieurs régimes et sont influencés par plusieurs paramètres (électrique, géométrique...), en dépendance de ces paramètres elle peut être interprétée par la décharge de Townsend et la théorie de streamer que nous présenterons dans ce chapitre.

I.2 Quelques notions de base

Un gaz est constitué d'un grand nombre de particules de type différents, atomes, molécules, ions, électrons en agitations incessantes. Il est impossible de connaître le comportement particulier d'une de ces particules, mais la théorie cinétique des gaz permet de connaître, en raison même de leur grand nombre, leur comportement moyen. A l'équilibre, et en l'absence de forces extérieures, un gaz est constitué d'un ensemble de particules uniformément réparties, dont les vitesses n'ont aucune direction privilégiée (distribution isotrope).

L'énergie de chaque particule peut être stockée sous différentes formes, énergie de translation dans le cas d'un atome, énergie de rotation et de vibration dans le cas d'une molécule. Le théorème d'équirépartition de l'énergie attribue à chaque degré de liberté définissant ces différents mouvements une énergie égale à :

$$\frac{1}{2} mv^2 = \frac{3}{2} kT \quad (I-1)$$

Où : v est la vitesse quadratique moyenne,

T la température thermodynamique,

$K = 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K la constante de Boltzmann

Il en résulte que pour un gaz composé de particules de masses différentes mais à température uniforme, les plus rapides sont aussi les plus légères. En particulier les électrons sont animés de vitesses très supérieures à celles des atomes ou des ions lourds [1].

1.2.1 Phénomènes de collision

Au cours de leur mouvement, les particules peuvent se rencontrer, au sens où elles se rapprochent suffisamment pour donner lieu à une modification de leurs énergies respectives (avec conservation de l'énergie totale). Si les particules n'échangent que de l'énergie cinétique de translation, on parle de choc élastique. Si elles échangent une partie de leur énergie interne, on parle de choc non élastique.

En ce qui concerne la décharge dans les gaz, les collisions élastiques ne concernent que les électrons de la couche supérieure, dits de valence qui sont impliqués dans les réactions chimiques.

On peut définir la probabilité qu'une particule de donner lieu à une collision :

$$P = \frac{dN_c}{dx} = n\sigma \quad (1-2)$$

Où :

dN_c est le nombre de collisions subies par la particule pendant un déplacement élémentaire dx

n densité des particules du gaz

σ section efficace de collision relative au type de collision considéré qui dans le cas général dépend de la vitesse relative des deux particules en interaction.

$$\lambda = \frac{1}{P} = \frac{1}{n\sigma} \quad (1-3)$$

λ : distance moyenne parcourue par l'atome entre deux chocs successifs ou libre parcours moyen.

P : généralement donné en fonction de l'énergie ou de la vitesse, pour un type de collision donné, dans les conditions suivantes [1] :

$$p = 1 \text{ torr} \quad \text{d'où} \quad n = 3,56 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

$$T = 273 \text{ K.}$$

Dans ces conditions le libre parcours moyen est pour quelques gaz courants :

Gaz	He	H ₂	N ₂	O ₂
λ (μm)	176	142	67	70

L'échange d'énergie est d'autant plus grand que les masses des particules sont voisines [1] .

Nous distinguerons deux grandes catégories de collisions, suivant que la force Coulombienne agit directement ou non.

A. Collisions où n'intervient pas la force de Coulomb

Il s'agit de collisions entre deux particules neutres, et de la plus part des collisions entre une particule neutre et une particule chargée. On différencie, à cet effet, les collisions élastiques des collisions inélastiques.[2]

- **Collisions élastiques**

On peut les représenter par le choc de deux sphères dures, avec conservation de l'énergie cinétique totale. C'est le cas notamment des collisions électron-neutre à faible énergie ; à forte énergie, l'électron s'approche trop près de l'atome et le champ électrique engendré par l'électron incident agit sur les électrons liés a l'atome.

- **Collisions inélastiques**

Il n'y a pas de conservation de l'énergie cinétique totale. On obtient, par exemple, l'excitation ou l'ionisation d'atomes, la dissociation de molécules, ou encore les réactions ions-molécules. Les processus d'échange de la capture de charges sont également de nature inélastique puisque l'énergie interne des atomes (molécules) en jeu se trouve modifiée.

➤ Exemples de collisions inélastiques [2] :

1. Collisions super élastiques (ou 2^e espèce)

Un atome dans un état excité peut transférer de façon collisionnelle son énergie interne, en totalité ou en partie, sous forme d'énergie cinétique à un atome ou à un électron. Ce mécanisme de collision est davantage probable lorsque l'atome initialement excité est dans un état dit métastable, état dont la durée de vie est très supérieure à celle des états radiatifs donnant lieu a une transition de nature dipolaire électrique. A titre d'exemple, le choc entre un

électron et un atome de mercure dans un état métastable (il y en a deux) peut amener celui-ci dans l'état fondamental et ainsi fournir une énergie de 4,7 ou de 5,6 eV à l'électron incident.

2. Transfert de charge (échange de charge)

Lors d'une collision d'un atome neutre **B** avec un ion **A⁺**, il y a une forte probabilité que le neutre cède un électron à l'ion qui alors se neutralise :



Ainsi, un ion **A⁺** préalablement accéléré dans un champ électrique intense pourra être converti en un neutre de forte énergie, insensible aux effets d'un champ magnétique ou électrique.

3. Capture d'un électron (processus d'attachement)

C'est en capturant un électron qu'un atome se transforme en ion négatif :



Celui-ci pouvant, par la suite, être accéléré par un champ électrique ou magnétique.

B. Collisions de nature Coulombienne

L'interaction entre particules chargées est régie par la force Coulombienne dont l'expression, dans le cas d'une collision d'un ion (de **Z** charges positives) et d'un électron vaut [2]:

$$\mathbf{F = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon r^2}} \quad (\text{I-6})$$

Comme pour les collisions non coulombiennes, on peut différencier les collisions élastiques des collisions inélastiques.

- **Collisions élastiques**

C'est le cas des collisions électron-électron, électron-ion et ion-ion lorsque les énergies en jeu sont trop faibles ($T_{ev} < 100 \text{ ev}$) pour donner lieu à l'émission ou à l'absorption de rayonnement électromagnétique.

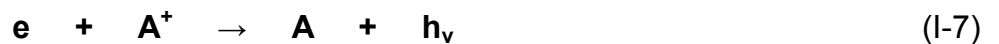
- **Collisions inélastiques**

Les collisions Coulombiennes peuvent aussi être inélastiques et conduire soit à des processus de recombinaison, soit à l'émission ou l'absorption de rayonnement électromagnétique comme indiqué précédemment.

➤ Exemples de processus de recombinaison [2]

1. Recombinaison électron-ion

Un électron et un ion positif peuvent se neutraliser. C'est le cas de la recombinaison radiative :



et de la recombinaison dissociative dans le cas d'un ion moléculaire :



Comme pour l'échange de charge, ce processus de recombinaison dissociative est extrêmement efficace.

2. neutralisation mutuelle

Dans un gaz riche en ions négatifs, il y a une très forte probabilité que l'ion négatif cède un électron à l'ion positif. Il y a alors neutralisation mutuelle :



Ainsi, des ions positifs ou négatifs, préalablement accélérés dans un champ électrique intense, pourront être convertis en neutres de forte énergie.

I.2.2 Processus d'excitation et d'ionisation

L'existence d'une charge électrique résulte du passage d'un courant dans le diélectrique gazeux et donc de la possibilité de créer des particules chargées à partir des atomes ou

molécules neutres constituant ces gaz. Nous verrons qu'en fait, ce courant est porté essentiellement par les particules rapides « électrons ».

Il est donc important d'étudier tout les mécanismes régissant l'existence de ses électrons libres, d'une part les mécanismes d'ionisation tendant à faire croître leur densité et d'autre part, les mécanismes de recombinaison et d'attachement, tendant à réduire l'extension de la charge [1].

a) Ionisation thermique

A la température ordinaire, l'énergie cinétique de translation acquise par les particules n'est généralement pas suffisante pour produire des chocs inélastiques. Cependant une élévation de température, donc une agitation thermique croissante, pourra rendre un tel processus efficace, surtout si la pression est élevée. L'ionisation ne se produit pas au cours d'un seul choc, mais est le résultat d'excitations successives. En effet, la forte densité des particules rend la fréquence des chocs très élevée.

b) Ionisation par chocs

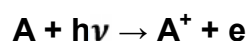
Un électron peut ioniser une particule neutre à condition qu'il ait une énergie supérieure à l'énergie d'ionisation eV_i de la particule neutre. La probabilité d'ionisation croît assez vite dès que l'énergie de l'électron dépasse eV_i . Pour décroître à nouveau pour les grandes énergies. Dans le cas d'une collision avec une particule excitée, l'énergie requise pour l'ionisation est plus faible et est donnée par la relation :

$$\frac{1}{2} mv^2 = eV_i - eV_e \quad (I-10)$$

Où V_e est le potentiel d'excitation de l'atome.

c) Ionisation par photon

Un photon suffisamment énergétique peut exciter ou même ioniser une particule neutre suivant le principe :



Dés que : $h\nu \geq eV_i$

Ou $\lambda (\text{Å}) \leq \frac{12400}{V_i(\text{volts})}$

L'excédent d'énergie du photon est alors fourni à l'électron libre sous forme d'énergie cinétique :

$$\frac{1}{2}mv^2 = h\nu - eV_i \quad (I-11)$$

I.2.3 Processus de désexcitation et de dés-ionisation

A tout processus d'excitation ou d'ionisation est associé un processus inverse tendant à ramener les particules à leur état fondamental ou à réduire la concentration des particules ionisées.

Les processus de désexcitation peuvent se produire spontanément. Lorsque l'électron d'un atome excité revient sur son orbite fondamentale, la perte d'énergie est compensée par l'émission d'un photon d'énergie égale au potentiel de désexcitation.

La désexcitation peut aussi résulter du choc avec une particule, celle-ci bénéficiant alors, sous forme d'énergie cinétique, de la perte d'énergie interne subie par l'atome (collision super-élastique) [1].

I.2.4 Attachement. Recombinaison

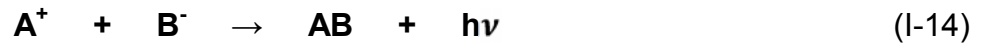
Les processus conduisant à la diminution du nombre d'électrons libres dans un gaz ionisé peuvent être de deux types : attachement ou recombinaison.

L'attachement consiste en la fixation d'un électron par une molécule ou un atome neutre, d'où formation d'un ion négatif.

L'excédent de l'énergie fournie par l'électron incident, peut se trouver, soit sous la forme d'une émission radiative dans le cas d'une collision entre deux corps, soit sous la forme d'énergie cinétique à une troisième particule dans le cas d'une collision à trois corps. Ces processus sont décrits respectivement par les équations :



La recombinaison est obtenue par la collision d'un ion positif avec un électron ou un ion négatif suivant la réaction :



En général on utilise le taux des recombinaisons, qui dépend de la concentration en ions positifs et négatifs, respectivement n^+ et n^- :

$$\frac{dn^+}{dt} = \frac{dn^-}{dt} = -\beta n^+ n^- \quad (I-15)$$

On peut relier de façon approximative la constante de vitesse β à la section efficace σ le processus de recombinaison.

B : coefficient de recombinaison

Si $n^+ = n^- = n$

Alors :

$$\frac{dn}{dt} = -\beta n^2 \quad (I-16)$$

Sachant que :

à $t = 0$, $n = n_0$ et à t , $n = n(t)$, ce qui donne :

$$\int_{n_0}^n \frac{dn}{n^2} = -\beta \int_0^t dt \quad (I-17)$$

D'où :

$$n(t) = \frac{n_0}{1 + \beta n_0 t} \quad (I-18)$$

Le taux de recombinaison ion-ion est plus élevé que celui d'électron-ion, vu la faible mobilité des ions, pour la même raison, β croit avec la pression jusqu'à un maximum au voisinage de la pression atmosphérique, la vitesse moyenne décroît alors avec leur libre parcours moyen [3].

1.2.5 Mobilité (μ)

Elle caractérise les milieux conducteurs du courant électrique. Elle est notée μ et relie la vitesse moyenne d'un porteur de charge électrique du milieu (électron, trou, ions...) au champ électrique qu'il subit via la relation [16] :

$$v_d = \mu E \quad (I-19)$$

1.2.6 Diffusion

Mouvement dû à un gradient de concentration $\frac{dn}{dx}$ (différence de concentration entre deux points voisins).

Le coefficient de diffusion D est tel que : $\Gamma = -D \frac{dn}{dx}$: flux particules par seconde et par m^2 dans la direction (Ox).

La diffusion permet de calculer le développement spatial des phénomènes d'ionisation, en particulier dans les phénomènes d'avalanches électroniques [3].

1.3 Décharge dans les gaz

1.3.1 Introduction

Si l'on applique une différence de potentiel aux électrodes, le gaz peut se comporter comme un isolant avec une faible conduction due au déplacement des ions existant par suite de l'influence d'agents ionisants extérieurs (courant de saturation pratiquement indépendant de la tension). Mais à partir d'une différence de potentiel V_a bien définie, un courant fortement accru se met à passer; on dit qu'il se produit une décharge dans le gaz.

Le phénomène se présente physiquement comme ionisation progressive (en chaîne) du gaz soumis au champ électrique. Cette ionisation qui débute par les chocs de quelques électrons se développe à la suite des collisions élémentaires entre électrons, atomes et ions aussi bien dans le gaz qu'à la surface des électrodes.

Voici comment se présente la caractéristique (fig.1):

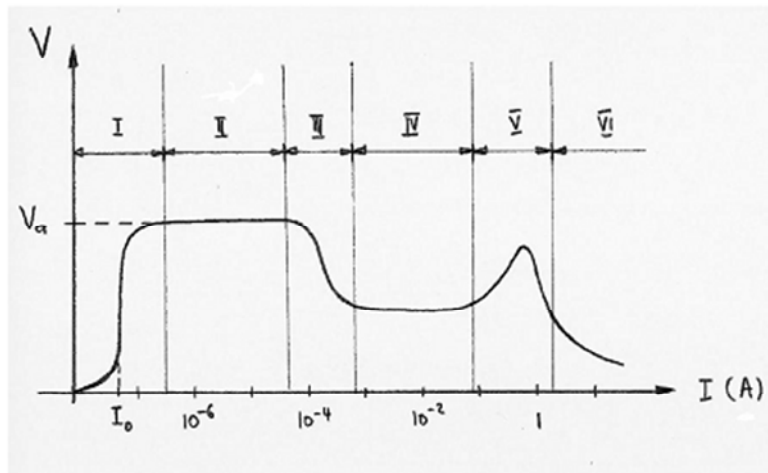


Figure I.1 : $V = V(I)$ d'une cellule à gaz pour une pression inférieure à 10 mmHg [13].

