

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

UNIVERSITE MOULOUD MAMMARI DE TIZI-OUZOU



FACULTE DU GENIE ELECTRIQUE ET D' INFORMATIQUE
DEPARTEMENT D' ELECTROTECHNIQUE

Mémoire de Fin d'Etudes de MASTER ACADEMIQUE

Domaine : Sciences et Technologies

Filière : Génie Electrique

Spécialité : **Machines électriques**

Présenté par

HAMITOUCHE Koceila

Thème

Caractérisation d'un actionneur plasma de surface en régime de décharge couronne sous tension continue

Mémoire soutenu publiquement le 29/06/2017 devant le jury composé de :

M Mohammed MEGHERBI

Professeur, UMMTO, Président

M M'hand MEKIOUS

MAA, UMMTO, Encadreur

M Salah HADDAD

Professeur, UMMTO, Examineur

Mme F. BITAM-MEGHERBI

Professeure, UMMTO, Examinatrice

Remerciements

*Le présent travail est effectué au laboratoire haute tension, Département d'Electrotechnique à l'Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou sous la Direction de Monsieur **MEKIOUS M'hand**. Je tiens à lui exprimer ma profonde gratitude pour sa patience, sa disponibilité et son aide précieuse tout le long de ce travail.*

*Mes vifs remerciements vont à Monsieur **MEGHERBI Mohammed**, Professeur à l'Université de Mouloud Mammeri pour avoir accepté de présider ce jury.*

*Je tiens à remercier Monsieur **HADDAD Salah**, Professeur à l'Université de Mouloud Mammeri pour avoir accepté de juger ce travail.*

*Mes remerciements vont également à Mme **BITAM-MEGHERBI Ferroudja**, Professeure à l'Université de Mouloud Mammeri pour l'intérêt qu'elle a porté à ce travail et d'avoir accepté de faire partie du jury*

Je tiens également à remercier toutes les personnes qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce travail.

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail à :

Ma mère, qui a ouvert pour ma réussite, de par son amour, son soutien et ses précieux conseils, pour toute son assistance et sa présence dans ma vie, quelle sache que l'amour qu'elle me donne continue à m'animer et me permet d'aller de l'avant.

Mon père qui m'a toujours poussé et motivé dans mes études, tes conseils ont toujours guidé mes pas vers la réussite. Je te dois ce que je suis aujourd'hui. Merci pour l'éducation le soutien permanent venu de toi.

Mes sœurs qui n'ont cessé d'être pour moi des exemples de persévérance, de courage et de générosité.

Mes neveux, aucune dédicace ne saurait exprimer tout l'amour que j'ai pour vous, votre joie et votre gaieté me comble de bonheur.

Sommaire

Sommaire

Introduction générale.....	1
Chapitre I. Physique des décharges électriques	
I.1 Introduction.....	2
I.2 Paramètres électriques et physiques.....	2
I.2.1 Champ électrique.....	2
I.2.2 Fonction de distribution de particules.....	3
I.2.3 Physique des collisions atomiques dans une décharge électrique.....	3
I.3 Décharge électrique dans les gaz.....	4
I.3.1 Rappel sur le comportement diélectrique des gaz.....	4
I.3.2 Mécanisme de formation de décharges électriques.....	5
I.4 Mécanisme de claquage de Townsend.....	7
I.4.1 Premier coefficient de Townsend.....	7
I.4.2 Deuxième coefficient de Townsend.....	9
I.4.3 Limite de la théorie de Townsend.....	10
I.5 Mécanisme de claquage de streamer.....	11
I.5.1 Modèle de Loeb et Meek.....	11
I.5.2 Modèle de Raether.....	12
I.6 Conclusion.....	13
Chapitre II. Décharges couronne	
II.1 Introduction.....	14
II. 2 Généralités sur les plasmas.....	14
II.2.1 Définition.....	14
II.2.2 Grandeurs caractéristiques d'un plasma.....	15
II.2.3 Classification des plasmas.....	16

II.3 Mécanisme de la décharge couronne.....	16
II.3.1 Historique.....	16
II.3.2 Principe de la décharge couronne.....	17
II.3.3 Différents systèmes d'électrodes et type de décharge	18
II.3.4 Seuil critique de l'effet couronne.....	20
II.4 Influence de contraintes environnementales sur la décharge couronne.....	21
II.4.1 L'humidité.....	21
II.4.2 La température.....	21
II.4.3 La pression.....	22
II.5 Applications de la décharge couronne.....	22
II.5.1 Nettoyage de surface.....	22
II.5.2 La gravure de surface.....	23
II.5.3 L'activation de surface.....	23
II.5.4 Les dépôts.....	23
II.6 Conclusion.....	23
 Chapitre III. Décharges à barrière diélectrique	
III.1 Introduction.....	24
III.2 Historique.....	24
III.3 Différentes configurations et principe de la décharge.....	25
III.4 Différents régimes de DBD.....	26
III.4.1 Décharge à barrière diélectrique volumique.....	26
III.4.1.1 Décharge silencieuse.....	27
III.4.1.2 Décharge lumineuse homogène.....	27
III.4.2 Décharge à barrière diélectrique surfacique.....	28
III.5 Application des DBD.....	29

III.5.1 Production d’ozone.....	29
III.5.2 Traitement des gaz.....	30
III.5.3 Lampes fluorescentes.....	31
III.5.4 Ecrans plasma.....	31
III.6 Conclusion.....	31
Chapitre IV. Caractérisation d’un actionneur plasma de surface DC	
IV.1 Introduction.....	32
IV. 2 Dispositif expérimental.....	32
IV.3 Actionneur plasma à décharge couronne de surface DC.....	33
IV.3.1 Description de l’actionneur.....	33
IV.3.2 Protocole expérimental.....	33
IV.4 Résultats et commentaires.....	34
IV.4.1 Effet de la distance inter-électrodes.....	35
IV.4.2 Effet du rayon de l’électrode à faible rayon de courbure.....	36
IV.4.3 Effet du rayon de l’électrode à fort rayon de courbure.....	37
IV.5 Conclusion.....	37
Conclusion générale.....	38

Références bibliographiques

Introduction générale

Introduction générale

Les décharges électriques dans les gaz sont connues de l'homme depuis longtemps, à travers les phénomènes de foudre ou les feux de Saint-Elme. Cependant, leur étude en laboratoire n'a véritablement commencé qu'au cours du XIX^{ème} siècle, avec les progrès effectués dans le domaine de l'électricité, et les premières études décrivant leur évolution et proposant des mécanismes datent du début du XX^{ème} siècle. Les propriétés physico-chimiques de ces décharges ont rapidement suscité un intérêt important dans différents domaines.

Les décharges électriques à la pression atmosphérique peuvent générer des plasmas. Selon les valeurs des températures du degré d'ionisation, ces plasmas peuvent être classés en deux catégories : les plasmas chauds et les plasmas froids. Notre travail est une contribution à la caractérisation d'un actionneur plasma de surface DC, La première introduction de cet actionneur date de 1996. Depuis cette date l'intérêt de contrôler et d'influencer les écoulements de fluides avec des plasmas faiblement ionisés augmente de façon continue. De nombreuses expérimentations ont consisté à tester diverses applications potentielles, et éventuellement polyvalentes, des actionneurs plasma. Certaines de ces expériences ont montré leur applicabilité pour contrôler la séparation de la couche limite d'une part et pour la contrôler d'autre part.

Nous avons jugé utile de le répartir en quatre chapitres :

Le premier chapitre portera sur des généralités sur les décharges électriques dans les gaz qui sont interprétées selon deux modèles de Townsend et des Streamers.

Le second chapitre est consacré à une présentation générale sur les plasmas et l'étude de la décharge couronne.

Le troisième chapitre est réservé à l'étude de la décharge à barrière diélectrique.

Au quatrième chapitre nous présentons l'étude expérimentale qui a été faite et les résultats obtenus et nous terminons par une conclusion générale.

Chapitre I

Physique des décharges électriques

I.1 Introduction

A leur état normal de température et de pression, les gaz sont des isolants parfaits. Cependant, si l'on applique un champ électrique suffisamment intense entre deux électrodes mises dans un milieu gazeux, ils peuvent perdre leurs propriétés diélectriques et devenir plus ou moins conducteurs et un claquage électrique se produit. Les phénomènes complexes qui se produisent alors portent le nom de *décharge électrique* [1].

Dans la classification des décharges fondée sur les caractéristiques courant-tension, on y distingue les décharges luminescentes à basse pression et les décharges couronne à basse et haute pression.

Dans tous les cas les décharges sont interprétées sur la base de deux modèles :

Le premier modèle concerne des décharges à long rayon d'action faisant intervenir l'intervalle de décharge tout entier : c'est la décharge de Townsend.

Le second modèle, mise au point pour expliquer la rapidité des phénomènes concerne les décharges à court rayon d'action : c'est la décharge par streamers [2].

I.2 Paramètres électriques et physiques

Pour l'étude des décharges électriques, il faut prendre en considérations certains paramètres et leur influence sur le développement de la décharge électrique.

I.2.1 Champ électrique

Le champ électrique est le paramètre le plus important, parce qu'il est responsable de la production des décharges électriques (création des particules chargées). La connaissance des valeurs du champ électrique dans chaque point du domaine d'étude nous permet d'avoir des informations sur les phénomènes qui se manifestent dans les décharges électriques. Le champ électrique est gouverné par l'équation de poisson donnée par :

$$\operatorname{div}E = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (I.1)$$

E est le champ électrique, ρ étant la densité des charges électriques et ε_0 : la permittivité du vide [1].

$$E = -\nabla U \quad (I.2)$$

I.2.2 Fonction de distribution des particules

Si on considère un gaz de N particules alors la fonction de distribution f de ces particules peut être définie comme étant le nombre de particules qui, à l'instant t, se trouvent dans les positions z et z + dz dont la vitesse est comprise entre v et v + dv.

Donc f est une fonction du temps, de la position et de la vitesse $f \equiv f(t, z, v)$

En physique statistique il y en a trois fonctions de distribution qui sont : Fermi Dirac, Bose Einstein et celle de Maxwell Boltzmann.

Si le gaz est en équilibre thermodynamique et l'énergie d'interaction entre ses particules est négligeable devant leur énergie cinétique, la fonction de distribution qu'on utilise est généralement la fonction de Maxwell Boltzmann définie par [1] :

$$f_M = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{-mv^2}{2kT}\right) \quad (I.3)$$

m, k et T étant, respectivement, la masse, la constante de Boltzmann et la température.

I.2.3 Physique des collisions atomiques dans une décharge électrique

Les phénomènes de collisions atomiques prennent une place importante en physique atomique et moléculaire, ils jouent un rôle dans la physique des décharges électriques, physique des plasmas, etc...

Soumises à un champ électrique et donc à la force de Coulomb, les particules chargées vont entrer en collision avec les espèces chimiques environnantes [1] [8].

Si on considère un faisceau de particules A qui se dirigent vers une particule cible B ; trois processus peuvent être distingués :

- Les deux particules A et B sont diffusées sans aucun changement dans leur structure interne suivant $A + B \rightarrow A + B$: C'est ce qu'on appelle *collision élastique*.
- Les deux particules A et (ou) B subissent un changement de leur état quantique interne par exemple $A + B \rightarrow A + B^*$

B* indique l'état excité de la particule B, de tels processus sont appelés *collisions inélastiques*.

Les chocs inélastiques sont donc la source d'un nombre important de réaction physico-chimiques qui vont alors modifier les propriétés macroscopiques du gaz.

On distingue alors les phénomènes ionisants :

- *Excitation* : lorsqu'un atome a acquis suffisamment d'énergie pour qu'un des électrons passe à un niveau (orbital) d'énergie plus élevé. L'atome passe alors de son état fondamental à un état excité.
- *Ionisation* : on dit qu'un atome est ionisé lorsqu'un électron de sa couche externe subit une énergie suffisante pour l'extraire de cet atome.
- *Recombinaison* : est le phénomène d'attachement de particules lorsqu'un ion positif rencontre un électron ou lorsque deux ions de signes contraires se rencontrent.
- *Détachement* : c'est le phénomène qui se produit lorsqu'un ion perd son électron supplémentaire [1] [3] [4] [5].

I.3 Décharge électrique dans les gaz

L'étude des décharges électriques dans les intervalles d'air présente un grand intérêt du point de vue industriel, 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 plus d'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 aussi bien au niveau microscopique que macroscopique [9].

I.3.1 Rappel sur le comportement diélectrique des gaz

L'air est l'isolant le plus utilisé en Technique de la haute Tension (lignes et postes). En l'absence de champ électrique, les molécules de gaz sont soumises à l'agitation thermique, en sa présence les molécules de gaz se mettent en mouvement dans la direction du champ. Leur vitesse variera en fonction de la distribution et de l'intensité du champ, ainsi que d'autres paramètres tels que la pression, la température et l'humidité du gaz [6].

Aux niveaux habituels de pression (pression atmosphérique et au-delà) le comportement diélectrique des gaz est représenté par la branche droite de la courbe de Paschen **figure I.1** : la tension de claquage V est une fonction croissante du produit $p.d$ (p = pression, d = distance entre les électrodes). Cette relation caractérise le mécanisme d'ionisation en chaîne (avalanche de Townsend) responsable du claquage : les électrons doivent acquérir entre deux collisions une énergie suffisante (proportionnelle à $V/p.d$ pour ioniser les molécules du gaz et créer ainsi d'autres électrons.

