



جامعة بجاية
Tasdawit n'Bgayet
Université de Béjaïa

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université Abderrahmane Mira – Bejaia
Faculté de Technologie
Département de génie électrique
Laboratoire de Haute Tension de Bejaia

On vue de l'obtention d'un diplôme de master II en génie électrique

Option : Réseaux Electriques

Thème

**Caractérisation de la décharge
couronne dans un précipitateur
électrostatique en**

Proposé et dirigé par :

*Mr H. AIT SAID
Mr A. LAIFAOU*

Présenté par :

Mr Hocine NAIT IGHIL

2013-2014

Remerciements

Je tiens d'abord à remercier le bon Dieu, qui m'a donnée la force pour accomplir ce modeste travail.

*Je tiens, avant tout, à exprimer ma profonde gratitude à mes rapporteurs **Mr LAIFAOU** et **Mr H. AIT SAID** qui ont été à l'origine de ce travail, pour leurs disponibilités et leurs confiances qu'ils m'ont témoigné, ainsi que leurs conseils précieux et leurs encouragements qui m'ont beaucoup aidé à mener à bien la réalisation de ce travail. Qu'ils trouvent ici ma profonde reconnaissance et l'expression de toute ma gratitude et de mon plus profond respect.*

*Je tiens à dire en particulier un grand merci pour les enseignants qui se trouvent au Laboratoire de Haute Tension et au Hall de Technologie, plus particulièrement pour mon ami **O. Abdellah** pour de leurs soutiens à la réalisation de mon dispositif d'essai.*

*Je remercie les membres du jury, de m'avoir honoré en acceptant d'évaluer ce travail : **Mr B. YAHIAOUI** et **M^{ME}. BEN DAHMANE**.*

Je tiens enfin à remercier toute ma famille pour leurs patience et leurs soutiens tout au long de mon parcours universitaire et à toutes les personnes qui me sont chères pour leurs soutiens. En fin à tous ceux ; qui de près ou de loin ont rendu ce travail possible.

Lettres latines

a : distance inter-lames.

A : constante dépendant principalement de la géométrie des électrodes.

B : constante.

C : constante dépend de la configuration des électrodes, mobilité, température et pression.

C_0 : La capacité entre les deux surfaces (E_1) et (S_0).

D_e : Vecteur déplacement électrique.

d, h : distance inter-électrodes.

d_c : distance critique pour que le streamer puisse se développer.

d_p : diamètre de la sphère diélectrique.

d : rayon équivalent (Cooperman).

e : charge élémentaire ($=1.6 \times 10^{-19} \text{C}$).

E : champ électrique.

E_0, E_S : champ seuil.

E_c : champ critique d'ionisation.

E_b : champ de polarisation.

F : constante.

F_{DEP} : force diélectrophorétique.

F_e : force de coulomb.

g : intervalle d'air entre la sonde et l'électrode (E_1).

G : constante.

H_r : humidité relative.

I : courant moyen de la décharge.

I_0 : courant initial au plan ($V_b=0, x=0$).

I_f : courant de fuite.

I : courant collecté par la sonde pour $V_b \neq 0$.

I_0 : courant collecté par la sonde pour $V_b = 0$.

I_{Sm} : courant mesuré en appliquant une tension à l'électrode et en polarisant la plaque.

J : Densité de courant.

J_n : densité de courant normale.

J_t : densité de courant tangentielle

K : constante.

l : longueur de plan de garde.

L : largeur de plan de garde.

m, p : exposant qui diffère d'un auteur à l'autre.

n : puissance de la loi de Meng.

N : nombre d'électrons dans un plan d'abscisse x .

N_0 : nombre d'électrons initiaux au plan ($x=0$).

P : pression du gaz inter-électrodes.

P_e : pente de la caractéristique $I/I_0=f(V_b)$.

P : sonde circulaire.

G : plan de garde.

q_p : charge électrique.

r : rayon de courbure de l'électrode active.

r_0 : rayon de l'électrode active.

R : résistance d'amortissement.

R_0 : résistance haute tension.

r_0 : rayon de courbure de la lame.

r_c : frontière de l'ionisation.

r_e : rayon intérieur de l'électrode.

R_e est le rayon équivalent (loi de Cooperman).

R_e : rayon extérieur de l'électrode (E_1).

r_m : rayon effectif de la sonde.

r_s : rayon réel de la sonde.

R_u, R_e : résistance du voltmètre crête.

S_E : section de l'électrode.

S_0 : section réelle de la sonde.

S_m : surface effective de la sonde.

T : température.

U_s, V_0, V_s : tension seuil de l'effet couronne.

v : vitesse du vent en $m.s^{-1}$

v_i : vitesse des ions contenus dans le gaz.

V : différence de potentiel appliquée entre deux électrodes.

V_b : tension de polarisation de la sonde.

V_c : tension de claquage.

x : abscisse du point considéré par rapport à l'extrémité de l'électrode active.

Lettres Grecques

α : premier coefficient de Townsend.

δ : densité relative du gaz.

γ : deuxième coefficient de Townsend.

η : coefficient d'attachement.

ϵ_0 : permittivité électrique du vide ($=8,85 \times 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$).

ϵ_m : permittivité du milieu.

ϵ_s : permittivité de la sphère diélectrique.

μ : mobilité électrique moyenne des ions.

$\mu+$: mobilité électrique moyenne des ions positifs.

$\mu-$: mobilité électrique moyenne des ions négatifs.

ρ : densité de la charge d'espace.

ρ_g : masse volumique du gaz.

σ : conductivité électrique.

Φ_S : flux à travers la sonde pour $V_b \neq 0$.

Φ_{S0} : flux à travers la sonde pour $V_b = 0$.

Φ_{S1} : flux dû à la polarisation.

- Figure. I.1 Principales étapes intervenantes dans le fonctionnement d'un filtre électrostatique.
- Figure. I.2 Lignes de champ en direction de la surface d'une particule isolante soumise à un champ électrique uniforme.
- Figure. I.3 Électrofiltre à un seul étage ; A : fil – cylindre à gauche, B : fil – plaque à droite.
- Figure. I.4 Electrofiltre à deux étages fil – plaque.
- Figure. I.5 Électrofiltres humide.
- Figure. II.1 Caractéristique courant– tension des décharges à pression atmosphériques.
- Figure. II.2 Différentes configurations de décharge couronne.
- Figure. II.3 Représentation de l'avalanche électronique et de la couronne lumineuse.
- Figure. II.4 Topographie de la décharge couronne Volumique en configuration pointe-plan.
- Figure. II. 5 Schématisation d'une décharge couronne continue positive.
- Figure. II.6 Schématisation d'une décharge couronne continue négative.
- Figure. II.7 Vent électrique en configuration Pointe – Plan.
- Figure. III.1 Configuration de l'électrode haute tension.
- figure. III.2 PES en configuration lame-plan.
- Figure. III.3 Représentation schématique de l'installation expérimentale.
- Figure. III.4 Sonde circulaire (a- Vue de dessus, b- Coupe transversale).
- Figure. III.5 Lignes de champs et équipotentiels.
- Figure. IV.1 Caractéristiques courant – tension en fonction de la distance Inter-électrodes en polarité négative.
- Figure. IV.2 Caractéristiques courant-tension en fonction de la distance inter-électrodes en polarité positive.
- Figure. IV.3 Caractéristiques courant – tension en fonction de la distance inter-électrodes pour les deux polarités.

- Figure. IV.4 Tension de claquage en fonction de la distance inter-électrodes pour les deux polarités.
- Figure. IV.5 Dépendance du rapport courant / tension (I / V) avec la différence de tension ($V - V_0$).
- Figure. IV.6 Variation du $K-/K+$ selon la distance inter-électrodes.
- Figure. IV.7 Dépendance du courant (I) avec la différence de tension ($V - V_0$) sur une échelle logarithmique.
- Figure. IV.8 Caractéristique courant-tension en fonction d'espace inter-lames négatives.
- Figure. IV.9 Caractéristique courant-tension en fonction d'espace inter-lames négatives.
- Figure. IV.10 Caractéristique courant-tension en fonction de nombre de lames négatives.
- Figure. IV.11 Caractéristique courant-tension en fonction de nombre de lames positives.
- Figure. IV.12 Distribution de la densité de courant au plan, $J = f(X)$ pour la décharge négative.
- Figure. IV.13 Distribution de la densité de courant au plan, $J = f(X)$ pour la décharge positive.
- Figure. IV.14 Schéma représentatif pour déterminer $\cos(\theta)$.
- Figure. IV.15 Détermination de degré m pour les deux polarités à $V=30KV$.
- Figure. IV.16 Variation de J en fonction de V négative pour $x = 0, 10mm$.
- Figure. IV. 17 Variation de J en fonction de V positive pour $x = 0, 10mm$.
- Figure. IV.18 Onde de décharge négative.
- Figure. IV.19 Onde de décharge positive.
- Figure. IV.20 Variation de J en fonction de V à différentes valeurs de la température T pour $h=5cm$.

- Figure. IV.21 Caractéristique $J=f(X)$ en fonction de la température T à $V= 30\text{KV}$ négative.
- Figure. IV.22 Caractéristique $J=f(X)$ en fonction de la température T à $V= 32\text{KV}$ négative.
- Figure. IV.23 Détermination de degré p , pour la polarité négative à $V=30, 32\text{kV}$ et $h= 5\text{cm}$.
- Figure. IV.24 Variation de la densité de courant J en fonction de la température T à plusieurs tensions appliquées négatives V , pour $h = 4\text{cm}$.
- Figure. IV.25 Variation du champ électrique en fonction de la tension appliquée négative à différentes températures, pour $h = 4\text{cm}$.

Introduction générale	1
------------------------------------	---

Chapitre I

Précipitateurs électrostatiques d'aérosols

I.1 Introduction	4
I.2 Description des ESP	4
I.3 Principes de la précipitation électrostatique d'aérosols	5
I.4 Forces à l'origine de la migration des particules chargées	6
I.4.1 Force de Coulomb	7
I.4.2 Force diélectrophorétique	7
I.5 Mécanismes de charge des particules	7
I.5.1 charge par champ	8
I.5.2 charge par diffusion	9
I.5.3 charge mixte	9
I.6 Différents types d'électrofiltres	10
I.6.1 Electrofiltres à un seul étage	10
I.6.2 Electrofiltres à double étage	11
I.6.3 Electrofiltres humides	11
I.7 Rendement	12
I.8 Avantages des précipitateurs électrostatiques	12
I.9 Inconvénients des précipitateurs électrostatiques	13
I.10 Applications des précipitateurs industriels	13
I.11 Conditions du choix d'un précipitateur électrostatique	14
I.12 Conclusion	15

Chapitre II

Etude théorique de la décharge couronne

II.1 Introduction	16
II.2 Décharges électriques à pression atmosphérique	16
II.3 Mécanismes de formation et processus physiques des décharges électriques	17
II.3.1 Mécanisme de multiplication électronique (avalanche)	18

II.4 Décharges couronne	21
II.4.1 Mécanisme de la décharge couronne	22
II.4.2 Décharge couronne positive	23
II.4.2.1 Stabilité du phénomène	24
II.4.3 Décharge couronne négative	25
II.4.3.1 Apparence lumineuse	25
II.4.3.2 Stabilité du phénomène	26
II.4.4 Modèle de décharge couronne pour le précipitateur électrostatique	26
II.4.5 Facteur influençant la décharge couronne	28
II.4.5.1 Facteurs géométriques	28
II.4.5.2 Facteurs physiques	28
II.4.5.2.1 Effets de l'humidité sur la décharge couronne	29
II.4.5.2.2 Effets de la température sur la décharge couronne	29
II.4.5.2.3 Effet de la pression sur la décharge couronne	29
II.4.6 Applications de la décharge couronne	30
II.5 Notion du vent électrique	30
II.6 Conclusion	32

Chapitre III

Description du model expérimental

III.1 Introduction	33
III.2 Méthodes expérimentales	33
III.2.1 Configuration géométrique.....	33
III.2.2 Mesures électriques et principe de fonctionnement	35
III.3 Méthode de mesure	36
III.3.1 Mesure de champ électrique	36
III.3.1.1 Théorie de la sonde polarisée de Tassicker	37
III.3.2 Mesure de la tension appliquée	39
III.3.3 Détermination de la tension seuil	40
III.3.4 Mesure de la tension de polarisation	40
III.3.5 Mesure du courant de décharge au plan collecteur	41
III.3.6 Détermination de la densité de courant	41

III.3.7 Mesure des paramètres physiques de l'air.....	42
III.4 Conclusion	42

Chapitre IV

Résultats et discussions

IV.1 Introduction.....	43
IV.2 Caractéristiques courant-tension	43
IV.2.1 Effet de la distance inter-électrodes sur la décharge couronne	43
IV.2.2 Facteur géométrique K en fonction de la distance inter-électrodes	47
IV.2.3 Formule empirique générale des caractéristiques courant-tension.....	49
IV.2.4 Effet de la distance inter-lames sur la décharge couronne négative	50
IV.2.5 Influence du nombre de lames sur la décharge couronne	52
IV.3 Densité du courant J.....	53
IV.3.1 Distribution de J sur le plan	54
IV.3.2 Variation de J en fonction de la tension appliquée V	56
IV.4 Formes d'onde du courant de décharge	58
IV.5 Effet de la température sur la décharge couronne	59
IV.5.1 Effet de la température sur la caractéristique $J=f(V)$	59
IV.5.2 Effet de la température sur la distribution de J sur le plan.....	60
IV.5.3 Variation de la densité J en fonction de la température T	61
IV.5.4 Détermination des valeurs du champ électrique.....	62
IV.6 Conclusion	64
 Conclusion générale.....	 65
Références bibliographiques	69

Introduction générale

Des applications industrielles de l'électrostatique pour manipuler des particules ou des gouttelettes en suspension sont actuellement utilisées dans de nombreux domaines : peinture, poudrage électrostatique, précipitation électrostatique (PES), pulvérisation électrique de liquides, guidage électrostatique de poudres (par rideaux électriques), séparation électrostatique de granules, ...etc. Dans tous ces cas, les particules ou gouttelettes en suspension doivent être électriquement chargées. Alors, sous l'effet du champ électrique, elles sont dirigées ou entraînées vers une cible, une zone de capture ou de séparation, etc.

La précipitation électrostatique est un procédé industriel utilisé pour l'élimination efficace des cendres transportées par les fumées et des poussières présentes dans l'air, grâce à des forces électriques agissant sur des particules chargées. Les précipitateurs électrostatiques (PES), appelés également électrofiltres ou dépoussiéreurs électrostatiques, sont des installations de filtration largement utilisées depuis le début du 20^{ème} siècle pour épurer les fumées. Ils prennent une part importante dans la filtration des rejets industriels dans l'atmosphère. Les dépoussiéreurs électrostatiques sont actuellement les séparateurs les plus utilisés par l'industrie, en particulier pour les grands débits gazeux. On les trouve, par exemple, dans les industries métallurgiques et chimiques ou celle du ciment, ainsi que pour traiter les fumées produites par les centrales électriques brûlant du charbon pulvérisé. Le succès de ce procédé s'explique par la grande efficacité de filtration (en général, supérieure à 99% en masse) [1] et la faible perte de charge dans ces installations de traitement. De nos jours, la qualité de l'air est devenue une préoccupation majeure qui a de nombreuses implications sur la vie et les activités de l'homme.

Dans les années 1960 et 1970 ils ont pris conscience de l'importance de la qualité de l'air et les législations ainsi que les normes ont commencé à évoluer. Ce n'est pas un problème restreint à quelques usines, mais, au contraire, très largement réparti à travers une grande variété d'industries. C'est pourquoi les gouvernements ont réglementé les émissions de polluants dans les rejets industriels et imposent des normes de plus en plus sévères. Les rejets industriels à traiter que nous considérons ici, consistent principalement en des particules solides ou des gouttelettes en suspension dans l'atmosphère. Une excellente épuration des polluants est obligatoire pour limiter la pollution atmosphérique. Il est plus que jamais nécessaire d'améliorer les techniques de filtration existantes et de trouver des alternatives aux procédés classiques de traitement des rejets industriels.

Malgré leur excellente efficacité en termes de masse de matière collectée, les électrofiltres ont des performances insuffisantes pour les particules de diamètre inférieur au micron; ces fines particules sont les plus dangereuses pour la santé humaine car elles pénètrent très profondément dans les poumons. Puisque les lois sur l'environnement deviennent de plus en plus exigeantes en matière de rejets industriels, il faut donc améliorer ces précipitateurs, pour ce faire, il convient de bien comprendre les phénomènes physiques mis en jeu, phénomènes qui recouvrent de nombreux champs : électrostatique, décharges dans les gaz, la décharge couronne fournit au mélange de gaz à traité, l'énergie nécessaire pour décomposer les polluants ... etc. L'efficacité d'un tel processus électrostatique dépend de la distribution spatiale du champ électrique, et de la densité de la charge ionique générée par l'effet couronne ; Ceux-ci justifient l'intérêt montré par les chercheurs pour la caractérisation expérimentale de divers types d'électrodes.

Dans la plupart des applications, la décharge couronne est produite aux voisinages d'électrode de rayon de courbure faible (un fil métallique ou une pointe), relié à une source haute tension et située à une distance bien définie d'une électrode plane ou cylindrique, la décharge couronne produite par une lame a fait également l'objet des caractérisations expérimentales dans notre travail.

Ce travail consiste aux mesures des paramètres de la décharge couronne à savoir ; courant de décharge, tension appliquée, tension seuil, densité du courant et le champ électrique. Ainsi de mettre en évidence l'influence des paramètres géométriques tels ; espace inter-lames et inter-électrodes et paramètres physiques sur les paramètres de la décharge évoqués auparavant.

Ce travail a été réalisé dans le Laboratoire de Haute Tension de Bejaïa. L'expérimentale consiste à développer des dispositifs et à étudier leur efficacité pour le dépoussiérage électrostatique. Dans le but de mettre en évidence l'importance d'une décharge couronne dans un PES en configuration lame-plan, compte tenu de nombreux facteurs géométriques et physiques en jeu. Nous avons organisé notre travail en quatre chapitres.

Dans le premier chapitre, nous présenterons les principaux éléments constituant les précipitateurs électrostatiques d'aérosols et décrire leur principe de fonctionnement ainsi que leurs propriétés électriques et à leur filtration électrostatique. Nous avons vu les différents électrofiltres, types de mécanismes de charge des particules et les forces à l'origine de la migration des particules chargées.

Le deuxième chapitre sera consacré à l'étude théorique de la décharge couronne, car elle est l'une des pionnières de base sur l'efficacité de PES. Nous avons présenté les processus physiques qui conduisent à la production des particules chargées pour des différents types de tension appliquées, et donner certain cas de son apparition, et pour éclairer l'influence de facteur géométrique et les paramètres physiques sur la décharge couronne.

Le troisième chapitre sera dédié à la description de model expérimental ; PES en lame-plan et nous avons exposé la configuration géométrique des électrodes, les mesures électriques, le principe de fonctionnement, et exposer les méthodes de mesures des paramètres de la décharge couronne ; Tension d'apparition de l'effet couronne, tension de polarisation, densité du courant, et le champ électrique qui peut être mesuré avec une précision acceptable à l'aide de la sonde polarisée de Tassicker, que nous avons énoncé.

C'est dans le quatrième chapitre, que nous allons présenter une étude expérimentale sur la mesure des paramètres de la décharge couronne, et les paramètres géométriques et physiques influençant, avec des interprétations raisonnables part rapport à plusieurs références, pour voir la disposition et la performance de fonctionnement de précipitateur électrostatique en lame-plan.

Enfin, nous terminerons ce travail par une conclusion générale et quelques perspectives.

I.1 Introduction

Le premier appareil expérimental utilisant ces phénomènes est issu des travaux de Hohlfeld [2]. Il a montré qu'une étincelle électrique pouvait dissiper la fumée contenue dans une bouteille. En 1850, Guitard avait observé qu'une décharge couronne produisait les mêmes effets sur la fumée. En 1883, Lodge propose de purifier l'air dans les salles de fumeurs et dans les tunnels. Ce n'est qu'en 1907 que le premier électrofiltre conçu par Cottrell fonctionna de manière efficace. Le premier filtre électrostatique est né et depuis, de nombreux travaux sont consacrés aux électrofiltres.