Énumération des phases d'ionisation:

I : Atomes ionisés par agents extérieurs (rayons cosmiques, radiation sur la cathode, (effet photo-électrique).

II : Courant indépendant des facteurs extérieurs, décharge auto-entretenue. La tension à laquelle se produit ce phénomène est la tension de rupture (breakdown voltage). Les électrons dans leur mouvement vers l'anode ionisent les molécules du gaz par collisions. Les ions ainsi créés se dirigent vers la cathode et libèrent de nouveaux électrons.

III : La décharge devient luminescente (glow discharge), les zones éclairées altèrent avec les zones sombres. Les charges d'espace jouent ici un rôle important; elles distordent le champ et créent des zones de ionisation intense qui rendent les décharges plus faciles d'où diminution de la tension V .

IV : Région de la décharge luminescente normale. Elle est caractérisée par une densité de courant $i = \frac{I}{S}$ constante. La décharge ne couvre qu'une partie de la cathode, cette surface est proportionnelle I .

V : Zone de transition, la décharge recouvre entièrement la cathode. Si I croît, i croît également et il en est de même de la tension V . L'accroissement de ce courant se fait grâce à un facteur nouveau: l'échaudement du gaz.

VI : La température du gaz devient suffisamment grande pour échauffer considérablement la cathode. L'émission thermoélectrique de cette dernière s'avère aussi importante que l'émission due à l'impact des ions. Ceci explique l'accroissement considérable du courant et la caractéristique typique de l'arc.

1.3.2 Influence de la pression

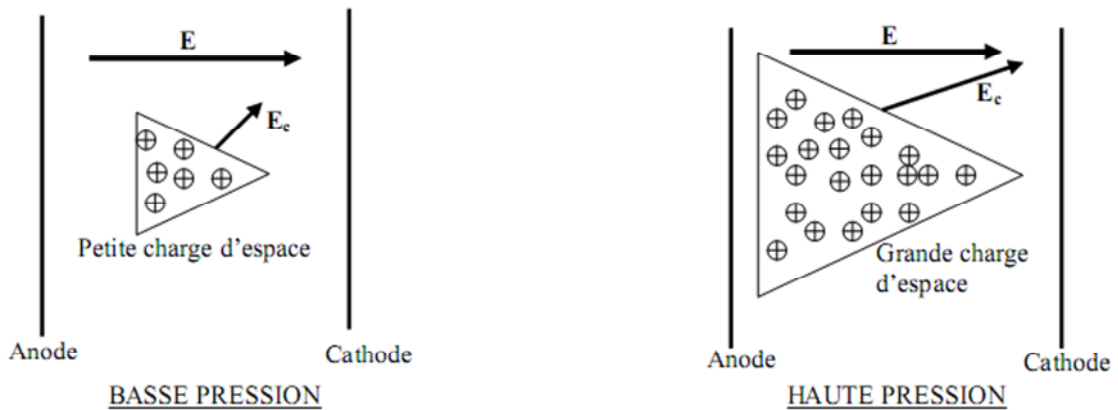


Figure I.2 [13].

Durant l'avalanche électronique les électrons rapides sont absorbés par l'anode, tandis que les ions positifs moins rapides forment dans le gaz une charge d'espace. La taille de la charge d'espace dépend de la pression du gaz :

a) Basse pression :

Comme la densité atomique est faible, la charge d'espace est telle qu'elle génère un champ électrique E_c faible et négligeable **MECANISME DE TOWNSEND**.

b) Haute pression :

La densité atomique est grande, la charge d'espace est volumineuse; Elle crée un champ E_c Considérable qui joue un rôle important dans le claquage **MECANISME DE STREAMER**.

I.3.3 Mécanisme de Townsend (Basse Pression)

Pour les distances faibles (max.1m), la théorie de Townsend est valable pour des pressions comprises entre 0,1 à 1 atmosphère tandis que la théorie de Streamer est valable pour les hautes pressions (≥ 1 atm).

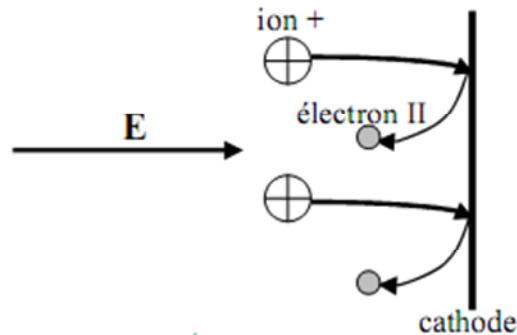


Figure I.3 [12].

Phase 1 : Un électron primaire situé près de la cathode provoque une avalanche électronique primaire.

Phase 2 : Les électrons sont absorbés par l'anode tandis que les ions positifs bombardent la cathode avec leur énergie cinétique pour extraire des électrons secondaires.

Phase 3 : Les électrons (secondaires) émis de la cathode par bombardement créent de nouvelles avalanches secondaires et provoquent le claquage du gaz.

Remarques :

- Dans le mécanisme de Townsend, l'étincelle de la décharge se produit dès que la cathode émet des électrons secondaires.

- La décharge de Townsend se situe entre 10^{-8} et 10^{-6} A, elle est donc peu lumineuse. La luminosité est à peu près uniforme dans tout l'espace compris entre les électrodes.

I.3.3.a Influence de la cathode

La tension critique de claquage U_c dépend du type de la cathode utilisée. Supposons 3 cathodes en matière différente : Aluminium, Nickel et l'Alliage Al-Ni. Les énergies d'extraction d'électrons sont pour :

- le Nickel $W_{\text{ext}} = 0,075 \text{ eV}$;
- l'Aluminium $W_{\text{ext}} = 0,1 \text{ eV}$;
- l'Alliage Al-Ni $W_{\text{ext}} = 0,15 \text{ eV}$.

Il en résulte que $U_c(\text{Al-Ni}) > U_c(\text{Al}) > U_c(\text{Ni})$ [12].

Coefficients α et γ :

- Coefficient d'ionisation α : nombre d'électrons créés par ionisation par un électron sur 1 cm de parcours.
- Coefficient γ : nombre d'électrons secondaires émis par bombardement de la cathode par un ion positif.

Le premier coefficient de Townsend, appelé aussi coefficient d'ionisation, est plus élevé dans les gaz rares à cause de leur facilité d'ionisation (néon, argon, vapeur métallique...). Ce coefficient est par contre plus petit dans le cas des gaz électronégatifs.

I.3.3.b Critère de claquage de Townsend

Soit N_1 le nombre total d'électrons arrachés de la cathode par seconde :

$$N_1 = N_0 + N_s \quad (I-20)$$

N_0 nombre d'électrons arrachés par l'agent ionisant extérieur.

N_s nombre d'électrons arrachés par l'émission secondaire.

Le nombre d'électrons qui arrivent à l'anode est :

$$N_d = N_1 e^{(\alpha \cdot d)} . \quad (I-21)$$

Le nombre d'électrons nouvellement formés dans l'avalanche est :

$$N_d - N_1 = N_1 [e^{(\alpha \cdot d)} - 1] . \quad (I-22)$$

Le nombre d'ions positifs produit dans l'avalanche sera le même, d'où :

$$N_s = N_1 [e^{(\alpha \cdot d)} - 1] . \quad (I-23)$$

Le nombre total d'électrons émis par la cathode est :

$$N_1 = N_0 + N_1 [e^{(\alpha \cdot d)} - 1] . \quad (I-24)$$

Où

$$N_1 = \frac{N_0}{1 - \gamma [e^{(\alpha \cdot d)} - 1]} . \quad (I-25)$$

On obtient finalement la relation donnant le nombre d'électrons tombant sur l'anode par seconde :

$$N_d = \frac{N_0 e^{(\alpha \cdot d)}}{1 - \gamma [e^{(\alpha \cdot d)} - 1]} . \quad (I-26)$$

et le courant i s'écrit alors :

$$i = \frac{i_0 e^{(\alpha \cdot d)}}{1 - \gamma [e^{(\alpha \cdot d)} - 1]} . \quad (I-27)$$

Quand la tension U croît, les valeurs de α et γ augmentent et pour $U = U_c$, la condition suivante qui introduit le critère de Townsend sera satisfaite :

$$[e^{(\alpha \cdot d)} - 1] = 1 \quad (I-28)$$

Ainsi le dominateur de la relation donnant (i) s'annule, i ou N_d croîtra indéfiniment, aussi petite soit la valeur de N_0 .

Une seule ionisation due a une cause extérieure peut générer un courant très intense qui n'est limité que par la résistance interne de la source : la décharge est autonome.

La relation (I-28) exprime la condition d'auto entretien de l'avalanche électronique

Comme 1 est négligeable devant le terme $e^{(\alpha.d)}$ la relation (I-28) se simplifie à :

$$e^{(\alpha.d)} = 1 \quad (I-29)$$

Le critère de Townsend peut s'interpréter simplement en considérant qu'un seul électron produit dans l'avalanche $e^{(\alpha.d)}$ ions. Ces ions bombardent la cathode et produisent $e^{(\alpha.d)}$ électrons. Pour $e^{(\alpha.d)} = 1$, c'est-à-dire que l'électron initial est remplacé, la décharge devient autonome [3].

I.3.3.c Effet de la charge d'espace

Une charge d'espace due à l'accumulation des ions positifs dans l'intervalle inter-électrode provoque la déformation du champ électrique. Ces charges d'espace vont créer un champ électrique radial E_r :

$$E_r = 5,25 \cdot 10^{-7} \frac{e^{(\alpha x)}}{\left(\frac{x}{p}\right)^2} \quad (\text{v/m}) \quad (I-30)$$

x représente la distance parcourue par l'avalanche.

Le facteur varie alors en fonction de x et dans ce cas le critère de Townsend s'écrira sous une forme plus générale :

$$\gamma e^{\left(\int_0^d \alpha dx - 1\right)} = 1 \quad (I-31)$$

I.3.4 Caractéristique courant-tension

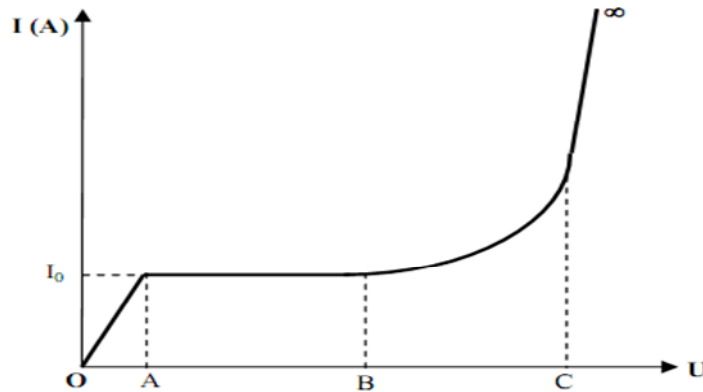


Figure I.4 : caractéristique courant-tension [13].

Les électrons primaires sont extraits artificiellement de la cathode grâce à des rayons UV. La cathode émet N_0/s électrons.

Partie OA : $I=f(U)$ droite $U=RI$ (Loi d'Ohm);

R : résistance du gaz.

Le courant est dû au déplacement des N_0 électrons primaires

Partie AB : $I= I_0$ courant de saturation. Le courant de saturation est dû au déplacement des N_0 électrons primaires. Même si la tension augmente, la cathode ne peut fournir plus de N_0 électrons/s saturation. Le courant de saturation dans l'air est atteint à de faibles valeurs de champ électrique. Quand l'intervalle entre les électrodes est de 10 mm, la saturation est obtenue à seulement 0,5 Vm.

Partie BC ($U>U_B$) : Croissance exponentielle de I . Puisque le courant I augmente, il y a d'autres charges qui sont produites en plus des électrons primaires. Ces nouvelles charges sont créées car les électrons primaires qui ont l'énergie cinétique nécessaire pour provoquer des avalanches primaires.

Partie C- ∞ : I devient infini Claquage.

Les ions positifs auront l'énergie nécessaire pour extraire de la cathode quelques électrons secondaires qui provoquent des avalanches secondaires, et produire le claquage.

U_c : tension critique de claquage.

I.3.5 Mécanisme de Streamer (haute pression)

Le mécanisme se déroule comme suit :

PHASE1 : Un électron primaire se trouvant près de la cathode provoque une avalanche électronique primaire. La vitesse des électrons étant 100 fois environ supérieure à celle des ions, l'avalanche se développe comme un nuage d'électrons laissant derrière elle une charge d'espace positive (Figure I.5.a). Les électrons sont absorbés par l'anode, tandis que les ions positifs forment dans le gaz une charge d'espace positive. Le champ E_c de cette charge est maximal en tête d'avalanche (Figure I.5.a).

PHASE2 : Des électrons secondaires sont créés par photo-ionisation autour de la charge d'espace. Ces électrons provoquent en tête d'avalanche de petites avalanches secondaires (Figure I.5.b). Le champ de la Charge d'espace renforce le champ entre la tête de l'avalanche et la cathode et crée également une composante radiale [13].

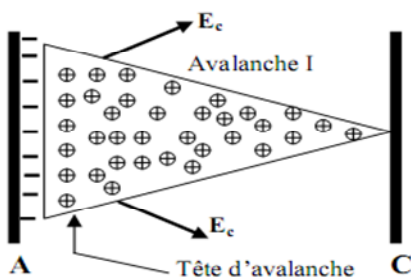


Figure I.5.a

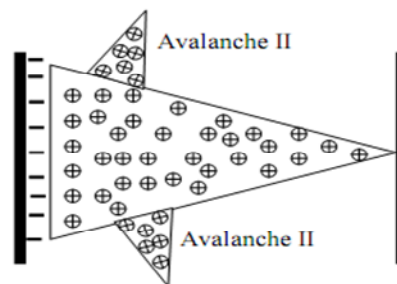


figure I.5.b

Origine des électrons secondaires: La tête d'avalanche est le siège d'une importante activité (collisions entre électrons et ions positifs) qui est source de photons qui sont absorbés par le gaz environnant. En particulier, les molécules d'azote excitées peuvent émettre des photons ayant une énergie supérieure à 13 eV qui est suffisante pour ioniser les molécules d'oxygène dont l'énergie d'ionisation n'est que de 12,2 eV.

PHASE3 : La charge d'espace augmente en volume et devient un «Streamer». De nouvelles avalanches secondaires viennent s'ajouter à l'avalanche primaire et le Streamer progresse (Figure I.5.c). Quand il touche la cathode, à ce moment se produit le claquage (Figure I.5.d).