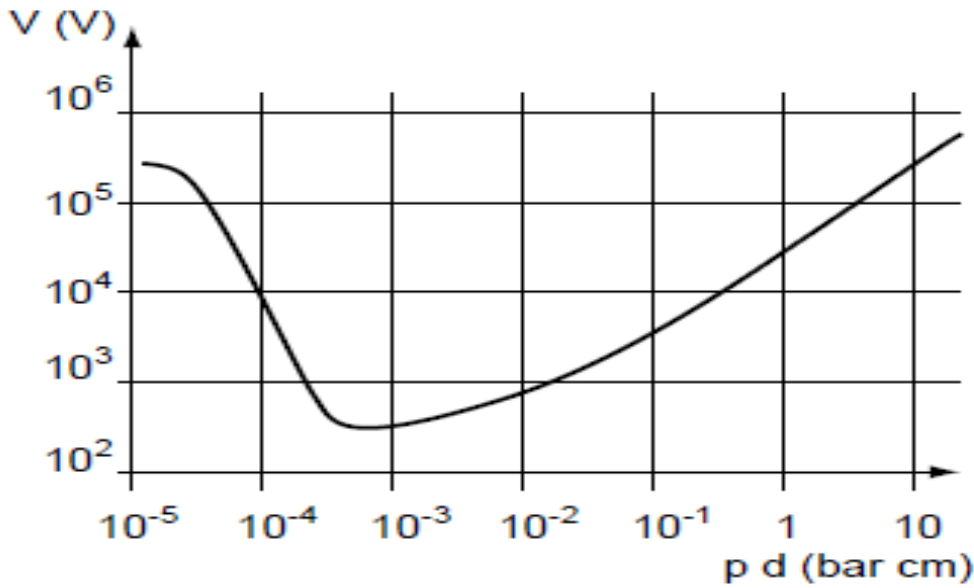


Figure I.1 : Evolution de la rigidité diélectrique de l'air en fonction de la pression (Courbe de Paschen) [7].

I.3.2 Mécanismes de formation des décharges électriques

Un électron, placé dans un champ électrique uniforme ($E = U/d$), où U est la tension appliquée entre deux électrodes distantes de d , est accéléré et peut ioniser des atomes ou des molécules au cours de chocs successifs. L'ionisation d'une espèce conduit donc à la formation d'une particule chargée et à la libération d'un électron supplémentaire qui à son tour va être accéléré et acquérir une énergie suffisante pour ioniser une seconde particule. Ce mécanisme d'ionisations successives est connu sous le nom « *d'avalanche électronique* ».

Pour que la décharge soit auto-entretenu, il est nécessaire que tout électron qui quitte la zone d'ionisation soit remplacé. Chaque électron doit créer suffisamment d'ions positifs, de photons et d'espèces métastables pour qu'au moins l'un d'eux puisse produire un nouvel électron [8].

Sous l'influence du champ électrique appliqué, toutes les particules ainsi créées vont se déplacer dans l'espace inter-électrodes et générer un courant électrique, le courant de décharge. La **Figure I.2** décrit le comportement du courant en fonction de la valeur de la tension appliquée. La courbe permet de distinguer quatre régimes :

- **Régime I** : le courant est très faible ($\leq 10^{-12}$ A/cm²), dû à la présence d'ions issus de la radioactivité naturelle ou rayonnement cosmique. Dans ce cas, le champ électrique est trop faible pour assurer l'avalanche électronique.

- **Régime II** : lorsque la tension atteint une valeur seuil V_0 , le champ est assez intense pour qu'un électron puisse ioniser une particule environnante. Le processus d'avalanche se déclenche alors sans que le critère d'auto-entretien soit pour autant satisfait. La décharge a besoin d'une source externe complémentaire : on parle de régime de Townsend non entretenu. Le courant reste faible ($\leq 10^{-9}$ A/cm²).
- **Régime III** : ici la décharge ne s'éteint plus car la condition d'auto-entretien est atteinte. La composante continue (représentative de la charge d'espace) augmente avec la tension.
- **Régime IV** : les courants de décharges deviennent très importants car toute l'énergie passe par un même canal préférentiel dans l'espace inter-électrodes. C'est le régime des décharges disruptives tel que les arcs électriques [3].

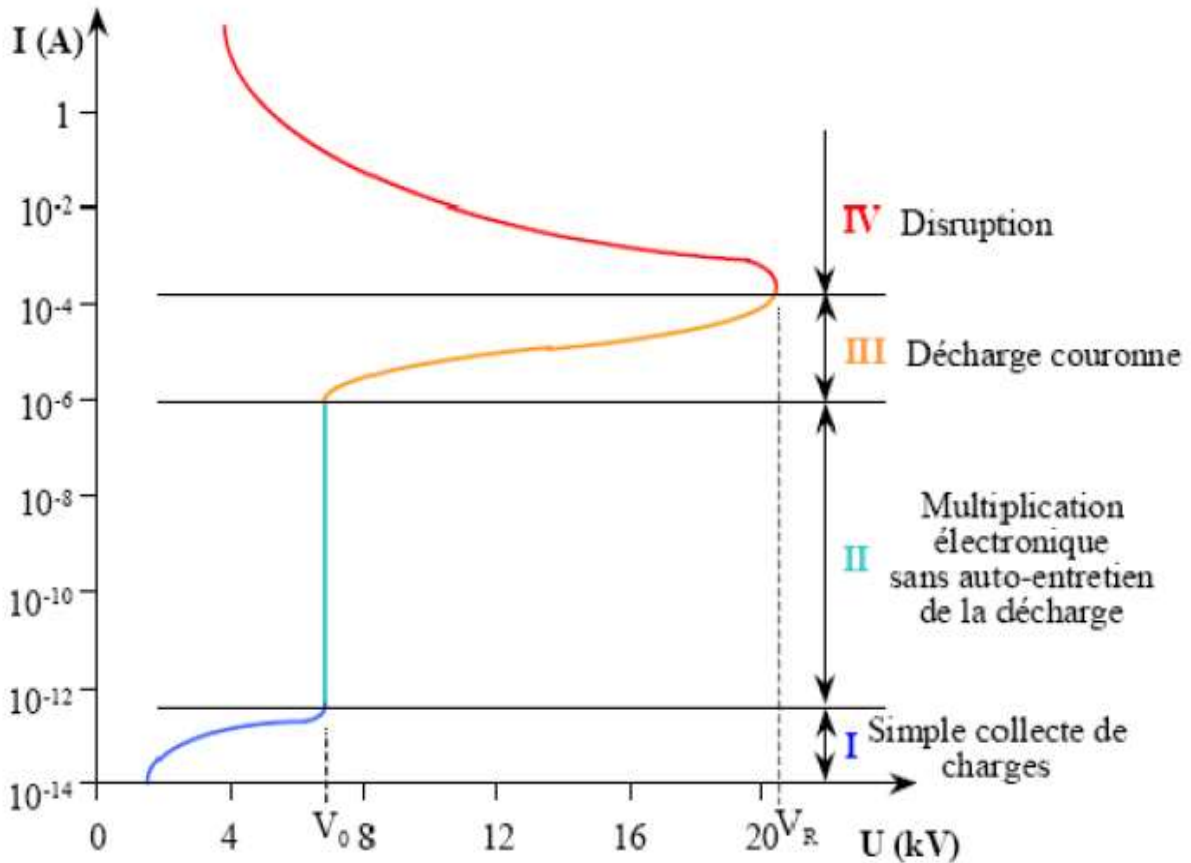


Figure I.2 : Caractéristique courant tension d'une décharge couronne dans l'air à la pression atmosphérique [15]

I.4 Mécanisme de claquage de Townsend

Ce mécanisme concerne les intervalles d'air à champ uniforme dans le cas des faibles produits ($p.d$) où p est la pression du gaz et d la distance inter-électrodes. Dans ce cas, la disruption est établie lorsque le critère dit de décharge autonome de Townsend (ou critère de Townsend) est rempli [6].

I.4.1 Premier coefficient de Townsend

Considérons un gaz sous pression p mis entre deux électrodes métalliques planes séparées par une distance d comme le montre la **figure I.3**. Si aucun champ électrique n'est appliqué, alors un équilibre est établi entre les électrons et les molécules du gaz. Cet équilibre est perturbé lorsqu'on applique un champ électrique E . Les électrons libres produits à la cathode se dirigent vers l'anode. Ils sont accélérés par le champ électrique. Lorsqu'ils acquièrent une énergie suffisante pour l'ionisation, il se produit de nouveaux électrons [2].

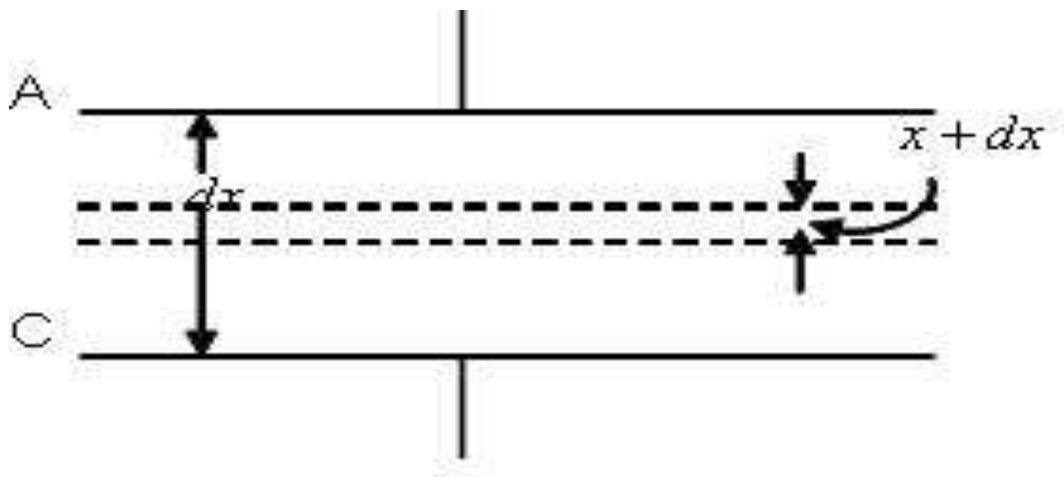


Figure I.3 : Schéma représentatif de l'intervalle inter-électrodes [1] [2].

Townsend a étudié la variation du courant en fonction de la tension appliquée, il a trouvé que le courant augmente en augmentant la tension et reste constant à I_0 qui correspond au courant de saturation. A des grandes valeurs de la tension appliquée, la variation suit une loi exponentielle. La variation du courant est représentée dans la **figure I.4**.

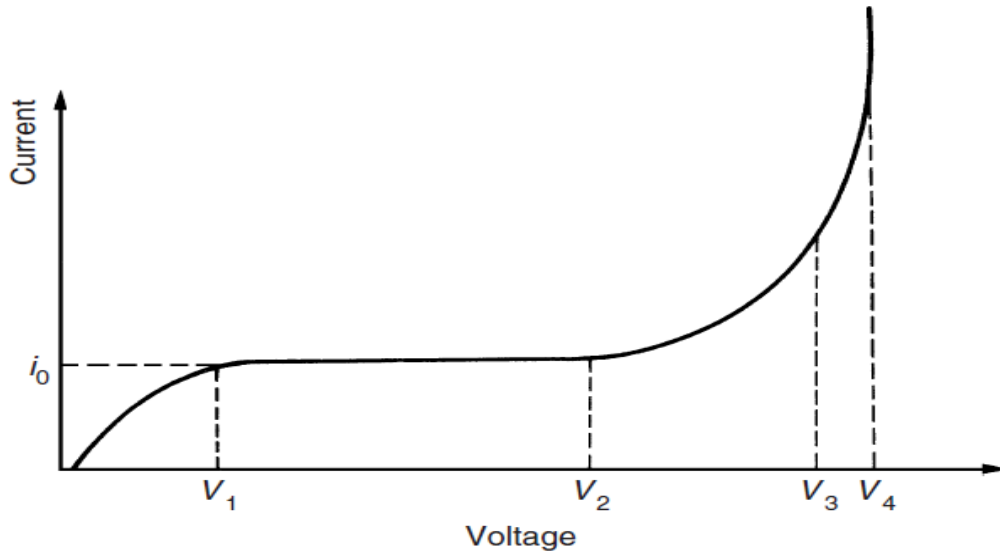


Figure I.4 : Variation du courant en fonction de la tension appliquée [10]

Pour mieux comprendre le mécanisme de multiplication des électrons, Townsend a introduit un coefficient α dit le premier coefficient de Townsend qui représente le nombre de paires électron-ion produites par un électron par unité de longueur.

Si n_0 est le nombre d'électrons émis par la cathode par unité de temps et n_x le nombre d'électrons traversant le plan d'abscisse x par unité de temps et d la distance inter-électrodes, l'augmentation de ce nombre sous l'effet de chocs ionisants sur un parcours dx , en admettant d constant (**figure I.3**), s'écrira :

$$dn_x = \alpha \cdot n_x dx \quad (I.4)$$

Si d est la distance inter-électrodes, et l'origine des abscisses se trouve à la cathode $n_x(x=0)=n_0$, le nombre d'électrons n arrivant sur l'anode est :

$$n = n_0 e^{\alpha d} \quad (I.5)$$

Et le courant par unité de temps :

$$I = ne^- = e^- n_0 e^{\alpha d} \quad (I.6)$$

Ou encore :

$$I = I_0 e^{\alpha d} \quad (I.7)$$

Avec : $I_0 = e^- n_0$ le courant émis par la cathode sous l'effet du rayonnement extérieur ; e^- étant la charge élémentaire d'un électron ($-1,6.10^{-19}$ Coulomb) [2].

I.4.2 Deuxième coefficient de Townsend

En effet, en plus du phénomène d'amplification, un phénomène de régénération est nécessaire à l'entretien d'une décharge dans un volume fini car les charges sont ultimement collectées à l'anode et à la cathode. Ce phénomène de régénération existe et est décrit par le deuxième coefficient de Townsend γ .

Considérons une décharge entre une cathode et une anode, lorsque un ion arrive sur la cathode il peut expulser un électron secondaire par conversion de ses énergies cinétique et potentielle, le nombre d'électrons secondaires pour un ion incident définit le coefficient γ (**figure I.5**) [2].

$$\gamma \equiv \frac{\text{Nombre d'électrons secondaire}}{\text{Nombre d'ions incidents}} \quad (I.8)$$

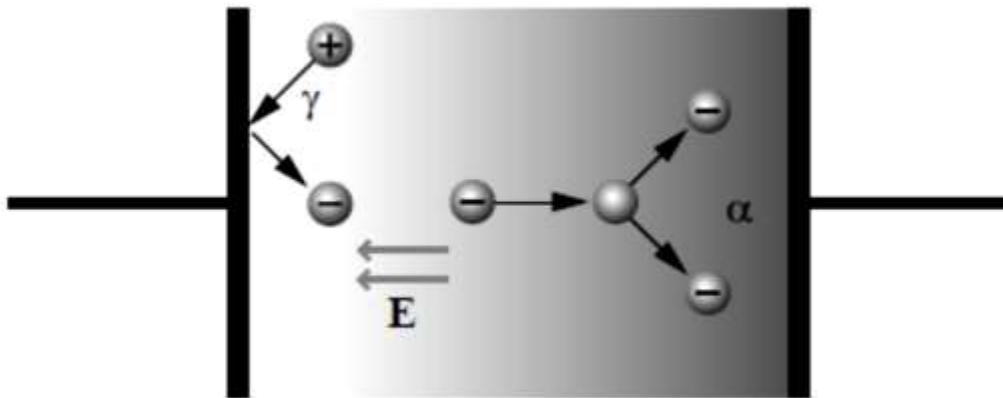


Figure I.5 : Processus d'émission et d'ionisation dans une décharge électrique [5]

Soient :

n_0 : Le nombre d'électrons émis par le processus primaire à partir de la cathode (à $x = 0$) par seconde. En d'autres termes, n_0 électrons initiaux développant une avalanche dans champ uniforme à la cathode.

n'_0 : Le nombre d'électrons secondaires produits à la cathode par seconde

n''_0 : Le nombre total d'électrons quittant la cathode par seconde.