Un précipitateur électrostatique (ESP), ou assainisseur d'air électrostatique est un dispositif de collecte des particules qui ont été éliminées d'un gaz écoulant (tels que l'air) à l'aide de la force d'une charge électrostatique induite; Ceux sont des dispositifs de filtration très efficace que minimalement font obstacle à l'écoulement des gaz par l'intermédiaire de l'appareil et peuvent facilement enlever les particules fines, comme la poussière et la fumée provenant du flux d'air.

Le système possède deux électrodes, isolées l'une de l'autre et portées à des potentiels différents. Quand un gaz chargé d'aérosols traverse l'espace inter électrodes, en se chargeant en électricité ces aérosols se lancent vers les plaques de collectes.

Nous allons présenter dans ce chapitre les principaux éléments constituant les précipitateurs électrostatiques d'aérosols et décrire leur principe de fonctionnement.

I.2 Description des PES

Ils sont composés de six éléments principaux [3] :

- Une source de haute tension.
- Des électrodes de décharge et électrodes de collecte.
- Entrée et sortie pour le gaz.
- récipient pour l'élimination des substances collectées.
- Un système électronique de nettoyage.
- Un boîtier extérieur pour enfermer les électrodes (carcasse du précipitateur).

Les gaz peuvent être ou non prétraités avant d'entrer dans le précipitateur. Le prétraitement peut consister en l'enlèvement de grosses particules par des procédés mécaniques ou en additionnant des produits chimiques au gaz pour changer les propriétés physiques du gaz dans le but d'améliorer l'action du précipitateur.

Le système de collecte comprend des surfaces de collecte où les fines particules se déposent. De plus, un dispositif de grattage ou de vibration des surfaces de collecte est installé de telle manière que les particules déposées puissent être enlevées.

Le système haute tension englobe l'électrode de décharge et les isolateurs. L'isolation électrique est nécessaire pour des raisons de sécurité.

Le récipient fait partie intégrante de la carcasse du précipitateur, sa fonction est de collecter la matière précipitée pour l'élimination finale.

Les précipitateurs électrostatiques nécessitent une source de courant continu à haute tension obtenu à partir d'un transformateur via un redresseur.

I.3 Principes de la précipitation électrostatique d'aérosols

Le principe de fonctionnement d'un électrofiltre peut être décomposé en trois phases :

- l'ionisation de l'air par effet couronne.
- la charge des particules par interaction avec les ions créés, puis leur précipitation sous l'action du champ inter-électrodes vers les électrodes collectrices.
- le nettoyage des surfaces de collecte [4].

Le filtre électrostatique est un dispositif dans lequel les forces électrostatiques piègent les particules contenues dans un gaz.

Il est constitué d'un ensemble d'électrodes actives et d'électrodes de collecte et peut être de géométrie plane ou cylindrique. La décharge générée au sein de ce dispositif, souvent maintenue à un fort potentiel négatif, produit des ions, par attachement des électrons libres aux molécules du gaz. Lors de collisions de ces ions avec des particules, ces dernières se chargent.

Afin d'expliquer le principe de fonctionnement d'un électrofiltre, prenons l'exemple d'un précipitateur électrostatique industriel de géométrie cylindrique. Il est constitué d'un cylindre métallique disposé verticalement (l'électrode de collecte) et d'un fil suspendu le long de l'axe central du cylindre (l'électrode active, figure I.1). L'électrode active est reliée à la haute tension continue tandis que l'électrode de collecte est reliée à la masse. Lorsqu'on applique une tension au – delà de la tension seuil d'apparition de la décharge couronne, une zone lumineuse apparaît soit sous forme de points lumineux localisés le long du fil soit sous forme d'une gaine lumineuse autour du fil. Les phénomènes lumineux représentent localement les régions ionisées du gaz à partir desquelles des ions de même polarité que l'électrode active sont émis vers l'électrode de collecte. Ces ions traversent l'espace inter-électrodes sous l'action d'un champ électrique continu, en direction de l'électrode de collecte.

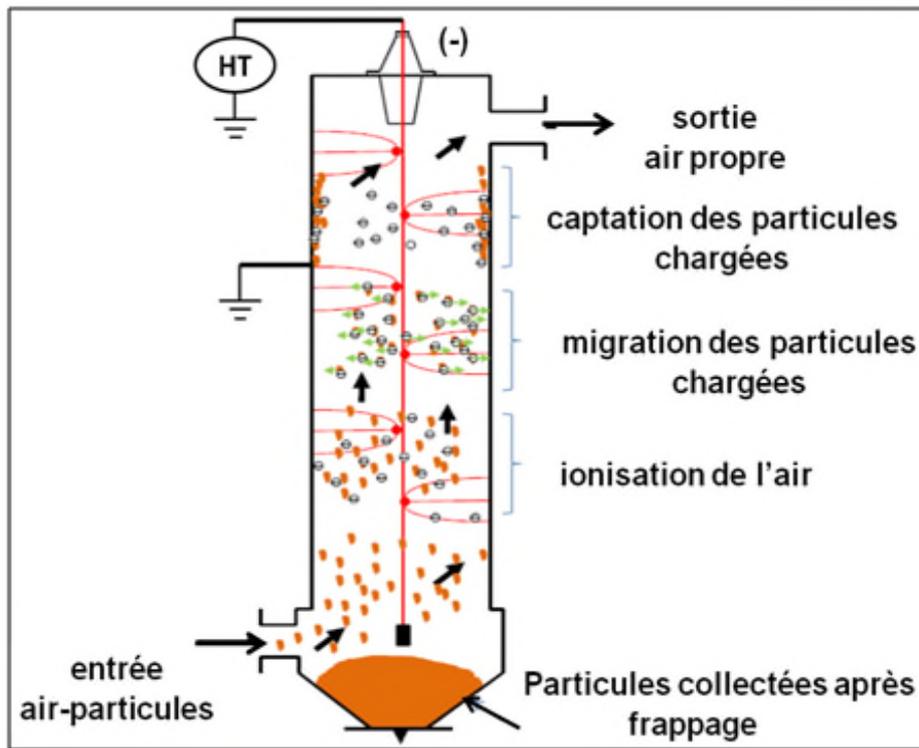


Fig. I.1 Principales étapes intervenantes dans le fonctionnement d'un filtre électrostatique [5].

Lorsqu'on introduit des gaz pollués par la partie basse de l'électrofiltre, ils traversent l'espace inter-électrodes. Les particules qu'ils contiennent captent au passage des ions et se chargent fortement ; elles sont alors soumises à la force de Coulomb qui les dirigent vers la surface interne de l'électrofiltre où elles se déposent.

Les gaz sortent donc dépollués par la partie haute de l'électrofiltre tandis que les particules piégées s'accumulent sur sa surface interne en formant une couche de poussières.

Par un procédé mécanique qui consiste à frapper les parois de l'électrofiltre à l'aide d'un marteau, on fait tomber les poussières dans le fond de l'électrofiltre où un dispositif prévu à cet effet permet de les évacuer.

I.4 Forces à l'origine de la migration des particules chargées

Dans la nature, les particules peuvent être soumises à diverses forces : les forces de volume (force de flottabilité, force électrique, force magnétique, par exemple) et les forces de surface (force diélectrophorétique, force de traînée, par exemple). Dans cette rubrique, nous n'évoquerons que les deux forces électriques mises en jeu, à savoir, la force de Coulomb et la force diélectrophorétique

I.4.1 Force de Coulomb

Une particule chargée est soumise à une force électrostatique dès qu'elle est proche de surfaces chargées ou d'autres particules chargées. En présence d'un champ électrique \vec{E} , les particules ayant acquis une charge électrique q_p subissent la force de Coulomb \vec{F}_e

Proportionnelle à la charge, dont l'expression est :

$$\vec{F}_e = q_p \cdot \vec{E} \quad (\text{I.1})$$

L'expression (I.1) est l'équation de base de la force électrostatique agissant sur les particules en suspension dans les précipitateurs électrostatiques.

I.4.2 Force diélectrophorétique

De nombreux travaux ont été effectués sur la force diélectrophorétique (DEP) agissant sur des particules allant des poussières aux cellules biologiques. Cette force s'exerce sur une particule non chargée (sphère diélectrique) dans un gradient de champ électrique. Elle est proportionnelle au volume de la particule (d_p^3) et au gradient du champ électrique qui lui est appliqué (∇E^2) [6]. Pour une sphère diélectrique de diamètre (d_p), l'expression est :

$$F_{DEP} = \frac{\pi}{4} \varepsilon_m d_p^3 K (\nabla E^2) \quad (\text{I.2})$$

La constante K est définie par :

$$K = \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_m}{\varepsilon_s + 2\varepsilon_m} \quad (\text{I.3})$$

Où ε_s et ε_m sont les permittivités respectives de la sphère diélectrique et du milieu. La force diélectrophorétique est négligeable dans certaines conditions, C'est le cas dans cette étude.

1.5 Mécanisme de charge des particules

Nous présentons dans cette section la phénoménologie de la charge des particules dans un champ électrique affecté par une charge d'espace ionique. Les mécanismes de charge sont expliqués et on présente, d'une manière critique, les modèles théoriques de charge les plus

souvent utilisés dans l'étude de la précipitation électrostatique.

Précédemment, nous avons dit que la force de Coulomb qui s'exerce principalement sur les particules chargées, est la principale cause de mise en mouvement des particules dans les filtres électrostatiques. Une augmentation de la charge des particules est donc nécessaire afin de produire leur migration vers les électrodes collectrices du précipitateur. Cela peut être provoqué par une forte densité d'ions due à une décharge couronne dans l'espace inter-électrodes.

Ce mécanisme de décharge sera décrit par la suite. Le processus de charge dépend alors de plusieurs facteurs parmi lesquels les plus importants sont la densité de charge ionique, l'intensité du champ électrique local, ainsi que la taille des particules. De nombreuses études ont montré que le procédé de charge peut être principalement attribué à deux mécanismes. Ces deux mécanismes peuvent agir séparément ou de façon combinée, on parle alors de charge mixte. Au total, on distingue [7] :

- La charge par champ;
- La charge par diffusion;
- La charge mixte.

Quel que soit le mécanisme, la charge électrique acquise par une particule est le résultat des interactions entre celle-ci et les ions résultant de la décharge couronne. Les deux mécanismes de charge interviennent ensemble et leur importance relative est déterminée principalement par les dimensions des particules et l'intensité du champ électrique.

I.5.1 charge par champ

Comme l'indique son nom, dans ce mécanisme de charge les ions sont apportés à la surface de la particule grâce à la force électrostatique causée par un champ électrique extérieur. Cette force est équilibrée par la force de répulsion créée par la charge répartie à la surface de la particule. En effet, une particule présente dans un gaz provoque une distorsion locale du champ électrique, les lignes de champ aboutissent à la surface de celle-ci. Cette distorsion du champ dépend de la nature de la particule : lorsque la particule est conductrice, la distorsion du champ est maximale. Pour une particule isolante (non conductrice), la distorsion du champ dépend de sa permittivité. Ainsi, l'intensité du champ électrique augmente à la surface de la particule. Dans ce cas, les ions présents dans le gaz et se déplaçant le long des lignes de champ, peuvent atteindre la surface de la particule. Chaque ion qui atteint la surface de la particule modifie la distribution locale du champ électrique. Cependant,

tant que le champ électrique créé par la charge de la particule est inférieur au champ maximum qui existe à la surface de la particule lorsqu'elle n'est pas chargée, les ions continuent à atteindre la surface de celle-ci. Lorsque la charge acquise est suffisante, les lignes de champ contournent la particule ; on dit que la particule a acquis la «charge de saturation par champ» notée q_{ps} (figure I.2).

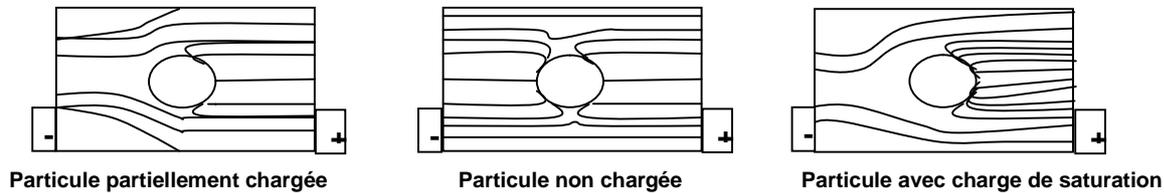


Fig. I.2 Lignes de champ en direction de la surface d'une particule isolante soumise à un champ électrique uniforme [5]

I.5.2 charge par diffusion

La charge par diffusion est due à l'énergie cinétique des ions qui bombardent la particule indépendamment du champ électrique. Ce processus de charge par diffusion a été imaginé pour expliquer la charge des particules lorsque le champ électrique appliqué est faible (ou même nul) et lorsque la taille des particules est suffisamment petite (quelques libres parcours moyens). Il est alors nécessaire de prendre en compte le phénomène de diffusion des ions dans le processus de charge [8,9]. Ce mécanisme met en jeu la probabilité de collision entre les particules et les ions animés d'un mouvement aléatoire d'agitation thermique. Dans une zone où le champ électrique appliqué est nul, les ions ont une répartition uniforme autour des particules. Dans ces conditions, tous les éléments de surface d'une particule ont la même probabilité de choc avec les ions et la particule peut accumuler une certaine charge électrique.

I.5.3 charge mixte

Les deux mécanismes opèrent simultanément pour les particules dont la taille est comprise entre 0,5 et 1 μm . La charge totale acquise par une particule à l'issue du processus n'est cependant pas la somme des charges apportées par chacun des deux mécanismes. Des travaux ont été réalisés sur la charge mixte, en particulier par Lawless et Altman [10] qui ont modifié des modèles préexistants et ont abouti à des relations assez simples qui prennent en compte les interactions des deux mécanismes de charge. Les particules présentes à l'intérieur d'un électrofiltre, une fois chargées par ces différents mécanismes, subissent la force de Coulomb lorsqu'elles sont soumises à un champ électrique. Cette force électrostatique est responsable de leur mouvement vers les électrodes collectrices.

I.6 Types d'électrofiltres

La forme géométrique de l'électrode collectrice du filtre électrostatique peut être cylindrique ou plane. On distingue plusieurs types de précipitateurs:

- Les électrofiltres à un seul étage.
- Les électrofiltres à deux étages.
- Les électrofiltres humides.

I.6.1 Les électrofiltres à un seul étage

Les électrofiltres à un seul étage sont les plus utilisés dans les applications industrielles (voir la figure I.3). L'ionisation et la collecte des particules sont réalisées simultanément tout au long de l'électrofiltre. Ils n'occasionnent que de faibles pertes de charge (50 – 100 Pa) et sont donc recommandés pour traiter les grands débits gazeux (80 000 m³/h par exemple).

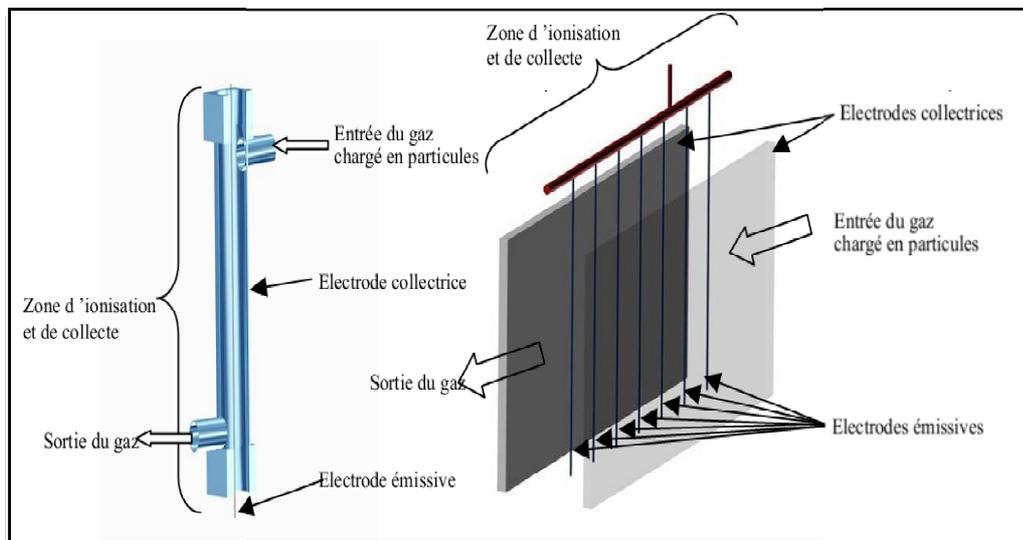


Fig. I.3 Électrofiltre à un seul étage [11]
A : fil – cylindre à gauche, B : fil – plaque à droite.

Le rendement d'épuration peut atteindre 99 % pour des particules fines de l'ordre du micromètre. Le minimum d'efficacité apparaît pour des poussières de diamètre égal à 0.2 μm . Cependant le coût d'investissement est très élevé et la dépense électrique est de l'ordre de 1 Wh/m³ traité [5,9]. Les électrofiltres secs comportent les éléments suivants : un caisson, des électrodes émissives (fil ou grille) et collectrices (plaque), des systèmes de battage des électrodes et d'extraction des poussières (souvent un frappeage périodique des électrodes par marteaux), un dispositif de répartition des gaz. Leur efficacité est maximale pour des vitesses d'écoulement de l'ordre 1 à 4 m/s et une alimentation haute tension (de 30 à 120 kV pour un courant de 20 à 600 mA).

I.6.2 Les électrofiltres à deux étages

Les filtres électrostatiques à double étages sont équipés d'un premier étage ionisant dans lequel les particules sont chargées suivi d'un filtre électrostatique proprement dit. Ils ont une construction plus compliquée ce qui conduit à des coûts de fabrication plus élevés. C'est la principale raison pour laquelle ces appareils ont des dimensions réduites et sont utilisés principalement dans des installations de conditionnement d'air.

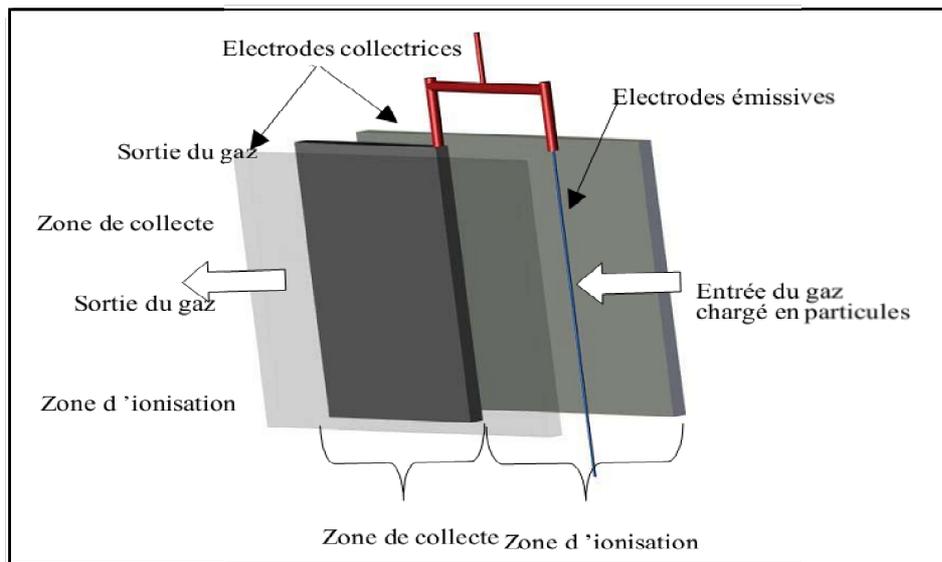


Fig. I.4 Electrofiltre à deux étages fil – plaque [11]

Les deux étages d'un tel filtre sont alimentés séparément en tension ce qui nécessite en général une double source de haute tension. Le premier étage constitue la zone d'ionisation, comporte des électrodes de décharge en forme de fil ou de tube. Les électrodes de collecte peuvent être soit des plaques parallèles, soit des cylindres coaxiaux. La figure I.4 présente une vue schématique d'un électrofiltre à deux étages ayant des électrodes de collecte sous forme de plaque. Ce type de précipitateur ne dispose pas de système de battage par frappe, car le risque de réenvol des poussières est trop important. La récupération des particules se fait souvent par lavage des électrodes. Afin d'avoir une production faible d'ozone, une haute tension de polarité positive est appliquée aux électrodes ionisantes.