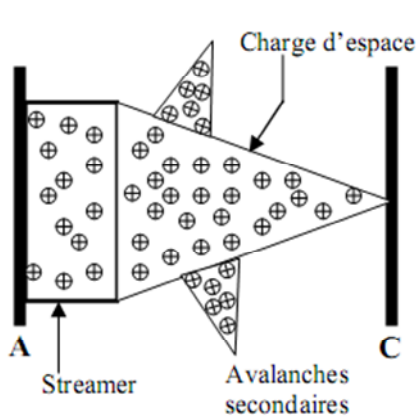


Figure I.5.c

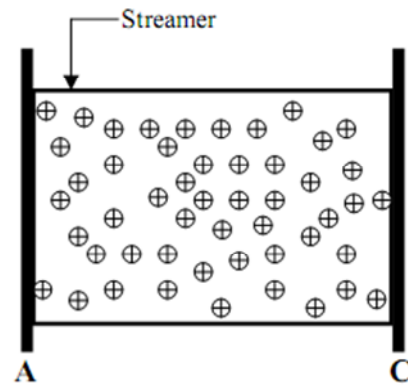


Figure I.5.d

I.3.6 Claquage sous tension de choc

Le claquage d'un isolant gazeux ne peut pas se produire s'il n'existe pas au moins un électron primaire dans l'intervalle inter-électrodes. La présence de cet électron créée par les rayonnements cosmiques ou la radioactivité de la terre à un caractère aléatoire.

- Tension continue : il y a tout le temps nécessaire pour l'apparition d'un électron primaire dans l'espace inter-électrodes. Si $U \geq U_c$, il se produit forcément un claquage.
- Tension alternative : le temps d'une alternance est généralement suffisant (10 ms) à l'apparition d'au moins un électron primaire. Si $U \geq U_c$, il se produit forcément un claquage.
- Tension de choc : comme les impulsions sont très brèves (quelques μs), la probabilité qu'un électron se trouve dans le gaz durant la durée de l'impulsion est faible (Figure I.6). Le claquage ne se produit pas forcément même si on applique une tension supérieure à U_c .

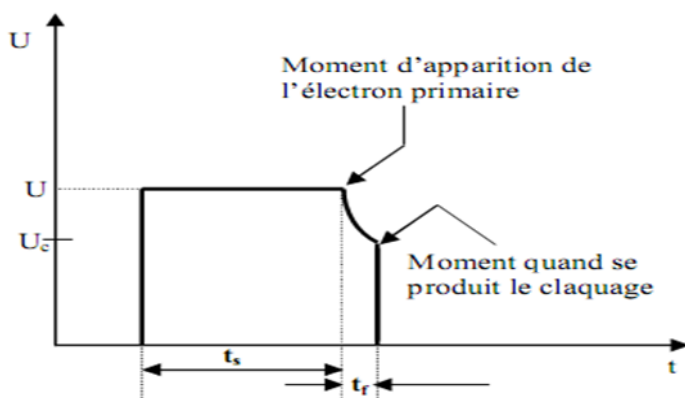


Figure I.6 : Impulsion tension de choc [12].

t_s : temps statistique d'apparition d'un électron primaire dans le gaz.

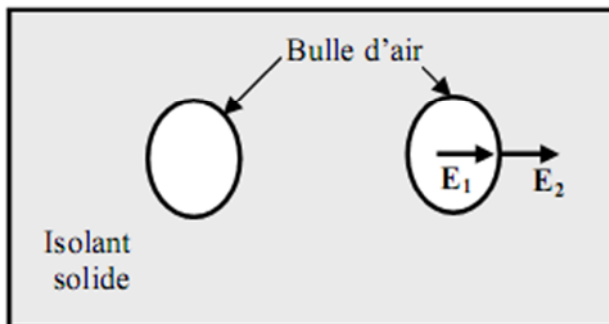
t_f : temps de formation de la décharge (très court par rapport à t_s).

$t = t_s + t_f$: Temps de retard du claquage.

Lorsque l'isolant est soumis à une tension de choc (impulsion), la tension U_c est plus grande que dans le cas d'une tension continue ou alternative.

1.3.7 Décharge partielle

Des bulles d'air existent toujours à l'intérieur des isolants solides et liquides. D'après les conditions limites du champ électrique, nous pouvons écrire:



$$D_{n1} = D_{n2} \quad \epsilon_1 E_1 = \epsilon_2 E_2 \quad E_2 = E_1 \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}$$

Comme en général la permittivité des isolants solides et liquides est supérieure à celle des gaz ($\epsilon_2 \approx \epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$), alors $\epsilon_1 > \epsilon_2$ donc $E_2 < E_1$. Claquage dans la bulle seulement (décharge partielle), mais pas de claquage dans l'isolant. Les décharges partielles qui apparaissent dans les bulles d'air affaiblissent la tenue diélectrique de l'isolant ; En plus des pertes, la probabilité du claquage de l'isolant augmente [12].

I.3.8 Effet Penning

La rigidité diélectrique de certains gaz diminue fortement en y introduisant une petite quantité d'un autre gaz.

Remarque : l'effet Penning est mis à profit dans les applications où l'on utilise la décharge électrique, comme les lampes à décharge...

I.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les principaux phénomènes essentiels à la compréhension de la physique des décharges dans les intervalles d'air, ce qui nous facilitera d'aborder le deuxième chapitre qui est l'étude de la décharge couronne.

Chapitre II

Généralités sur la décharge couronne

II.1 Introduction

Selon que la configuration des électrodes, les décharges électriques dans les intervalles gazeux à la pression atmosphérique peuvent être de type couronne lorsque l'une des électrodes a une structure incurvée, le champ électrique par conséquent est inhomogène ou décharge à barrière diélectrique lorsque une ou les deux électrodes sont recouvertes d'un diélectrique. Dans ce chapitre nous proposons quelques généralités sur la décharge couronne et à barrière diélectriques en configuration pointe-plan en incluant les différents paramètres influant ces décharges.

L'amorçage de telles structures obéit à des mécanismes très différents de ceux que l'on rencontre en champ uniforme, pour caractériser cette inhomogénéité, on introduit une grandeur appelé facteur d'utilisation de champ [3] :

$$U_c = \frac{V}{d.E_{max}} \quad (II.1)$$

II.2 Champ électrique

La dissymétrie des électrodes entraîne la non-homogénéité du champ électrique, parmi les configurations les plus étudiées, on retrouve la configuration pointe-plan (voir figure II.1), la distribution spatiale du champ électrique est donnée par les relations suivantes :

Bennett.
$$E(x) = \frac{2V}{r \log\left(\frac{4d}{r}\right)} \cdot \left(\frac{r}{r+x}\right) \quad (II.2)$$

Adamec.
$$E(x) = \frac{2Vd}{(rd+2xd+x^2) \log\left(\frac{4d}{r}\right)} \quad (II.3)$$

Hartmann avec la relation :
$$E(x) = \frac{2V}{\left(x+\frac{r}{2}\right) \log\left(\frac{2d+r}{r}\right)} \quad (II.4)$$

Dans toutes ces relations V , r , d et x représentent respectivement la tension appliquée, le rayon de courbure de la pointe, la distance inter-électrodes et la distance à la pointe [3].

La figure II.2 montre la forme des lignes de champ en présence d'un diélectrique non chargé (a) et totalement chargé (b) [11].

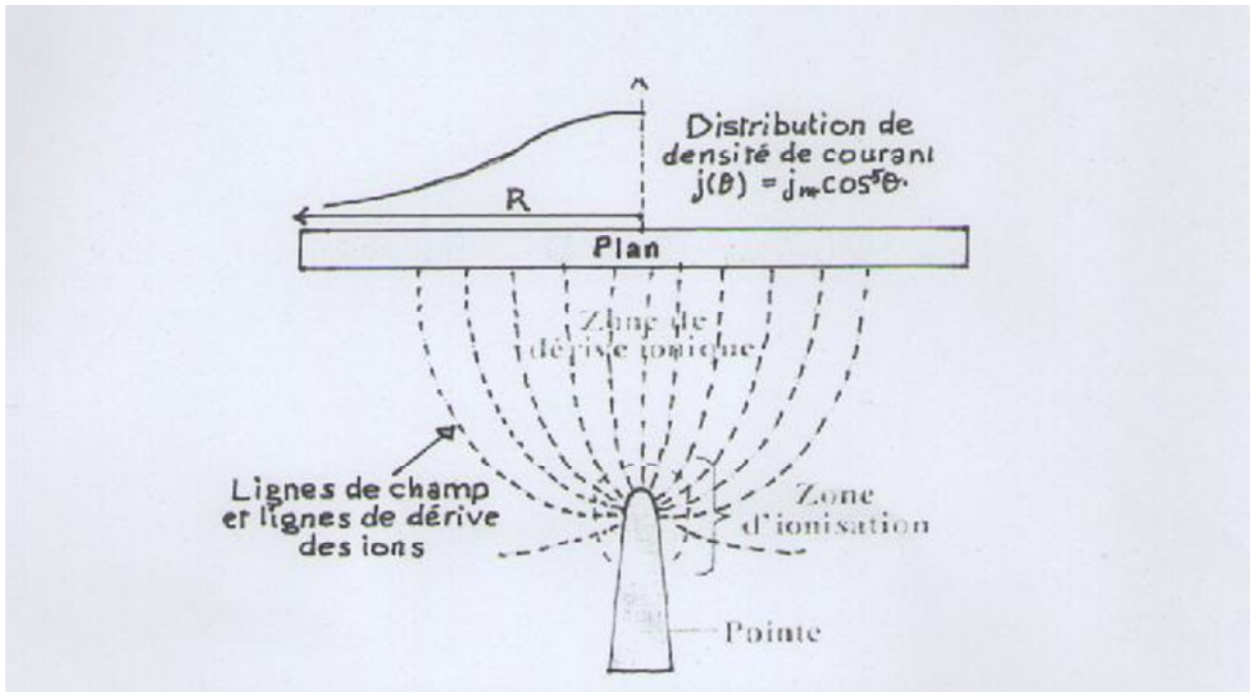


Figure II.1 : topographie de la décharge couronne en configuration pointe-plan [11].

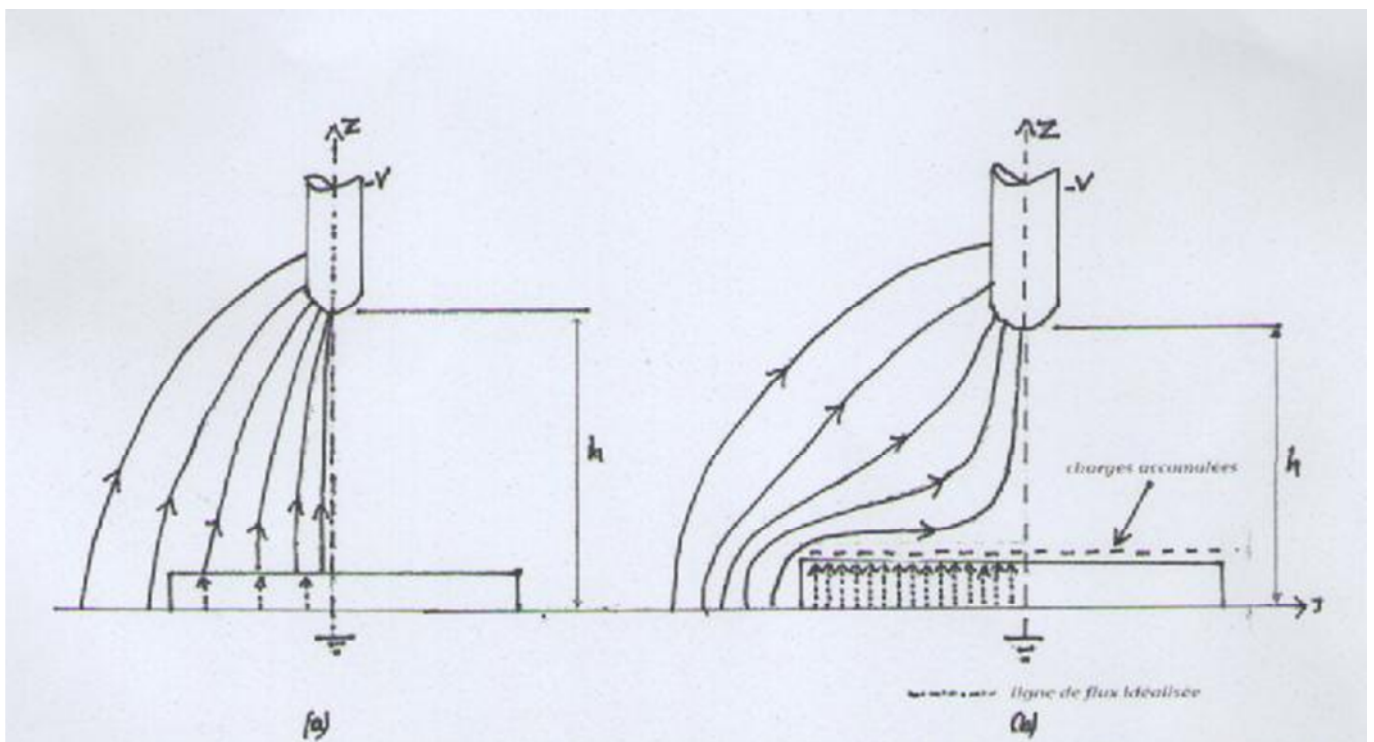


Figure II.2 : champ électrique dans l'espace inter-électrode en présence d'un diélectrique ou non chargé(a) et totalement chargé(b) [11].

II.3 Décharge à barrière diélectrique (DBD)

Les décharges à barrières diélectriques, sont caractérisées par la présence d'au moins une couche de matériau isolant en contact avec la décharge (Figure II.3). Dans ce type de décharge, le passage à l'arc électrique est empêché grâce à un isolant placé entre les électrodes. L'accumulation des particules chargées sur la surface du diélectrique, au moment de l'arrivée des filaments de décharge sur le diélectrique, génère un champ électrique qui s'oppose au champ externe dû à la tension appliquée entre les électrodes. Au fur et à mesure que les charges électriques se déposent sur le diélectrique, le champ électrique vu par le gaz diminue, ce qui conduit à l'extinction de la décharge avant que les processus de thermalisation du gaz dans le canal de décharge n'aient eu lieu.