Ainsi :

$$n''_0 = n_0 + n'_0 \quad (I.9)$$

Chaque électron quittant la cathode fait en moyenne $(e^{\alpha d} - 1)$ collision dans l'espace inter-électrode. Par conséquent, le nombre total de collisions ionisantes par seconde sera :

$$n_0''(e^{\alpha d} - 1)$$

Par définition, γ est le nombre d'électrons secondaires produits en moyenne à la cathode par collisions ionisantes dans l'espace inter-électrodes, puis,

$$n_0' = n_0''\gamma(e^{\alpha d} - 1) \quad (I.10)$$

En remplaçant (I.10) dans (I.9), on aura :

$$n_0'' = n_0 + n_0''\gamma(e^{\alpha d} - 1) \quad (I.11)$$

$$n_0'' = \frac{n_0}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (I.12)$$

D'après l'équation (I.5), le nombre d'électrons arrivant sur l'anode est donné par :

$$n = n_0''\gamma e^{\alpha d} \quad (I.13)$$

$$n = \frac{n_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (I.14)$$

Dans les conditions de régime permanent, le courant total dans l'espace inter-électrodes peut donc être donné par [2] :

$$I = \frac{I_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (I.15)$$

I.4.3 Limite de la théorie de Townsend

Dans la théorie de Townsend, les processus d'émission cathodique jouent un rôle fondamental dans l'amorçage de la décharge autonome. Cette théorie ne tient pas compte de la charge d'espace due à la différence de mobilité des électrons. Cette charge d'espace provoque une distorsion importante du champ électrique particulièrement à des pressions supérieures ou égales à la pression atmosphérique. La théorie de Townsend ne peut expliquer cependant les temps de développement de la décharge mesuré (10^{-9} à 10^{-7} s) dans le cas d'intervalles inter-

électrodes importants ($d > 1$ cm) et des pressions proches de l'atmosphère. Ces temps sont beaucoup plus faibles que ceux nécessaires à l'apparition d'effets secondaires à la cathode conditionnant le passage des décharge non autonomes en autonomes (10^{-5} à 10^{-4} s). Aussi, la tension d'apparition de l'étincelle dans les grands intervalles ne dépend pas du matériau de la cathode contrairement à ce qui est prévu par la théorie de Townsend [2].

I.5 Mécanisme de claquage de Streamer

Ce mécanisme décrit le phénomène de décharge disruptive, aussi bien en champ uniforme dans le cas des grands produits ($p.d$), qu'en champ non uniforme. Dans ce cas la décharge disruptive est précédée par la formation d'un canal de plasma.

Pour les petits intervalles d'air, le canal prend naissance au voisinage de l'anode sous l'effet de la forte concentration de charges d'espace positives. Ces dernières attirent les électrons libres allant vers l'anode et accroissent leur vitesse de telle sorte qu'ils arrivent à engendrer des avalanches secondaires provoquant la formation du canal de plasma.

Pour des intervalles d'air relativement longs (en champ relativement uniforme), le canal de plasma peut aussi prendre naissance au voisinage de la cathode. Dans ce cas les électrons en tête de l'avalanche principale, peuvent sous l'effet du champ électrique, engendrer des avalanches secondaires, donnant naissance à un canal de plasma au voisinage de la cathode. Ce dernier rejoint la cathode, puis se déplace vers l'anode. Ainsi pour les grands produits ($p.d$), la décharge disruptive est précédée de phénomènes de pré-décharge : effet couronne, effluves, aigrettes, etc...

En champ non-uniforme, les phénomènes de décharge apparaissent initialement au niveau de l'électrode de plus faible rayon de courbure. Nous observons d'abord l'effet couronne, suivi des aigrettes, puis finalement la décharge disruptive. La nature du canal de plasma dépend de la polarité de l'électrode où il prend naissance. Ainsi au niveau d'une pointe positive nous observons un canal anodique et au voisinage d'une pointe négative, un canal cathodique.

En tension alternative la nature des décharges variera avec la variation de la polarité des électrodes [6].

I.5.1 Modèle de Loeb et Meek

Loeb et Meek estiment le champ de charge d'espace E_r (champ radial) pour un streamer positif par la formule suivante :

$$E_r = 5,27 \cdot 10^{-7} \frac{\alpha e^{\alpha d}}{(x/p)^{1/2}} \quad (I.16)$$

Le claquage se produit lorsque $E_r = E$ pour $x=d$

La formation des avalanches s'explique par le phénomène de photo-ionisation se produisant à l'intérieur de l'avalanche primaire. Les électrons accélérés par le champ électrique excitent par collisions des molécules neutres, les électrons ainsi produits se situant au voisinage de l'avalanche primaire, créeront une nouvelle avalanche, appelée avalanche secondaire toujours par le même phénomène de multiplication électronique.

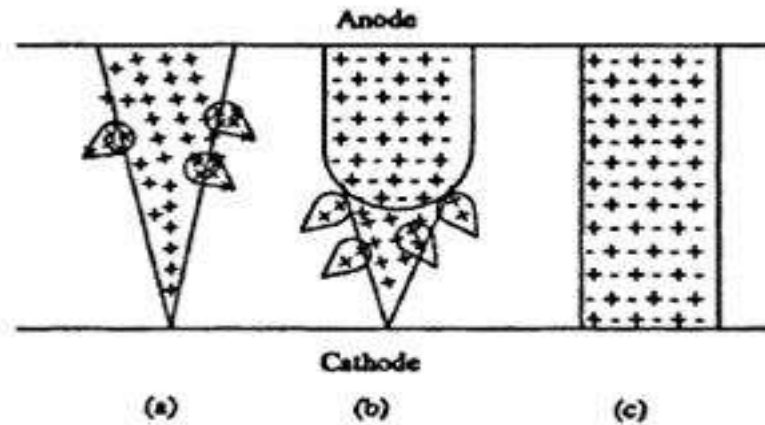


Figure I.6 Schéma de développement d'un streamer [2]

L'apparition du streamer est sous l'aspect d'un étroit filament lumineux provoqué par les photons en tête du streamer. Cependant, les photo-électrons sont produits non seulement en tête du streamer en direction du champ maximal, mais aussi dans une direction radiale par rapport à son avancement [2].

I.5.2 Modèle de Raether

La grande vitesse à laquelle se produit la décharge est due au fait que le streamer est conduit par plusieurs avalanches qui se développent simultanément entre les deux électrodes.

Raether a observé que lorsque la concentration de charge excède 10^8 électrons, le champ électrique se déforme à cause du champ de la charge d'espace et une décharge en forme de streamer (ou canal) apparaît :

$$n_0 e^{\alpha x_c} \approx 10^8$$

Pour une avalanche initiée par un électron ($n_0 = 1$) en champ uniforme, cela correspond à :

$$\alpha x_c \approx \alpha d_c = \ln 10^8 = 18,4 \quad (I.17)$$

Ou x_c est la longueur de l'avalanche quand elle atteint sa taille critique.

Raether, après des investigations expérimentales a développé une relation empirique pour le critère de décharge :

$$\alpha x_c = 17,7 + \ln x_c + \ln \frac{E_r}{E} \quad (I.18)$$

E_r : champ radial dû à la charge d'espace.

E : champ électrique.

La décharge électrique passe de l'avalanche au streamer quand $E_r \approx E$ (E_r du même ordre de grandeur que le champ électrique E ; on obtient alors :

$$\alpha x_c = 17,7 + \ln x_c \quad (I.19)$$

Pour un champ uniforme, la tension de claquage par streamer est obtenue quand l'avalanche court-circuite les deux électrodes, l'équation peut être réécrite :

$$\alpha d = 17,7 + \ln d \quad (I.20)$$

Quand la distance critique $x_c > d$, la décharge par streamer est impossible.

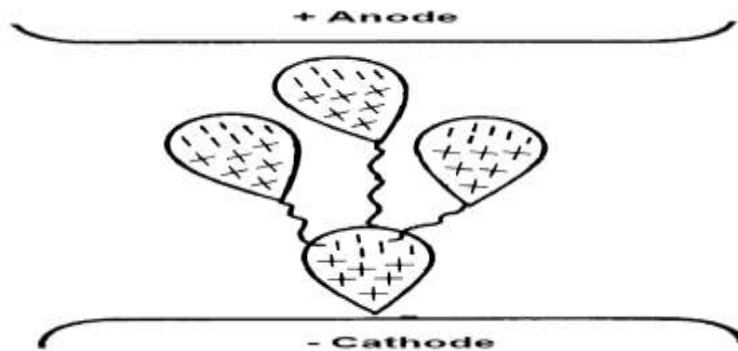


Figure I.7 Développement d'un streamer négatif comme il a été envisagé par Raether [2]

I.6 Conclusion

Dans ce chapitre, une synthèse bibliographique a été effectuée sur les décharges électriques dans les gaz. Nous avons aussi évoqué les deux modèles de décharge de Townsend et des Streamer qui permettant de comprendre les phénomènes qui se produisent dans les décharges électriques.

Chapitre II

Décharges couronne

II.1 Introduction

Depuis quelques années, la communauté scientifique s'intéresse de plus en plus aux technologies basées sur les plasmas réactifs hors équilibre générées par des décharges électriques dans un gaz à la pression atmosphérique. Les plasmas hors équilibre à l'air ambiant peuvent être générés par des décharges couronne et/ou des décharges à barrière diélectrique [11].

Dans ce chapitre, nous nous limiterons à donner un bref aperçu sur les décharges couronne.

II.2 Généralités sur les plasmas

II.2.1 Définition

Le terme plasma fut introduit par Langmuir pour désigner le gaz ionisé produit dans une décharge électrique et caractérisé par le comportement des particules chargées (électrons et ions) [12]. Les plasmas représentent près de 99 % de l'Univers. Ils existent soit à l'état naturel (couronne solaire, Soleil, intérieur des étoiles, ionosphère, intérieur des naines blanches...), soit en laboratoire où ils sont généralement produits par des décharges électriques [13].

Les plasmas sont le quatrième état de la matière, si nous prenons un élément de la matière à son état solide et nous commençons à le chauffer, nous retrouverons son évolution comme le montre le schéma de la **figure II.1**. Cet élément passe graduellement par son état liquide, ensuite à l'état gazeux, puis au plasma [11].

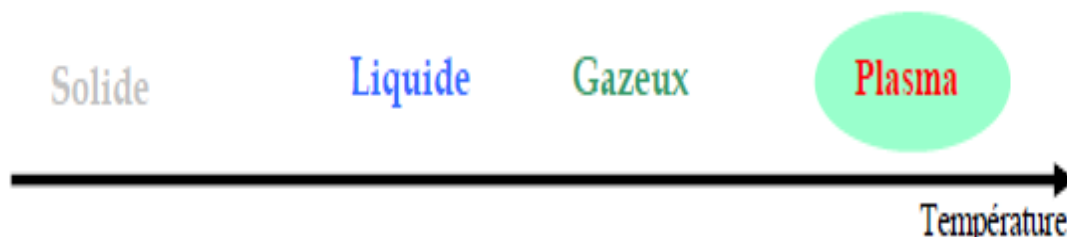


Figure II.1 : Evolution de l'état de la matière avec la température [11].

II.2.2 Grandeurs caractéristiques d'un plasma

Les plasmas sont caractérisés principalement par les paramètres suivants : densité électronique, le taux d'ionisation, la température électronique, le libre parcours moyen, la longueur de Debye.

- **La densité électronique** : la densité électronique n_e est le nombre d'électrons libres par unités de volume (cm^{-3}).
- **Taux d'ionisation** : le taux d'ionisation τ_i est défini comme le rapport du nombre d'électrons libre n_e sur le nombre de particules totales $n_e + N$ où N est le nombre de particules par unité de volume. Le taux d'ionisation est alors donné par :

$$\tau_i = \frac{n_e}{n_e + N} \quad (II.1)$$

- **Température électronique** : T_e est la température électronique qui correspond à la température absolue en Kelvin ($^{\circ}\text{K}$) des électrons. On utilise aussi parfois l'énergie électronique kT_e (en électron-volt eV) avec k la constante de Boltzmann, sachant que : $1 kT_e \approx 1,4 \cdot 10^4 \text{ K}$.
- **Libre parcours moyen** : le libre parcours moyen λ correspond à la distance moyenne parcourue par une particule chargée entre deux collisions. Il dépend de la vitesse des particules, ainsi que de la probabilité de collision.
- **Longueur de Debye** : la longueur de Debye λ_D définit la longueur à partir de laquelle le champ électrique Coulombien issu d'une particule chargée est neutralisé par un ensemble de particules de signes opposés dans le volume environnant. Elle est donnée par la relation suivante [3] :

$$\lambda_D = \left(\frac{2\varepsilon_0 kT_e}{n_e e^2} \right)^{1/2} \quad (II.2)$$

Avec ε_0 la permittivité du vide ($8,84 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$) et e la charge élémentaire d'un électron ($1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$).

II.2.3 Classification des plasmas

A partir des grandeurs caractéristiques il est possible alors de distinguer et classer les différents plasmas. Une classification des différents plasmas en fonction de la densité électronique, de l'énergie électronique et de la longueur de Debye ressortit deux grandes catégories de plasmas : les plasmas « froids » et les plasmas « chauds ».