I.6.3 Les électrofiltres humides

Le principe de base montré sur la figure (I.5) est similaire à électrofiltres secs. La différence provient de la présence d'un film humide ruisselant sur l'électrode collectrice. L'effluent à traiter est saturé en vapeur d'eau qui permet, par l'intermédiaire de la condensation d'augmenter la taille des particules. Ce procédé autorise une efficacité de

collection moins sensible aux caractéristiques électriques de la particule et permet l'épuration d'effluents chargés en particules, difficilement réalisables avec un électrofiltre sec. En effet, cette procédure limite l'effet de contre-émission pour les particules dont la résistivité est trop forte ainsi que le phénomène de réentraînement pour celles dont la résistivité est trop faible.

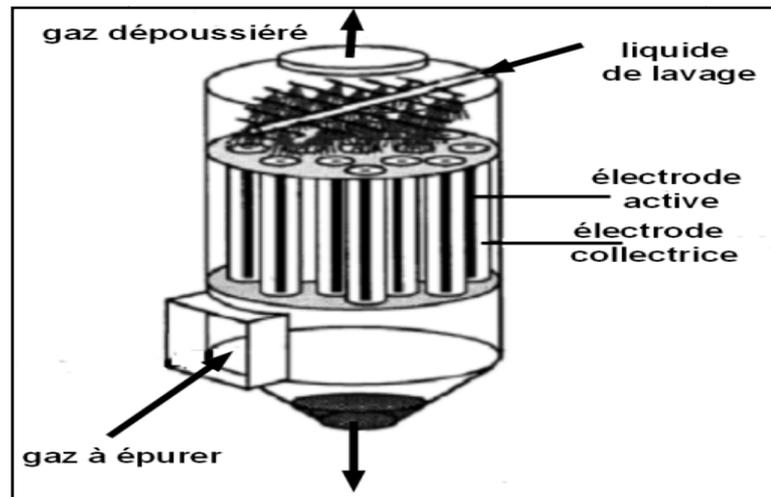


Figure I.5: électrofiltres humide [12].

I.7 Rendement

Généralement, le rendement de collecte du précipitateur électrostatique est haut, approchant les 100 %. Plusieurs installations ont des rendements de 98 % et de 99 %. Quelques matières se chargent plus facilement que d'autres et sont ainsi plus appropriées pour l'élimination par précipitation électrostatique. Pour les brumes d'acide et les unités de récupération catalystes, les rendements dépassent souvent 99 %; pour le carbone noir, le rendement normal de collecte est inférieur à 35 %, à cause de sa tendance de s'agglomérer. Cependant, par une combinaison adéquate d'un précipitateur électrostatique avec un collecteur cyclonique, on peut obtenir de hauts rendements pour cette matière.

I.8 Avantages des précipitateurs électrostatiques

- Les particules aussi petites que $0,1\mu\text{m}$ peuvent être éliminées.
- Faible coûts de maintenance et de fonctionnement.
- Faible chute de pression (0,25 à 1,25 cm d'eau).
- Manipulation satisfaisante d'un large volume de gaz à haute température.
- Le temps de traitement est négligeable (0,1 – 10 s).
- Nettoyage facile en mettant hors service certaines unités du précipitateur.

- Aucune restriction en ce qui concerne l'utilisation de produits chimiques solides Liquides ou corrosifs.

- Filtre lavable, économie, efficacité, préservation de l'environnement [13]

Avant que la salissure du filtre devienne trop importante, et pour qu'il continue à assurer la même force d'attraction sur les particules nécessite de le nettoyer. Le filtre électrostatique se lave alors, simplement, avec de l'eau et du détergent.

I.9 Inconvénients des précipitateurs électrostatiques

- Hauts coûts d'installation.
- Haut besoin en espace, dû aux dimensions larges de l'équipement.
- Risque d'explosions pendant la collecte de gaz combustibles ou de fines particules.
- Pendant l'exploitation, des mesures de sécurité sont nécessaires. La distribution appropriée du flux de gaz, la résistivité du gaz, la conductivité de fines particules, et le taux d'ignition du corona doivent être maintenus avec soin.
- Pendant l'ionisation du gaz, de l'ozone (gaz toxique) est produit par les électrodes de décharge à charge négative.

I.10 Applications des précipitateurs industriels

La précipitation électrostatique est un procédé couramment utilisé pour éliminer les particules polluantes solides (telles que la poussière et les cendres) contenues dans les gaz rejetés dans l'atmosphère. Des applications importantes des précipitateurs électrostatiques dans les industries sont énumérées ci – dessous [3]:

1. Cimenteries

- a) Nettoyage des gaz d'échappement des fours de ciment.
- b) Récupération des fines particules des fours.

2. Moulins à pulpe et à papier

- a) Récupération des fumées de soude dans les moulins à pulpe de Kraft.

3. Aciéries

- a) Nettoyage des gaz des hauts fourneaux afin de pouvoir les utiliser comme combustible.
- b) Elimination des goudrons du gaz des fours à coke.
- c) Nettoyage des gaz de foyers ouverts et des fourneaux électriques.

4. Industrie de métaux non ferreux
 - a) Récupération des matières valorisables des gaz d'échappement.
 - b) Collecte de la brume acide.
5. Industrie chimique
 - a) Collecte des brumes d'acides sulfurique et phosphorique.
 - b) Nettoyage de divers types de gaz, tels que l'hydrogène, le CO₂ et le SO₂.
 - c) Elimination des fines particules du phosphore élémentaire en état vapeur.
6. Industrie pétrolière
 - a) Récupération des fines particules des catalyseurs.
7. Industrie du carbone noir
 - a) Agglomération et collecte du carbone noir.
8. Centrales électriques
 - a) Collecte des cendres volantes des chaudières chauffées à la houille.

I.11 Conditions du choix d'un précipitateur électrostatique

Lorsqu'il s'agit de choisir un système de précipitation électrostatique pour éliminer la pollution en suspension dans un courant gazeux, il est important de tenir compte des éléments suivants :

- ❖ Caractéristiques des particules :
 - ✓ Dimension, forme réelles et densité des particules.
 - ✓ Propriétés physico-chimiques : adhésivité, hygroscopie, tendance à l'agglomération, fluidité, conductivité électrique, inflammabilité, toxicité, etc.
- ❖ Caractéristiques du gaz porteur :
 - ✓ Température, pression et humidité.
 - ✓ Propriétés physique : densité, point de rosée des composés condensables, viscosité, conductivité électrique, inflammabilité, toxicités, etc.
- ❖ Caractéristique du procédé :
 - ✓ Flux de gaz constant ou variable.
 - ✓ Débit volumique gazeux.
 - ✓ Concentration des particules.
 - ✓ Rendement de captation exigé.
 - ✓ Perte de charge permise.
 - ✓ Qualité exigée pour les produits.
- ❖ Caractéristique de fonctionnement :

- ✓ Entretien et continuité du fonctionnement.
- ✓ Sécurité et protection sanitaire.
- ✓ Utilisation finale des substances recueillies.

I.12 conclusion

Les précipitateurs électrostatiques continuent à être d'excellents dispositifs pour la commande de beaucoup d'émissions particulières industrielles, et tout ce phénomène est basé sur l'action du champ électrique sur les charges ou les particules chargées. La force électrique agit directement sur les particules chargées à retenir ; donc ces forces sont des forces séparatrices. Ce phénomène de précipitation électrostatique se retrouve largement dans les filtres électrostatiques (appelés également dépoussiéreurs électrostatiques). La charge des particules résulte d'un phénomène appelé « l'effet couronne » qui apparaît lorsque nous appliquons une différence de potentiel entre deux conducteurs aux configurations géométriques appropriées.

Le modèle expérimental de précipitateur utilise une lame à effet couronne suivi deux groupes de plaques métalliques parallèles mises à la terre. Ces mêmes plaques sont fréquemment secouées afin de les débarrasser des poussières.

Après ce premier chapitre d'introduction à la précipitation électrostatique, nous aborderons à présent le deuxième chapitre consacré à l'étude théorique de cette décharge couronne qu'est un phénomène très influençant sur le rendement des PES.

II.1 Introduction

La charge par champ et celle par diffusion présentées dans la section précédente requièrent une concentration élevée d'ions unipolaires. En conséquence, les ions doivent être produits sans interruption. Pour créer les ions, on utilise le plus souvent la décharge couronne.

Avant de présenter l'effet couronne, il faut rappeler quelques phénomènes fondamentaux concernant les décharges dans les gaz.

Les phénomènes de décharge électrique ont fait l'objet de plusieurs études et cela depuis plus d'un siècle [14,15]. Les premières études décrivant leur évolution et proposant des mécanismes de décharge datent du début de XX^{ème} siècle [16,17]. En effet les premières publications sur l'effet couronne datent de 1915 avec des travaux effectués par F. Peek, qui a établi par des essais expérimentaux une loi empirique exprimant le champ seuil d'apparition de l'effet couronne.

Si on établit une tension suffisante entre deux électrodes placées dans un gaz, ce dernier peut s'ioniser et laisser passer un courant : c'est ce que l'on appelle une décharge électrique. Les manifestations et caractéristiques des décharges dépendent de nombreux paramètres comme la nature du champ électrique, les paramètres physiques du gaz ou encore des distances caractéristiques (distance inter-électrodes) et la géométrie des électrodes...etc.

Dans ce chapitre, nous allons présenter dans le cas des décharges couronne, les processus physiques qui conduisent à la production d'espèces réactives et à leur dispersion. Ces phénomènes, qui ont largement été décrits pour des géométries pointe-plan, peuvent être généralisés à la configuration fil-cylindre, fil-plan, nappe de fils-deux plans ...etc.

II.2 Décharges électriques à pression atmosphérique

Dans de nombreuses applications usuelles, les décharges sont établies à basse pression (tube néon par exemple) car elles sont plus faciles à obtenir et généralement très stables.

Les décharges à la pression atmosphérique, bien que plus difficiles à obtenir, possèdent tout de même d'importantes applications [18] telles que la soudure par arc électrique ou la torche à plasma.

La création de décharges électriques à pression atmosphérique constitue un challenge pour le physicien.

II.3 Mécanismes de formation et processus physiques des décharges électriques

Un électron placé dans un champ électrique uniforme ($E = V/d$, où V est la différence de potentiel appliquée entre deux électrodes de distance d) est accéléré et peut ioniser des atomes ou des molécules, tel que $A + e^- \rightarrow A^+ + 2e^-$. 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'ionisation successive est connu sous le nom « d'avalanche électronique » ou « décharge de Townsend » [19].

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, appelé électron secondaire. 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, appelé également courant de décharge. La Figure (II.1) décrit le comportement du courant en fonction de la valeur de la tension appliquée [8]. La courbe permet de distinguer quatre régimes :

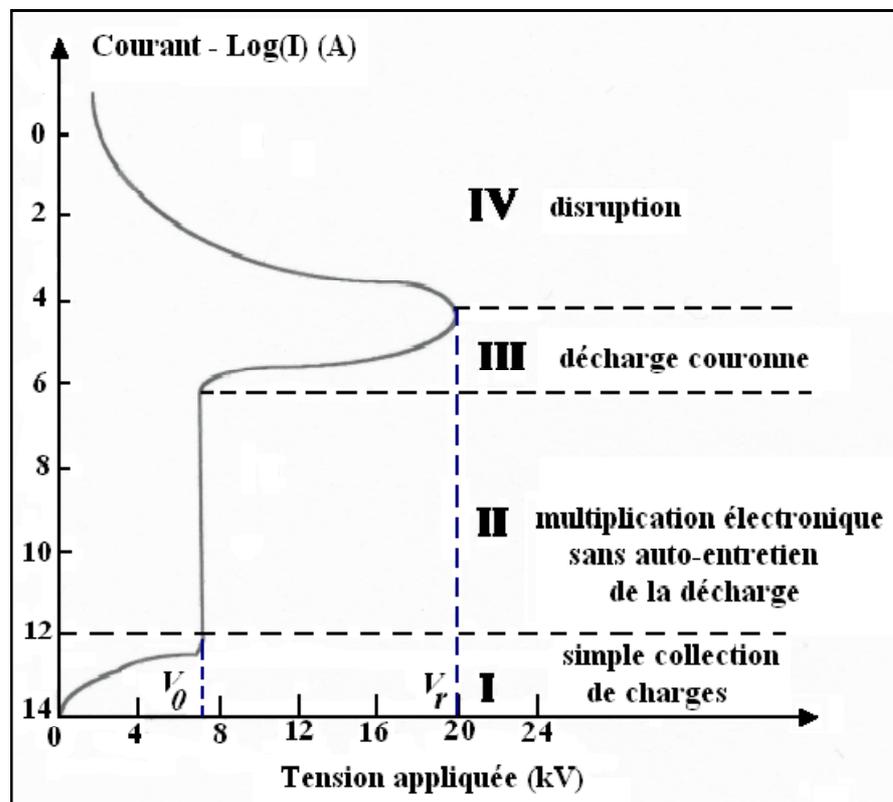


Fig. II.1 Caractéristique courant – tension des décharges à pression atmosphériques

- 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.

II.3.1 Mécanisme de multiplication électronique (avalanche)

Le processus de multiplication électronique a été proposé par Townsend [19,20] pour décrire les phénomènes de claquage dans les gaz. Ce processus est une conséquence de l'accélération d'un ou plusieurs électrons, par le champ, sur une distance égale au libre parcours moyen suffisamment longue pour que le gain d'énergie permette l'ionisation, à la suite de collisions, d'une ou plusieurs molécules. Cependant, si dans les gaz les phénomènes d'ionisation sont bien établis, il n'en est pas de même dans les liquides. En effet, la densité d'un liquide étant environ 10³ fois plus élevée que celle d'un gaz, le libre parcours moyen de l'électron dans le liquide serait 10³ fois plus faible (~nm), si on appliquait la théorie cinétique des gaz. Toute fois, il n'est pas justifié d'extrapoler simplement les bases de la théorie cinétique en phase liquide. Si le champ est suffisamment intense, l'électron acquiert une énergie suffisante pour ioniser les atomes du gaz lorsqu'il entre en collision avec eux. Les collisions créent de nouveaux électrons qui pourront être accélérés et ioniser à leur tour les atomes du gaz. Ensuite, il apparaît des processus secondaires qui correspondent à la formation d'électrons dits secondaires lesquels vont produire de nouvelles avalanches qui vont s'ajouter à l'ionisation directe, et qui peuvent conduire au claquage du gaz. Suivant les conditions

expérimentales (densité et nature du fluide, nature des électrodes,... etc.), différents processus secondaires peuvent intervenir, on peut citer : l'action des ions positifs et des métastables à la cathode, la photoémission à la cathode par l'action des photons créés par la décharge, la photo-ionisation du gaz sous l'action de photons.

Si on considère des électrodes planes et parallèles séparées par une distance d , N étant le nombre d'électrons dans un plan d'abscisse x , N_0 le nombre d'électrons initiaux (dans le plan de la cathode à $x = 0$) et α le coefficient d'ionisation (appelé aussi premier coefficient de Townsend), on obtient [21] :

$$N(x) = N_0 e^{\alpha x} \quad (\text{II.1})$$

Par la suite, le courant est donné par :

$$I = I_0 e^{\alpha d} \quad (\text{II.2})$$

avec $I_0 = eN_0$

Il faut ensuite introduire le coefficient généralisé d'ionisation secondaire γ associé aux différents phénomènes secondaires. Il est alors facile de montrer que le courant en régime stationnaire suit la relation :

$$I = I_0 \frac{\gamma e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (\text{II.3})$$

Le dénominateur de cette expression, qui peut être nul, explique la divergence du courant et donc le claquage du fluide. Cette divergence du courant n'a évidemment pas de réalité physique, dans la pratique, le courant est limité par la résistance du circuit électrique.

Le critère de claquage est alors exprimé par la relation suivante :

$$1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1) = 0 \quad (\text{II.4})$$

Dans le cas d'une décharge couronne où le champ est fortement divergent (géométrie pointe – plan par exemple), la multiplication des électrons s'arrête au bout d'un certain parcours, le champ appliqué sur les électrons n'étant plus assez important pour qu'il y ait

ionisation. La condition de décharge est vérifiée uniquement si le champ est assez grand sur une certaine profondeur.

Le critère précédent correspond alors au cas d'une décharge autoentrenue. Dans ces conditions, αd est remplacé par $\int_0^d \alpha dx$ et en considérant que le terme en exponentiel est grand devant 1, le critère (II.4) s'écrit :

$$\int_0^d \alpha dx = \ln(1/\gamma) \cong \text{const} \quad (\text{II.5})$$

La décharge de Townsend fait intervenir tout l'espace inter-électrode [19]. Cette théorie perd sa validité pour des pressions élevées telle que la pression atmosphérique. En effet, les travaux de Fletcher [22] ont montré qu'à des pressions élevées le temps de formation de la décharge est très inférieur au temps de transit des ions positifs entre les électrodes. Ceci permet donc d'écarter le processus « γ » dû à la cathode. Cependant, cette théorie garde sa validité pour des valeurs du produit $P.d$ inférieures à 200 Torr.cm [23].

L'insuffisance de la théorie de Townsend, pour les hautes pressions, a conduit à la formulation d'une nouvelle théorie, dite des étincelles et des éclaires, qui est fondée sur la notion du streamer.

L'expérience a montrée que, pour des pressions élevées, la tension de claquage ne dépend pas beaucoup de la nature de la cathode, et que le courant de décharge atteint des valeurs notables avant même que la première avalanche ne soit écoulé. En outre, la décharge n'est plus diffuse comme celle de Townsend mais prend l'aspect d'un filament se propageant entre les électrodes. Pour expliquer ce phénomène, il n'est plus possible de se contenter du processus de Townsend car il existe une source supplémentaire d'électrons en plus des processus α et γ : c'est la photo-ionisation du gaz. Le streamer peut être défini comme étant une série continue d'avalanche qui prend naissance entre les électrodes. Si la tension appliquée est très grande devant la tension de claquage, le champ dû à la charge d'espace formée par les ions positifs en tête de l'avalanche primaire atteint une valeur comparable au champ électrostatique initial avant que l'avalanche n'atteigne l'anode. Le streamer commence à se développer à partir de ce point. Un électron libre se trouvant dans ce champ conduit à une avalanche. Les électrons en tête de celle-ci tendent à neutraliser la charge positive concentrée à la tête du filament en même temps qu'ils excitent les atomes du gaz. Ces derniers vont en particulier émettre des radiations photo-ionisantes. La situation initiale se retrouvera légèrement décaler en raison de la lenteur des ions qui forment une nouvelle charge d'espace à

l'endroit où se trouvent les nouveaux électrons primaires créés par photo-ionisation. Le streamer va donc se développer pas à pas jusqu'à ce qu'un canal de plasma soit établi entre l'anode et la cathode.

Des critères de formation du streamer ont été proposés par Meek [24] et Raether [25]. Le premier suggère que la transition de l'avalanche en streamer se fait quand le champ de la charge d'espace E_p , à la tête de l'avalanche, devient du même ordre de grandeur que le champ appliqué. Le deuxième propose un critère exprimant que l'avalanche doit atteindre une taille critique d_c pour que le streamer puisse se développer. Ce critère s'écrit dans un champ non uniforme sous la forme:

$$\int_0^{d_c} (\alpha - \eta) = 1 \text{ à } 5 \cdot 10^{-8} \text{ électrons} \quad (\text{II.6})$$

Où $\alpha - \eta$ représente le coefficient net ou effectif d'ionisation, différence entre le coefficient d'ionisation α et d'attachement η . Ce phénomène du streamer se développe en des temps de l'ordre de 10^{-8} s, alors que la théorie de Townsend nécessite des temps de l'ordre de 10^{-5} s pour entraîner le claquage.

II.4 Décharge couronne

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.2). Lors de l'application d'une haute tension au niveau de l'électrode ayant le plus petit rayon de courbure, le 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.

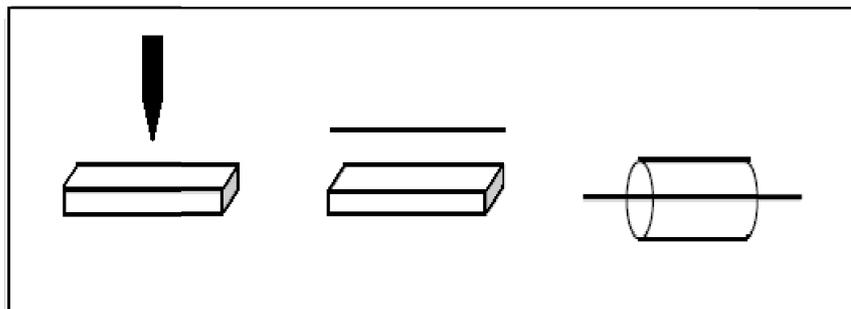


Fig. II.2 Différentes configurations de décharge couronne

A proximité de l'électrode anodique (figure II.3), 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 [26,27], 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.