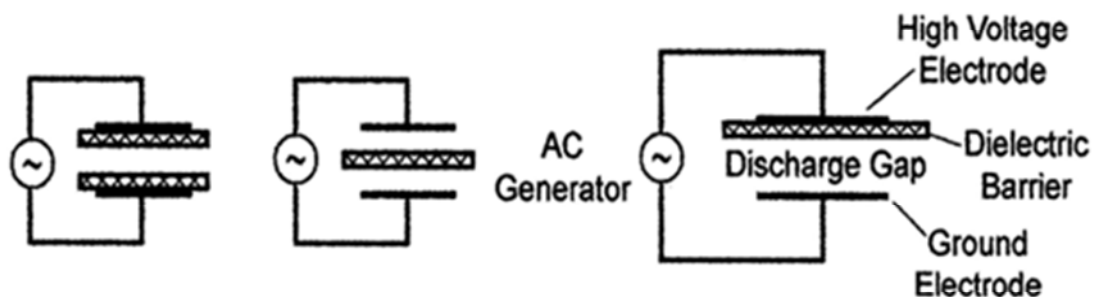


Figure II.3 : Configurations existantes de DBD [5].

Dans l'air, à pression atmosphérique avec une distance inter-électrodes de quelques millimètres, la décharge est formée d'une succession de filaments très fins ($\sim 100 \mu\text{m}$) qui traverse l'espace gazeux sur des temps très courts ($\sim 10\text{ns}$). La décharge se développe principalement dans le volume gazeux. Il existe d'autres géométries d'électrodes où on peut être en présence d'une DBD de surface (figure II.4), lorsque les deux électrodes sont en contact avec la même barrière diélectrique la décharge se développe le long de la surface isolante et dite à barrière diélectrique de surface (DBD de surface) [4].

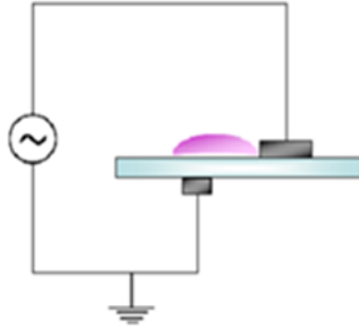


Figure II.4 : Géométrie de DBD de surface [6].

II.3.2 Les paramètres définissant la nature de la barrière

Les barrières diélectriques dite écrans isolants, n'ont pas toutes les mêmes performances du point de vue de l'augmentation de la tension disruptive d'un système d'isolement, cela est dû au fait que les paramètres définissant les propriétés isolantes d'un matériel varient d'un diélectrique à un autre. Parmi ces paramètres, on trouve :

II.3.2.1 La résistivité

- **La résistivité transversale**

La résistivité transversale d'un matériau isolant est la résistance d'un élément de ce matériau, de 1cm de section par 1 cm de longueur. Elle s'exprime généralement en $\Omega \cdot \text{cm}$, cette résistivité détermine le courant de fuite à travers l'isolant.

$$\rho_t = \frac{S_t R_t}{d} \quad (\text{II.5})$$

Elle varie suivant le degré d'humidité de l'isolant et diminue fortement avec une élévation de température. Une résistivité transversale faible, permet le passage d'un courant de fuite dangereux à travers l'isolant [3].

- **La résistivité superficielle**

Elle est définie comme étant la résistivité de la surface de l'isolant. Elle est exprimée en Ω . Elle dépend du degré d'humidité du milieu ambiant et de l'état de surface de l'isolant et détermine le courant de fuite à la surface de l'isolant.

II.3.2.2 La résistance de l'isolement

La Résistance d'isolement entre deux électrodes qui sont en contact avec un isolant est le rapport de la tension continue appliquée aux électrodes au courant global qui les traverse à un moment après l'application de cette tension [3].

II.3.2.3 Constante diélectrique et rigidité diélectrique[15]

La permittivité ou constante diélectrique d'un isolant est exprimée par rapport à celle de l'air (égale à celle du vide). Elle est représentée par la lettre epsilon et exprimée en picofarad/mètre.

La permittivité du vide est égale à :

$$\epsilon_0 = \frac{1}{36\pi 10^9} = 8,85 \text{ pf/m} \quad (\text{II.6})$$

La permittivité absolue d'un matériau est le produit de sa permittivité relative (voir tableau ci-dessous) multipliée par la permittivité du vide selon la formule :

$$\epsilon = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \quad (\text{II.7})$$

Rigidité diélectrique :

Si on augmente la tension à laquelle est soumis un isolant jusqu'à une certaine valeur appelée tension de claquage, il apparaît un arc électrique. Un courant intense traverse l'isolant en suivant le chemin formé par l'arc. Dans ce cas, l'isolant est percé, il y a rupture diélectrique, ou claquage. Cette dernière est irréversible pour les isolants solides (carbonisation) et réversible pour les isolants gazeux et liquides (auto régénération).

Par rapport aux positions relatives de la direction du champ électrique et des surfaces principales de l'isolant, la rigidité diélectrique peut être transversale ou longitudinale. La rigidité diélectrique dépend de :

- la fréquence, la forme et la durée d'application de la tension ;
- la température, la pression et l'humidité de l'atmosphère ;
- la présence d'impuretés dans l'isolant (bulles d'air, humidité, ...).

Permittivité et rigidité diélectrique de quelques isolants :

Ces valeurs sont approximatives et peuvent varier nettement en fonction de la fréquence, de la température, de l'hygrométrie voire de la pression atmosphérique.

La permittivité est appelée également constante diélectrique (symbole ϵ_r).

La rigidité diélectrique est en kV/mm.

Isolant	permittivité relative	Rigidité diélectrique
Air sec	1	4
Bakélite	5 – 6	10
Caoutchouc	4	15
Carton	4	10
Mica	6	70
Papier	2	6
Papier bakérisé	5	10
PMMA	3,4	15-20
PVC	5	20
PS	2,4	24
Teflon	2,1	17
Verre	5-7	10

II.3.2.4 Les pertes diélectrique

Les isolants soumis à des champs électriques alternatifs sinusoïdaux sont le siège des pertes d'énergies actives sous forme thermique due à la conductivité du diélectrique, ainsi qu'au phénomène de relaxation.

II.3.2.5 Relaxation

La relaxation est due au fait que, pour un isolant réel avec perte, il existe un déphasage entre le déplacement électrique D et le champ électrique E qui fait, qu'en tension alternative, la polarisation par orientation des dipôles est plus difficile et entraîne des pertes d'énergie active d'où :

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (\text{II.8})$$

Le champ vecteur \vec{E} est exprimé en volts par mètre (V.m^{-1}) et le champ vecteur \vec{D} est exprimé en Coulombs par mètre carré ($\text{C.m}^{-2} = \text{A.s.m}^{-2}$).

II.4 Décharge couronne [4]

II.4.1 définition

Les décharges couronnes sont caractérisées par une dissymétrie géométrique des électrodes. Les configurations courantes utilisées dans les expériences sont de type pointe-plan, fil-plan et fil-cylindre (Figure II.5). Lors de l'application d'une haute tension au niveau de l'électrode ayant le plus petit rayon de courbure, un champ électrique produit dans l'espace inter-électrodes est fortement inhomogène. Il a une valeur élevée au voisinage de cette électrode puis décroît rapidement au fur et à mesure qu'on s'approche de la cathode plane. A proximité de la pointe anodique, l'amplitude importante du champ électrique permet de générer des électrons avec des énergies suffisantes pour ioniser le gaz. C'est une zone où se développent les avalanches électroniques ce qui permet rapidement l'accumulation d'une charge d'espace à l'origine de la propagation de la décharge. Naturellement dans cette zone proche de la pointe les processus d'ionisation prédominent sur les processus d'attachement des électrons. En revanche, si on s'éloigne de la pointe, le champ électrique devient plus faible.

L'avantage de la décharge couronne est de pouvoir fonctionner avec tous les types d'alimentation électrique.



Figure II.5 : Quelques configurations de décharge couronne [4].

La difficulté principale rencontrée avec ce type de décharge est la transition à l'arc électrique. Cette transition est accompagnée par une forte augmentation de courant circulant dans la décharge et une hausse de la température de gaz et par conséquent le plasma généré est proche de l'équilibre thermodynamique et la puissance injectée dans le gaz est majoritairement dissipée par effet Joule.

Dans la majorité des applications utilisant des décharges couronne, on cherche à éviter le passage à l'arc pour ne pas détériorer les électrodes et pour optimiser les processus de formation d'espèces actives en fonction de l'énergie injectée. La Figure II.6, montre les différentes phases des décharges couronne positive et négative en partant des premières avalanches primaires jusqu'au « spark » (étincelle ou claquage).

Il est important de souligner que les processus de surface jouent un rôle essentiel dans le développement et la propagation d'une décharge couronne négative alors que ce sont les processus ayant lieu dans le gaz qui sont pour l'essentiel à l'origine du développement et la propagation de la décharge positive.

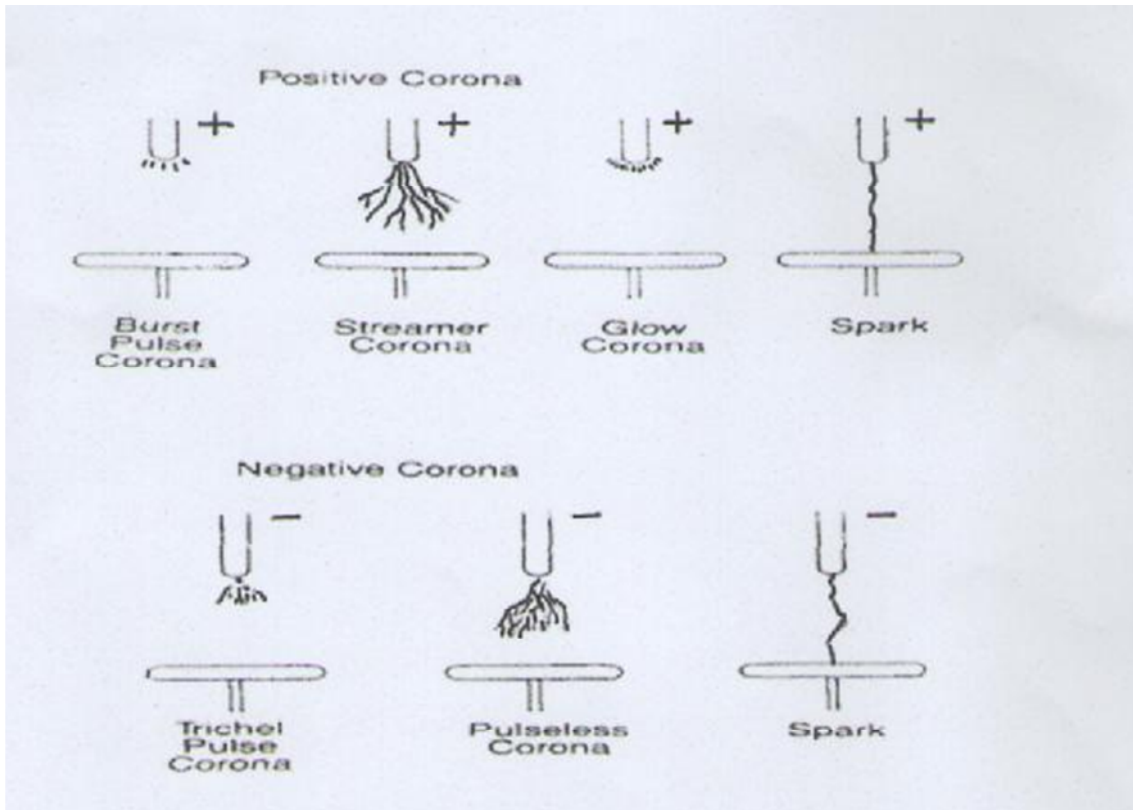


Figure II.6 : schéma de différents types de décharges [7].

II.4.2 Mécanisme de formation des décharges couronne

II.4.2.1 Sources des électrons germes

La décharge électrique s'établissant dans un espace gazeux soumis à un potentiel, nécessite la présence de charges libres dans le milieu : électrons germes. Ces électrons libres présents dans le milieu gazeux, gagneront de l'énergie sous l'action du champ électrique externe et en perdent sous l'effet des collisions élastiques et inélastiques avec les particules présentes dans le gaz.

Nous allons maintenant donner quelques indications sur les sources possibles d'électrons germes, nécessaires à l'amorçage de notre décharge.

II.4.2.1.1 Rayonnement cosmiques ou radioactivité naturelle

Sous l'effet de l'irradiation par rayonnements cosmiques ou par les processus de radioactivité naturelle, 7 à 20 électrons par cm^3/sec sont produits dans l'air à la pression atmosphérique.

II.4.2.1.2 Détachement d'électrons des ions négatifs

C'est le processus principal de production d'électrons à partir d'ions négatifs. Ces derniers peuvent préexister dans l'espace inter-électrodes, c'est le cas de la présence des impuretés telles que O_2 ou H_2O et les pourvoyeurs principaux en électrons germes seront les ions négatifs $\text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O})_n$ ou $\text{H}_2\text{O}^-(\text{H}_2\text{O})_n$ liés aux impuretés.

II.4.2.1.3 Contribution de la cathode

Dans le cas d'une configuration pointe positive-plan négatif, la cathode est généralement une source d'électrons germes peu efficace, parce qu'elle est d'une part soumise à un champ électrique faible et d'autre part située à une distance importante de la zone de décharge.

II.4.2.2 Mécanisme de streamer

Cette partie décrit les différentes phases constituant un streamer positif dans le cas d'une décharge couronne à pression atmosphérique.

Dans une décharge couronne, la haute tension est appliquée au niveau de l'électrode de faible rayon de courbure et si la polarité de la haute tension est positive, le streamer se propage en direction de la cathode et on parle de streamer positif. Ce dernier est une onde d'ionisation se propageant de l'anode vers la cathode c'est-à-dire dans le sens inverse du mouvement des électrons soumis au champ laplacien.

II.4.2.2.1 Avalanche électronique

L'amorçage de la décharge commence par une série d'avalanches électroniques au voisinage de la pointe. La condition d'existence d'une décharge est la présence de particules chargées dans le gaz et l'application d'une tension suffisamment élevée entre les électrodes.

Ces particules chargées ne sont que des électrons germes présents naturellement dans le gaz et qui vont être accélérés par le champ extérieur appliqué en direction de l'anode. Ils entrent en collision avec les molécules de gaz (à la pression atmosphérique, la densité N est de $2.4 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$), et perdent de l'énergie suite aux collisions inélastiques (excitation, dissociation et ionisation du gaz). Chaque collision ionisante permet la formation d'un nouvel électron qui est accéléré à son tour et vient impacter les molécules. La répétition de ce processus permet une croissance exponentielle du nombre d'électrons et d'ions positifs. C'est le phénomène de l'avalanche électronique (Figure II.7-a).