- Les plasmas chauds (ou thermiques) présentent une température électronique qui est proche de celle du gaz, de 5000 à 50 000 °K [3] [14]. Ces plasmas sont dits à l'équilibre thermodynamique. Les énergies mises en jeu sont importantes. Les arcs et les torches à plasmas (utilisées en industrie pour la découpe et la soudure) sont des exemples de ce type de plasma.
- Les plasmas froids sont caractérisés par leur état hors équilibre thermodynamique. La température du gaz est dans ce cas proche de la température ambiante alors que celle des électrons (jusqu'à 10^4 °K) [3] [14], est suffisante pour permettre un taux élevé de collisions inélastiques. La majeure partie de l'énergie injectée est alors convertie en réactivité chimique, et non pas en énergie thermique.

II.3 Mécanisme de la Décharge Couronne

II.3.1 Historique

Les premières publications sur l'effet couronne datent de 1911. Une des conséquences du transport de l'énergie électrique à de hauts niveaux de tension est l'apparition de l'effet de couronne autour des lignes de transport. C'est ainsi que les premières expériences sur les fils conducteurs minces portés à des tensions suffisamment élevées ont montré qu'il se forme autour d'eux une gaine lumineuse, de couleur bleu-violet, dont l'épaisseur augmente avec la tension. C'est la présence de cette lueur qui a donné naissance à l'expression, universellement employée de décharge couronne ou corona effect.

Le pionnier de l'étude scientifique de l'effet couronne est un chercheur américain, R.W. Peek, qui, vers 1920 établit une loi empirique exprimant le seuil d'apparition de la décharge couronne, en terme de champ électrique superficiel. Cette loi célèbre est toujours d'usage aujourd'hui. Par la suite on trouve de nombreuses théories qui ont été élaborées pour expliquer la formation des pertes par effet couronne. On peut citer les travaux de Ryan et Henline, de Hesselmeyer et Kostko (1925), de Holm (1927). Cependant, leur étude en

laboratoire n'a véritablement commencé qu'au cours du siècle passé avec les progrès effectués dans le domaine de l'électricité. Les premiers essais en laboratoire datent de 1932. Le développement des systèmes de haute tension a donné une grande impulsion à la recherche sur les décharges couronne pour différents intervalles d'air. Vers les années 1940, Loeb, Meek et Raether, proposent un nouveau modèle de propagation de l'avalanche électronique lors de la décharge.

De nombreux ouvrages traitent de l'effet couronne. Vers les années 1950, les très hautes tensions utilisées pour le transport d'énergie électrique ont amené les concepteurs à considérer un autre phénomène. En effet, en présence de pluie, de brouillard ou de neige mouillée, on observe des vibrations mécaniques induites par effet couronne sur les conducteurs portés à la haute tension.

Depuis le milieu des années 1990 l'intérêt des constructeurs automobiles vis à vis des technologies liées aux plasmas froids produits par décharge couronne, pour la problématique NO_x particules des moteurs Diesel n'ont cessé de croître. Cependant le côté utile de la décharge couronne ne doit pas éluder un autre côté nuisible de cette décharge, comme les pertes de puissance au niveau des lignes de transport d'énergie haute tension et la détérioration d'isolation dans le matériel électriques utilisant la haute tension [15].

II.3.2 Principe de la décharge couronne

Les décharges couronne se situent dans le régime III de la **Figure I.2**. La décharge est classiquement établie entre une électrode active et une électrode passive (électrode reliée à la terre). L'électrode active est une pointe (fil de petit diamètre) à laquelle on va appliquer un haut potentiel électrique tandis que l'électrode passive est un plan (fil de diamètre supérieur à celui de l'électrode active). On obtient alors une décharge couronne volumique. La dissymétrie des électrodes conduit à un champ électrique inhomogène dans l'espace inter-électrodes. En l'absence de charge d'espace et dans la configuration pointe-plan, **Hartmann (1977)** a établi une expression du champ électrique E en fonction de la tension appliquée à la pointe le long de l'axe de symétrie x :

$$E(x) = \frac{U}{\left(x + \frac{R}{2}\right) \ln \left[\frac{2d+R}{R}\right]} \quad (II.3)$$

Avec U la tension appliquée, d la distance inter-électrodes, R le rayon de courbure de la pointe et x l'abscisse du point considéré par rapport à l'extrémité de la pointe prise comme origine. Dans une configuration fil-plan, *Lacoste et al. (2004)* ont utilisé :

$$E(x) = E_i \frac{R}{x} \quad (II.4)$$

Avec E_i le champ électrique à la surface du fil que l'on peut déterminer par la formule empirique de Peek (157 kV/cm)

II.3.3 Différents systèmes d'électrodes et type de décharge

Toutes les décharges pré-disruptives apparaissant sous la forme de lueurs diverses qui prennent naissance au voisinage d'une électrode à faible rayon de courbure ou dans un champ non uniforme se qualifient de décharges couronne. La décharge couronne se manifeste dans les conditions naturelles. Elle apparaît lorsque la valeur maximale du champ électrique atteint celle du champ d'ionisation du gaz «air» et se manifeste sur toute la gamme de fréquences de la tension, elle se caractérise par des phénomènes de nature optique, acoustique et électrique [15]

Parmi les plusieurs configurations de systèmes d'électrodes, les plus utilisés sont les systèmes pointe-plan, fil-cylindre et fil-fil voir **figure II.2**.

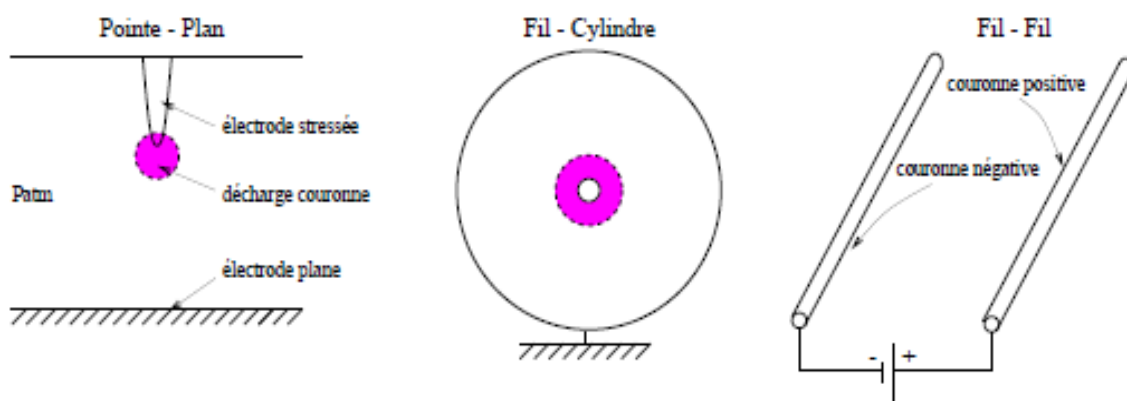


Figure II.2 : Configurations typiques pour la formation de décharges couronnes [16]

Selon la polarité de la tension appliqué à la pointe, on distingue deux type de décharge couronne :

- **Décharge couronne positive :**

La décharge couronne positive est celle qui se produit quand la pointe est portée à un potentiel positif et la plaque à la terre. Dans ce cas, dans la zone de champ intense autour de la pointe, des électrons sont produits par photo-ionisation et sont accélérés vers l'anode (la pointe). Autour de celle-ci, se développe alors une région de forte ionisation : zone en pointillé à la **Figure II.3**. Les ions positifs ainsi créés sont repoussés par l'anode, sous l'effet des forces de Coulomb, jusqu'à une distance de la pointe (inférieur au millimètre) au-delà de laquelle le champ électrique trop faible (< 30 kV/cm dans l'air à pression atmosphérique) ne permet plus la création d'ions positifs. Les ions positifs migrent donc vers la cathode (la plaque).

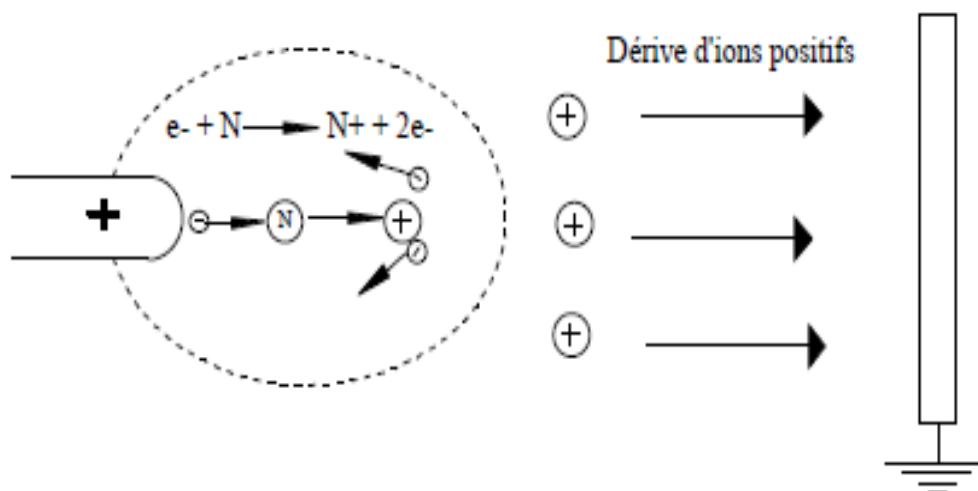


Figure II.3 : Descriptif de la décharge couronne positive [3].

- **Décharge couronne négative :**

Dans le cas où la pointe est portée à un potentiel négatif, il y a toujours création d'électrons par photo-ionisation et apparition de la zone d'ionisation autour de la pointe. Les ions positifs alors créés reviennent rapidement à la cathode (**Figure II.4**). Seuls les ions négatifs créés par attachement dans une zone où le champ est plus faible peuvent migrer vers la plaque. De plus, lorsque la haute tension dépasse un seuil, il y a passage à l'arc [3].

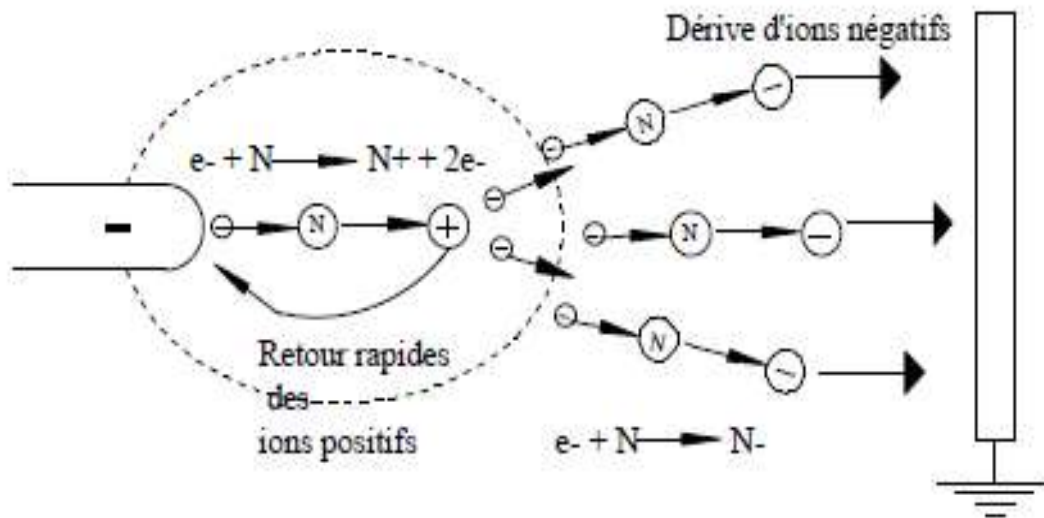


Figure II.4 : Descriptif de la décharge couronne négative [3]

II.3.4 Seuil critique de l'effet couronne

Pour évaluer le seuil de l'effet couronne d'un conducteur cylindrique, on utilise la formule de Peek, ayant pour expression :

$$E_c = E_0 \delta m_1 m_2 \left(1 + \frac{0,308}{\sqrt{\delta r}} \right) \quad (II.5)$$

$E_0 = 30$ kV/cm valeur de crête du champ électrique en conditions normales.

r : Rayon du conducteur en cm

m_1 : Coefficient qui tient compte de l'état de surface du conducteur (l'irrégularité géométrique du conducteur).

- $m_1 = 1$ pour un conducteur idéal parfaitement lisse ;
- $m_1 = 0,9$ pour un conducteur normal ;
- $m_1 = 0,8$ pour un conducteur présentant des arêtes vives.

m_2 : Coefficient qui prend en considération l'influence de la pollution des conducteurs

- $m_2 = 0,9$ pour un conducteur de propreté technique
- $m_2 = 0,3$ pour un conducteur fortement pollué

Souvent le produit $m_1 \cdot m_2$ est remplacé par un seul coefficient m

δ : Densité de l'air, donnée par l'expression :

$$\delta = \frac{P}{P_0} \cdot \frac{273 + T_0}{273 + T} \quad (II.6)$$

$$P_0 = 760 \text{ mmHg}$$

$$T_0 = 25 \text{ °C}$$

Le terme $\left(1 + \frac{0,308}{\sqrt{\delta r}}\right)$ est appelé correction de Peek, il tient compte du fait que plus le rayon du conducteur est petit plus il est difficile d'ioniser loin de ce conducteur [2].

II.4 Influence de contraintes environnementales sur la décharge couronne

L'environnement est caractérisé par la variation des paramètres atmosphériques, ces derniers se définissent comme suit :

II.4.1 L'humidité

L'influence de l'humidité sur la rigidité diélectrique de l'air est très importante surtout dans le cas où le champ électrique est non uniforme. Ce phénomène serait lié d'une part à l'accroissement de l'attachement des électrons libres, du fait de la présence de vapeur d'eau dans l'air (grande électronégativité) et d'autre part à la plus grande absorption des photons en tête des streamers, dans la région où se produisent les avalanches secondaires par photo-ionisation. Le seuil d'apparition de la décharge couronne survient à des tensions toujours plus basses pour 90% que pour 5% d'humidité relative. Cette différence pourrait s'expliquer par l'augmentation de la conductivité de l'air lorsque l'humidité relative de la cellule de décharge augmente.

II.4.2 La température

Avec l'augmentation de la température, à la pression normale, la rigidité diélectrique de l'air diminue, ce qui favorise la décharge couronne. Cela est dû au fait que dans ce cas le libre parcours moyen augmente. Par contre si l'augmentation de la température entraîne une augmentation de la pression, ceci influe donc sur le produit (pd).

II.4.3 La pression

L'effet de la pression est proportionnel à la tension d'amorçage et inversement proportionnel au courant. La **figure II.5** montre l'effet de la pression sur la décharge.