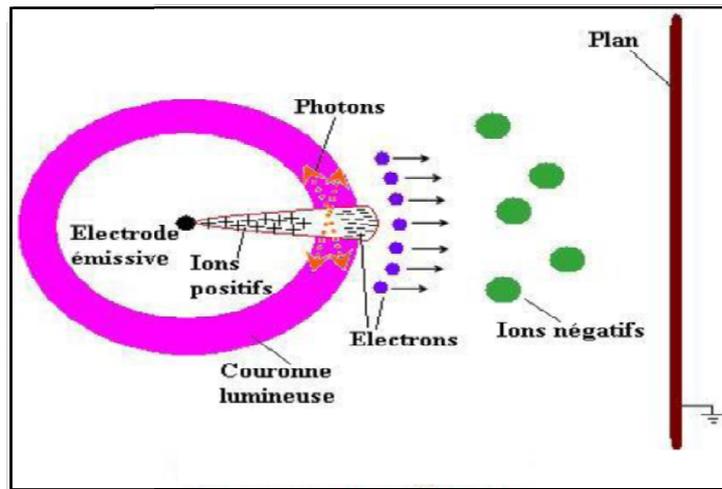


Fig. II.3 Représentation de l'avalanche électronique et de la couronne lumineuse

II.4.1 Mécanisme de la décharge couronne

Les décharges couronnes se situent dans le régime III de la figure II.1. La décharge est classiquement établie entre une électrode active et une électrode passive (électrode reliée à la terre). L'électrode active est une pointe, à laquelle on applique un haut potentiel électrique tandis que l'électrode passive est une plaque (figure II.4). On obtient alors une décharge couronne volumique [28]. La dissymétrie des électrodes conduit à un champ électrique inhomogène dans l'espace inter-électrodes. En absence de charge d'espace, Hartmann [29] a établi une expression du champ électrique E en fonction du potentiel appliqué à la pointe le long de l'axe de symétrie x :

$$E(x) = \frac{V}{\left(x + \frac{r}{2}\right) \cdot \ln\left(\frac{2d+r}{r}\right)} \quad (\text{II.7})$$

Avec; V :le potentiel, 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-plaque, Lacoste et al. [28] ont utilisé :

$$E(x) = E_i \frac{r}{x} \quad (\text{II.8})$$

Avec : E_i le champ électrique à la surface du fil.

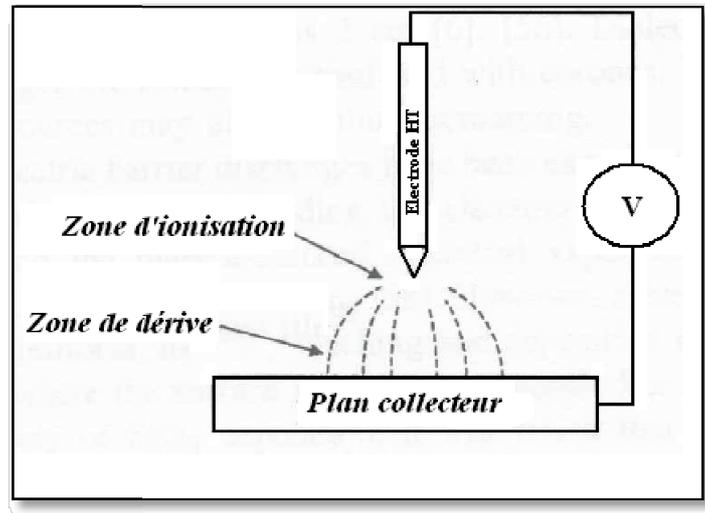


Fig.II.4 : Topographie de la décharge couronne Volumique en configuration pointe-plan [30]

Dans cette configuration pointe-plaque, le champ électrique au voisinage de la pointe est intense ce qui permet l'ionisation. La forme en couronne autour de la pointe a donc donné le nom à la décharge. Après cette zone d'ionisation se trouve une région de champ plus faible où les particules ionisées dérivent. L'électrode passive sert alors à collecter les charges. Par ailleurs, la décharge couronne est le siège d'une forte activité physicochimique.

Enfin, selon la polarité du potentiel appliqué à la pointe on distingue la décharge couronne positive de la décharge couronne négative.

II.4.2 Décharge couronne positive

La décharge couronne positive est celle qui se produit quand le fil est portée à un potentiel positif et la plaque à la terre. Dans ce cas, dans la zone de champ intense autour de fil, des électrons sont produits par photo-ionisation et sont accélérés vers l'anode (le fil). Autour de celle-ci, se développe alors une région de forte ionisation : zone en pointillé de la figure (II.5).

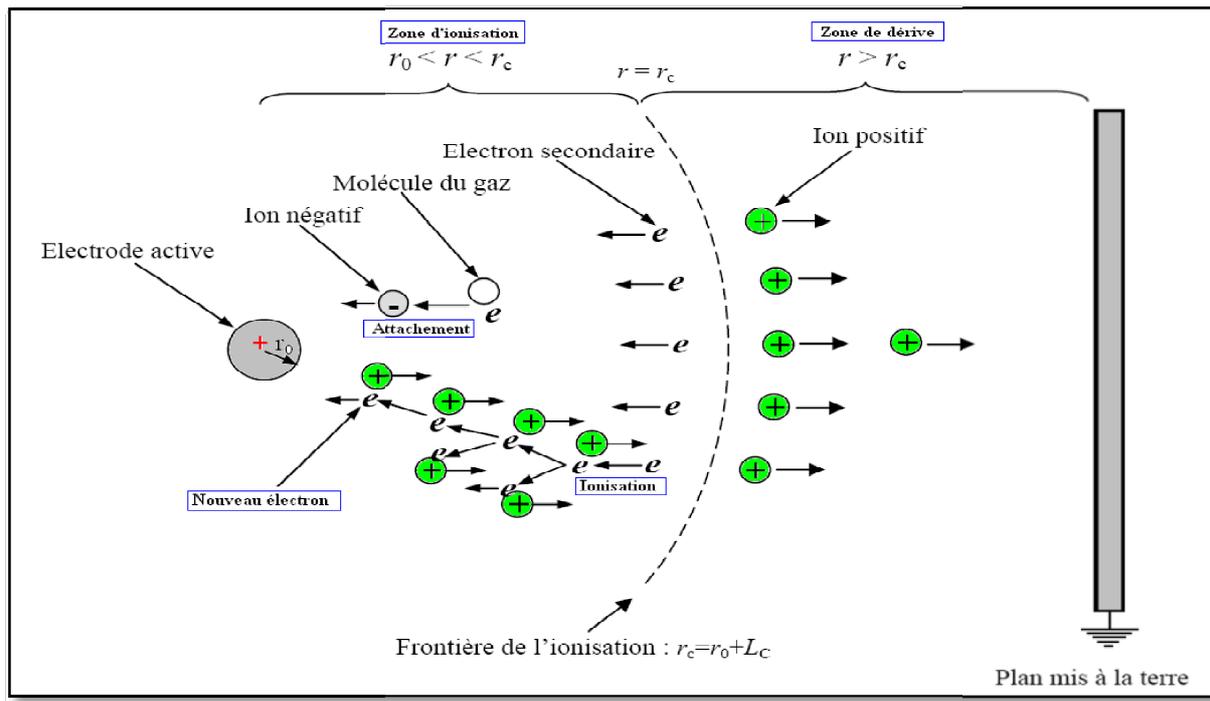


Fig. II. 5 Schématisation d'une décharge couronne continue positive [31]

Les ions positifs ainsi créés sont repoussés par l'anode, sous l'effet des forces de Coulomb, jusqu'à une distance de fil (inférieur au millimètre) au-delà de laquelle le champ électrique trop faible ($< 30 \text{ kV/cm}$ dans l'air à pression atmosphérique) ne permet plus la création d'ions positifs. Les ions positifs migrent donc vers la cathode (la plaque). Cette zone unipolaire, puisqu'il n'y a que des ions positifs [28], est appelée région de « dérive » (Figure II.5). Pour cette décharge, il y a avancement de streamers, qui se propage en quelque sorte comme une extension de l'anode.

D'après les modélisations de Loiseau et al, (2002) [32], la décharge est composée d'une phase de propagation du streamer (durée de la propagation de 50 ns à la vitesse de $2 \times 10^5 \text{ m/s}$) et d'une phase de restauration pendant laquelle les ions dérivent. Ces deux phases forment un cycle de fréquence 10 kHz . Le courant de décharge n'est donc pas continu, mais correspond à une succession de phénomènes transitoires. Goldman et al. (1985) [33] indique qu'un courant positif de $50 \mu\text{A}$ se décomposerait en un courant unipolaire continu de $20 \mu\text{A}$, distribué uniformément à la surface de la cathode, et de streamers contribuant à $30 \mu\text{A}$ percutant la cathode à une fréquence de 10 kHz .

II.4.2.1 Stabilité du phénomène

Une succession d'avalanches se forment dans une certaine zone de tension. Mais il est quand même difficile d'obtenir un phénomène stable.

II.4.3 Décharge couronne négative

Dans le cas où le fil est porté à un potentiel négatif, il y a toujours création d'électrons par photo-ionisation et apparition de la zone d'ionisation autour de fil. Goldman et Sigmond [34], expliquent que les ions positifs alors créés reviennent rapidement à la cathode (Figure II.6). 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.

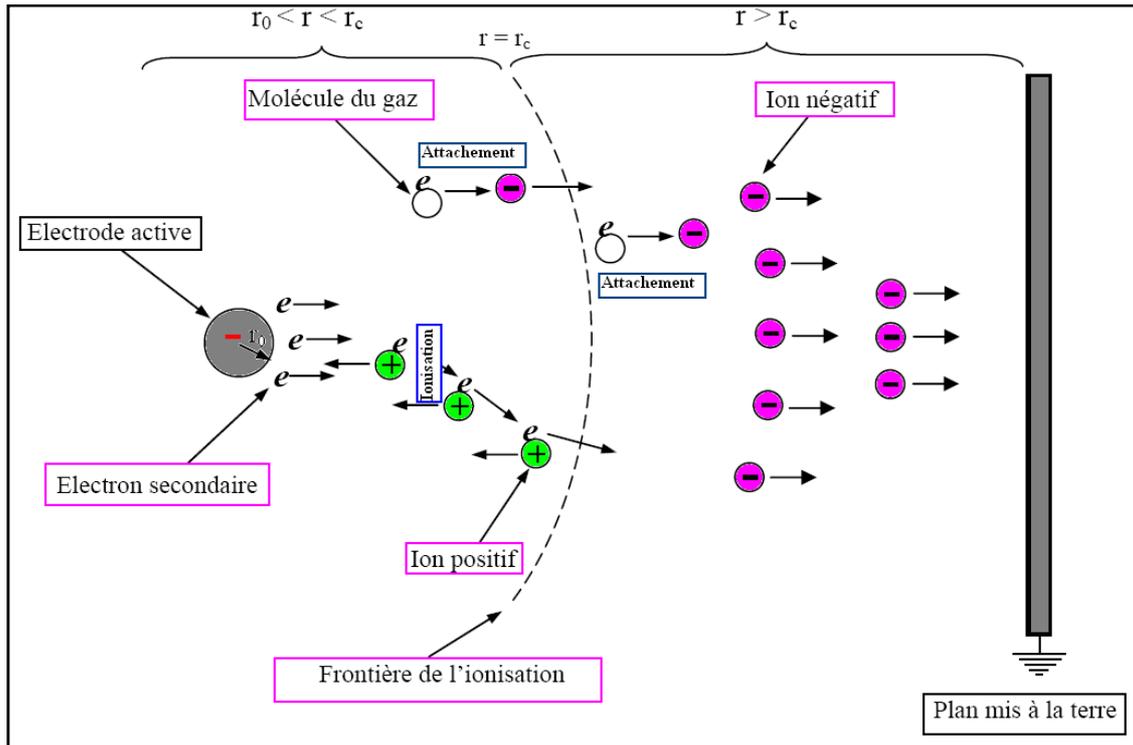


Fig. II.6 Schématisation d'une décharge couronne continue négative [31]

Le courant de cette décharge est dû à des impulsions de Trichel à une fréquence qui dépend de la tension appliquée [35]. Ces impulsions sont régulières et sont dues au champ électrique qui s'affaiblit au voisinage de la cathode. Les ions négatifs empêchent en effet la multiplication des avalanches électroniques. Une fois ces ions migrés vers l'anode, de nouvelles avalanches apparaissent. L'intervalle entre deux pics de courant, impulsions de Trichel, dépend donc du temps nécessaire aux ions négatifs à atteindre l'anode.

Les mécanismes physico-chimiques au sein des décharges couronnes sont assez complexes et sont encore amplement étudiés par les physiciens des plasmas, car ils ne sont pas encore totalement connus.

II.4.3.1 Apparence lumineuse

Un courant de particules négatives part de la pointe vers le plan, il atteint 1 à 100 μA .

On obtient (avec une pointe) une zone lumineuse en forme de champignon qui a la couleur bleue violacée dans l'air [36]. Cette couleur est due au spectre de l'azote et des composés oxygénés. Dans le cas d'un fil, celui-ci est bordé de petits champignons. Une gaine sera formée autour du fil quand on augmente la tension.

II.4.3.2 Stabilité du phénomène

Ce phénomène d'effluve négatif ne s'étend qu'à une faible distance de fil, donc pas question de formation d'un canal entre électrodes ; on peut réduire leur distance sans qu'il se produise d'étincelle. Parce que l'étincelle se produit quand elle part d'un fil positive, l'effluve négatif ne tourne pas de lui-même à l'étincelle. C'est un phénomène stable qui se confine au voisinage de fil [36].

II.4.4 Modèle de décharge couronne pour le précipitateur électrostatique

L'utilisation d'un tel modèle peut fournir une assistance dans la compréhension physique des mécanismes de décharge dans l'air et permet de prédire des valeurs utiles à la conception et au dimensionnement des isolations. Vu la complexité du phénomène, beaucoup de chercheurs se sont intéressés à modéliser plutôt des phases de décharge. L'avantage de ce point de vue est qu'il peut offrir un modèle d'initiation et de propagation suffisamment « sophistiqué » pour être sensible à la configuration géométrique et à la contrainte appliquée.

Les modèles jusqu'ici développés ont été soit basés sur la loi empirique de Peek généralisée [37] soit sur l'intégration numérique de l'équation régissant l'avalanche numérique de Townsend [19,20]. En champ non-uniforme, ils définissent la tension seuil d'apparition de l'effet couronne.

En utilisant l'équation donnée par Cooperman [38], on peut déterminer le champ seuil E_S de la décharge couronne à la surface de la nappe, où le système nappe de fils-deux plans est équivalent à un système cylindrique coaxiale (fil-cylindre) :

$$E_S = \frac{U_s}{r_0 \cdot \ln(R/r_0)} \text{ (kV/cm)} \quad (\text{II.9})$$

$$\text{Avec } R = \frac{a}{2\pi} \exp\left(\frac{\pi d}{a}\right)$$

Où U_s est la tension seuil de l'effet couronne ;

R est le rayon du cylindre équivalent ;

r_0 est le rayon du fil ;

a : distance entre deux fils voisins ;

d : distance nappe de fils-plan.

Pour un nombre important de fils de la nappe, la tension U_s et le champ seuil E_s deviennent indépendant de nombre de fils de la nappe. A une distance X_c de la surface de la nappe, le champ électrique est égal au champ critique du minimum d'ionisation E_c donné par :

$$E_c = \frac{U_s}{(r_0 + X_c) \log\left(\frac{R}{r_0}\right)} \quad (\text{II.10})$$

La longueur critique d'avalanche est égale à :

$$X_c = \left(\frac{E_s}{E_c} - 1\right) \cdot r_0 \quad (\text{II.11})$$

Le champ électrique au plan est constant, tout comme si les charges étaient uniformément réparties sur les plans. En se rapprochant de la nappe de fils, le champ commence à dévier champ uniforme [39].

Pour déterminer le champ seuil de l'effet couronne d'un conducteur cylindrique, on emploie généralement la formule de Peek, qui est la plus connue. Elle est donnée par l'expression :

$$E_s = 31 \cdot \delta \cdot \left(1 + \frac{0.308}{\sqrt{\delta \cdot r_0}}\right) \text{ (kV/cm)} \quad (\text{II.12})$$

$$\delta = \frac{P}{76} \cdot \frac{298}{273+T} : \text{Densité relative de l'air.}$$

$$(\delta = 1 \text{ pour } P = 76 \text{ cm} \cdot \text{Hg et } T = 25^\circ \text{C})$$

La relation (II.6) n'est vérifiée que pour des surfaces parfaitement polies. La rugosité superficielle diminue le champ seuil; on tient compte de cette influence en attribuant au conducteur un coefficient d'état de surface. Le champ seuil E_0 d'un conducteur non poli s'exprime alors sous la forme [40] :

$$E_0 = m \cdot E_s \quad (\text{II.13})$$

De nombreuses formules empiriques ont été proposées sous forme [37,41] :

$$E_s = F \cdot \left(1 + \frac{G}{r_0^B}\right) \quad (\text{II.14})$$

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

Popkov [42] propose une forme d'équation pour la géométrie nappe de fils – deux plans :

$$E_s = \frac{U_s}{R_0 \left[\ln \left[\frac{a}{2\pi r_0} \right] + \pi \cdot \frac{d}{a} \right]} \text{ (kV/cm)} \quad (\text{II.15})$$

II.4.5 Facteur influençant la décharge couronne

Plusieurs facteurs peuvent influencer le seuil et la caractéristique de la décharge couronne; On distingue deux facteurs essentiels :

- Facteurs géométriques
- Facteurs physiques

II.4.5.1 Facteurs géométriques

- ✓ L'augmentation de rayon de courbure augmente la tension de seuil d'apparition d'effet couronne [43] ;
- ✓ La distance inter-électrode : le courant est plus important et croit plus rapidement avec la tension appliquée pour de faible distance inter-électrode ; de plus les seuils de décharge couronne apparaissent pour des valeurs de tensions inférieures dans le cas de faible distance inter-électrode [44] ;
- ✓ La distribution du champ électrique dans l'espace inter-électrode dépend de la configuration géométrique des électrodes comme le cas en géométrie (pointe-plan, fil-plan). Dans la configuration pointe-plan, la décharge couronne présente une zone de stabilité et une très bonne gamme de fonctionnement, par contre pour le cas en géométrie (fil-plan) dès l'apparition de champ électrique, la décharge transite rapidement vers l'arc électrique; donc la gamme de fonctionnement est très faible [45].

II.4.5.2 Facteurs physiques

Les précipitateurs électrostatiques (PES) ont été largement utilisés pour éliminer les particules de gaz épuisés dans des nombreux processus industriels. Les performances des filtres électrostatiques sont affectées par la décharge couronne et elle est influencée par de nombreux facteurs, y compris l'humidité, la température et la pression. Des études expérimentales ont été menées pour comprendre l'effet de ces paramètres physiques.

II.4.5.2.1 Effets de l'humidité sur la décharge couronne

Nous présentons ici une nouvelle méthode de collecte des aérosols, pouvant capturer efficacement et indépendamment de leur taille toutes sortes d'aérosols, dont la taille peut varier de quelques dizaines de nanomètre à quelques microns (taille 10nm-10 μ m). Le système de collecte consiste en un électrofiltre standard, dans lequel une petite quantité de vapeur d'eau (humidité de l'air) est injectée au cœur de l'écoulement d'air de façon à augmenter leur taille [46,47], ce qui permet d'augmenter significativement le rendement pour la collecte des particules nanométriques. Cette méthode a l'intérêt majeur de présenter un bon rendement pour une gamme très étendue de taille de particules [48,49], et de concentrer les particules collectées dans un petit volume d'eau.

La vapeur d'eau injectée a une influence sur le comportement de la décharge couronne. L'augmentation de l'humidité conduit à la décroissance de la tension seuil et la mobilité des porteurs de charges de la décharge couronne. En effet, l'eau contenue dans l'air se comporte comme un gaz électronégatif [50-52].