Les électrons ayant une masse beaucoup plus faible que les molécules du gaz, ils sont beaucoup plus mobiles que les ions créés dans les avalanches et en raison de cette différence de masse et sous un champ extérieur, les électrons vont dériver beaucoup plus vite que les ions. Les charges positives et négatives vont se séparer en créant un champ induit opposé au champ extérieur (Figure II.7-b). Pour qu'une avalanche électronique soit possible il faut que l'électron puisse acquérir grâce au champ appliqué, une énergie au moins égale à l'énergie d'ionisation du gaz sur la longueur de son libre parcours moyen (distance moyenne sur laquelle un électron ne rencontre pas de molécule).

Lorsque le nombre de paires électrons-ions formé au voisinage de l'anode atteint une taille critique (environ 10^8 valeurs définies par des critères donnés dans la littérature comme le critère de Rather ou de Meek, le champ induit devient du même ordre de grandeur que le champ appliqué. Dans ces conditions, la zone de séparation de charge va pouvoir se propager vers l'anode (c'est-à-dire dans le sens inverse du sens naturel du déplacement des électrons dans le champ géométrique appliqué), créant ainsi une onde d'ionisation, appelée streamer.

II.4.2.2.2 Propagation du streamer

La tête d'avalanche électronique et le nuage d'ions positifs forment une sorte de dipôle électrique. Les lignes de champ de ce dipôle renforcent localement le champ électrique appliqué au voisinage immédiat de la tête (Figure II.7-c) et devient supérieur au champ électrique externe. Ce champ élevé situé au niveau du front de la décharge permet de nouvelles avalanches électroniques. S'il existe des électrons germes dans cette région du front de la décharge, le streamer peut donc se propager par l'effet de son propre champ de charge d'espace. L'apport de nouveaux électrons germes dans cette zone de champ fort situé sur le front du streamer est dû aux processus de photo-ionisation.

En effet, pendant les avalanches électroniques primaires, les collisions inélastiques engendrent, des processus d'excitation des molécules neutres de leur état fondamental vers des états radiatifs. La désexcitation radiative de ces états vers des niveaux d'énergie inférieure conduit à l'émission de photons énergétiques. Cependant, la photo-ionisation du gaz requiert des photons dont l'énergie correspond au potentiel d'ionisation des molécules entrant dans la composition du milieu gazeux. Si les probabilités de transition sont suffisamment élevées, les électrons germes sont ainsi formés par photo-ionisation. Ces électrons sont ensuite accélérés par le champ de charge d'espace important situé sur le front de la décharge déclenchant ainsi de nouvelles avalanches électroniques. Chaque avalanche laisse dans son sillage une nouvelle population d'ions positifs, qui va renforcer la charge d'espace, et des espèces excitées radiatives susceptibles d'émettre des photons ionisants. Dans l'air sec, le mécanisme de photo-ionisation le plus probable est la photo-ionisation de l'oxygène moléculaire (potentiel d'ionisation : 12.06 eV) par des photons émis par certains états excités de N₂.

La Figure II.7-d, représente un schéma montrant le développement d'un streamer. La tête du streamer émet de la lumière qui aurait suffisamment d'énergie pour ioniser des molécules du gaz situées devant le streamer et produire les électrons nécessaires à la formation et à la propagation de la charge d'espace en direction de la cathode. Entre l'anode et la tête de streamer, un canal ionisé est formé dans le sillage du streamer au cours de la propagation. Ce canal composé d'un plasma réactif (électrons, ions, espèces radicalaires et espèces excitées) est quasi-neutre électriquement. Le champ électrique qui règne dans le canal (de l'ordre de 4.5 kV.cm⁻¹ dans l'air à pression atmosphérique) est beaucoup plus faible que le champ de la charge d'espace sur le front du streamer.

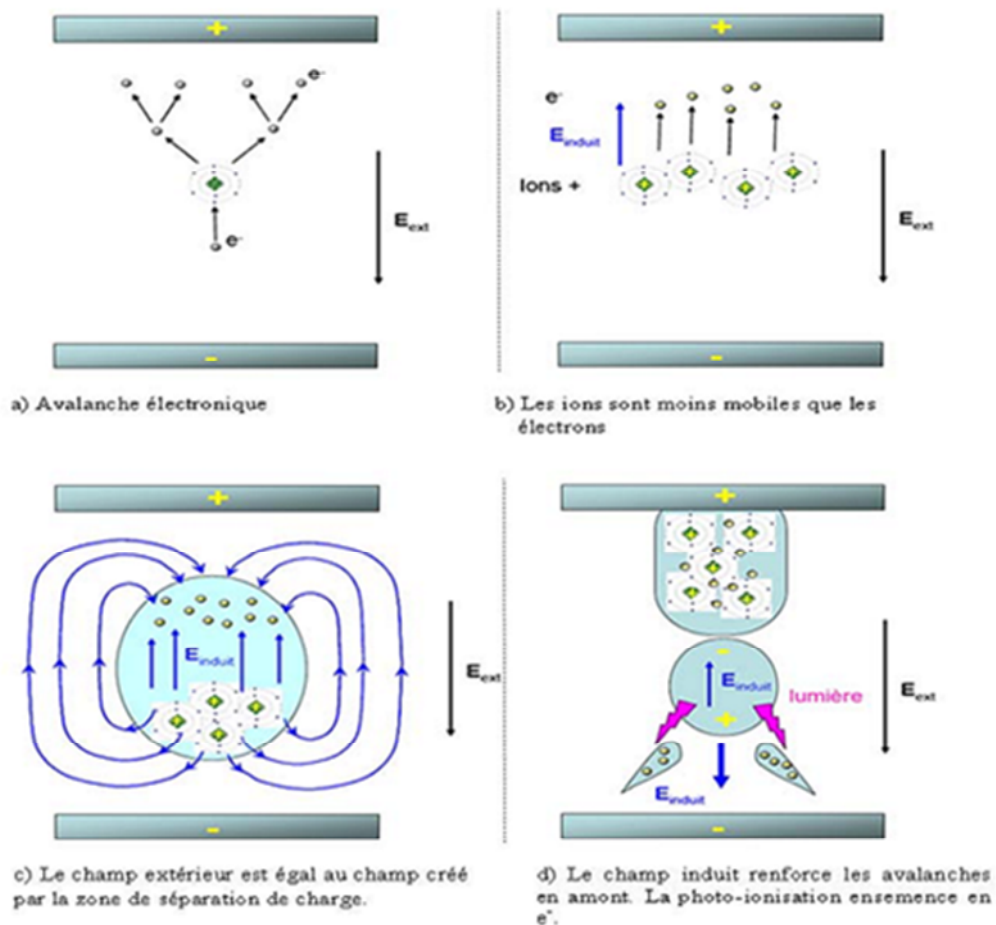


Figure II.7 : Schématisation des étapes de formation d'un streamer [6].

II.4.2.2.3 Arrivée à la cathode

Sur la Figure II.8, est représenté le schéma montrant le développement d'un streamer avec les processus ayant lieu devant le streamer et le canal ionisé. Lorsque le streamer arrive à proximité de la cathode, la différence de potentiel entre la charge d'espace et l'électrode est très élevée et la zone est soumise à un champ électrique très intense, qui induit une ionisation importante du milieu. La cathode est alors soumise à un bombardement des différentes espèces créées par avalanche électronique et l'émission secondaire d'électrons sera principalement due à l'effet photoélectrique et au bombardement ionique.

Les électrons extraits de la cathode sont multipliés dans la zone de fort champ et une onde d'ionisation remontant de la cathode vers l'anode le long du canal ionisé, rééquilibrant ainsi le potentiel entre les électrodes. Ces derniers se retrouvent ainsi en jonction par l'intermédiaire du canal ionisé de micro-décharge. Un nouveau canal qui apparaît au niveau de l'anode et qui se propage en direction de la cathode à une vitesse plus lente que le streamer précédent (primary streamer). Cette nouvelle décharge, appelé secondary streamer.

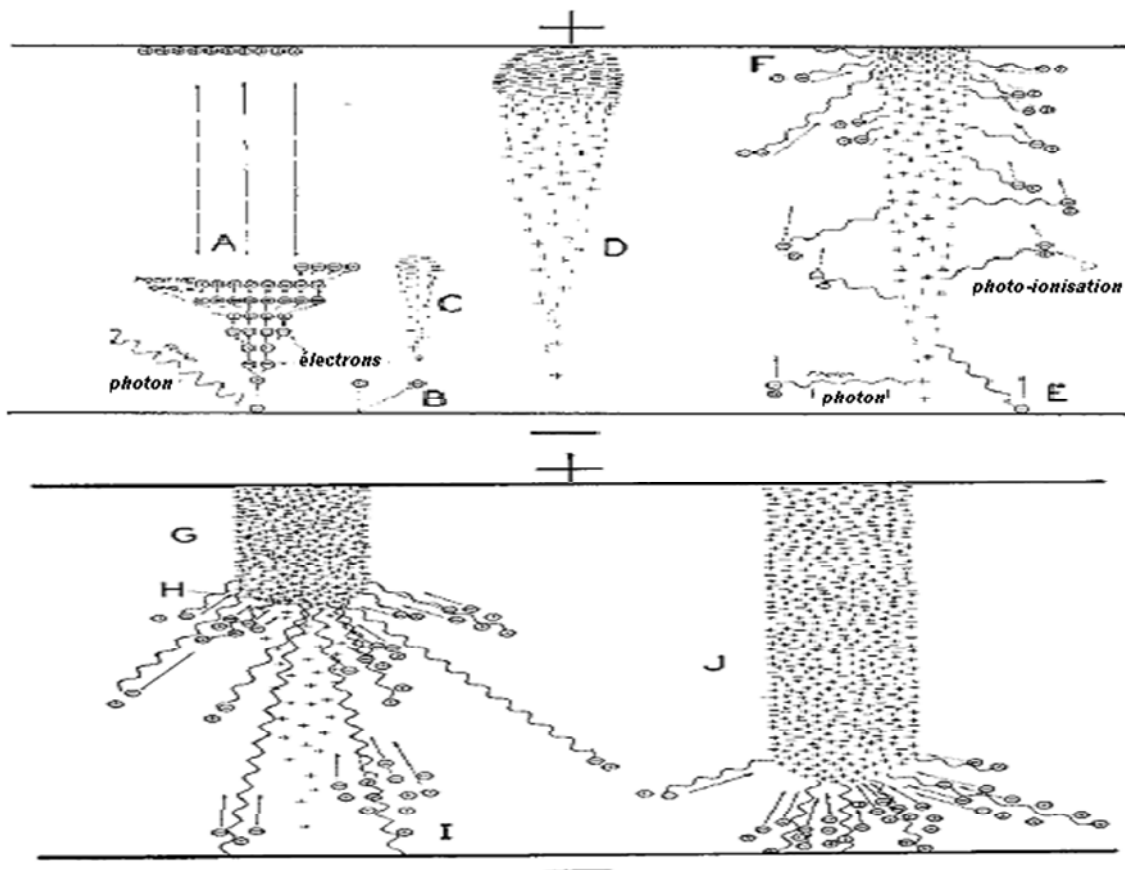


Figure II.8 : Schéma montrant le développement d'un streamer avec les processus ayant lieu devant le streamer et le canal ionisé laissé dans son sillage [8].

II.4.2.2.4 Passage à l'arc électrique

Le streamer laisse derrière lui un canal conducteur formant un pont entre les deux électrodes lorsqu'il atteint le plan. Le champ réduit E/N (E est le champ électrique (en $V.cm^{-1}$) et N la densité du gaz (en cm^{-3})) est faible dans le canal, l'attachement est dominant en comparaison de l'ionisation ce qui provoque une diminution du courant. Si on augmente la tension un peu plus, les électrons résiduels non combinés gagnent de l'énergie et peuvent ioniser les neutres dans le canal de micro-décharge et par conséquent, la densité en électrons et le courant augmentent. ce processus conduit à un échauffement progressif des espèces lourdes du gaz et une élévation de la pression ce qui provoque une diminution de la densité des neutres dans le canal ionisé et par conséquent le champ réduit E/N s'accroît. Si la valeur de E/N dépasse le champ critique (champ pour lequel les coefficients d'ionisation α et d'attachement électroniques η sont égaux), une nouvelle phase d'ionisation massive peut se produire, menant à la transition vers l'arc.

Au-delà d'une densité électronique de $10^{17} cm^{-3}$, les interactions coulombiennes ne peuvent plus être négligées. Elles conduisent à un échauffement du gaz jusqu'à des températures pouvant atteindre $10^4 K$. A cette température l'équilibre thermodynamique local est atteint et le plasma reliant les deux électrodes est un plasma thermique.

II.4.3 Paramètres influant sur la décharge couronne

II.4.3.1 Polarité de la pointe

Soit un système d'électrodes pointe-plan, le champ électrique produit par la pointe diminue au fur et à mesure qu'on s'éloigne d'elle, si le champ près de la pointe est égal à $30 Kv/cm$, la décharge couronne se produira et caractérisée selon la polarité de la pointe couronne diffère.

II.4.3.1.a Décharge en polarité négative

La pointe portée à un potentiel HT négatif et l'électrode plane reliée à la terre, comme le montre la figure II.9 :

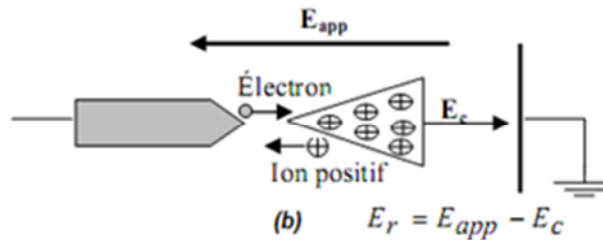


Figure II.9 : Pointe-plan en polarité négative [14].

Le champ de la charge d'espace est opposé au champ appliqué, on dit qu'en polarité négative l'effet couronne se déroule dans un «champ décroissant». L'aspect lumineux est limité dans l'espace, la décharge se développe sous une tension de seuil plus élevée comparée à la tension d'apparition de la décharge en polarité positive. Le courant est de nature électronique et possède deux composantes. L'une pseudo-continue et l'autre impulsionnelle. Cette dernière est composée d'impulsions d'abord aléatoires puis régulières dites "impulsions de Trichel" dont l'amplitude varie très peu avec le courant [12].