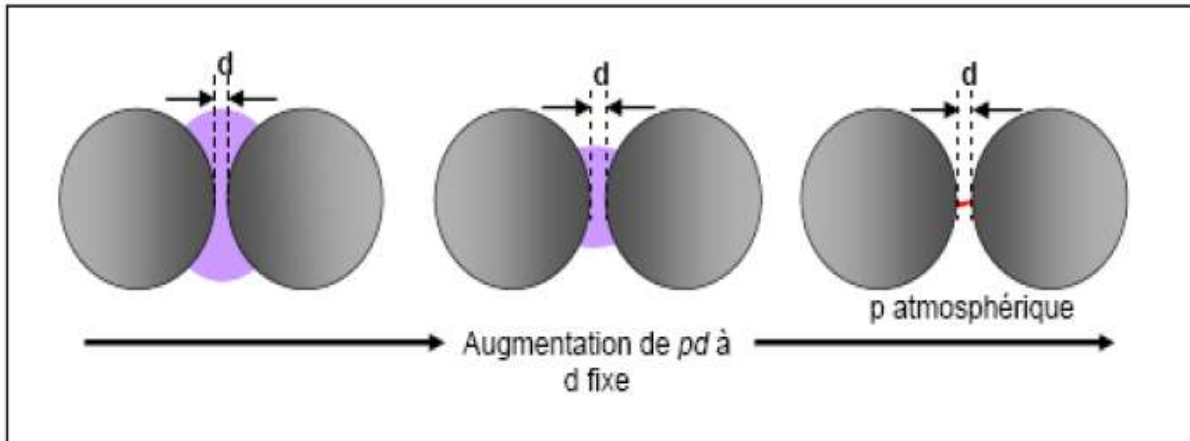


Figure II.5 Schéma d'évolution de la décharge observé en fonction de la pression [15].

II.5 Applications des décharges couronne

II.5.1 Nettoyage de surface

Ce traitement consiste à éliminer de la surface de l'échantillon les contaminants de divers natures : huile, poussières, agents chimiques ou biologiques.

Le nettoyage de surfaces avec les plasmas froids donne des résultats satisfaisant puisque ce dernier permet de nettoyer sans endommager ou modifier la structure de la surface.



Figure II.6 Photo d'un plasma froid stérilisant un outil dentaire à la pression atmosphérique [14].

II.5.2 La gravure de surface

Ce procédé consiste à retirer des couches de matériaux à la surface de l'échantillon traité afin de créer un relief (ex : trou dans un diélectrique qui sera métallisé par la suite).

La vitesse de gravure dépend de divers paramètres : composition du plasma, nature du substrat. Les espèces métastables énergétiques améliorent l'efficacité de la gravure et jouant un rôle essentiel dans les phénomènes d'excitation, d'ionisation et de dissociation.

II.5.3 L'activation de surface

L'activation de surface consiste à greffer des fonctions chimiques (espèces active du plasma) à la surface du matériau dans le but de lui conférer des propriétés spécifiques en faisant varier son énergie superficielle. La composition du plasma influence les propriétés de surface du matériau traité.

II.5.4 Les dépôts

Les dépôts confèrent au matériau traité des fonctionnalités particulières en surface (esthétique, conductivité électrique, barrière chimique, résistance à la corrosion) tout en préservant les propriétés intrinsèques (mécanique notamment) du massif [14].

II.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons évoqué les deux catégories classiques des plasmas (thermique et non thermique) ainsi que leurs grandeurs caractéristiques de la décharge couronne qui est un plasma froid non thermique.

Chapitre III

Décharges à barrière diélectrique

III.1 Introduction

L'une des difficultés principales des décharges couronnes est la transition à l'arc électrique. Ce phénomène est caractérisé par une forte élévation du courant de décharge et une hausse importante de la température du gaz.

Dans la plupart des applications utilisant les décharges couronne, on cherche à éviter le passage à l'arc, afin d'augmenter la durée de vie des électrodes et optimiser les processus de formation des espèces réactives. L'une des solutions apportées pour y remédier est de disposer une barrière diélectrique sur l'une au moins des électrodes, ce qui nous mène à étudier les décharges électrique à barrière diélectrique (DBD) [14].

III.2 Historique

Les premières expérimentations connues sur ces décharges sont de Siemens en 1857. Les applications principales étaient la production d'ozone ou d'oxyde d'azote. En 1932, Buss décrit le caractère filamentaire de cette décharge dans l'air à travers les premiers clichés photographiques et mesures à l'oscilloscope réalisé sur les DBD, Il faut attendre 1988 pour découvrir l'existence d'un régime de DBD homogène à la pression atmosphérique grâce aux recherches des japonais **Kanazawa et al.** Depuis, de nombreuses recherches ont été menées afin de comprendre les phénomènes physiques régissant les DBD.

Qu'est-ce qu'une décharge à barrière diélectrique ?

On appelle « décharge à barrières diélectriques », le type de décharge dans un gaz caractérisé par la présence d'au moins une épaisseur de matériau diélectrique dans le sur l'une de deux électrodes.

Il est possible de générer des DBD dans une gamme élevée de pressions et pour différentes natures de gaz. La capacité du diélectrique limite le courant électrique dans le système, permettant ainsi la génération d'un plasma froid même à pression atmosphérique.

La tension généralement appliquée est de plusieurs kilovolts (kV) avec des fréquences variant de 50 Hz à quelques kHz sont typiquement utilisées pour claquer le gaz dans un espace interélectrodes de quelques centaines de microns à quelques centimètres.

Les DBD ne peuvent être alimentées que par des signaux alternatifs, le couplage capacitif du diélectrique rendant le système électrode-diélectrique semblable à une capacité. Les signaux peuvent être de différentes formes : sinusoïdaux, carrés ou impulsionnels [11].

III.3 Différentes configurations et Principe de la décharge.

Suivants le type d'application envisagée, différentes possibilités d'arrangement de la décharge à barrière diélectrique (DBD) peuvent être adaptées. Les différentes configurations existantes de la (DBD), ayant toutes en commun l'insertion d'une barrière diélectrique couvrant au moins l'une des deux électrodes, sont représentées sur la **figure III.1**.

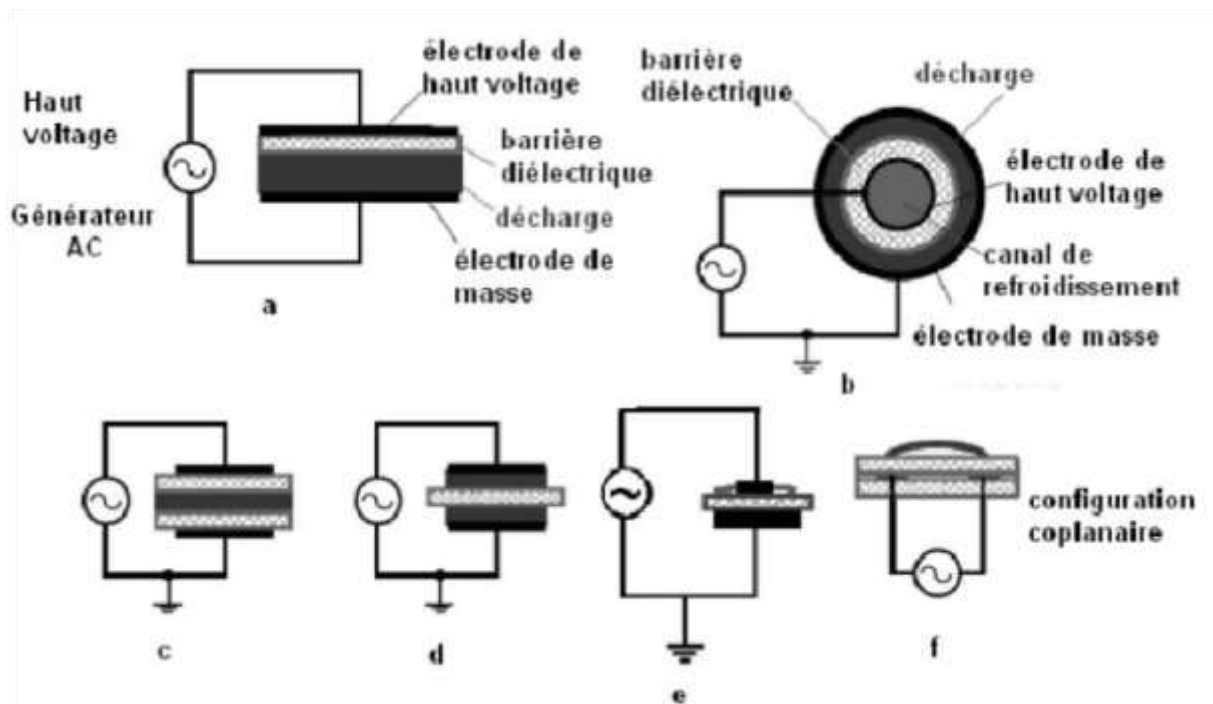


Figure III.1. Différents types de configuration de barrière diélectrique [15]

Le principe de fonctionnement est illustré sur la **figure III.2**. Avec l'application de la tension V_a sur les électrodes le claquage du gaz conduit à la formation d'un canal conducteur (**Figure III.2.a**). Compte tenu du faible libre parcours moyen à pression atmosphérique, ce canal de décharge présente un rayon typiquement de l'ordre de la centaine de μm , on parle alors de micro-décharge. Celle-ci est représentée électriquement sur la **Figure III.2.d**. Le diélectrique en vis-à-vis de la micro-décharge se comporte alors comme l'isolant d'un condensateur, C_{ds} , dont les armatures sont d'un côté la décharge et de l'autre l'électrode.

Le passage du courant induit une accumulation de charges sur la surface du diélectrique solide en vis-à-vis du canal de décharge qui conduit à une augmentation de la tension V_{ds} . Si l'augmentation de cette tension au fur et à mesure du développement de la décharge est plus

rapide que l'augmentation de la tension appliquée V_a à l'endroit où s'est initiée la microdécharge, elle entraîne une chute de la tension appliquée sur le gaz V_g , ce qui conduit à l'extinction de la décharge. Ainsi, la micro-décharge est bloquée bien avant d'avoir atteint un degré d'ionisation suffisant pour transiter en régime d'arc. Si la tension appliquée sur les électrodes continue d'augmenter, des micro-décharges s'initient à de nouvelles positions car la présence de charges résiduelles en surface du diélectrique diminue le champ électrique vue par le gaz aux positions où les micro-décharges se sont déjà développées (**Figure III.2.b**). A l'inversion de polarité (**Figure III.2.c**), les décharges précédemment déposées sur le diélectrique permettent un claquage du gaz sous un champ électrique plus faible que lors de la première alternance [17].

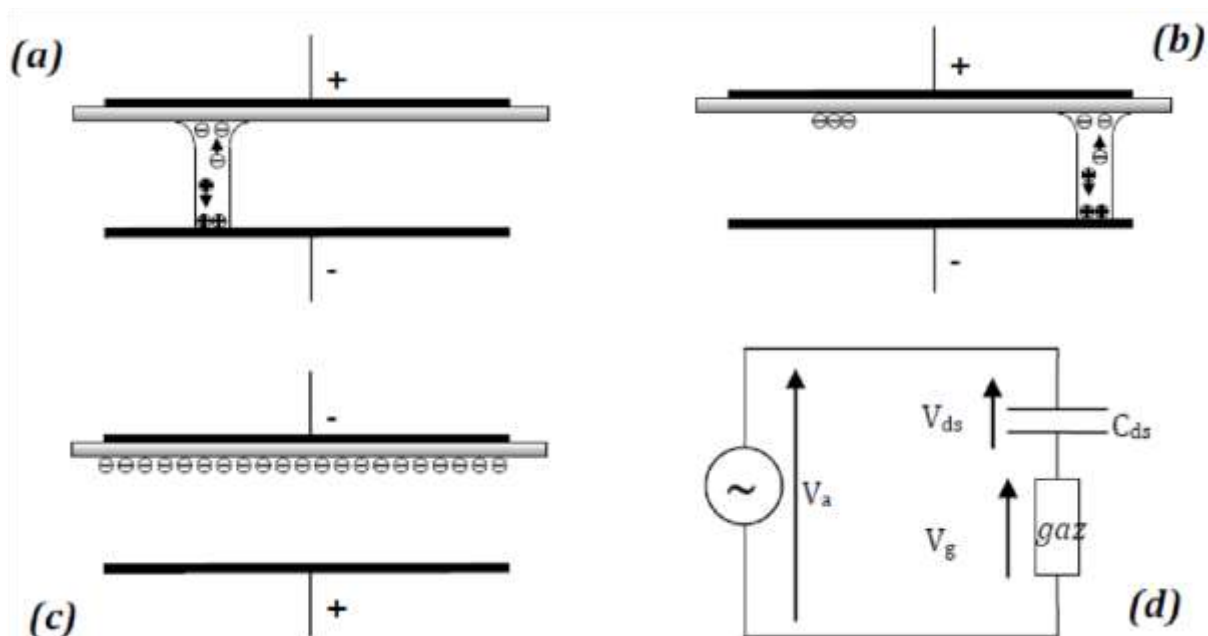


Figure III.2 : Principe de fonctionnement d'une DBD [17]

III.4 Différents régimes de DBD

III.4.1 Décharges à Barrière Diélectrique volumique

Les décharges à barrières diélectriques (DBD) utilisent généralement des tensions alternatives à valeur moyenne nulle. Elles s'établissent entre deux électrodes séparées l'une d'elle par un isolant, le diélectrique. Cet isolant permet de limiter les arcs et rend donc la décharge plus stable.