II.4.5.2.2 Effets de la température sur la décharge couronne

Des études expérimentales ont été menées pour comprendre l'effet de température sur la décharge couronne :

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 [45].

Lorsque la température augmente, les électrons gagnent plus d'énergie pour former l'avalanche. Ainsi, le seuil de la décharge couronne diminue à une température élevée des gaz [50]. Une élévation de température produit un accroissement de la mobilité des ions. On obtient alors une intensité d'ionisation plus importante dans l'espace de la couronne et un accroissement du courant dans la zone extérieure. La tension d'apparition de l'effet couronne devient plus faible. Par ailleurs, la densité des gaz augmente en même temps que la température. Ainsi la vitesse de migration, et le rendement du dépoussiérage diminuent quand la température augmente [53].

II.4.5.2.3 Effet de la pression sur la décharge couronne

Influence de la pression sur le courant de décharge fourni par la source d'ions est très marquée. Nouri [51,54] a étudié de façon précise dans le domaine de pressions compris entre 0,1 bar et 1,0 bar. L'effet de la pression sur le seuil est équivalent à ce lui de la distance inter-

électrode. D'après la loi de Paschen, plus la pression augmente, plus le nombre de particules dans l'espace inter-électrode augmente, et les libres parcours moyens des particules chargées diminuent. Par conséquent, l'ionisation de l'air est réduite. Le seuil d'apparition de la décharge couronne augmente en augmentant la pression, par contre la mobilité des porteurs de charges diminue [51-54].

II.4.6 Applications de la décharge couronne

La décharge couronne présente des aspects utiles recherchés pour ses nombreuses applications : Dépôt de charge en reprographie, traitement de surfaces métalliques et isolantes, textiles, applications biologiques, séparateur électrostatique, dépoussiéreur électrique, neutralisation, production d'ozone [55-58], ...etc. et des aspects nuisible : Pertes d'énergie dans les lignes de transmission, perturbations radioélectriques, défaut d'isolement, l'apparition de phénomène de corrosion, photocopieur, lazer à azote, refroidissement de composants électroniques (la migration des particules ionisées génère un flux qui expulse l'air chaud), coloration des véhicules ... etc.

II.5 Notion du vent électrique

Le vent électrique résulte d'un transfert de quantité de mouvement entre les particules chargées et les particules neutres du gaz, les particules chargées étant mises en mouvement par les forces de Coulomb (champ électrique). Cette définition fournie par Faraday en 1838, complète celle donnée par Tiberius Cavallo en 1777. Dans le cas d'une décharge Pointe-Plan, c'est le mouvement du gaz induit par les collisions ions-molécules dans la région proche de la pointe. Ce vent se propage en cône de la pointe au plan quelle que soit la polarité de la décharge. Le phénomène est particulièrement spectaculaire d'un point de vue visuel, lorsque le plan est un lit d'azote liquide contenu dans un récipient ouvert [5].

En 1961, Robinson [59] a établi pour la première fois la relation liant la vitesse du vent électrique au courant moyen de décharge, dans des champs électriques unidimensionnels, son expression est :

$$v = A \cdot \sqrt{\frac{I}{\rho_g \cdot \mu}} \quad (\text{II.16})$$

Avec :

v : vitesse du vent en m.s^{-1} ;

I : courant moyen de décharge ;

A : constante dépendant principalement de la géométrie des électrodes ;

ρ_g : masse volumique du gaz ;

μ : mobilité moyenne des ions.

Cette expression montre que la vitesse du vent électrique varie avec la racine carrée du courant moyen de décharge. Il est par ailleurs important de différencier la vitesse v du gaz, donnée par cette relation expérimentale, de la vitesse v_i des ions contenus dans le gaz, qui s'exprime : $v_i = \mu.E$ (E est le champ électrique). En effet, la vitesse du vent électrique dans l'air est de l'ordre de quelques m/s (sans écoulement extérieur), tandis que la vitesse des ions elle, peut varier de plusieurs milliers de m/s dans la zone d'ionisation à quelques dizaines de m/s dans la zone de dérive. Dans une décharge couronne de type Pointe-Plan, les mécanismes sont similaires quelle que soit la polarité (positif ou négatif). Les particules chargées portent une charge de même signe que la polarité de l'électrode active (la pointe).

Lorsqu'il s'agit d'une décharge positive (figure II.7.b), les ions positifs dominent en nombre. Dans cette décharge, les mouvements des électrons et des ions négatifs vers la pointe restent limités à la zone d'une épaisseur de l'ordre du dixième du mm directement en contact avec la pointe. Les ions négatifs qui quittent le plan perdent leurs électrons excédentaires dans la zone proche du plan et deviennent des espèces neutres renvoyées vers le plan par le vent électrique. Dans le cas de la décharge négative (figure II.7.a), le mouvement des électrons est englobé dans celui des ions négatifs majoritaires qui vont de la pointe vers le plan. Les ions positifs minoritaires induisent un mouvement qui reste localisé à la zone proche de la pointe, ceux qui sont au-delà de cette zone sont très minoritaires par rapport aux ions négatifs et le trajet global va toujours de la pointe vers le plan.

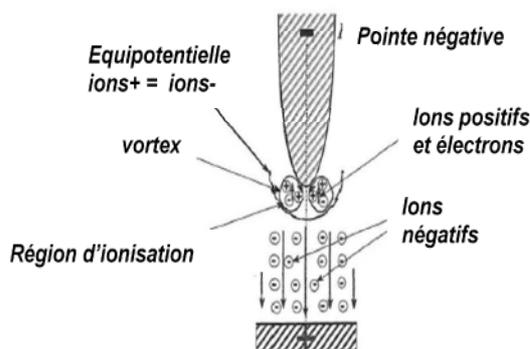


Fig. II.7.a Vent électrique en configuration Pointe – Plan négative

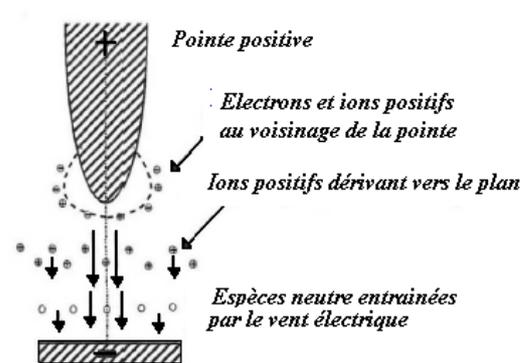


Fig. II.7.b Vent électrique en configuration Pointe – plan positive

Fig. II.7 Vent électrique en configuration Pointe – Plan [60]

II.6 Conclusion

Nous avons rappelé dans ce chapitre, les différents aspects de l'effet couronne, ainsi que le mécanisme de création de décharge couronne dans le cas d'une décharge positive et négative. Les mécanismes de développement de l'avalanche électronique et de propagation des décharges ont été décrits. Les électrons accélérés par le champ électrique entrent en collision avec les molécules neutres présentes dans l'espace inter-électrode et conduisent à l'excitation et à l'ionisation du gaz. Nous pouvons considérer que ces mécanismes, qui ont surtout été décrits dans la littérature pour des configurations pointe-plan, et fil-plan, peuvent être étendus à la géométrie lame-plan que nous avons adoptée.

En effet, lors de la décharge couronne, l'électrode de faible rayon de courbure soumise à une haute tension est le siège d'un fort champ électrique, qui constitue le facteur clé dans l'ionisation des espèces neutres présentes dans le gaz. Donc l'étude des phénomènes physiques fondamentaux de la décharge couronne nous permet de définir les paramètres essentielles influençant la décharge tel que le diamètre de conducteur, la tension appliquée, la distance entre les électrodes, et l'influence des paramètres physiques; tel que l'humidité, la température, et la pression.

Dans le chapitre qui suit, nous allons élaborer a la description de model expérimental, PES en configuration lame-plan qu'est intéressante car elle est très analogue à la configuration pointe-plan; et exposer les méthodes de mesure de chaque paramètre de la décharge couronne.

III.1 Introduction

Les travaux présentés dans ce chapitre ont été réalisés au sein du Laboratoire Haute Tension de l'université A. Mira de Bejaia en collaboration avec le Hall de Technologie.

Nous avons ainsi mené un travail expérimental qui consiste principalement à la détermination des paramètres de la décharge couronne; la tension appliquée, le courant de décharge, le champ électrique, la densité de courant, la tension seuil et le champ seuil.

Dans ce chapitre nous exposons le dispositif expérimental ainsi que la méthodologie d'essais, et voir l'influence des paramètres physiques et géométriques sur les paramètres de la décharge couronne dans un PES en lames-plan. Cette configuration est intéressante car elle est très semblable à la configuration pointe-plan avec la simplicité d'un problème bidimensionnel. Il est clair que la zone active où se produit la décharge couronne est très restreinte pour le cas pointe-plan, une distribution de la densité de courant sur le plan non nulle seulement dans une zone limitée. Par contre, la géométrie fil-plan a une zone active très élevée où se produit la décharge couronne (toute la longueur du fil), mais son inconvénient est que sa géométrie ne nous aide pas à orienter les lignes de champ (fuite des lignes du champ). D'ailleurs cette idée de PES en lames-plan est inspirée d'après les expériences qui ont été faites pour des géométries pointe-plan et fil-plan, car dans la configuration lames-plan, la gamme de fonctionnements est très forte et le champ électrique au voisinage de la lame est intense grâce à son rayon de courbure. Cette géométrie favorise l'orientation des lignes de champ vers le plan de collecte, ce qui permet l'ionisation.

III.2 Méthodes expérimentales

La figure (III.3) présente le dispositif expérimental utilisé dans le cadre de cette étude que l'on propose d'explicitier dans la suite de cette partie.

III.2.1 Configuration géométrique

Entreprenant alors de l'idée des géométries fil et pointe, on a opté pour faire union des deux électrodes afin de réaliser une lame (figure.III.1).

Dans le but d'éliminer les problèmes cités auparavant (élevée la zone active), et d'étudier la décharge couronne et son comportement lorsqu'elle va affecter par les paramètres physiques dans un PES (figure.III.2) dont la géométrie est une lame (électrode émissive) (1) en aluminium de 400 mm de longueur, et un rayon de courbure très fine, qu'est fixé aux extrémités des supports en plexiglas (2), en face d'un plan collecteur (E) et le plan de garde (G) mis a la terre.

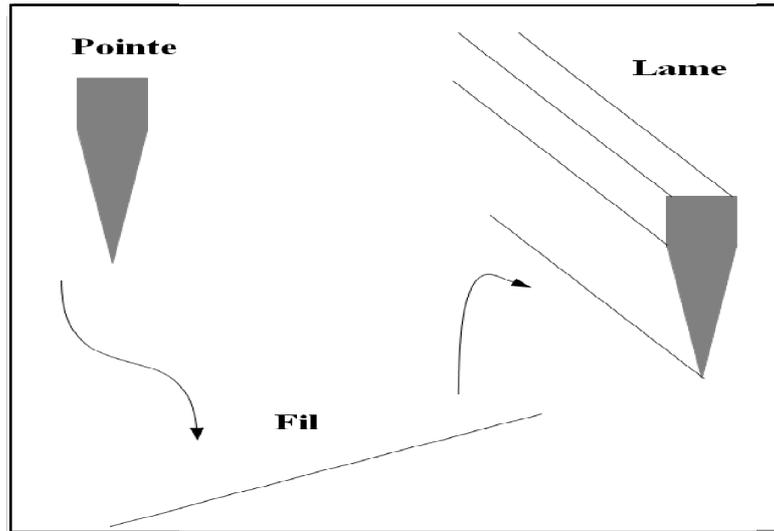


Fig.III.1 Configuration de l'électrode haute tension

La sonde (P) est en acier inoxydable massif, incorporée dans le même niveau de surface, dans une électrode (E) plane de forme circulaire. L'électrode (E) est disposée entre deux plans de garde mis à la terre. L'électrode (E) et les plans de garde sont également en acier inoxydable. Le rayon de la sonde (P) est $r_s = 2,235 \text{ mm}$ et le rayon intérieur de l'électrode (E) est $r_e = 2,270 \text{ mm}$, ce qui donne un intervalle d'air $g = r_e - r_s = 0,035 \text{ mm}$ et un rayon effectif de la sonde $r_m = 2,2525 \text{ mm}$. Le plan (E) à une longueur $l = 400 \text{ mm}$ suivant l'axe x (figure.III.2) et une largeur $L = 200 \text{ mm}$ suivant l'axe y , les électrodes actives sont tendues par des supports isolants en plexiglas à une distance $h=50 \text{ mm}$ du plans et d'une distance entre lames $2a$.

Après la réalisation des lames au niveau de hall de technologie (Université de Bejaia). À cause d'un claquage qui apparaît aux deux coins de la lame (effet de pointe) pour une tension légèrement plus grande que la tension seuil V_0 . Ce claquage est dû au renforcement du champ électrique sur ses deux extrémités, nous avons alors arrondi l'arête de la lame, et le claquage se produisait pour une tension un peu plus élevée. La lame doit rester toujours parallèle au plan collecteur.

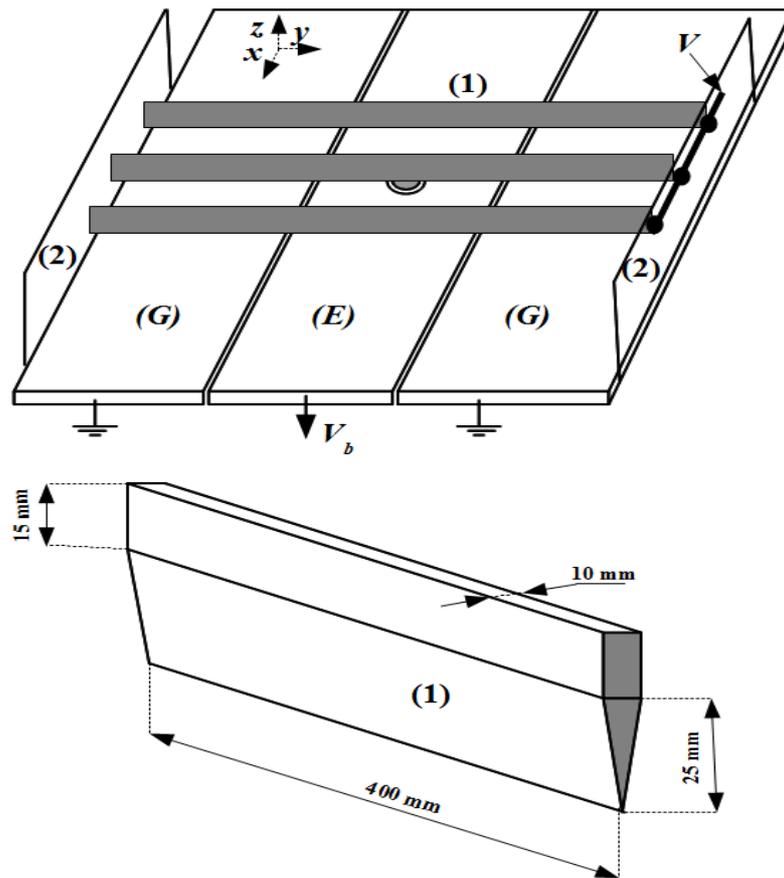


Fig.III.2 PES en configuration lame-plan

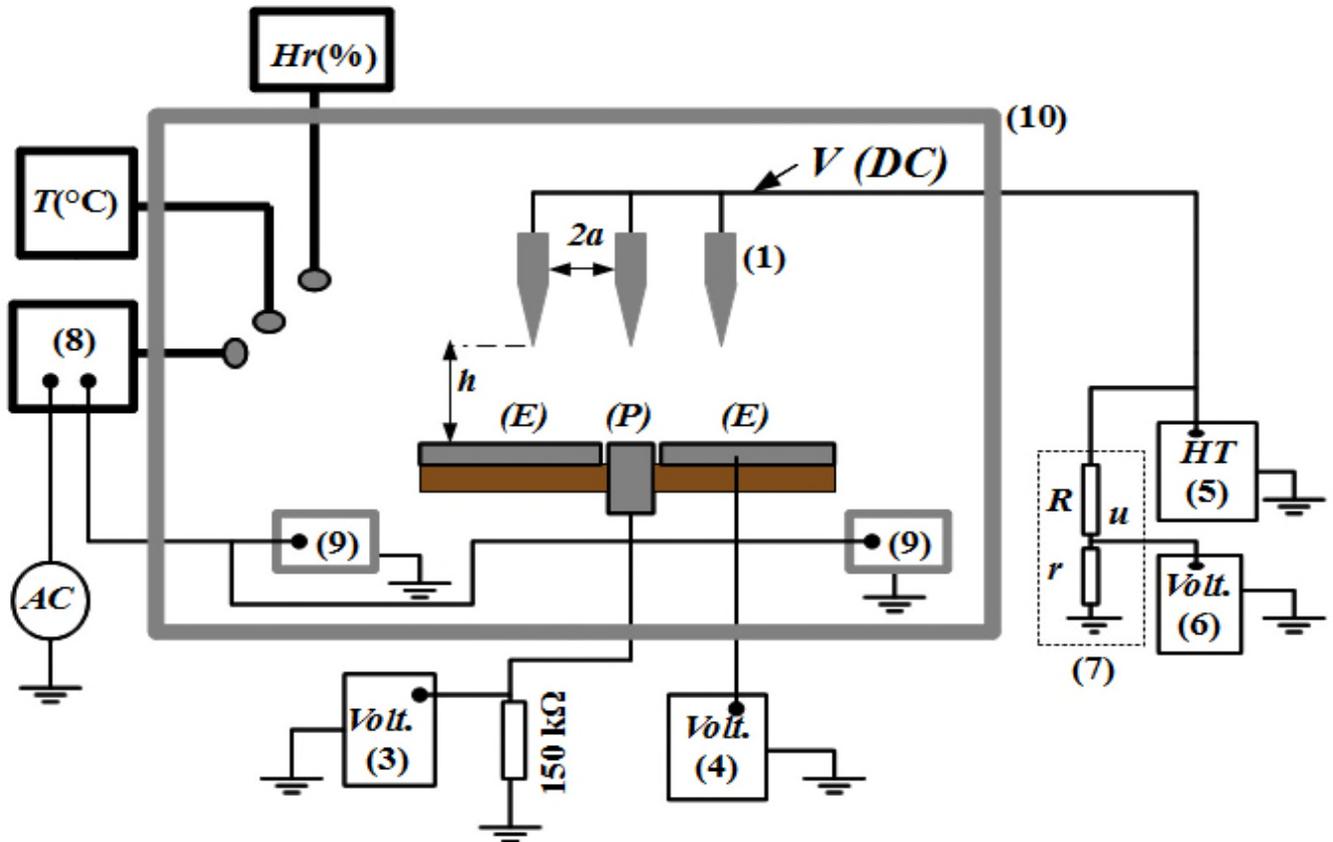
III.2.2 Mesures électriques et principe de fonctionnement

Le dispositif d'essai est représenté sur la figure(III.3). L'électrode active (1) est reliée à l'installation haute tension continue (5) délivrant une tension allant de 0 à 140 kV. Cette dernière est fournie après redressement mono alternance composée d'une diode haute tension au silicium pouvant supporter une tension de 270 kV, d'un condensateur de lissage de 10 nF et d'une résistance d'amortissement R de 106 k Ω , son rôle est de protéger la diode des surintensités.

La tension alternative d'origine est générée par amplification d'une basse tension variable appliquée au primaire d'un transformateur élévateur dont le secondaire est relié à la diode.

La mesure du courant de décharge est effectuée par un multimètre (3) connecté à la sonde (P) à travers d'une résistance 150 k Ω . Le plan de polarisation (E) est relié à une alimentation basse tension variable (4) de ($0 \pm 60V$) aux bornes de laquelle est connecté un multimètre numérique.

Nous avons effectué les essais pour les différents paramètres de la décharge couronne, paramètres physiques influençant, et ceux au niveaux de laboratoire de la haute tension (Université De Bejaia).