II.4.3.1.b Décharge en polarité positive

La pointe portée à un potentiel HT positif et l'électrode plane reliée à la terre, comme le montre la figure II.10 :

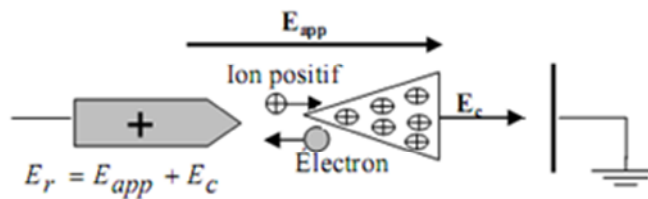


Figure II.10 : Pointe-plan en polarité positive [14].

Le champ de la charge d'espace a même sens que le champ appliqué (figure II.10), on dit qu'en polarité positive l'effet de couronne se déroule dans un «champ croissant». L'aspect

lumineux s'étend dans l'espace, de longs filaments lumineux appelés «streamers». Le courant est de nature ionique (seuls les ions positifs traversent l'espace inter-électrodes [14].

II.4.3.1.c Décharge en tension alternative

L'effet de couronne en tension alternative est la synthèse des deux polarités. Néanmoins, c'est l'apparence lumineuse de l'alternance positive (streamers) qui prédomine.

Dans la mesure où l'intervalle de temps entre les inversions de polarité est suffisamment long pour que toutes les charges résiduelles de l'alternance précédente soient écoulées. Ceci implique l'existence d'une fréquence f et d'une distance inter-électrodes d limites reliées par l'expression suivante :

$$d_{\max} = \frac{\mu E_0}{\pi f} \Leftrightarrow f_{\max} = \frac{\mu E_0}{\pi d} \quad (II.9)$$

Avec μ la mobilité des ions et E_0 l'amplitude du champ électrique. Si l'excitation est supérieure à cette fréquence f_{\max} , la charge d'espace va osciller et augmenter à chaque période entre les électrodes. Cet effet cumulatif aura pour conséquence des passages à l'arc pour des potentiels faibles qu'en continu [12].

II.4.3.2 Distance inter-électrodes

En variant la tension appliquée, Le seuil d'apparition de l'effet couronne augmente pour les distances inter-électrodes élevées.

II.4.3.3 Rayon de courbure de la pointe

Le seuil d'apparition de l'effet couronne s'accroît à chaque fois que le rayon de courbure augmente.

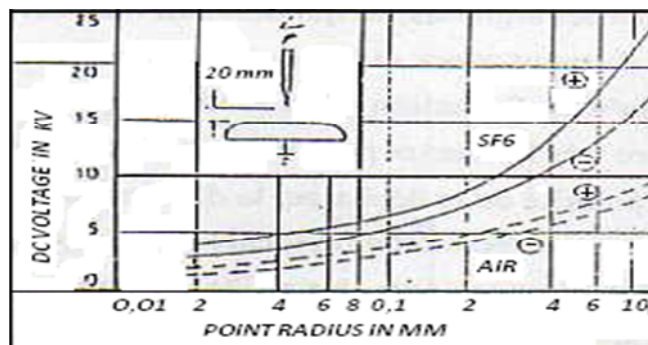


Figure II.10 : Seuil d'apparition d'effet couronne en fonction du rayon de la pointe pour l'air et SF6 [1].

II.4.3.4 conditions atmosphérique

Les décharges dans les gaz ne dépendent pas que de sa composition moléculaire, mais aussi par les conditions dont il est définie, tels la pression, la température et l'humidité.

- **L'humidité** : Quand le taux d'humidité H augmente, la tension de décharge augmente. En effet, les molécules de vapeur d'eau s'attachent aux électrons libres et freinent ainsi le développement de la décharge.
- **La pression** : La pression est proportionnelle à la tension d'amorçage, et inversement proportionnelle au courant.
- **La température** : Lorsque la température augmente, la rigidité de l'air diminue, pour une température assez élevée (1500°C), cause la distorsion des électrodes donc la déformation du champ électrique. Ce qui favorise la décharge couronne.

Pour l'étude du comportement de la décharge dans un milieu gazeux, des facteurs de correction doivent être appliqués :

- Soit pour convertir une tension mesurée dans des conditions atmosphériques quelconques à la valeur qui aurait été obtenue sous les conditions atmosphériques de référence.
- Soit pour convertir une tension d'essai spécifiée pour les conditions de référence en sa valeur équivalente dans des conditions régnant au cours de l'essai.

.Le facteur de correction k_d tenant compte de la densité de l'air :

$$K_d = \left[\frac{p}{p_0} \right]^m \cdot \left[\frac{273+t_0}{273+t} \right]^n \quad (\text{II.10})$$

$t_0 = 25^\circ\text{C}$: température normale

$p_0 = 101,3 \text{ IO}^5 \text{ N/m}^2 = 1013 \text{ mbars}$

p : pression de milieu

Le facteur de correction k_h tenant compte du taux de l'humidité :

$$k_h = k^w \quad (II.11)$$

h_0 : humidité absolue normale. ($h_0=11$ g d'eau/m³ de gaz)

La constante k dépend de l'humidité absolue et les exposants m, n , et w dépendent de la nature et de la polarité de la tension ainsi que de la distance d'amorçage d .

Pour ramener la tension de décharge mesurée à sa valeur dans des conditions atmosphériques normales on utilise la relation suivante :

$$Ud_n = Ud \frac{K_h}{K_d} \quad (II.12)$$

II.5 L'effet couronne sur les lignes aériennes

Les champs électriques intenses (valeur de crête proche de 30 kV/cm dans l'air) peuvent produire à la surface des conducteurs à haute tension des décharges partielles autour des conducteurs, formant ainsi une couronne autour de la ligne aérienne (visible dans endroit sombre), un bruit dû aux chocs entre ions et molécules du gaz.

L'effet couronne est accompagné de pertes d'énergie électrique qui sont déterminées via la formule suivante :

$$P_c = 2,41 \frac{f+25}{\sigma} \sqrt{\frac{r}{d}} (V_s - V_c)^2 \quad (II.13)$$

σ : Densité de l'air.

d : Distance entre deux conducteur de ligne.

r : Le rayon du conducteur de la ligne.

V_s : La tension simple du réseau triphasé symétrique (Kv_{eff}).

V_c : La tension simple d'apparition de l'effet couronne (Kv_{eff}).

f : fréquence du réseau 50 ou 60 Hz.

Cette relation est valable lorsque $V_s \geq V_c$ la condition pour laquelle l'effet couronne apparait. Pour limiter l'effet couronne on utilise des conducteurs creux ou en faisceaux et câbles avec noyau en acier [3].

II.6 Calcul du champ critique (formule de Peek)

Le champ critique est le champ d'apparition de l'effet couronne. Dans le cas d'un conducteur cylindrique on utilise la formule de Peek pour déterminer le champ critique (E_c) :

$$E_c = E_0 \sigma m_1 m_2 \left(1 + \frac{0,308}{\sigma r}\right) \quad (\text{II.14})$$

E_0 : Valeur de crête du champ électrique aux conditions atmosphériques normales ($E_0=30\text{kV/cm}$).

r : Rayon du conducteur en cm.

m_1 : Coefficient qui tient compte des irrégularités géométriques à la surface du conducteur.

m_2 : Coefficient qui prend en considération l'influence de la pollution à la surface d'un conducteur.

σ : Densité de l'air.

II.7 Application de décharge couronne

a) Traitement de surface

- Nettoyage et érosion de surface,
- Dépôt de films,
- Modification de la chimie de surface.

b) Traitement des effluents gazeux

- Précipitateurs électrostatiques,
- Destruction des polluants.

c) Générateur d'ozone

- Générateur avec décharge couronne à oxygène pur (CDOX),
- Générateur avec décharge à coefficient réduit (RCCD).

d) Autres applications

- Elimination de l'électricité statique,
- Contrôle actif d'écoulement.

II.8 CONCLUSION

Ce deuxième chapitre a fait l'objet de généralités sur les isolants diélectrique et une étude sur les décharges en général, pour bien situer en particulier la décharge couronne. Au cours de ce chapitre, nous avons d'abord évoqué les différentes configurations de décharges à barrières diélectriques utilisées, notamment les paramètres définissant cette dernière. Ensuite, nous avons décrit le processus et les paramètres influant la décharge couronne en configuration pointe-plan et à pression atmosphérique, notamment ses effets sur les lignes aériennes.

Le chapitre suivant, est consacré à la description du dispositif expérimental, qui nous permettra d'étudier l'interaction d'une barrière diélectrique sur la décharge couronne.

Chapitre III

Etude expérimentale: Résultats et discussion

III.1 Introduction

Dans ce chapitre nous présentons le dispositif et les résultats expérimentaux de la décharge couronne dans un intervalle d'air contenant une barrière diélectrique dans une configuration d'électrodes pointe-plan. Les barrières utilisées sont en verre, PMMA et PS.

III.2 Dispositif expérimental

Les expériences sont effectuées au laboratoire de haute tension de l'université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou.

Le dispositif expérimental est composé d'une source haute tension, d'une cellule d'essais et d'un dispositif de mesure (figure III.1).

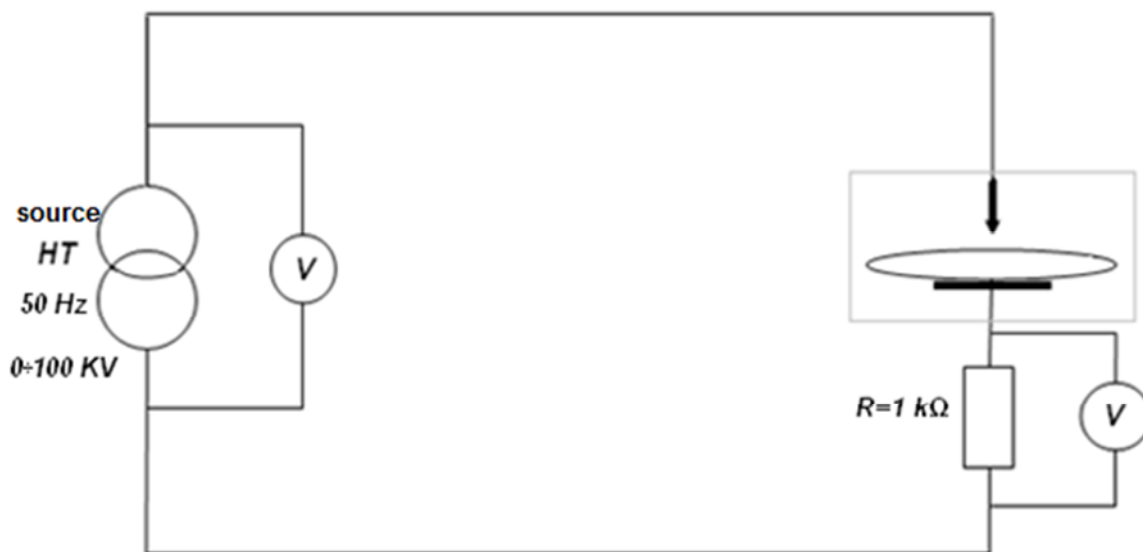


Figure III.1 : Schéma expérimental.

a) La source de tension

Un transformateur d'essais de 100 KV, 50 Hz, 10 KVA commandé par un autotransformateur de tension variable 0 à 100KV, la tension appliquée est mesurée par un voltmètre via un diviseur de rapport 1000.

b) La cellule d'essais

La cellule d'essais (voir figure III.2) est un système d'électrodes en configuration pointe-plan. L'électrode plane est un disque circulaire à bords arrondis en cuivre de (50 mm) de diamètre et 10 mm d'épaisseur. L'électrode pointue à fort champ, est une tige cylindrique en aluminium de 40 mm de longueur, 4 mm de diamètre et terminée par une pointe conique ayant un angle d'ouverture de 30° .

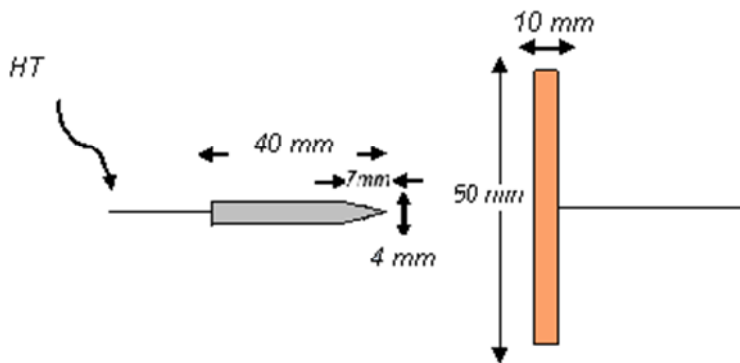


Figure III.2 : Système d'électrodes "pointe-plan".

c) Dispositif de mesure

- Un voltmètre nous permet de mesurer la tension au secondaire du transformateur ;
- La mesure du courant est obtenue par la mesure de la tension aux bornes d'une résistance R de $1\text{ k}\Omega$, la lecture s'effectue sur un multimètre digital.

III.3 Les matériaux utilisés

Nous avons utilisé trois types de matériaux comme barrière diélectrique à savoir : le polyméthacrylate de méthyle (PMMA), le polystyrène (PS) et le verre. Ces barrières sont des disques de 100 mm de diamètre et de 3 mm d'épaisseur.

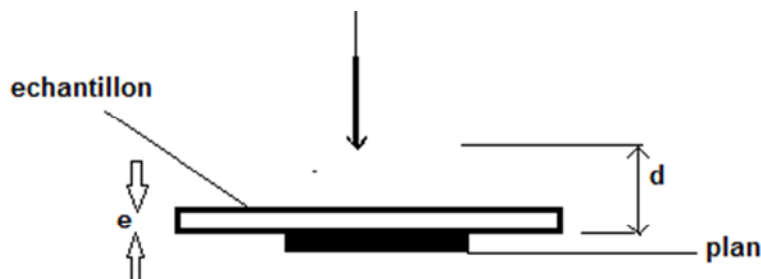


Figure III.3 : configuration pointe-plan à barrière diélectrique.

III.3.1 Propriétés des matériaux utilisés

III.3.1.1 Le poly méthacrylate de méthyle (PMMA)

- Aspect de la surface très lisse et brillant,
- Excellente tenue aux rayons UV et à la corrosion,
- Densité de $1,19 \text{ g/cm}^3$ plus léger que le verre,
- Rigidité diélectrique de 15 à 20 kv/mm,
- Permittivité relative de 3,4 à 3,6.
- Résistance superficielle de 10^{15} à $10^{16} \Omega$,
- Résistance transversale de 10^{15} à $10^{16} \Omega \cdot \text{cm}$,
- Permittivité relative de 3 à 4 pour 50-60 Hz,
- Très haute résistance au vieillissement.