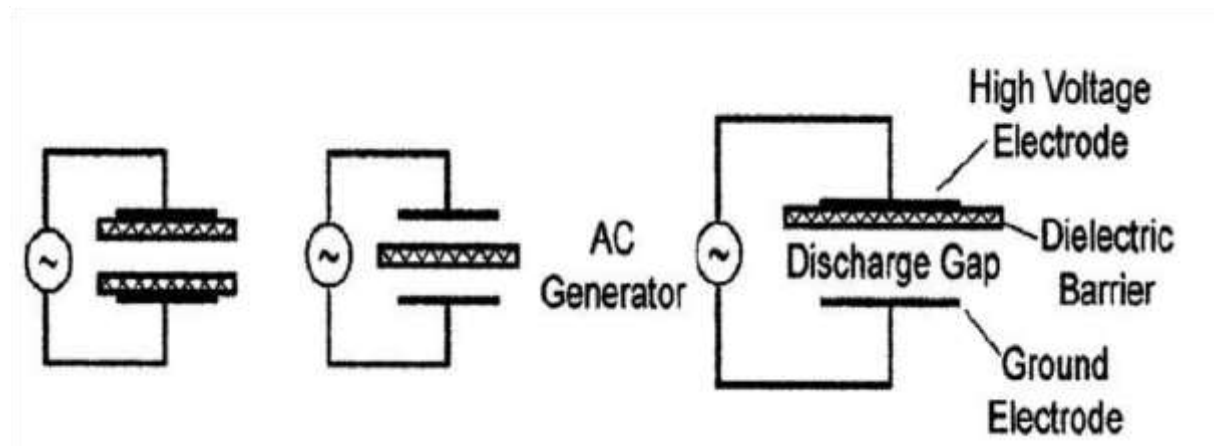


Figure III.3 Configuration de la décharge à barrière diélectrique volumique [19]

III.4.1.1 Décharge silencieuse

Cette DBD fut la première à être observée. Cette désignation fut introduite par les physiciens Andrews et Tait en 1860, mais on rapporte que Siemens utilisa aussi cette désignation en 1857. En toute rigueur, la décharge silencieuse fait du bruit. Cependant, elle est qualifiée de silencieuse car le niveau sonore de cette décharge en fonctionnement est beaucoup plus faible que lorsque que sont produits des étincelles (sparks) ou des arcs, qui eux sont caractérisés par un fort « claquement » facilement identifiable. Ce type de décharge est caractérisé par la présence de nombreuses micro-décharges qui correspondent aux filaments de plasma qui se créent. On retiendra que dans ce cas, chaque streamer induit un pic de courant. Eliasson et Kogelschatz mentionnent dans leur étude que les caractéristiques des décharges silencieuses dépendent de la nature et de la pression du gaz. C'est ce type de décharge que l'on rencontre le plus souvent [18].

III.4.1.2 Décharge lumineuse homogène

Cette décharge s'obtient sous certaines conditions expérimentales. Elles sont notamment rapportées dans l'ouvrage de Roth, où il est précisé qu'à pression atmosphérique, on peut obtenir une telle décharge en appliquant un champ électrique de quelques kV pour un espace inter-électrodes de 0,5 à 3 cm. La décharge est dite « homogène » (ou glow) car les filaments de plasma ne sont plus visibles à l'œil nu [18]. Dans ce cas, la décharge silencieuse est remplacée par un régime lumineux homogène (d'un point de vue macroscopique). En remplaçant l'électrode plane par une grille, Okazaki et al. (1993) ont obtenu des décharges lumineuses avec une fréquence de l'ordre de 50 Hz. Dans tous les cas, la décharge est contrôlée par une barrière

diélectrique qui rend la décharge de courte durée et une répartition de charges telle que les micro-décharges soient rares contrairement aux décharges silencieuses. Massines et al. (1998) ont montré que ce type de décharge est caractérisé par un courant de décharges périodiques, et qu'il a la même structure que les décharges observées à basse pression [3].

III.4.2 Décharges à Barrière Diélectrique surfacique

Cette décharge de surface est une modification de la DBD volumique qui est mise au point par Roth et dont la dénomination est « One Atmosphère Uniform Glow Discharge Plasma » (OAUGDP) [18].

Les DBD en surface sont caractérisées par une faible tension d'allumage et une extension graduelle à la surface du diélectrique. Contrairement aux décharges en volume, il n'y a pas d'espace de décharge clairement défini, le claquage se produit à la tension minimale de Paschen près de la zone de triple jonction (métal, diélectrique, gaz). La décharge se propage à la surface mais est comblée rapidement après allumage, limitant son extension radiale.

La forme de la décharge dépend des polarités respectives de l'électrode de surface et de la contre-électrode. Si l'électrode de surface est la cathode, la surface se charge de manière homogène ; pour des polarités opposées une structure de filaments apparaît [11].

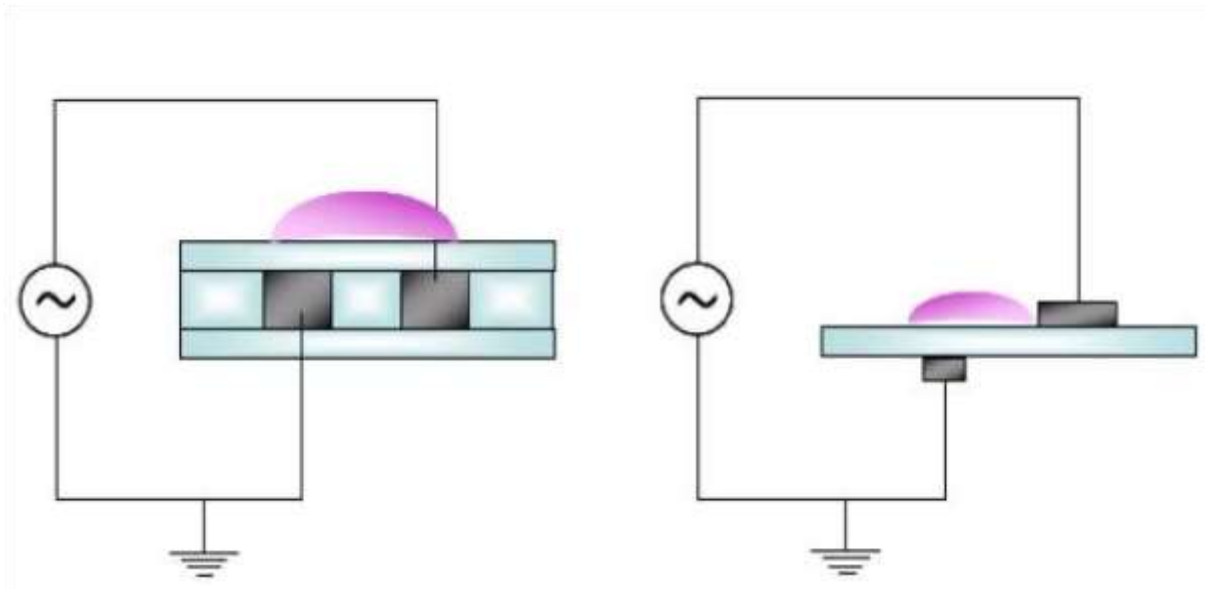


Figure III.4 : Géométrie de DBD générant la décharge de surface [19]

III.5 Applications des DBD

Toutes les applications utilisant les DBD s'appuient en général sur des processus similaires. En effet, l'application d'un champ électrique initie la décharge dans laquelle se forment des particules chargées, des espèces excitées et des radicaux libres. Les réactions issues de la présence de ces espèces instables conduisent à des changements chimiques dans la composition du gaz ou sur objets placés au contact de ce gaz.

La **figure III.5** suivante résume le principe général des DBD et énumère leurs applications majeures. Certaines d'entre elles sont détaillées dans les paragraphes suivants :

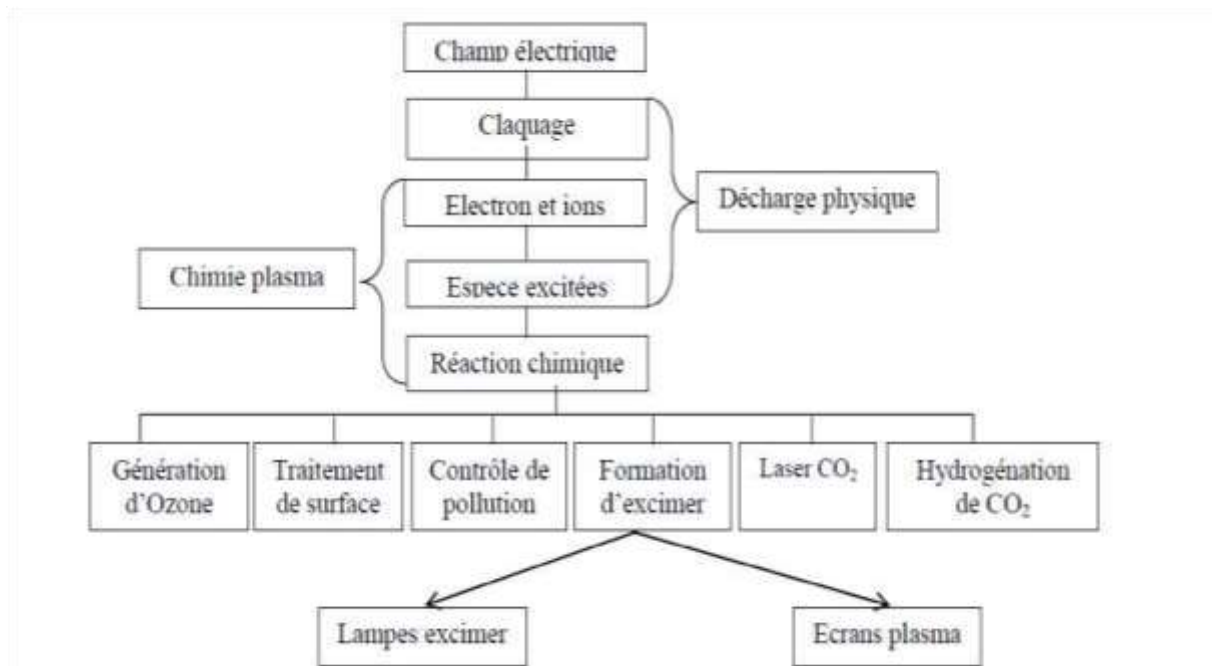


Figure III.5 : Diagramme indiquant le principe général des DBD et leurs applications [11].

III.5.1 Production d'Ozone

C'est la solution qui permet de traiter les effluents gazeux est d'utiliser l'ozone : au lieu de créer un milieu fortement réactif, l'ozone possédant un fort pouvoir oxydant, est introduit dans le gaz à traiter. L'ozone est également utilisé dans le traitement de l'eau mais aussi dans de nombreux domaines comme l'industrie agroalimentaire en tant que désinfectant ou conservateur.

La **figure III.6** présente le schéma de principe d'un ozoniseur alimenté en oxygène. Ici la DBD est constituée de deux barrières diélectriques coaxiales, la décharge est effectuée dans le volume par lequel le gaz circule. Le courant électrique va convertir une partie du gaz entrant en ozone [11] [15].

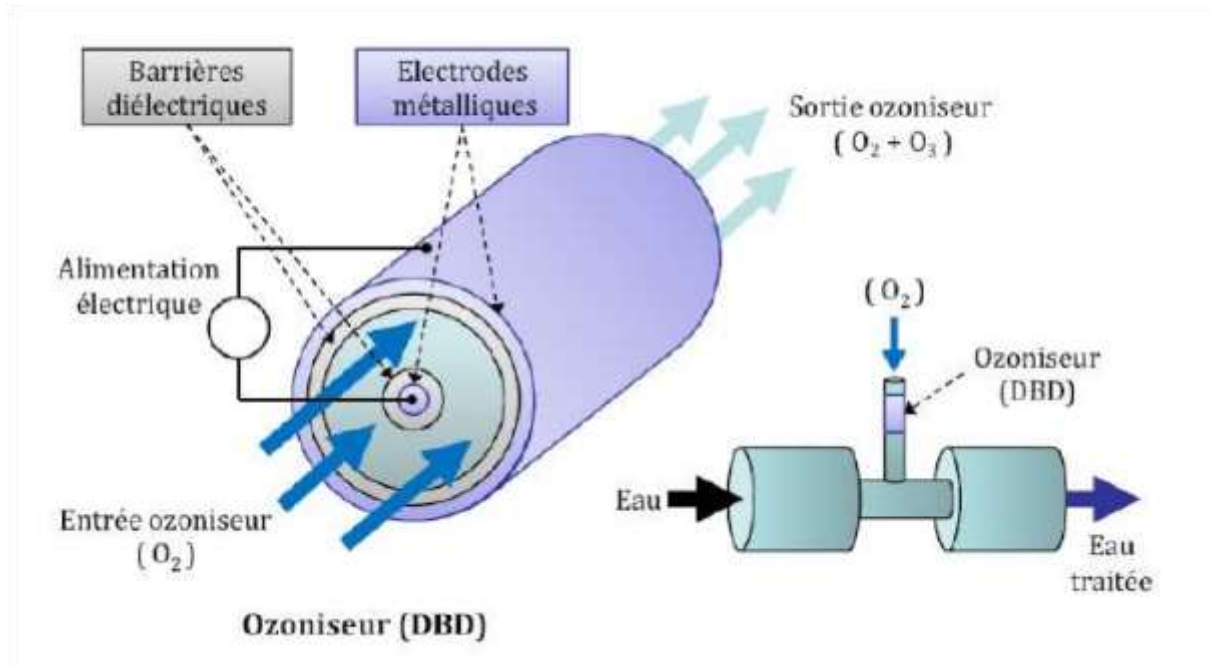


Figure III.6 : Schéma de principe d'un ozoniseur utilisé dans le traitement d'eau [11]

III.5.2 Traitement des gaz

Le traitement de gaz avec les décharges couronne se fait par des réacteurs. L'utilisation des réacteurs plasmas froids hors équilibre générés par des décharges électriques de type couronne nous permet de traiter les gaz à pression atmosphérique. Le traitement s'effectue soit en détruisant les espèces toxiques, soit en les transformant en espèces moins nocives et/ou plus facilement traitables par d'autres techniques de dépollution. Les espèces toxiques traitées peuvent être des oxydes d'azote et de soufre ou des composés organiques volatils (COV). Des recherches sont également en cours pour estimer le potentiel de traitement des surfaces par des dispositifs hybrides couplant les décharges couronne avec des catalyseurs. Dans certains cas, le réacteur corona peut également servir de précipitateur électrostatique et piéger les poussières ou les particules lourdes [15].

III.5.3 Lampes fluorescentes

Ici un rayonnement UV est utilisé pour exciter le phosphore et produire un rayonnement visible.

L'avènement des excilampes fournit la possibilité de se passer du mercure (Hg) utilisé depuis des décennies dans des lampes fluorescentes.

Le remplacement du mercure Hg pour un rayonnement à base du xénon, a montré une grande efficacité.

Un avantage majeur de ces nouvelles lampes fluorescentes est qu'elles peuvent commuter très rapidement sans surchauffe ni ralentissement. Dans les scanners et les photocopieurs, ces lampes ne sont actives que durant la phase de scan ou de copie, c'est pourquoi leur durée de vie est assez longue [11].