1 Electrodes lames. 3 Multimètre. 4 Alimentations continues (BT). 5 Source de HT continue
6 Voltmètre de crête. 7 Diviseurs résistif. 8 Régulateur Température. 9 Source de réchauffement
10 Cellule de mesure

Fig.III.3 Représentation schématique de l'installation expérimentale

III.3 Méthode de mesure

III.3.1 Mesure du champ électrique

De nombreux travaux ont été consacrés à l'étude du champ électrique lors de la décharge couronne. La mesure du champ n'est pas aisée du à la présence de la charge d'espace. Cependant, le champ peut être mesuré avec une précision acceptable à l'aide de la sonde polarisée de Tassicker incorporée dans un même niveau de surface des électrodes mises à la terre [61]. La sonde polarisée est un simple capteur circulaire (sonde circulaire) ou rectangulaire (sonde linéaire). Le courant de décharge collecté par la sonde est contrôlé par un champ électrique créé localement par la polarisation de celle-ci.

III.3.1.1 Théorie de la sonde polarisée de Tassicker

Le signal de ce type de sonde polarisée découle du courant de conduction qui la traverse. Ce courant est contrôlé par un champ électrique crée localement par la polarisation de la sonde. Le courant I qu'elle collecte, lors de la décharge couronne par exemple positive, se trouve réduit par une tension de polarisation V_b négative. Cette sonde peut également être polarisée positivement, dans ce cas le courant I sera augmenté. La connaissance du courant et de la tension de polarisation de la sonde permet de déduire l'intensité du champ extérieure à mesurer.

Tassicker a développé en 1974 un modèle théorique sur la sonde polarisée de forme circulaire [61]. Il considère un disque de rayon r_s et de section S centré au milieu d'une électrode(E) en forme d'un disque de rayons intérieur et extérieur r_e et R_e (figure.III.4). Les sections S_0 et SE des deux parties de la sonde sont au même niveau et forment un intervalle d'air de largeur $g = r_e - r_s$. La détermination du champ électrique E est basée sur la mesure du courant I collecté par la section S_0 de la sonde. Nous avons alors :

$$I = J \cdot S_0 = \mu \cdot \rho \frac{D_e \cdot S_0}{\varepsilon_0} = \mu \cdot \rho \cdot \frac{\Phi_S}{\varepsilon_0} \quad (\text{III.1})$$

Avec :

μ : Mobilité moyenne des ions ;

ρ : Densité de la charge d'espace ;

D_e : Vecteur déplacement électrique ;

Φ_S : flux à travers la sonde ;

S_0 : Section réelle de la sonde ;

J : Densité de courant ;

ε_0 : Permittivité électrique du vide.

On suppose qu'un champ électrique uniforme E existe à la surface de l'électrode (E) dans la région de la sonde. En appliquant une tension V_b entre la sonde et l'électrode, une distribution du flux similaire à celle de la figure (III.5) apparaît au voisinage de la sonde dépendant de la polarité de la tension V_b [62,63]. Donc, nous avons deux contributions du flux Φ_S , l'une est due au champ extérieur E et l'autre due au champ de polarisation E_b .

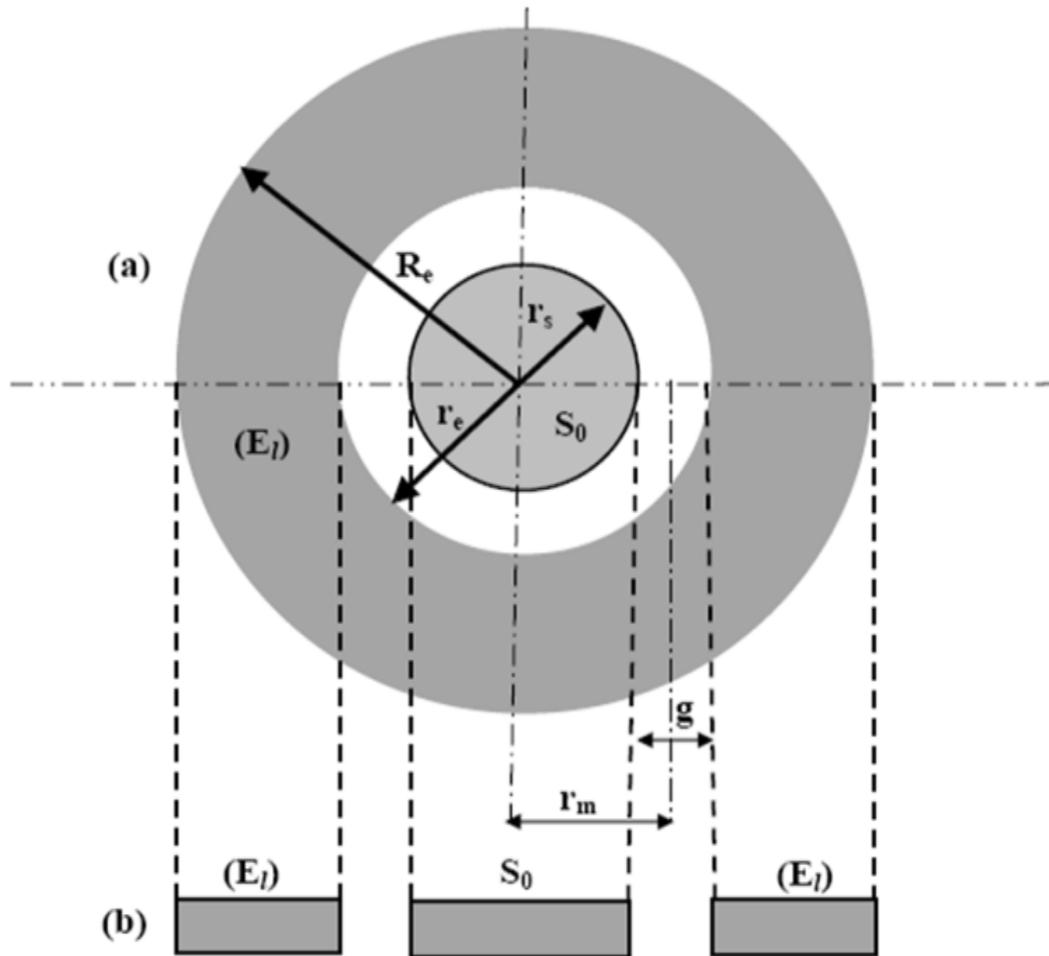


Fig. III.4 Sonde circulaire (a- Vue de dessus, b- Coupe transversale)

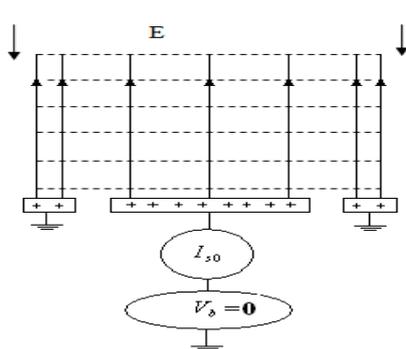


Fig.III.5.a Lignes du champ et Équipotentiels avec la sonde non polarisée

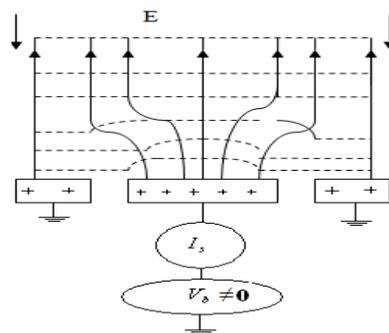


Fig.III.5.b Lignes du champs et équipotentiels avec la sonde polarisée

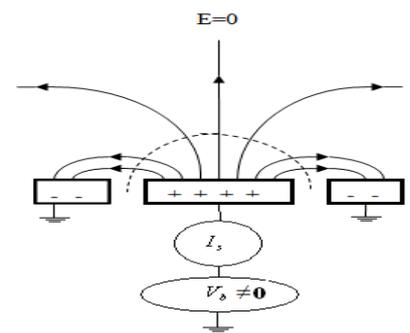


Fig.III.5.c : Lignes de champ et équipotentiels avec la sonde polarisée

Fig. III.5 Lignes de champs et les équipotentiels

La théorie de Tassicker indique que le rapport des courants de la sonde I dû à la présence de V_b et I_0 sous condition $V_b=0$ obéit à la relation suivante :

$$\frac{I}{I_0} = \frac{\Phi_S}{\Phi_{S0}} = 1 + \frac{C_0}{\pi r_m^2 \varepsilon_0 E} \cdot V_b \quad (\text{III.2})$$

Où $\Phi_S = \Phi_{S0} + \Phi_{S1}$: Le flux à travers la sonde pour $V_b \neq 0$.

$\Phi_{S0} = S_m \cdot E \cdot \varepsilon_0$: Le flux à travers la sonde pour $V_b = 0$.

$\Phi_{S1} = \varepsilon_0 \cdot V_b$: Le flux dû à la polarisation.

$S_m = \pi \cdot r_m^2$: Surface effective de la sonde.

r_m : Rayon effectif de la sonde.

C_0 : La capacité entre les deux surfaces (E) et (S_0).

Le champ inconnu E peut être déduit si l'on calcule la capacité C_0 . Tassicker a utilisé une expression analytique donnée par Spence [64] :

$$C_0 = 4r_m \varepsilon_0 \left[1.07944 + 0.5 \ln \left(1 + \frac{r_m}{2g} \right) \right] \quad (\text{III.3})$$

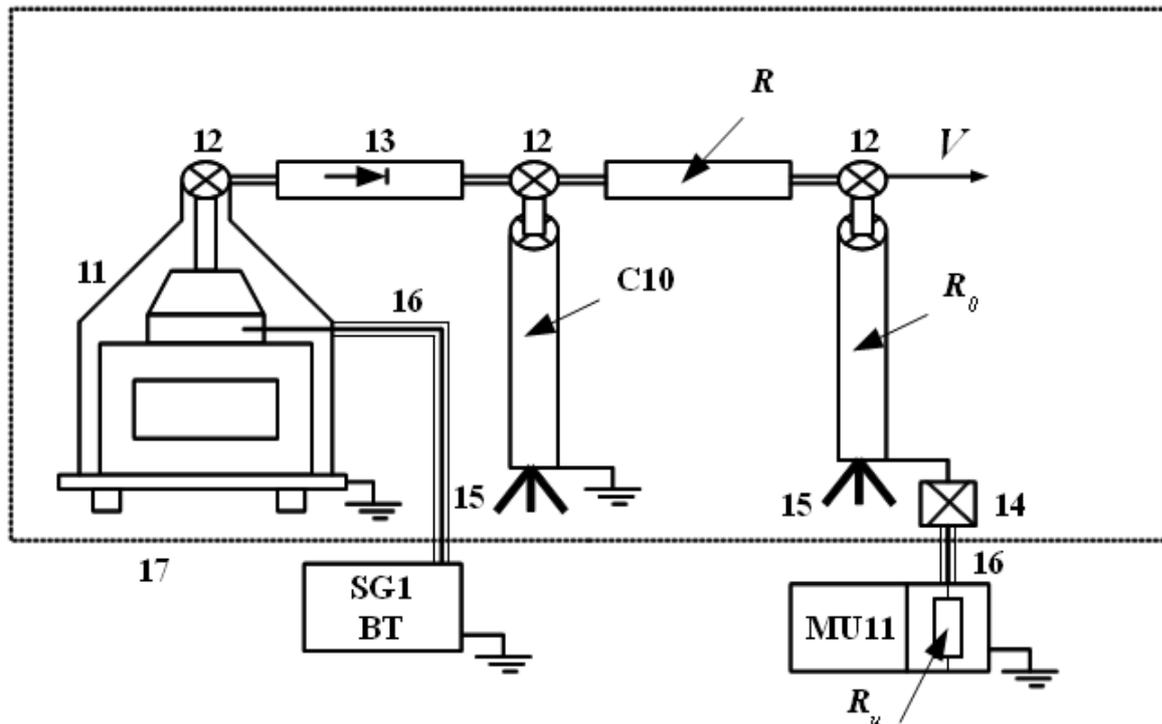
La relation (III.2) donne une caractéristique $I/I_0 = f(V_b)$ linéaire. Cependant, aux fortes valeurs de V_b , quand le champ de polarisation E_b (dû à la tension V_b) devient supérieur au champ électrique E à mesurer, il se produit une déviation de la caractéristique par rapport à la linéarité.

III.3.2 Mesure de la tension appliquée

La mesure de la tension continue V , est effectuée à l'aide d'un voltmètre de crête (MU11) et d'un diviseur résistif. Le diviseur est composé de la résistance haute tension R_0 de $250 \text{ M}\Omega$ et de la résistance basse tension R_u de valeur $501 \text{ k}\Omega$ à laquelle il faut associer en parallèle la résistance du voltmètre de crête MU11 de valeur $R_e = 4.24 \text{ M}\Omega$.

Les résistances R_e et R_u sont reliées par un câble coaxial blindé. Le voltmètre de crête (MU11) mesure la tension u aux bornes de la résistance basse tension et affiche numériquement la valeur de la tension appliquée $V_{app} = k \cdot u$. Où k est le rapport du diviseur :

$$k = \left(\frac{R_0 + (R_e // R_u)}{R_e // R_u} \right) = \frac{R_0 R_e + R_0 R_u + R_u R_e}{R_u R_e} = 555.62 \quad (\text{III.4})$$



11 Transformateur haute tension (T100). 13 Diode haute tension (G270). 15 Support d'éléments. 12 Nœuds de liaison. 14 Boîte de connexion. 16 Câble coaxial. SG1 Alimentation basse tension. MU11 Voltmètre de crête. C10 Condensateur de lissage. R Résistance d'amortissement. R_0 Résistance haute tension. R_u Résistance basse tension. 17 Grille de protection.

Fig.III.6 Schéma de l'installation haute tension

III.3.3 Détermination de la tension seuil

La tension de seuil V_0 de l'effet couronne est obtenue en traçant la caractéristique courant-tension. Pour réaliser la caractéristique $I-V$, nous avons utilisé la méthode de l'enregistrement vidéo de la tension et du courant de décharge simultanément. On peut aussi déterminer le seuil de la décharge par la méthode théorique, en traçant la caractéristique $I/V=f(V)$ [65,66], qu'est tirée de la formule de Townsend dite (loi de Townsend) est généralement utilisée [19,20].

III.3.4 Mesure de la tension de polarisation

Le plan de polarisation (E) (voir la figure.III.3) de la sonde est relié à l'alimentation basse tension stabilisée continue, délivrant une tension V_b négative ou positive, pouvant varier de 0 à 240 V. Cette tension est mesurée à l'aide d'un multimètre numérique. Pour améliorer la qualité des mesures expérimentales en éliminant les perturbations pouvant affecter le

multimètre, nous avons polarisé l'électrode (E) de collecte et la sonde est mise à la terre via à une résistance de $150\text{ k}\Omega$ (figure.III.3).

III.3.5 Mesure du courant de décharge au plan collecteur

Pour mesurer le courant de décharge (I), la sonde (P) est reliée au multimètre à l'aide d'un câble coaxial blindé. La précision des mesures dépend du bon centrage de la sonde et du courant de fuite causé par l'accumulation de poussière entre la sonde et l'électrode active. Avant toute mesure du courant, la sonde doit être nettoyée de la poussière avec de l'acétone suivie du réglage de la position de la sonde (P) par rapport aux plan de polarisation. Nous allons effectuer les mesures du courant de décharge I_0 , collecté par la sonde en fonction des paramètres suivants :

- ✓ La tension de polarisation V_b appliquée à l'électrode (E).
- ✓ La tension appliquée V à l'électrode active.

Lors des mesures du courant de décharge couronne collecté par la sonde, nous avons mesuré le courant de fuite pour différentes valeurs de la tension de polarisation V_b maintenue constante. Ainsi le courant réel mesuré est :

$$I_0 = I_m - I_f \quad (\text{III.5})$$

I_0 : est le courant de décharge

I_m : est le courant mesuré en appliquant une tension à l'électrode active et en polarisant la plaque de collecte.

I_f : est le courant mesuré en absence de la tension appliquée V et en polarisant la plaque de collecte.

III.3.6 Détermination de la densité de courant

La densité de courant électrique est définie comme le courant par unité de surface. Mathématiquement, le courant et la densité de courant sont liés par la relation :

$$I = \iint J(x, y) \cdot dS \quad (\text{III.6})$$

Avec : I est le courant électrique en (A) ;

$J(x, y)$: est la densité de courant au point de coordonnées (x, y) en (A/m^2) ;

S : est la section en m^2 .

Le courant mesuré, nous permet de déterminer la composante normale de densité de courant de décharge \vec{J} lorsque la sonde (S_0) n'est pas polarisée ($V_b=0$) et d'en déduire la valeur de J_n .

$$J_n = \frac{I_0}{S_m} : \text{Composante normale [A/m}^2\text{]} \quad (\text{III.7})$$

$$\text{Avec : } \vec{J} = \overrightarrow{J_{normale}} + \overrightarrow{J_{tangentielle}} \quad (\text{III.8})$$

$$\vec{J}_n = \rho \cdot \mu \cdot \vec{E} \quad (\text{III.9})$$

$$\vec{J}_t = \rho \cdot \vec{v} \quad (\text{III.10})$$

$S_m = \pi \cdot r_m^2$: Surface effective de la sonde ;

$r_m = \frac{r_e+r_s}{2} = 2.2525 \text{ mm}$: Rayon effectif de la sonde.

III.3.7 Mesure des paramètres physiques de l'air

La pression de l'air ambiant P est mesurée à l'aide d'un baromètre préalablement étalonné. L'humidité relative H_r et la température T sont mesurés par un appareil numérique MS6505 tel que $-20^\circ\text{C} \leq T \leq 60^\circ\text{C}$ et $0\% \leq H_r \leq 100\%$. Les relevés de ces trois paramètres ont été effectués systématiquement avant chaque essai.

Les diverses séries de mesure ont été effectuées dans des conditions de température, d'humidité et de pression différentes.

III.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons exposé le dispositif expérimental, présenté son principe de fonctionnement, et nous avons présenté la méthode de mesure des différents paramètres essentiels qui caractérisent la décharge couronne tels ; la tension appliquée, le courant de décharge, le seuil tension, la tension de polarisation, le champ électrique, la densité de courant, et les paramètres physiques...etc.

Dans le chapitre qui suit, nous avons élaboré à l'interprétation de l'étude expérimentale de la décharge couronne dans le précipitateur électrostatique en lame-plan. Nous avons réalisé nos essais au laboratoire de haute tension de Bejaia, où nous y avons exploité les sources et appareils utiles pour nos mesures. Les divers résultats obtenus et leurs discussions font l'objet du chapitre suivant.

IV.1 Introduction

Ce dernier chapitre est consacré à l'analyse et discussion des résultats obtenus de la précipitation électrostatique dans l'électrofiltre en configuration lames-plan.

Ce travail a pour déterminer les paramètres de la décharge couronne (tension seuil, densité de courant, et le champ électrique...), et englober les paramètres influençant sur le rendement de PES, faire une caractérisation par rapport aux paramètres physiques, géométriques et confirmer plusieurs théories (Townsend, Meng, Cooperman, Peek, Warburg...).

IV.2 Caractéristiques courant-tension

Nous avons étudié les caractéristiques courant-tension en fonction des paramètres suivants: Distance inter-électrodes h , nombre de lames, distance inter-lames ($2a$) et la nature de la tension appliquée V_+ , V_- .

Les différents essais effectués portent sur la mesure des paramètres suivants :

1. La tension appliquée à la lame V .
2. La tension de polarisation V_b .
3. Le courant I collecté par la surface de la sonde (P) et le plan (E).
4. Les paramètres physiques de l'air (la pression, la température et l'humidité).

IV.2.1 Effet de la distance inter-électrodes sur la décharge couronne

La spécificité de la décharge DC positive ou négative est l'existence d'une zone de dérive des ions qui agit comme une impédance en série avec la zone d'ionisation et donne aux décharges couronne leur stabilité [30], [67]. Dans le cas d'une décharge négative, les ions positifs créés par ionisation peuvent revenir à la cathode assez rapidement, alors que les ions négatifs créés par attachement d'électrons migrent dans la zone de dérive où le champ est plus faible. Avec une décharge positive, les ions positifs sont directement créés dans la région d'ionisation et migrent ensuite dans tout l'espace inter-électrodes.