III.3.1.2 Le polystyrène (PS)

Il est d'origine gaz naturel ou pétrole (styrène). Il présente les caractéristiques suivantes :

- Transparent,
- Dur,
- Très électrostatique,
- Grande rigidité diélectrique de 20 à 30 kv/mm,
- Température de décomposition entre 280 et 320°C,
- Température de transition vitreuse de 90°C,
- Résistance superficielle supérieur à $10^{15} \Omega$,
- Résistance transversale de $10^{17} \Omega \cdot \text{cm}$,
- Permittivité relative de 2,4
- Densité ; de $1,04$ à $1,05 \text{ g/cm}^3$,

III.3.1.3 Le verre

Les verres (sable siliceux, soude et chaux) ; Utilisés pour les isolateurs. Résistent à la chaleur et aux agents chimiques, ses propriétés sont :

- Température maximale entre 400 et 500 °C,
- Permittivité relative 5 à 7
- Rigidité diélectrique de 7 kv/mm,

III.4 Mode opératoire

Pour travailler dans les mêmes conditions atmosphériques (pression, température et humidité), chaque série d'essais est réalisée dans la même journée.

Afin d'éviter toute altération des électrodes et des échantillons nous prenons le soin de les nettoyer avant chaque essai. Chaque résultat obtenu représente une moyenne de 5 essais.

Nous exposerons dans ce qui suit les résultats obtenus concernant la décharge couronne a barrière diélectrique sous tension alternative.

III.5 Résultats et commentaires

Nous avons effectués trois types d'essais qui mettent en évidence l'influence de la distance inter-électrodes, la nature de la barrière diélectrique et la caractéristique courant-tension des différentes barrières utilisées.

III.5.1 Influence de la distance inter-électrodes

III.5.1.a Caractéristique $U_0 = f(d)$

Nous avons relevé la tension d'apparition de l'effet couronne pour des distances inter-électrodes de 5, 7, 9, 11, 13 et 15 mm pour les différentes barrières utilisés de 3 mm d'épaisseur. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure suivante (figure III.4) :

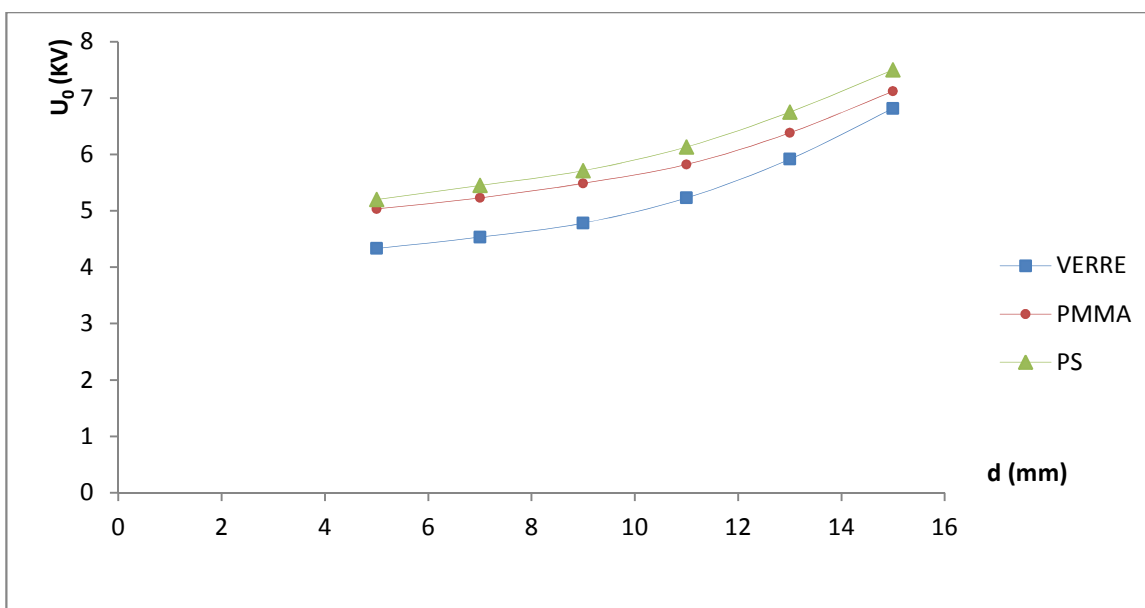


Figure III.4: $U_0=f(d)$.

III.5.1.b Effet de la distance inter-électrodes

Nous avons relevé via un voltmètre le courant traversant la résistance R de 1 K Ω en variant la tension appliquée de façon croissante sans qu'il y ait décharge. Les résultats relevés sont présentés sur les figures suivantes (figures III-5,6 et 7) :

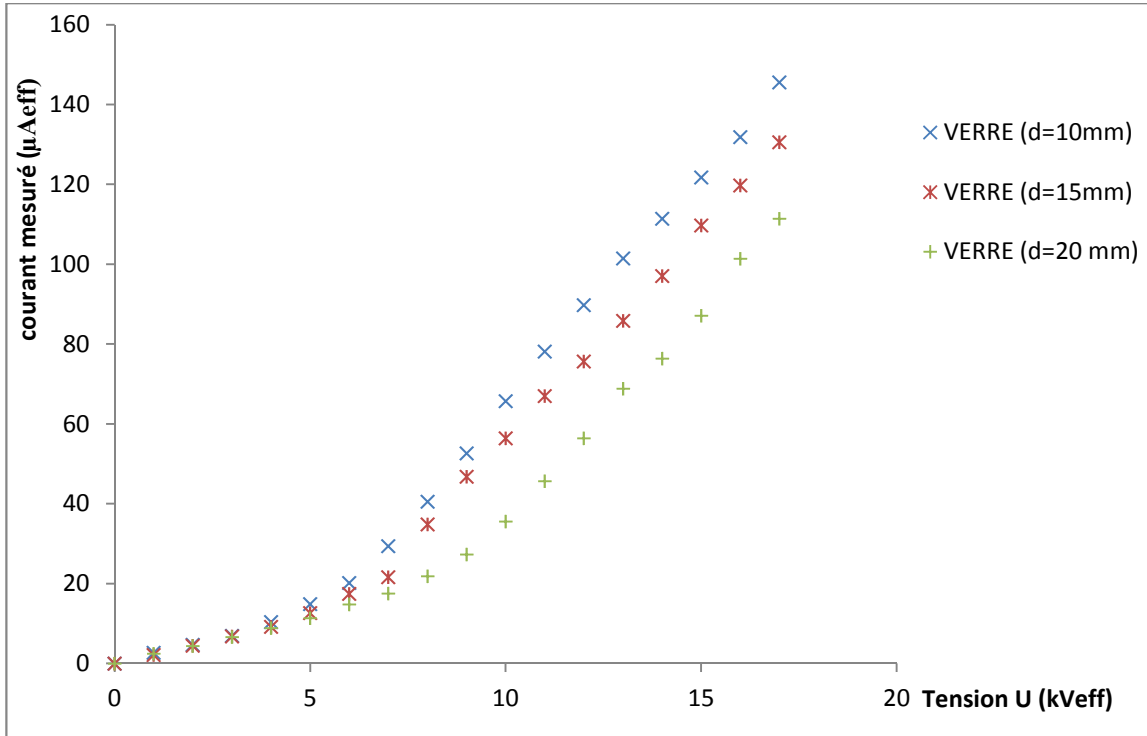


Figure III.5 : caractéristique courant-tension pour les différentes distances, barrière de verre.

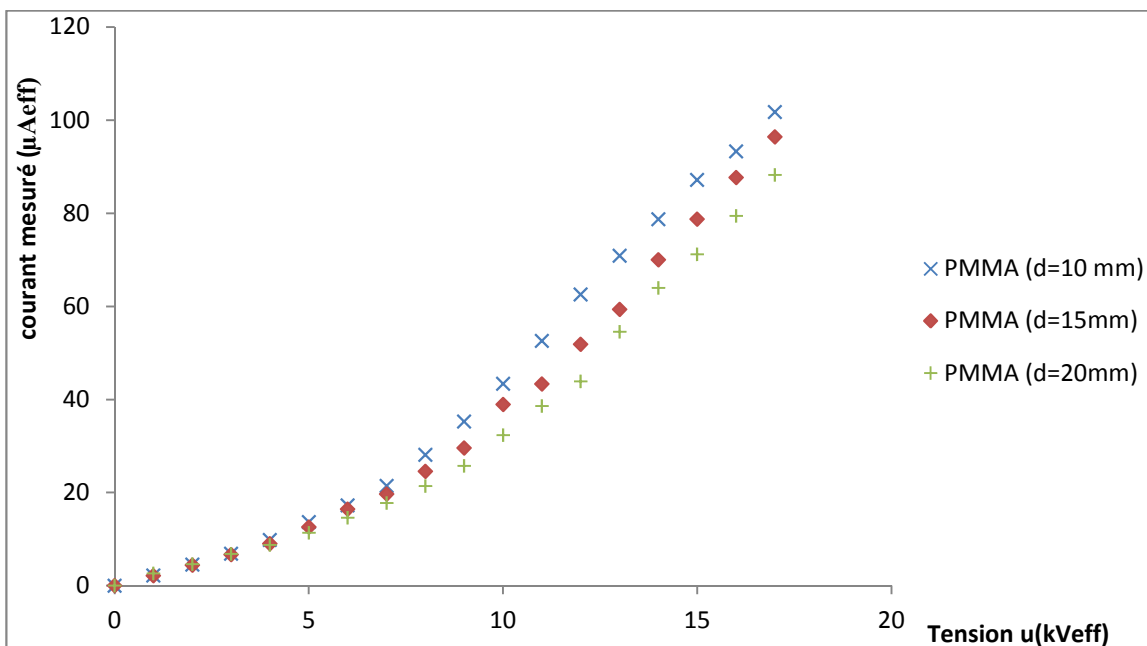


Figure III.6 : caractéristique courant-tension pour les différentes distances, barrière de PMMA.

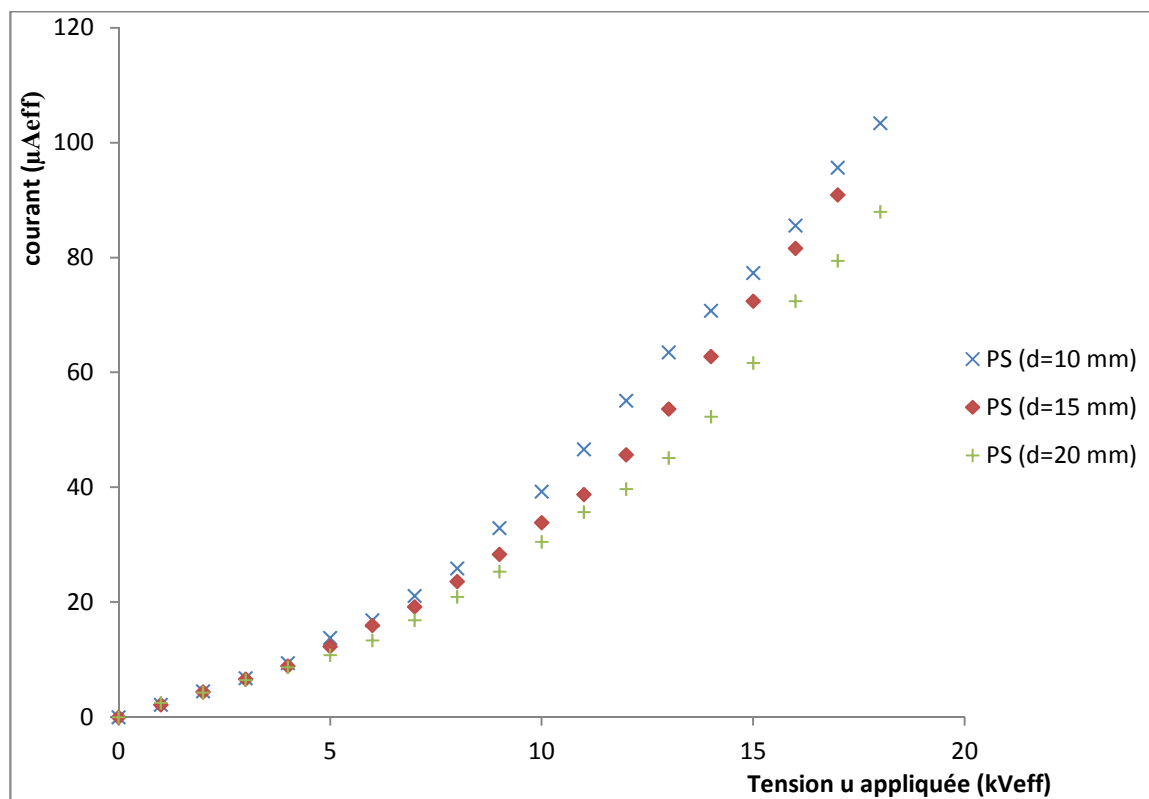


Figure III.7 : caractéristique courant-tension pour les différentes distances, barrière de SAN.

Les courbes ont l'allure d'une exponentielle, on remarque :

Pour la caractéristique $U=f(d)$, la tension d'apparition d'effet couronne augmente avec la distance d , pour les valeurs de d allant jusqu'à 9 mm la variation est presque linéaire. Au delà de cette valeur l'allure prend la forme exponentielle.

La caractéristique courant-tension, est d'une forme exponentielle, le courant diminue avec la distance pour une tension fixe.