III.5.4 Ecrans plasma

Dans les écrans plasma, l'image est obtenue à partir de décharges électriques créées dans des cellules de quelques centaines de microns dont l'ensemble compose des panneaux de grande surface (plus d'un million de cellules pour un panneau de 42 " soit 1,07 m de diagonale). Les cellules sont remplies d'un mélange de gaz à base de xénon, à une pression inférieure à la pression atmosphérique. Les photons UV émis par chaque micro-décharge excitent des lumiphores qui réémettent, selon la cellule, des photons visibles dans l'une des trois couleurs fondamentales, rouge, vert et bleu. Cette technologie permet de réaliser des écrans plats de très grandes dimensions, d'une qualité d'image exceptionnelle, très contrastée et extrêmement lumineuse [4].

III.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté la décharge à barrière diélectrique ainsi que ses différents types, volumiques et surfaciques, ensuite nous avons expliqué son principe de fonctionnement, les différentes configurations physiques possibles et ses diverses applications dans l'industrie et dans la vie quotidienne.

Chapitre IV

Caractérisation d'un actionneur plasma de surface DC

IV.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons présenter le travail concernant le développement d'un actionneur plasma surfacique DC réalisé au laboratoire de haute tension de l'université de Tizi Ouzou. Les essais ont été effectués dans des conditions normales de température et de pression.

IV.2 Dispositif expérimental

La **figure IV.1** représente une photographie du dispositif expérimental utilisé. Il est constitué d'une source Haute Tension continue (0 - 60 kV, 0 - 10 mA), modèle HCN 700-65000, un voltmètre digital pour la mesure du courant par l'intermédiaire d'une résistance de 1 k Ω et l'actionneur plasma.

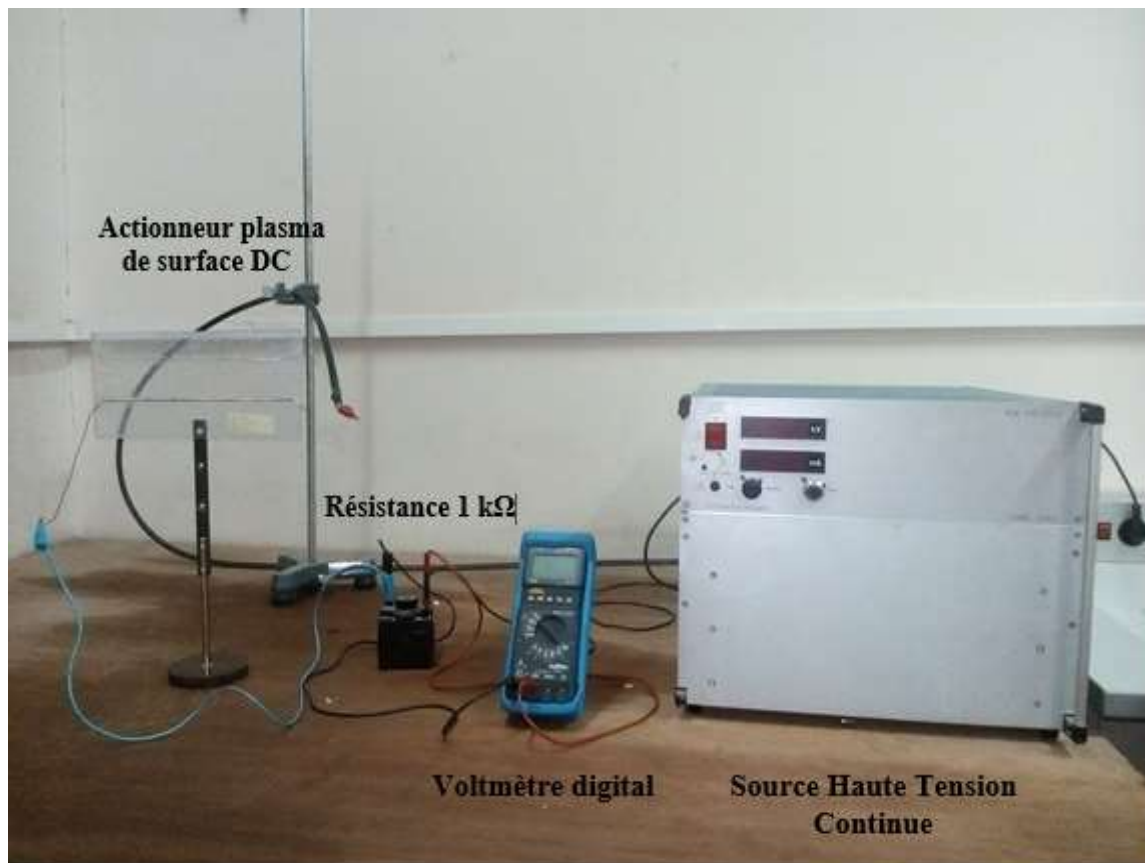


Figure IV.1 : Photographie du dispositif expérimental

IV.3 Actionneur plasma à décharge couronne de surface DC

On distingue plusieurs types d'actionneurs plasma dont le premier est, historiquement, celui basé sur l'utilisation d'une décharge couronne de surface. Il a été introduit par Soetomo en 1992. Deux électrodes (généralement des fils), dont une est de plus grande dimension que l'autre, sont utilisées pour induire un gradient dans le champ électrique [18].

IV.3.1 Description de l'actionneur

Le schéma de la **figure IV.2** donne une représentation générale de l'actionneur plasma de surface en régime de décharge couronne sous tension continue.

La décharge est établie entre deux électrodes (conducteurs en cuivre) ayant des diamètres différents, placés à l'intérieur de rainures usinées dans un matériau isolant (le polystyrène PS, de 2 mm d'épaisseur). La profondeur de ces rainures est égale au diamètre des électrodes.

La décharge est obtenue en appliquant une haute tension (continue) à l'anode (électrode de plus faible diamètre), est en relief la cathode (électrode de diamètre supérieure à l'anode) à la terre.

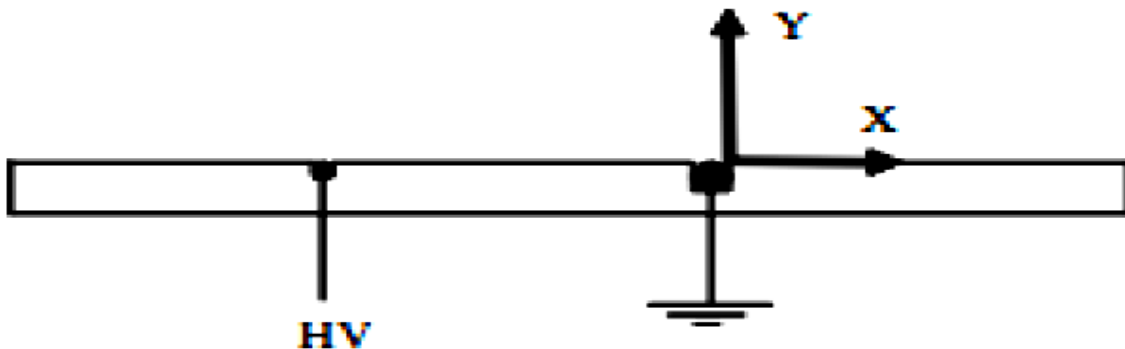


Figure IV.2 : Schéma de principe de l'actionneur plasma à décharge couronne [18].

IV.3.2 Protocole expérimental

Afin de mener cette étude, il a été nécessaire de concevoir plusieurs modèles. Les plaques rectangulaires sont en polystyrène de 2 mm d'épaisseur, 25 cm de longueur et 15 cm de largeur. Les électrodes de l'actionneur sont des conducteurs en cuivre présentant des rayons différents séparées par une distance inter-électrodes d .

Les caractéristiques des modèles conçus sont mentionnées dans le **tableau IV.1**.

<i>Dimensions de l'actionneur</i>	<i>Diamètre de l'anode \varnothing_1 (mm)</i>	<i>Diamètre de la cathode \varnothing_2 (mm)</i>	<i>Distance inter-électrodes d (cm)</i>
Actionneur 1	0,2	0,37	4
Actionneur 2	0,67	1,57	5
Actionneur 3	0,57	1,37	3
Actionneur 4	0,57	1,37	4
Actionneur 5	0,37	1,37	4
Actionneur 6	0,57	1,71	4

Tableau IV.1 : Caractéristiques des actionneurs à décharges couronne de surface réalisés.

IV.4 Résultats et commentaires

Dans le but de caractériser l'actionneur plasma de surface DC, nous avons commencé par relever la caractéristique courant-tension de l'actionneur 1 qui représente les rayons des électrodes les plus faibles. Le courant augmente avec l'augmentation de la tension appliquée (**figure IV.3**). Pour l'actionneur 2, représentant les dimensions les plus grandes (rayons des électrodes et distance inter-électrodes), nous remarquons que le courant est plus faible que dans le cas de l'actionneur 1 (**figure IV.4**).

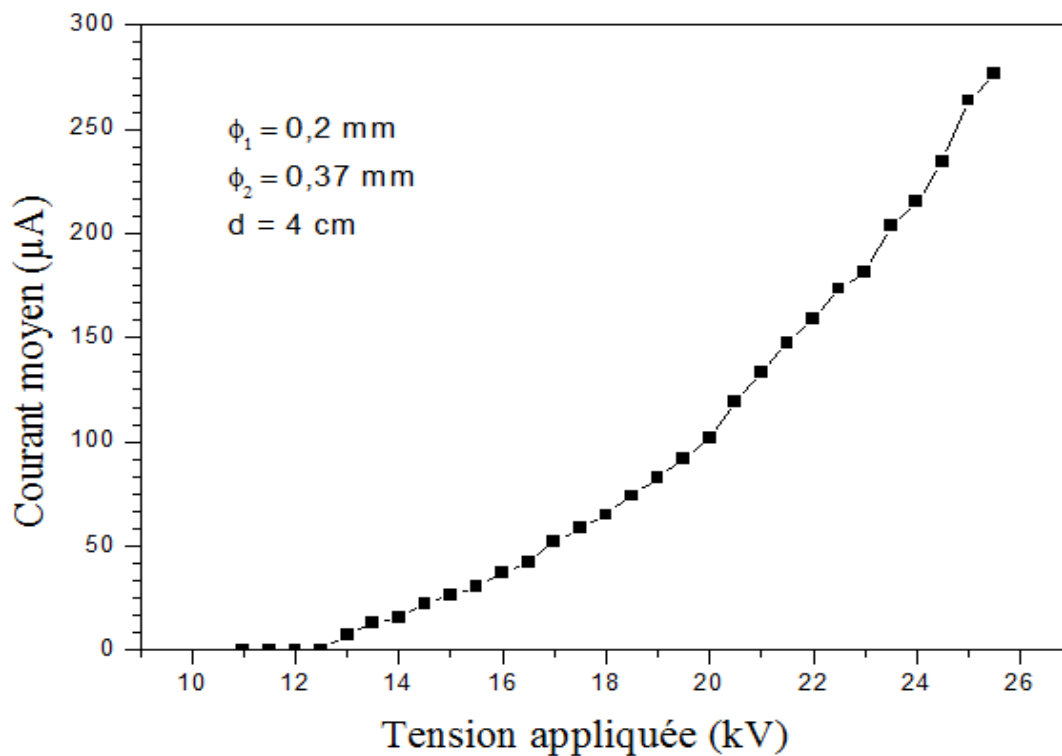


Figure IV.3 : Caractéristique courant-tension pour d'actionneur 1.

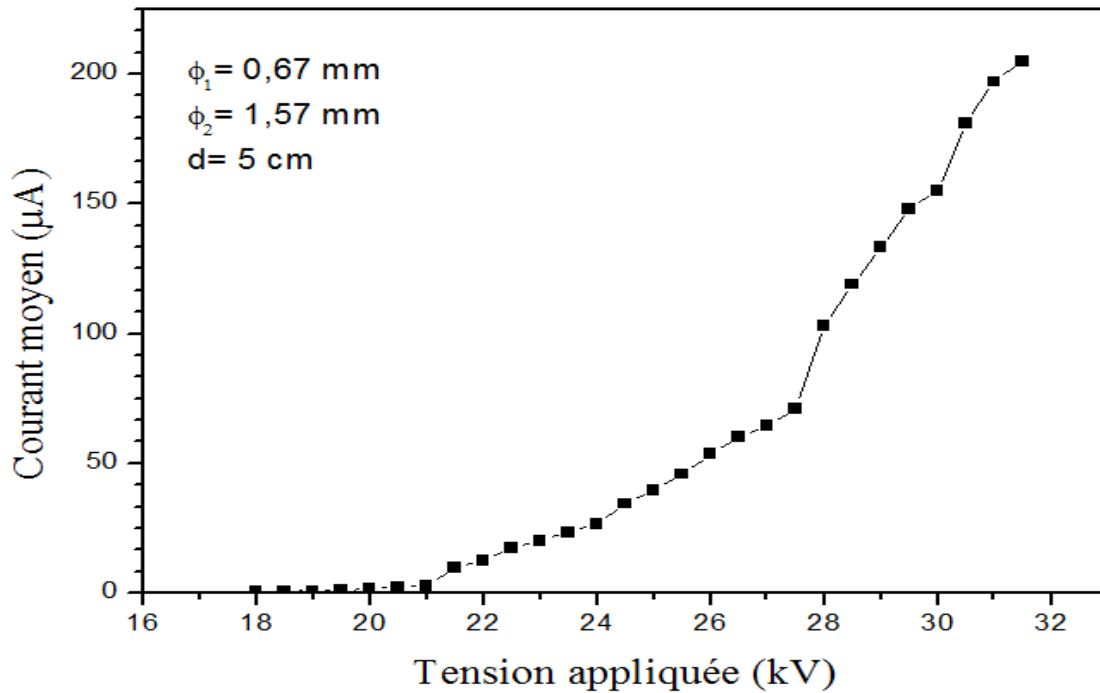


Figure IV.4 : Caractéristique courant-tension pour l'actionneur 2.

IV.4.1 Effet de la distance inter-électrodes d

Afin de voir l'influence de la distance inter-électrodes de l'actionneur, nous avons relevé la caractéristique I(V) des actionneurs 3 et 4.