Les figures (IV.1) et (IV.2) montrent les allures des caractéristiques courant/tension pour les deux types de décharge. Le courant augmente graduellement avec la tension appliquée lorsqu'elle dépasse une certaine valeur (V_0) et ce jusqu'au claquage du milieu gazeux V_c . Le courant continu qui traverse l'espace inter-électrodes est une fonction non linéaire de la tension appliquée. Bien que les décharges recouvrent des phénomènes complexes, une relation empirique classique simple dite loi courant-tension de Townsend est généralement utilisée. En 1914, Townsend [19,20] a tiré une formule pour la caractérisation

courant-tension et la stabilité de phénomène dans un système fil-cylindre, plus tard il a été empiriquement constaté que la relation Townsend pourrait également être utilisée pour les géométries fil-plan et pointe-plan, comme Henson publie [68] cette formule est donnée :

$$I = KV \cdot (V - V_0) \quad (\text{IV.1})$$

Ou bien :

$$\frac{I}{V} = K \cdot (V - V_0) \quad (\text{IV.2})$$

Où K est une constante qui dépend de la configuration des électrodes, de la mobilité des porteurs de charges, de la température, de la pression et de l'humidité. V_0 représente la tension seuil de l'effet couronne.

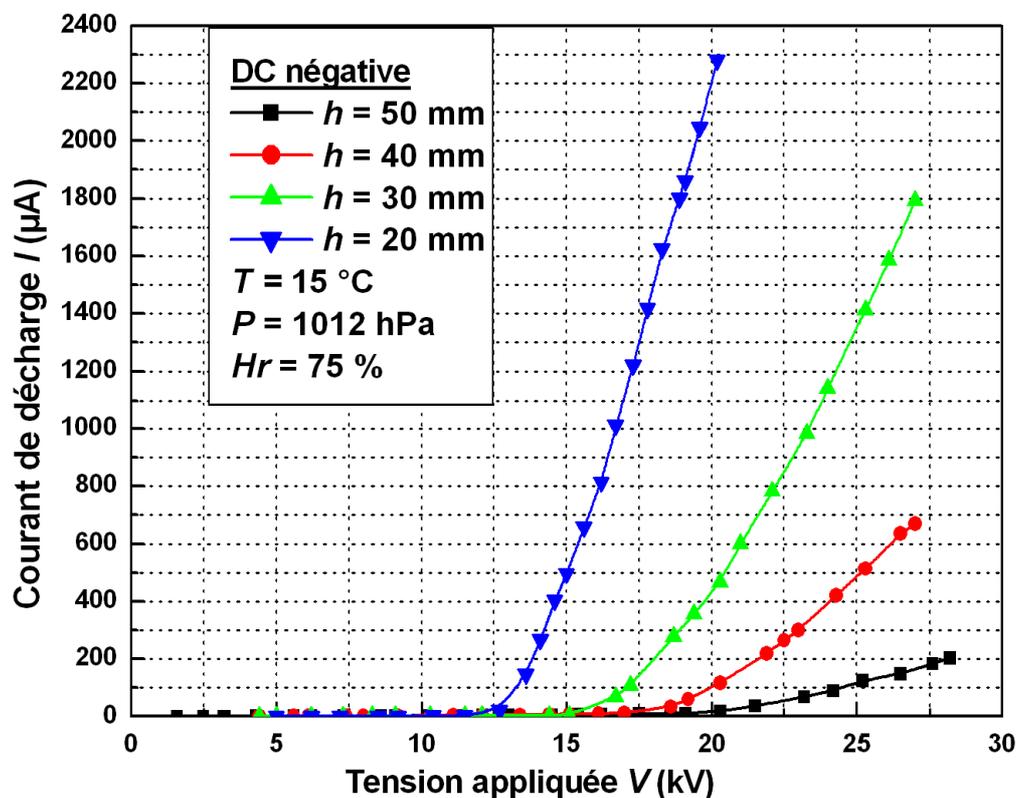


Fig. IV.1 Caractéristiques courant – tension en fonction de la distance Inter-électrodes en polarité négative

Il apparaît clairement que le courant est plus important et croît plus rapidement avec la tension appliquée pour de faibles distances inter-électrodes. De plus, les seuils de décharge couronne apparaissent pour des valeurs de tension inférieures dans le cas de faible distance inter-électrodes.

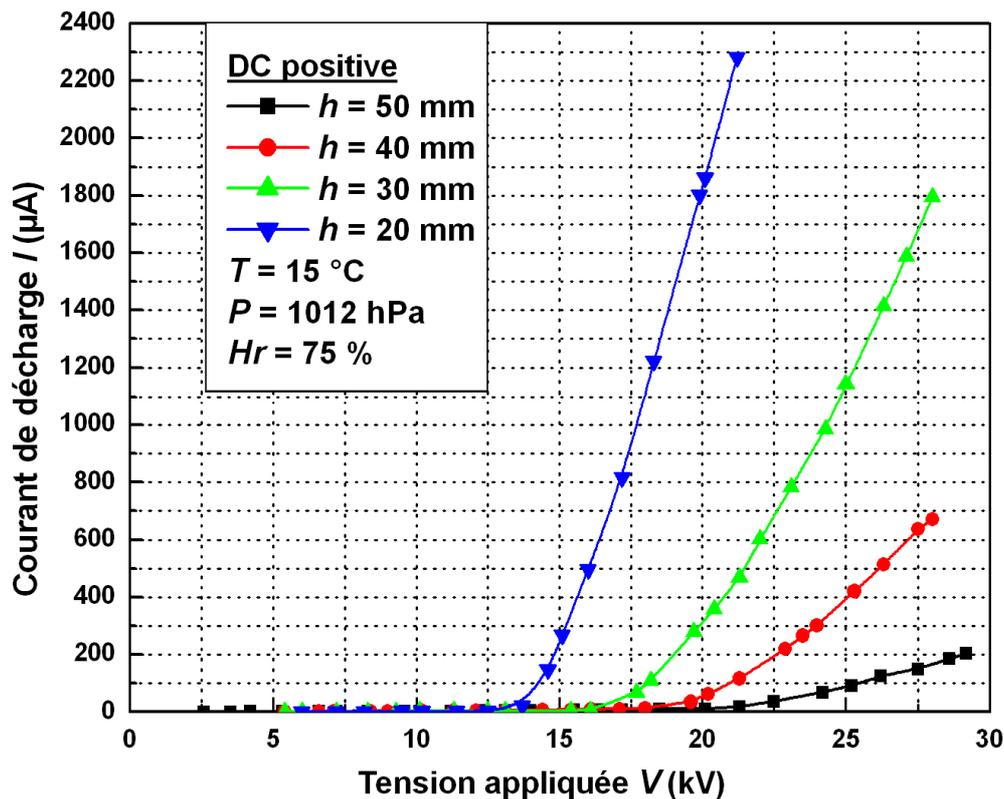


Fig. IV.2 Caractéristiques courant-tension en fonction de la distance inter-électrodes en polarité positive

La caractéristique $I = f(V)$ à une forme quadratique et elle confirme la loi de Townsend, la tension seuil V_0 augmente avec l'augmentation de la distance inter-électrodes. On peut obtenir des informations plus claires si en traçant les courbes $I/V = f(V)$ équation (IV.2).

Pour une électrode active négative, comme les électrons s'attachent très rapidement aux atomes ou molécules neutres, des ions négatifs sont formés et tout se passe comme si des ions de même polarité que l'émetteur était émis au plan de collecte sous l'effet de l'ionisation, c'est pour ça dans la majorité des cas, on utilise la décharge couronne négative ce qui nous emmène à faire une comparaison entre la décharge couronne négative et la décharge couronne positive. Sur la figure (IV.3), on peut identifier aussi l'effet de la polarité sur la courbe $I = f(V)$.

La tension nécessaire pour maintenir le même courant de décharge est plus élevée avec une polarité positive et la tension seuil en polarité négative est supérieure à celle de la polarité positive.

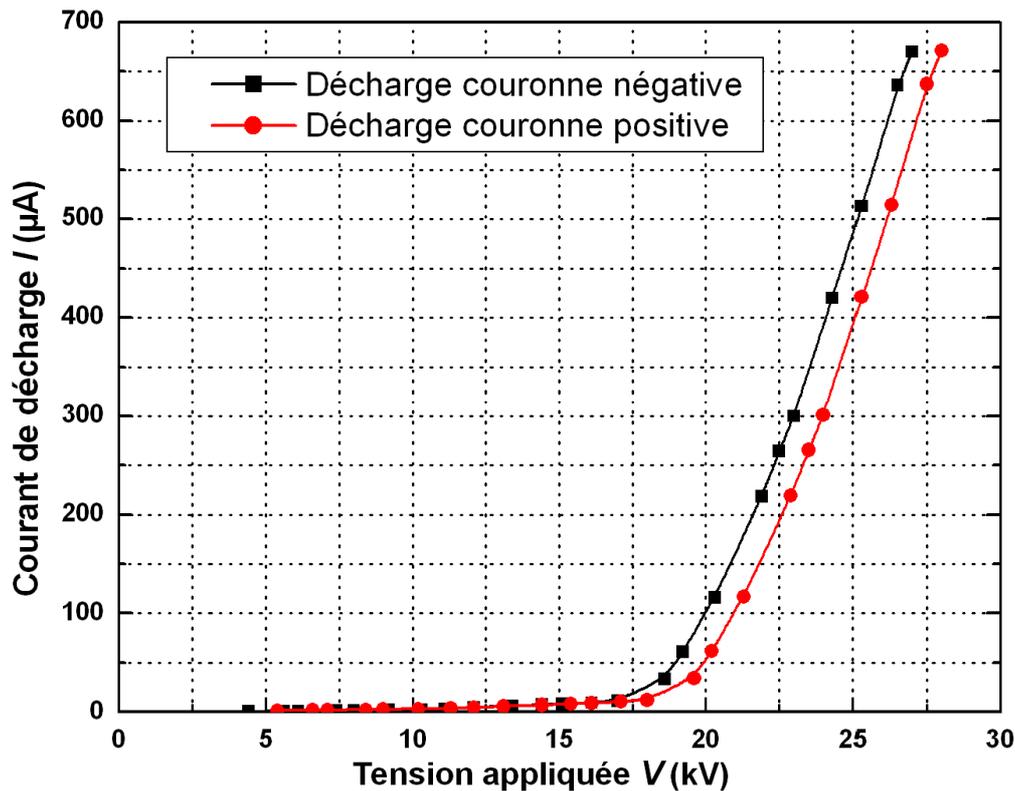


Fig. IV.3 Caractéristiques courant – tension en fonction de la distance inter-électrodes pour les deux polarités

Il apparaît clairement que le courant de décharge est plus important lors de la polarité négative sur la lame, exemple pour une tension appliquée constante $V = 25 \text{ kV}$, le courant de décharge $I = 500 \mu\text{A}$ pour la polarité négative, et $I = 400 \mu\text{A}$ pour la polarité positive. Pour obtenir une efficacité de dépolluage optimale, il faut que la concentration d'ions dans le gaz soit maximale, c'est-à-dire que le courant est maximal, sans arc électrique. Par conséquent, la tension de fonctionnement est prise légèrement inférieure à la tension d'arc en quelques kV. Ceci est la source des problèmes de pertes d'efficacité de PES dans la majorité des applications utilisant des décharges couronnes, on cherche à éviter le passage de l'arc pour ne pas détériorer les électrodes et les appareils de mesures.

A partir d'une certaine tension V_c (tension de claquage), nous entrons dans le domaine des décharges disruptives avec la présence des étincelles ou éventuellement d'un arc électrique. La figure (IV.4) montre que la tension de claquage pour les deux polarités est identique pour des distances inter-électrodes très faibles. À partir de distance inter-électrodes $h = 20 \text{ mm}$ les deux courbes s'éloignent pour atteindre une tension de claquage $V_c = 47 \text{ kV}$ à une distance inter-électrodes $h = 50 \text{ mm}$ en polarité négative, et avec la même distance on atteint une tension de claquage $V_c = 37 \text{ kV}$ en polarité positive. Cette tension est plus élevée dans une décharge négative ce qui nous favorise à travailler avec cette dernière.

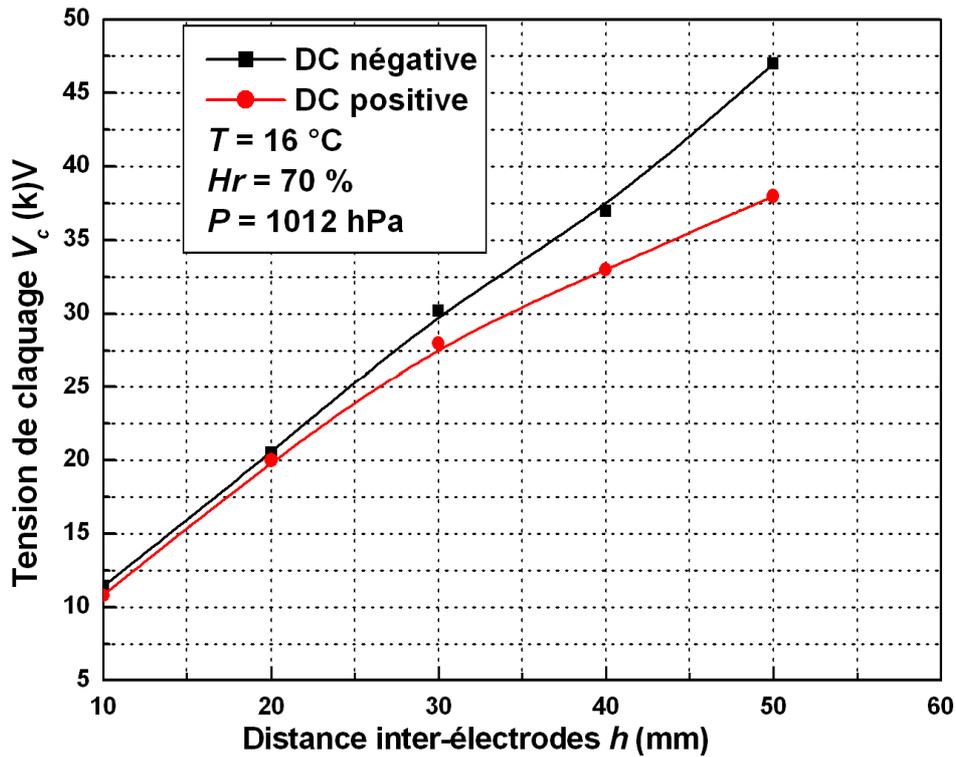


Fig. IV.4 Tension de claquage en fonction de la distance inter-électrodes pour les deux polarités

IV. 2.2 Facteur géométrique K en fonction de la distance inter-électrodes

La dépendance du rapport courant / tension en fonction de la différence de potentiel peut être exprimée par l'équation (IV.2). Pour des distances inter-électrodes données, les paramètres K^- et K^+ peuvent être déterminés par les pentes des droites représentées sur la figure (IV.5).

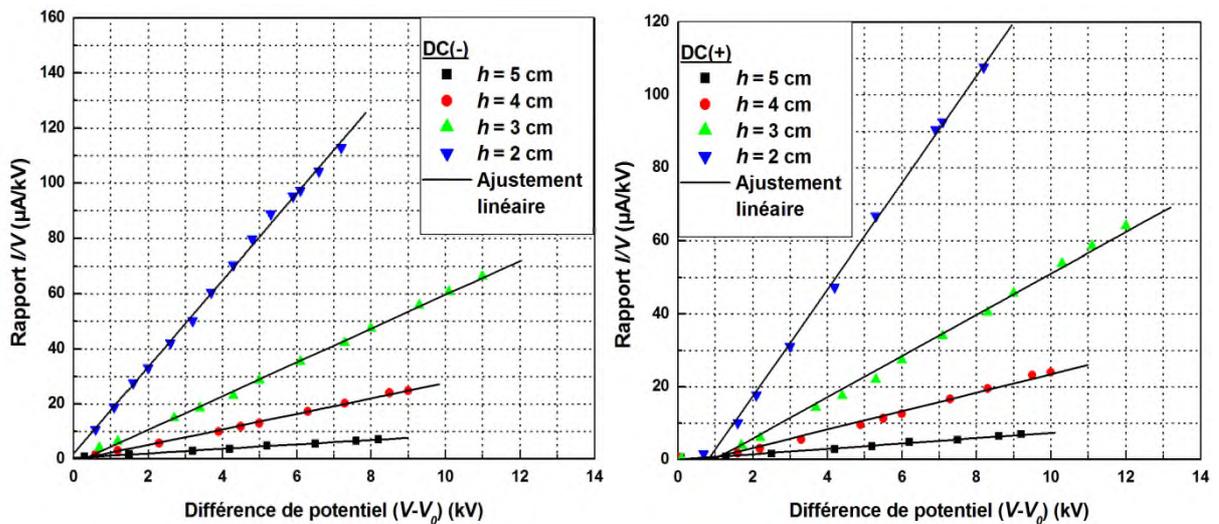


Fig. IV.5 Dépendance du rapport courant / tension (I / V) avec la différence de tension ($V - V_0$)

La constante géométrique K est proportionnelle à la mobilité apparente des porteurs de charge et plus élevée dans le cas d'une polarité négative, voir le tableau (IV.1). En outre, il semble que la mobilité apparente augmente avec la distance inter-électrodes pour les deux polarités. La valeur du rapport ($K-/K+$) donne le rapport de la mobilité des ions négatifs sur la mobilité des ions positifs ($\mu-/ \mu+$). La variation observée de ($K-/K+$) avec une distance de $\pm 10\%$, est comprise dans la plage de l'incertitude expérimentale, et la valeur ainsi obtenue peut être considérée comme une constante entre $20 \text{ mm} \leq h \leq 50 \text{ mm}$, figure (IV.6). Le rapport entre les facteurs $K-/K+$ doit être indépendante de la distance inter-électrodes et on peut dire que ($K-/K+$) $\approx (\mu-/ \mu+) \approx 1,097$.

h (mm)	20	30	40	50
K ($\mu\text{A}/\text{kV}^2$)				
DC positive ($K+$)	0,73518	2,5278	5,65859	14,64286
DC négative ($K-$)	0,81079	2,81796	6,13848	15,7383
$K-/K+$	1,103	1,115	1,085	1,075

Tab. IV.1 Résultats de facteur K pour les couronnes négative et positive

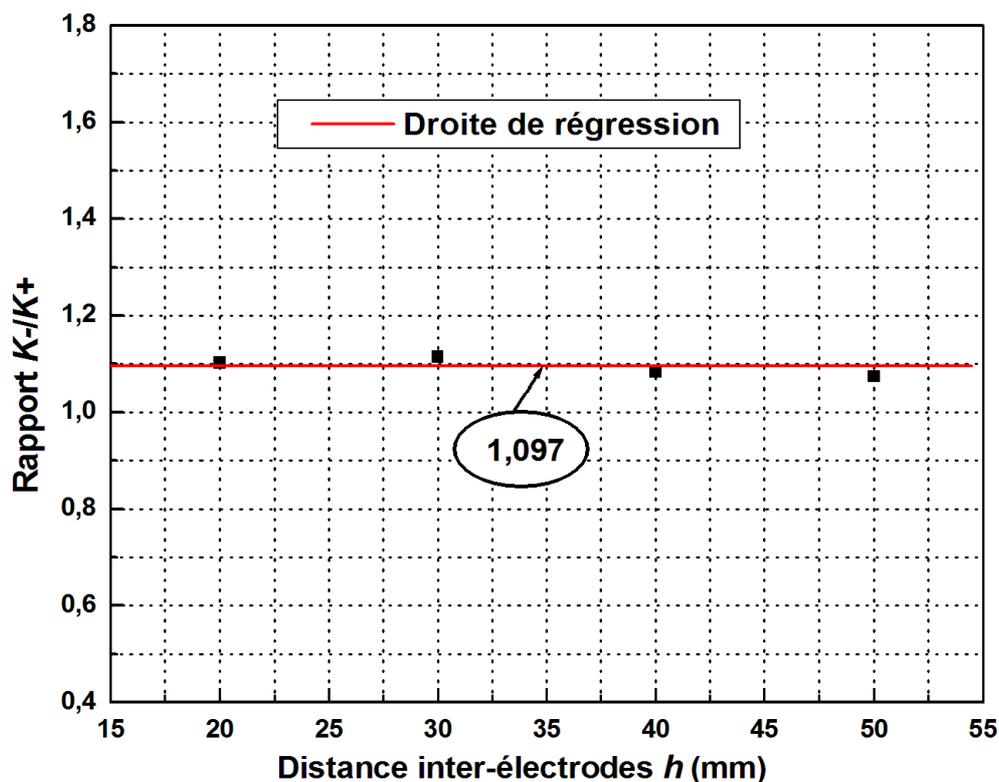


Fig. IV.6 Variation du $K-/K+$ selon la distance inter-électrodes

IV. 2.3 Formule empirique générale des caractéristiques courant-tension

Étude expérimentale des décharges couronnes démontre que toutes les formules empiriques existantes rencontrent quelques difficultés à décrire les caractéristiques courant-tension. Sur la base des données expérimentales et des connaissances de création de la couronne, une nouvelle formule générale a été développée par Meng et al [66] pour découvrir les phénomènes de décharge couronne en géométrie pointe-plan. Cette formule (équation IV.3), indique que le courant de décharge peut être exprimé en fonction de différence de tension entre la tension appliquée et la tension seuil avec une puissance n . Le champ d'application n est déduit dans un intervalle 1,5-2,0 et confirmé par les résultats des études antérieures.

$$I = AV(V - V_0)^n \tag{IV.3}$$

$$\log_{10}(I) = n \cdot \log_{10}(V - V_0) + b \tag{IV.4}$$

et $A = 10^b$

Où I est le courant de décharge couronne, V tension appliquée, V_0 tension seuil, A constante géométrique et n est un exposant qui diffère d'un auteur à l'autre.