III.5.2 Influence de la nature de la barrière utilisée

Dans cet essai nous avons relevé la caractéristique courant-tension des différentes barrières en fixant la distance inter-électrodes à 5, 10, 15 et 20 mm, les résultats obtenus sont présentés sur les figures III.8,9,10 et 11 :

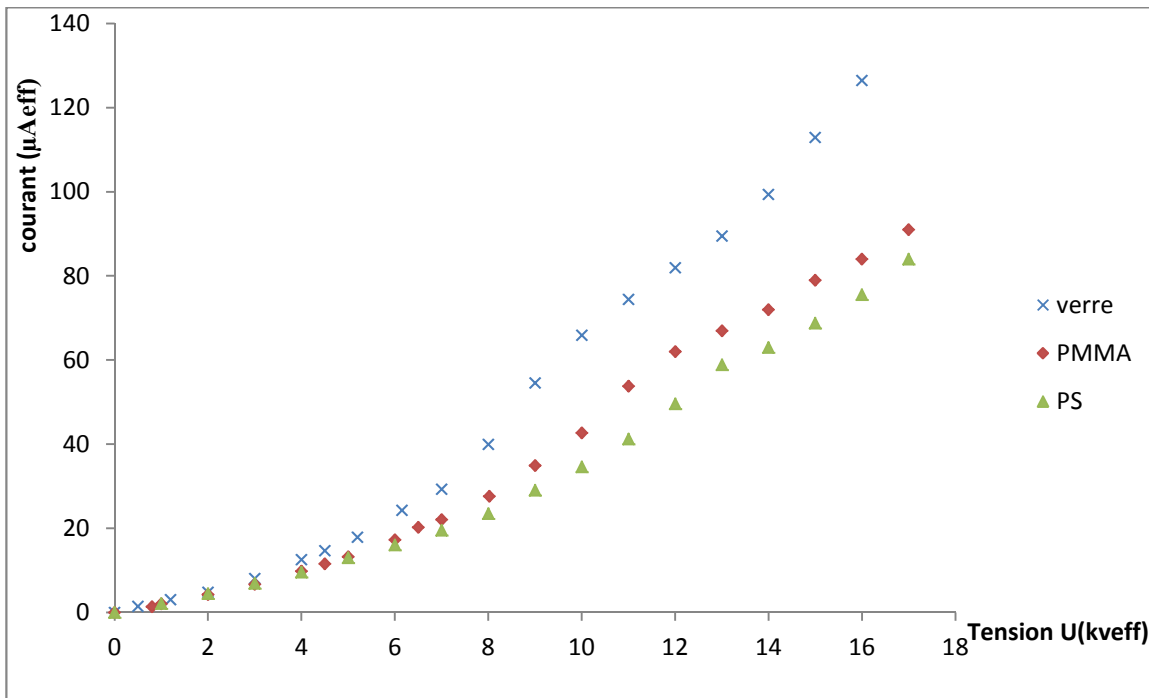


Figure III.8 : Caractéristique courant-tension des différentes barrières (d=5mm).

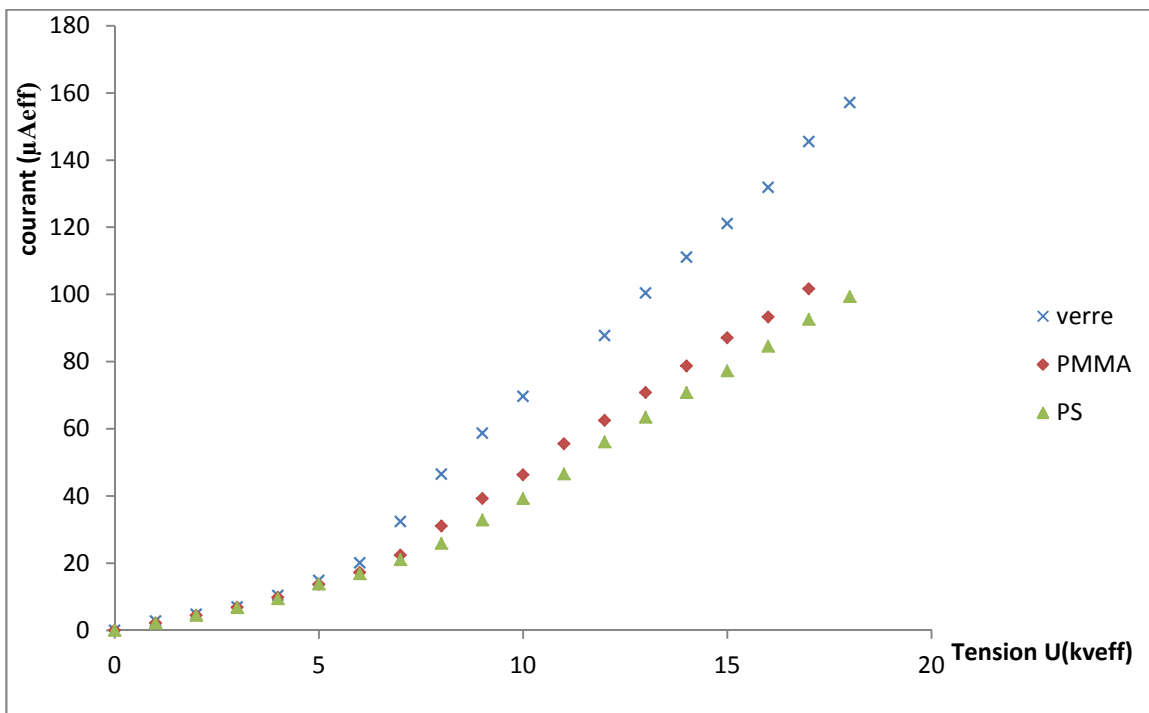


Figure III.9 : Caractéristique courant-tension des différentes barrières (d=10mm).

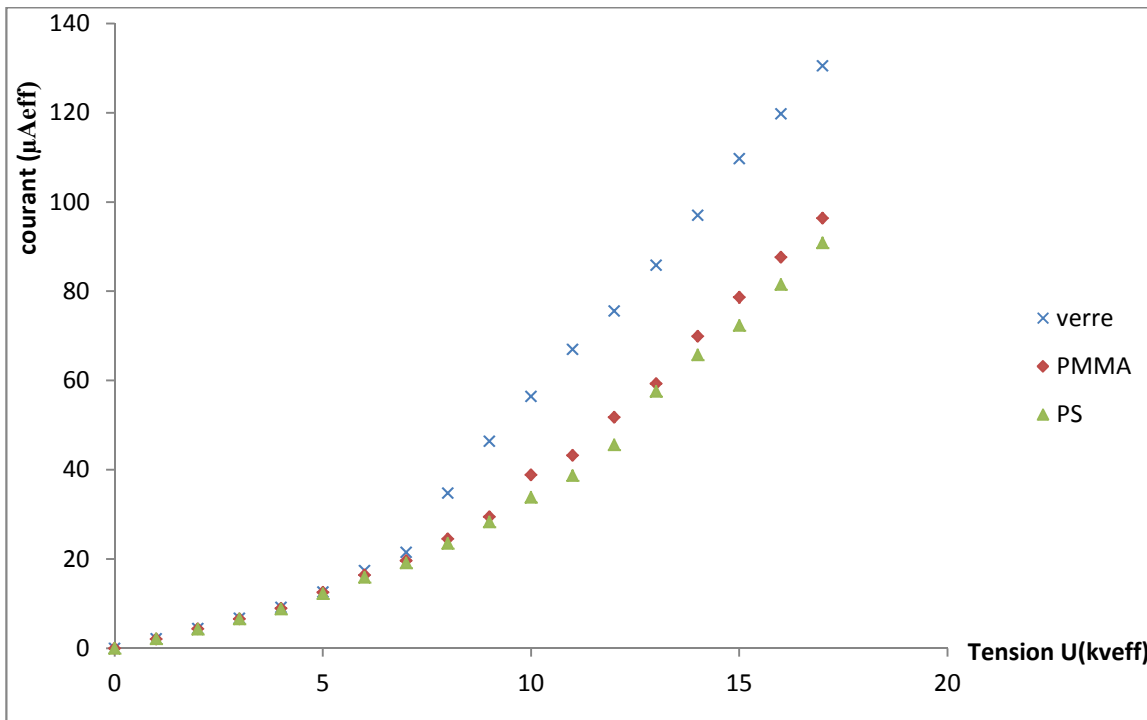


Figure III.10 : Caractéristique courant-tension des différentes barrières (d=15mm).

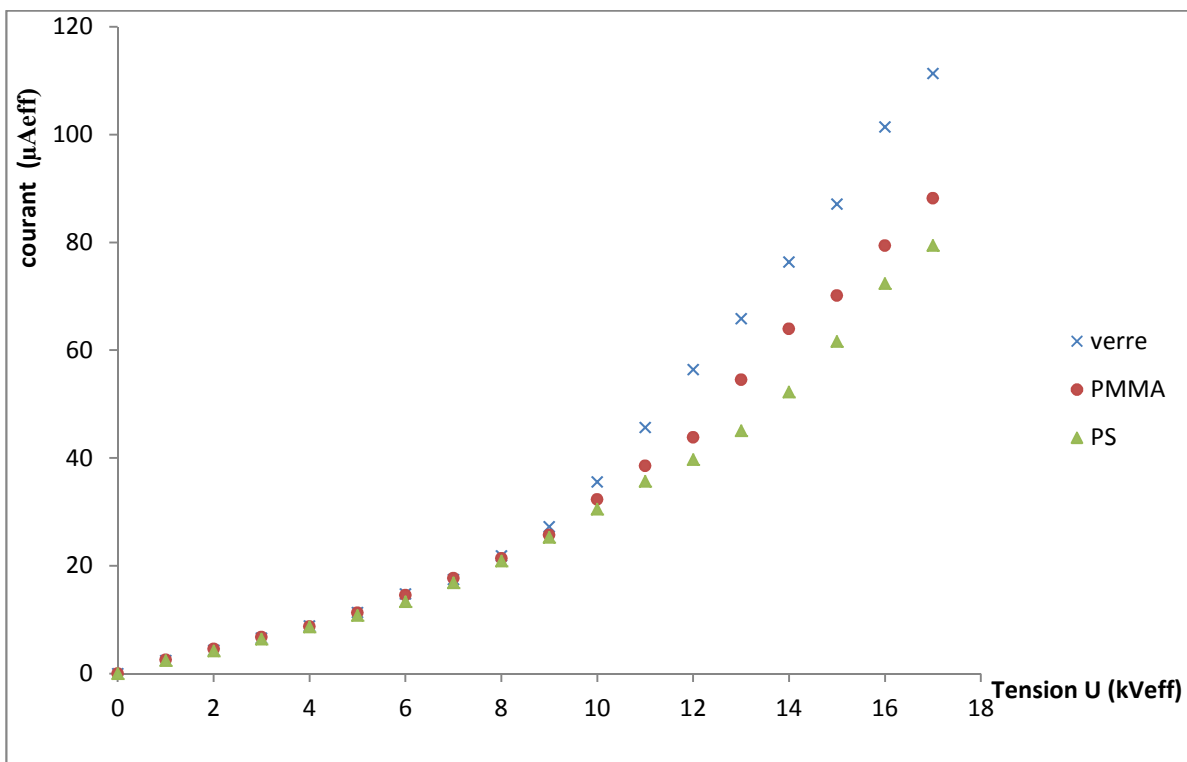


Figure III.11 : Caractéristique courant-tension des différentes barrières (d=20mm).

Les différents graphes montrent que le courant mesuré avec la barrière en PS est moins importante que celui avec PMMA et le verre, ceci est dû à la différence des permittivités et résistivités des matériaux, le verre présentant une permittivité élevée explique les courants élevés comparé aux polymères utilisés (PS et PMMA).

III.6 Conclusion

Les différents essais présentés nous ont permis d'observer l'influence de la distance, et la nature de la barrière diélectrique sur la décharge couronne, notamment d'observer la façon dont il se manifeste, sans oublier l'effet direct de la barrière qui est d'empêcher le passage à l'arc.

CONCLUSION GENERALE

La réalisation de ce mémoire nous a permis de développer et d'élargir mes connaissances dans le domaine des hautes tensions et nous familiariser avec les différents appareils de mesure, notamment à prendre en considération l'acquisition du réflexe sur les précautions face au danger et le bon déroulement des expériences.

Les résultats obtenus ont permis de vérifier l'influence de certains paramètres électro-géométriques notamment la distance inter-électrodes et la nature de la barrière diélectrique sur la décharge couronne en géométrie pointe-plan sous tension alternative 50 Hz.

D'après les résultats obtenus, on peut conclure :

- L'augmentation de la distance inter-électrodes entraîne une augmentation de la tension d'apparition d'effet couronne.
- La nature de la barrière diélectrique influe sur la tension de décharge couronne. Pour une tension donnée, la permittivité et les propriétés physico-chimiques de l'isolant diélectrique jouent un rôle important sur le choix de la barrière à appliquer.
- De façon générale la barrière diélectrique a pour effet d'empêcher le passage à l'arc électrique.

Nous espérons que ce modeste travail sera d'une aide appréciable à ceux qui veulent approfondir et étaler l'étude sur les différents paramètres non étudiés dans ce travail.



Bibliographie

◆Bibliographie◆

- [1] G. Le Roy, C. Gary, B.Hutzler, J. Lalot et C. Dubanton, "les propriétés diélectriques de l'air et les très hautes tensions", Edition Eyrolles, 1984,
- [2] Michel MOISAN et Jacques PELLETIER , <<Physique des plasmas collisionnels, Application aux décharges hautes fréquence>> ,
- [3] L.KHELLOUL, F.MEZIANE "Influence d'une barrière diélectrique sur une décharge couronne", mémoire d'ingénieur UMMTO, 2006
- [4] Alyen ABAHAZEM "Etudes expérimentales des décharges couronne pour la dépollution des gaz", Thèse de doctorat de l'université de Toulouse III,2009 ,
- [5] U. Kogelschatz, "Dielectric-barrier Discharges: Their History, Discharge Physics, and Industrial Applications, Plasma Chemistry and Plasma Processing", Vol. 23, pp 1-46, 2003,
- [6] O. Guaitella, "Nature de la synergie plasma-photocatalyseur pour la destruction d'un composé organique volatil type : l'acétylène", Thèse de Doctorat de l'école polytechnique, Paris, 2006,
- [7] J.S. Chang, P.A. Lawless and T. Yamamoto, IEEE trans. Plasma Sci. 19, 11021166, 1991,
- [8] L.B. Loeb and J.M. Meek "The Mechanism of Spark Discharge in Air at Atmospheric Pressure. II", J. Appl. Phys, Volume 11, pp 438-447, 1940,
- [9] E. Marode "The mechanism of spark breakdown in air at atmospheric pressure between a positive point and a plane. I. Experimental: Nature of the streamer track", J. Appl. Phys. Vol. 46, No. 5, pp 2005-2015, 1975,
- [10] E. Marode, "The mechanism of spark breakdown in air at atmospheric pressure between a positive point and a plane. II. Theoretical: Computer simulation of the streamer track", Journal of Applied Physics, Vol. 46, No. 5, p 2016-2020, 1975,
- [11] Axel VINCENT "conception et simulation d'un réacteur fil-cylindre a décharge couronne avec barriere diélectrique adapté au traitement des oxydes d'azote dans des effluents marqués par un isotope, Thèse de doctorat, de l'université paris VI, 2002,
- [12] Alexandre LABERGUE <<Etude de décharges électriques dans l'air pour le développement d'actionneurs plasmas – application au contrôle découlements>>. Thèse de doctorat de l'université de Poitiers, 2002,
- [13] http://www.univ-sba.dz/fsi/downloads/ETL437-Chapitre_3.pdf
- [14] http://www.univ-sba.dz/fsi/downloads/ETL437-Chapitre_4.pdf
- [15] http://www.univ-sba.dz/fsi/downloads/ETL437-Chapitre_7.pdf