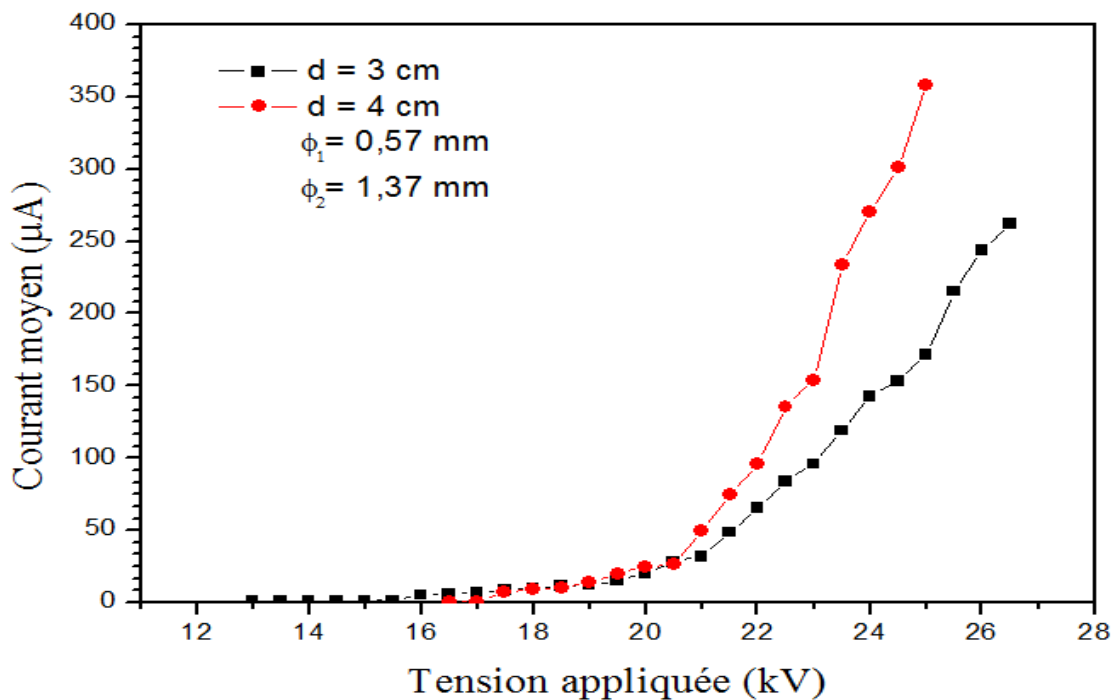


Figure IV.5 : Caractéristique courant-tension pour les actionneurs 3 et 4.

Il apparaît clairement sur la **figure IV.5** que l'augmentation de la distance inter-électrodes de 3 à 4 cm, entraîne une augmentation du courant.

IV.4.2 Effet du rayon de l'électrode à faible rayon de courbure

Pour ce second paramètre, nous avons relevé la caractéristique I(V) des actionneurs 4 et 5

- Actionneur 4 : $\phi_1 = 0,57$ mm, $\phi_2 = 1,37$ mm, $d = 4$ cm
- Actionneur 5 : $\phi_1 = 0,37$ mm, $\phi_2 = 1,37$ mm, $d = 4$ cm

La figure IV.6 représente la caractéristiques courant-tension pour les différents diamètres d'électrodes.

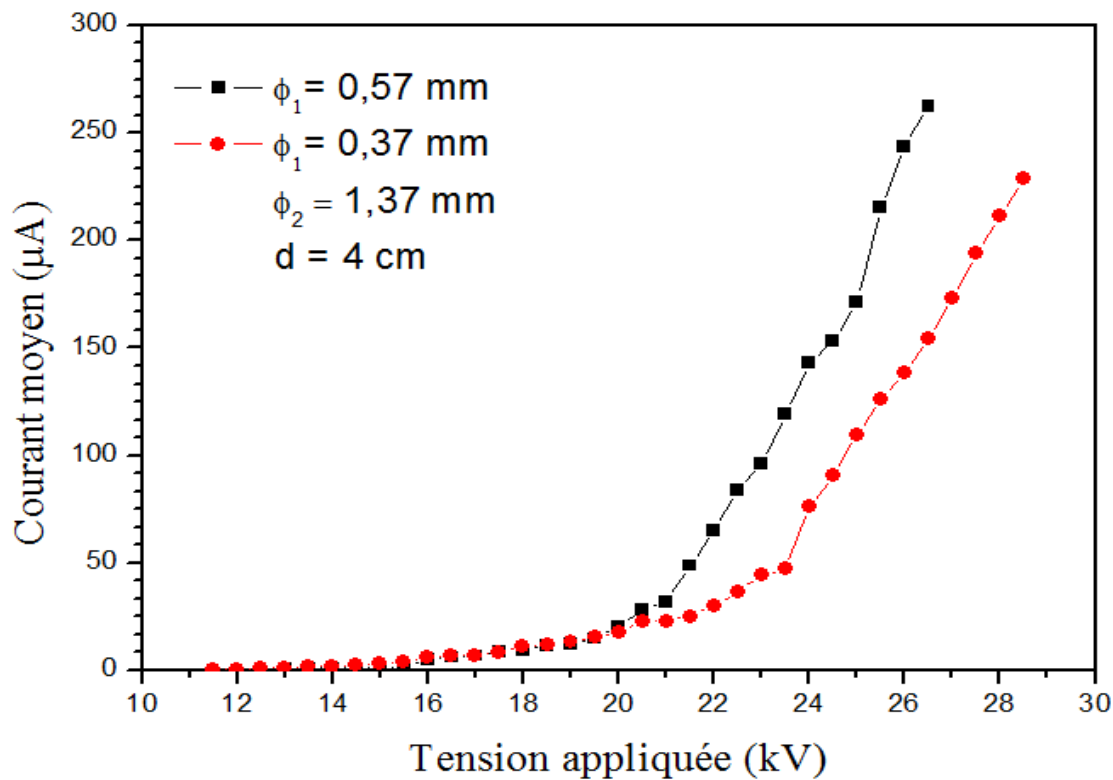


Figure IV.6 : Caractéristique courant-tension pour les actionneurs 4 et 5.

Des courbes de la figure IV.6, il apparaît que plus le rayon de courbure des électrodes est petit plus le courant est moins important.

IV.4.3 Effet du rayon de l'électrode à fort rayon de courbure

Pour une distance inter-électrodes de 4 cm, deux actionneurs ont été testés :

- Actionneur 4 : $\varnothing_1 = 0,57$ mm, $\varnothing_2 = 1,37$ mm, $d = 4$ cm
- Actionneur 6 : $\varnothing_1 = 0,57$ mm, $\varnothing_2 = 1,71$ mm, $d = 4$ cm

La caractéristique courant-tension dans le cas de fort rayon de courbure est illustré dans la **figure IV.7**.

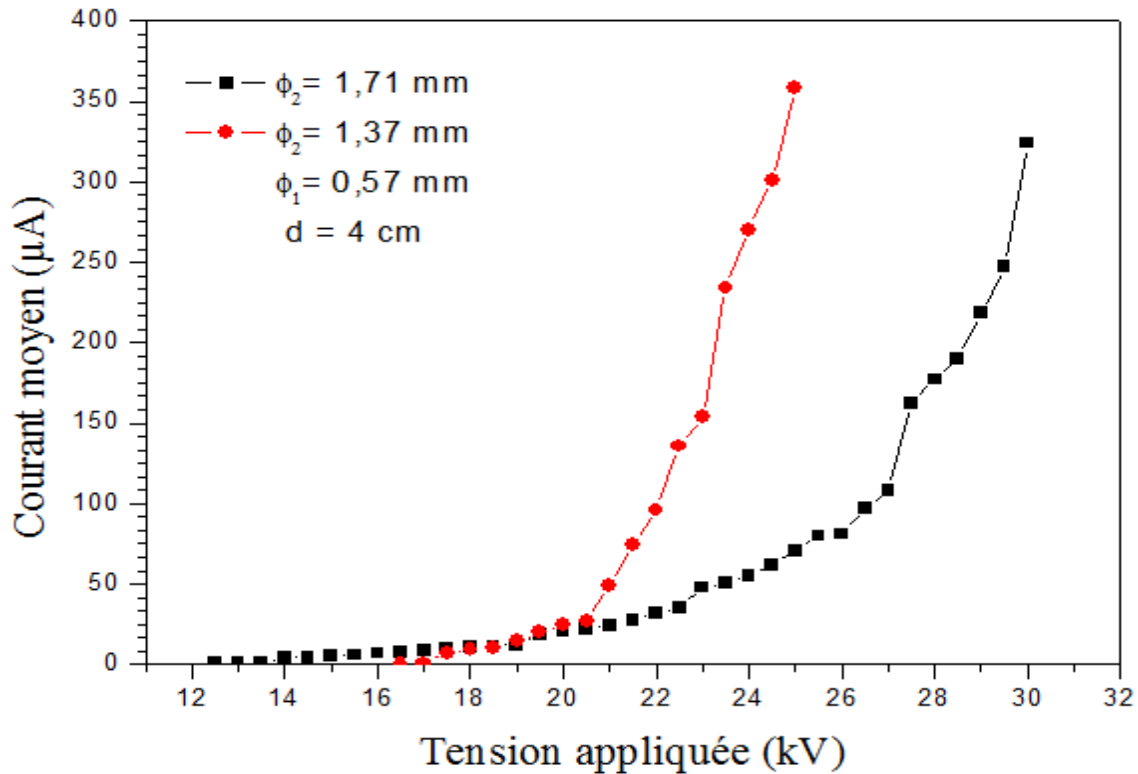


Figure IV.7 : Caractéristique courant-tension pour les actionneurs 4 et 6.

On voit que le courant est moins important pour de fort rayon de courbure ($\varnothing_2 = 1,71$ mm), contrairement à $\varnothing_2 = 1,37$ mm où il accroît rapidement.

IV.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les travaux effectués en laboratoire et les résultats obtenus concernant l'étude d'un actionneur plasma de surface en régime de décharge couronne DC, et nous avons mis en évidence voir l'influence de certains paramètres comme le diamètre d'électrodes et la distance séparent celles-ci sur le comportement de la décharge.

Conclusion générale

Conclusion générale

La recherche bibliographique répartie sur les trois premiers chapitres, nous a permis d'acquérir des connaissances sur les décharges électriques à pression atmosphérique, plus précisément la décharge couronne et la décharge à barrière diélectrique.

De la caractérisation d'un actionneur plasma de surface à décharge couronne continue, ressort de différents résultats expérimentaux, les principales constatations suivantes :

- La caractéristique courant-tension de cette décharge a la même allure que celle de la décharge couronne volumique traditionnelle ;
- Le courant de la décharge augmente avec l'augmentation de la distance inter-électrodes ;
- En augmentant le rayon de l'anode (le rayon de la cathode étant constant), le courant de la décharge augmente ;
- Le courant est plus important dans le cas du rayon faible de la cathode alors que celui de l'anode est gardé constant.

Références bibliographiques

Références bibliographiques

- [1] **L. Zeghichi**, « *Etude d'une décharge électrique par la méthode de Monte Carlo* », Mémoire de Magister, Université de Batna, 2010.
- [2] **M. Mekious**, « *Diélectriques et isolation électrique* », Polycopié de cours master 1, Université Mouloud Mammeri de Tizi Ouzou, 2015.
- [3] **A. Labergue**, « *Etude de décharges électriques dans l'air pour le développement d'actionneurs plasmas* », Thèse doctorat, Université de Poitiers, 2005.
- [4] **M. Moisan & J. Pelletier**, « *Physique des plasmas collisionnels* », Edition EDP Sciences, 2006.
- [5] **J.M. Rax**, « *Physique des plasmas* », Dunod, Paris, 2005.
- [6] **A. Boubakeur**, « *La Foudre, Phénomène de décharge électrique et Protection primaire* », Conférence à l'école de tous les savoirs, 2014.
- [7] **Schneider Electric**, « *La coupure du courant électrique dans le vide* », Cahier technique N° 198, ECT 198, first issue, April 2000.
- [8] **F. Koliatene**, « *Contribution à l'étude de l'existence des décharges dans les systèmes de l'avionique* », Thèse de Doctorat, Université de Toulouse, 2009.
- [9] **M. Gherbi**, « *Etude de l'influence d'une barrière dans un intervalle pointe-plan, par la mesure de la tension disruptive, du champ électrique et des décharges partielles* », Thèse de Doctorat, NP Alger, 2008.
- [10] **E. Kuffel, W.S. Zaengl & J. Kuffel**, « *High voltage Engineering Fundamentals* », Newnes Edition, 2000.
- [11] **R. Araria**, « *Modélisation d'une décharge luminescente à pression atmosphérique* », Mémoire de Magister, Université Mohamed Boudiaf, Oran.
- [12] **A.M Pointu, J. Perrin, J. Jolly**, « *Plasmas froids de décharges : Propriétés électriques* », Techniques de l'Ingénieur, D2830, février 1998.
- [13] **P. Fauchais**, « *Gaz ionisés et plasmas* », Techniques de l'Ingénieur, AF3560, Juin 2000.
- [14] **O. Boudia**, « *Etude de l'effet couronne sur le silicium multicristallin* », Mémoire de Magister, Université Mouloud Mammeri de Tizi Ouzou, 2009.
- [15] **D. Saad** : « *Effet de la décharge couronne sur les surfaces isolantes et les surfaces métalliques* » Mémoire de Magister, Université Mouloud Mammeri de Tizi Ouzou, 2011.

- [16] **J. Charles, M. Vélez**, « *Modélisation et simulation numérique de la génération plasma dans les décharges couronnes et de son interaction avec l'aérodynamique* », Thèse de Doctorat, Ecole supérieure de l'aéronautique et de l'espace, Toulouse, 2006.
- [17] **M.C Bouzidi**, « *Etude d'une décharge à barrière diélectrique (DBD) homogène dans l'azote à pression atmosphérique : Effet mémoire et Optimisation du transfert de Puissance* », Thèse de Doctorat, Université de Toulouse, 2013.
- [18] **R. Jousot**, « *Etude, caractérisation et amélioration d'un actionneur plasma - Application au contrôle de la transition d'une couche limite de Blasius* », Thèse de Doctorat, Université d'Orléans, 2010.
- [19] **A. Abahazem**, « *Etude expérimentales des décharges couronne pour la dépollution du gaz* », Thèse de Doctorat, Université de Toulouse, 2009.