Pour déterminer l'exposant n , nous utilisons l'échelle logarithmique de la dépendance de courant de décharge I sur la différence de tension $(V-V_0)$ (voir la figure IV.7). Les valeurs de l'exposant n sont données dans le tableau (IV.2), le modèle de Meng et al est peut être également appliqué à des filtres électrostatiques de type lame-plan où l'exposant n est dans la gamme de 1,5 à 2,0.

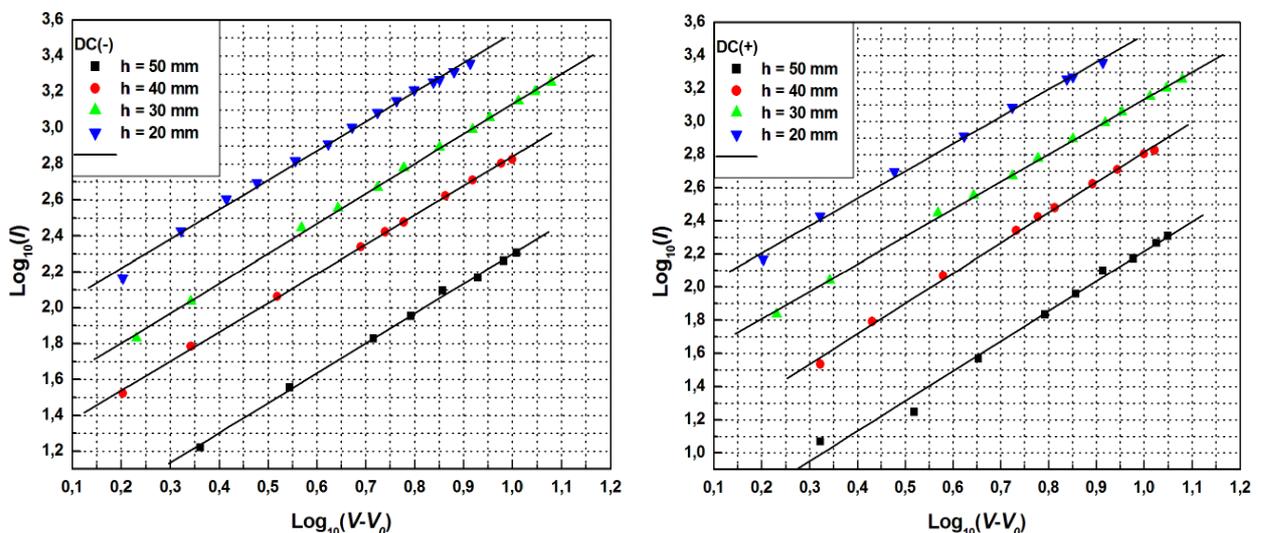


Fig. IV.7 Dépendance du courant (I) avec la différence de tension $(V - V_0)$ sur une échelle logarithmique

h (mm) \ n	20	30	40	50
DC négative	1,65	1,66	1,82	1,8
DC positive	1,63	1,66	1,63	1,67

Tab. IV.2 Résultats de l'exposant n pour la couronne négative et positive

En outre, dans le tableau (IV.2) cette formule a été démontrée peut-être également applicable pour les deux polarités de décharges en géométrie lame-plan. En particulier, cette nouvelle formule a expliqué avec succès les incohérences remplies par d'autres formules. Par conséquent, sa signification existe non seulement dans la pratique, mais aussi dans l'intérêt scientifique des décharges couronnes. Potentiellement, cette formule peut fournir un indice pour des études plus sophistiquées sur les phénomènes de la décharge couronne.

IV.2.4 Effet de la distance inter-lames sur la décharge couronne négative

La configuration lames-plan est soumise à l'étude théorique et expérimentale. P. Cooperman et G. Cooperman [38-40], [69] ont été des pionniers qui ont établi la loi pour la création de couronne en PES. Il donne la loi de la caractéristique courant-tension, identique à la loi de Townsend, sous la forme suivante:

$$\frac{I}{V} = \frac{4\pi\varepsilon_0\mu}{h^2 \log\left(\frac{Re}{r_0}\right)} (V - V_0) \quad (\text{IV.5})$$

$$\text{Ou } K = \frac{4\pi\varepsilon_0\mu}{h^2 \log\left(\frac{Re}{r_0}\right)} \quad (\text{IV.6})$$

$$\text{Pour } \frac{h}{a} \geq 2.0 \quad R_e = \frac{a}{\pi} e^{\frac{\pi h}{2a}} \quad (\text{IV.7})$$

$$\text{Pour } \frac{h}{a} \leq 0.6 \quad R_e = \frac{4h}{\pi} \quad (\text{IV.8})$$

Où h est la distance entre lames et plan, a est la moitié d'espace entre les lames, r_0 est le rayon de courbure de lame, R_e est le rayon équivalent, μ est la mobilité des porteurs de charges.

Sur la figure (IV.8), la distance inter-lames $2a$ à différentes valeurs, 50 mm, 40 mm, 30 mm et 20 mm pour $h = 50$ mm fixe.

On observe que l'espace inter-lames $2a$ influe sur la caractéristique $I=f(V)$ c'est ce que nous montre l'équation (IV.7).

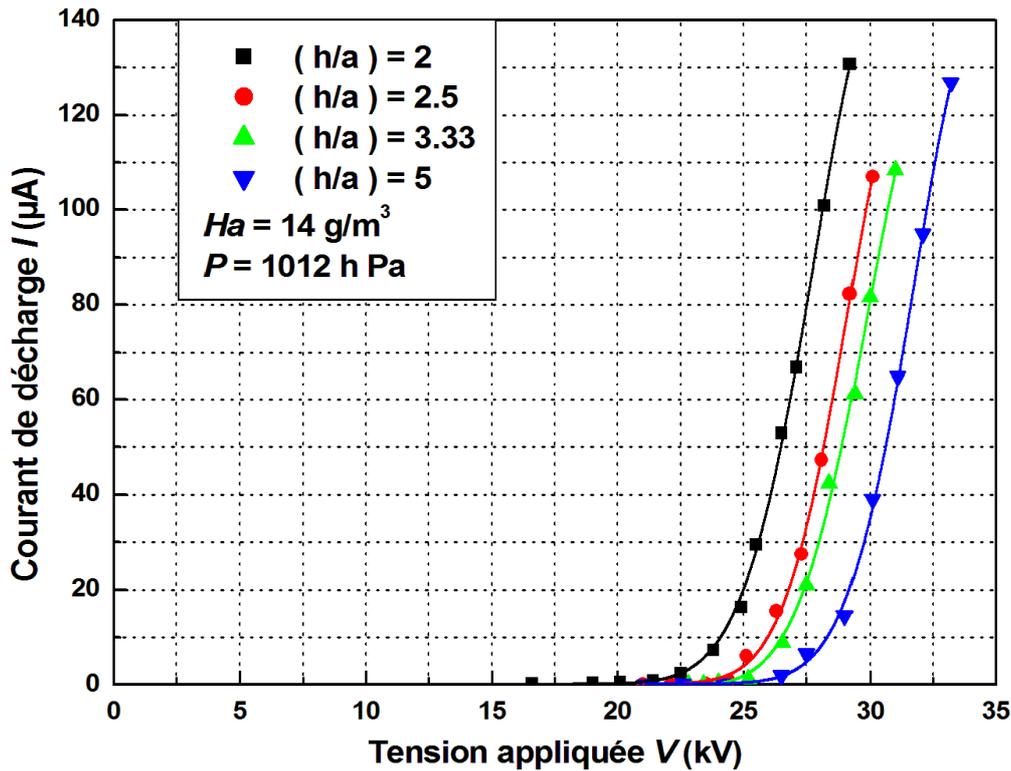


Fig. IV.8 Caractéristique courant-tension en fonction d'espace inter-lames négatives

On voit clairement que le courant de décharge augmente en augmentant la distance inter-lames avec une diminution de tension seuil, ce la due à la propagation du champ sur toute la surface inter-électrodes ce qui permis l'ionisation de tout le gaz et l'orientation vers le plan de collecte (il y a pas des linges de fuites), pour obtenir une valeur maximale du courant, les électrodes lames doivent être éloignées entre elles de $2a \geq h$. Donc, on peut dire que la loi de Cooperman est vérifiée sous l'équation (IV.7).

D'après la figure (IV.9), on observe que la distance inter-lames n'a aucune influence sur la caractéristique $I=f(V)$, car le facteur K (équation IV.6) est indépendant de l'espace inter-lames $2a$. La distance inter-lames $2a$ à différentes valeurs, 100 mm, 110 mm, 120 mm et 130 mm pour $h = 30$ mm fixe.

On voit clairement que le courant de décharge est identique quelque soit la distance inter-lames (même caractéristique pour des différents espaces inter-lames), ce qui confirme la loi de Cooperman, sous la condition de l'équation (IV.8). Donc pour obtenir une valeur constante du courant, les électrodes lames doivent être suffisamment éloignées entre elles de $2a \gg h$.

Pour les valeurs de $\frac{h}{a}$ qui se retrouves dans l'intervalle $0.6 < \frac{h}{a} < 2$, selon P. Cooperman [39], [40], [69], la décharge recouvre les deux phénomènes.

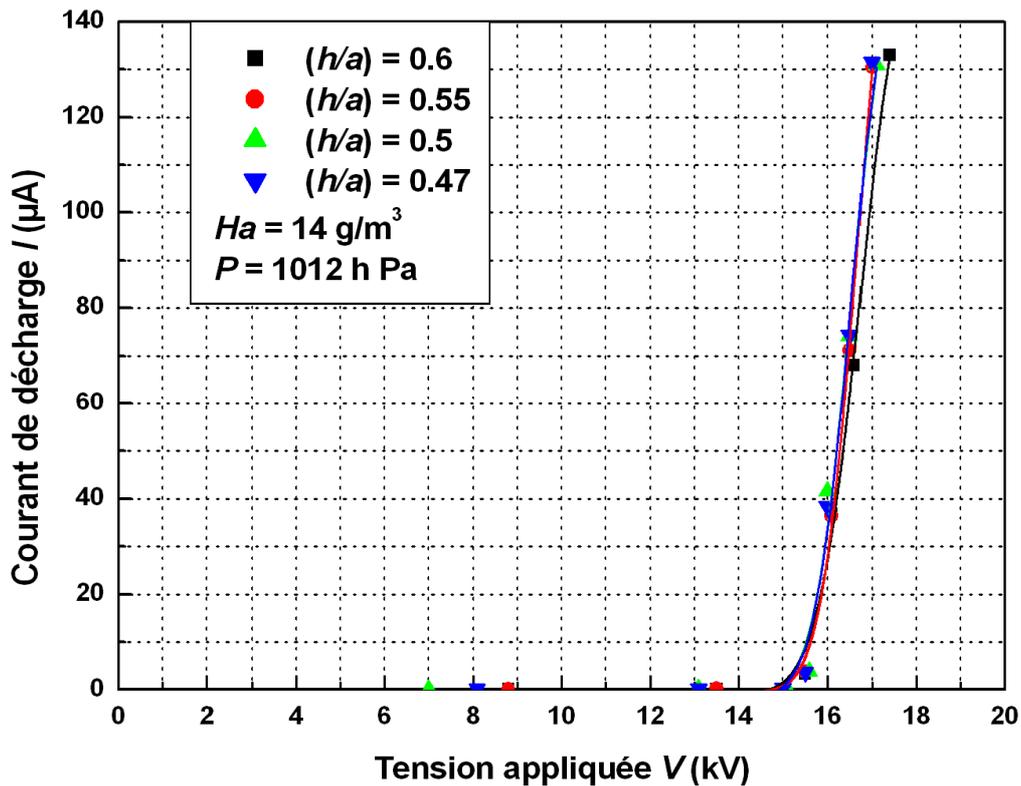


Fig. IV.9 Caractéristique courant-tension en fonction d'espace inter-lames négatives

IV.2.5 Influence du nombre de lames sur la décharge couronne

Les résultats d'étude expérimentale sur l'influence du nombre de lames formant l'électrode active sur la décharge couronne sont rapportés sur les figures (IV.10, IV.11).

Cette étude nous a permis de constater que, l'augmentation de courant de décharge est proportionnel au nombre de lames pour des tensions appliquées très élevées, lorsqu'on utilise trois lames avec une tension appliquée $V = 30$ kV, le courant de décharge augmente pour atteindre $I = 550$ μ A pour la polarité négative qu'est plus important part rapport à la polarité positive $I = 250$ μ A, et cela dus à l'augmentation de champ électrique inter-électrodes qu'est très intense aux voisinages des lames(émissives), la caractéristique est stable quelle que soit la polarité de la tension appliquée. Ce résultat confirme la théorie de P. Cooperman et G. Cooperman [38-40], [69] largement répandue dans l'étude des PES en configuration lames-plan.

L'influence du nombre de lames du précipitateur électrostatique sur la tension seuil de l'effet couronne a été étudiée. Nous constatons que pour les trois lames, le seuil de l'effet couronne est stable quelle que soit la polarité de la tension appliquée. La tension seuil en polarité négative est légèrement supérieure à celle de la polarité positive.

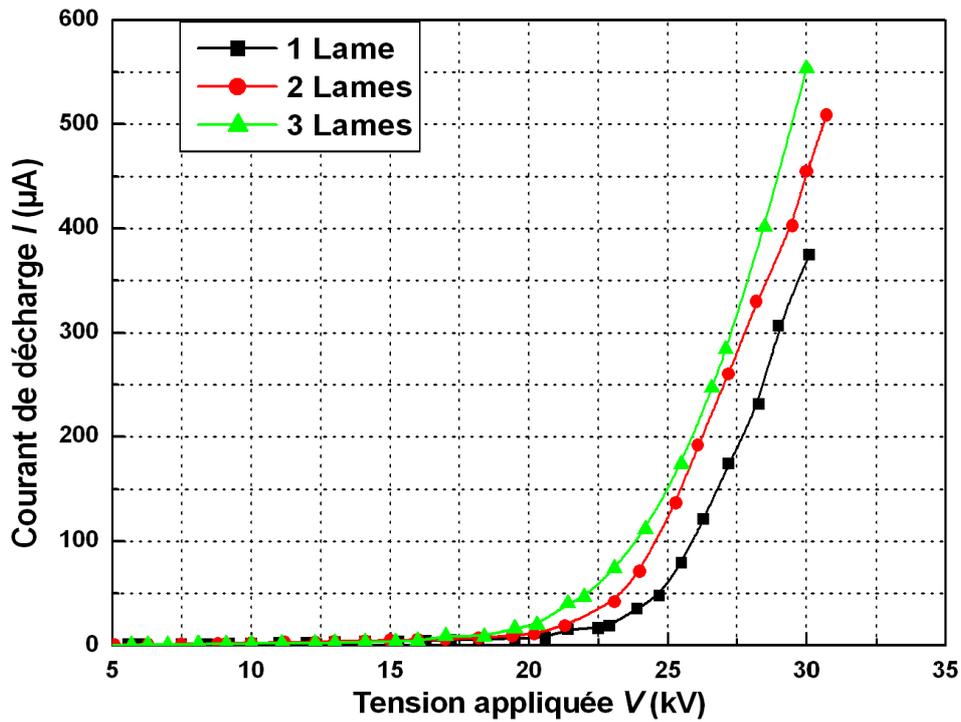


Fig. IV.10 Caractéristique courant-tension en fonction de nombre de lames négatives

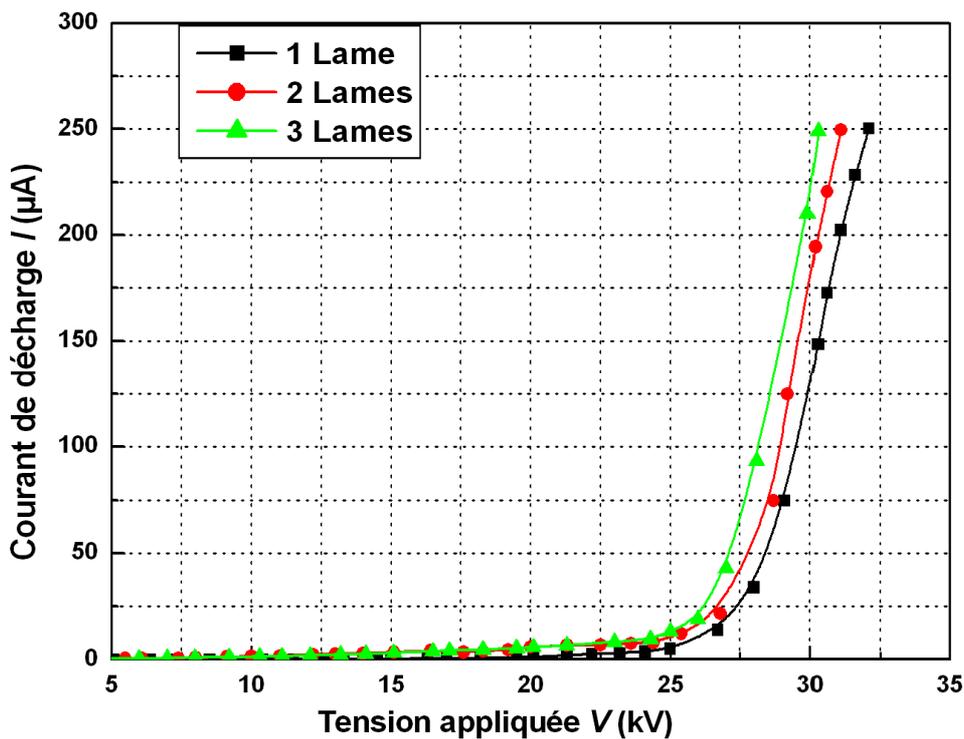


Fig. IV.11 Caractéristique courant-tension en fonction de nombre de lames positives

IV. 3 Densité du courant J

Les essais de mesure du courant de décharge collecté (la sonde est non polarisée), lors de décharge couronne positive et négative, sont effectués à l'aide de la sonde circulaire (P)

dans l'air ambiant en fonction de trois paramètres :

- Le niveau de tension V appliquée à l'électrode active ;
- La polarité de tension appliquée à l'électrode active ;
- La position de la lame par rapport au centre du collecteur.

Durant les essais, nous relevons systématiquement les conditions atmosphériques : pression, température et humidité relative.

IV. 3.1 Distribution de J sur le plan

Nous avons effectué des mesures de la densité du courant en diverses positions de la lame par rapport au centre du collecteur (E) suivant l'axe ox , pour divers niveaux de tension et pour une hauteur h fixée à 50 mm, en faisant déplacer la lame par pas de 10 mm horizontalement à partir de la position 0 mm perpendiculaire à la sonde (P), jusqu'au 60 mm, que ce soit pour la polarité positive ou négative de la lame, cela se voit sur les figures(IV.12) et (IV.13). Nous constatons que cette densité du courant est minimale au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la sonde (P), la densité de courant qui est l'image des espèces récoltées par la sonde suite à l'ionisation du gaz, augmente avec la tension appliquée et en même temps diminue quand nous nous éloignons de la sonde (P), suivant l'axe x , ce qui est tout à fait logique puisque le champ s'affaiblit.

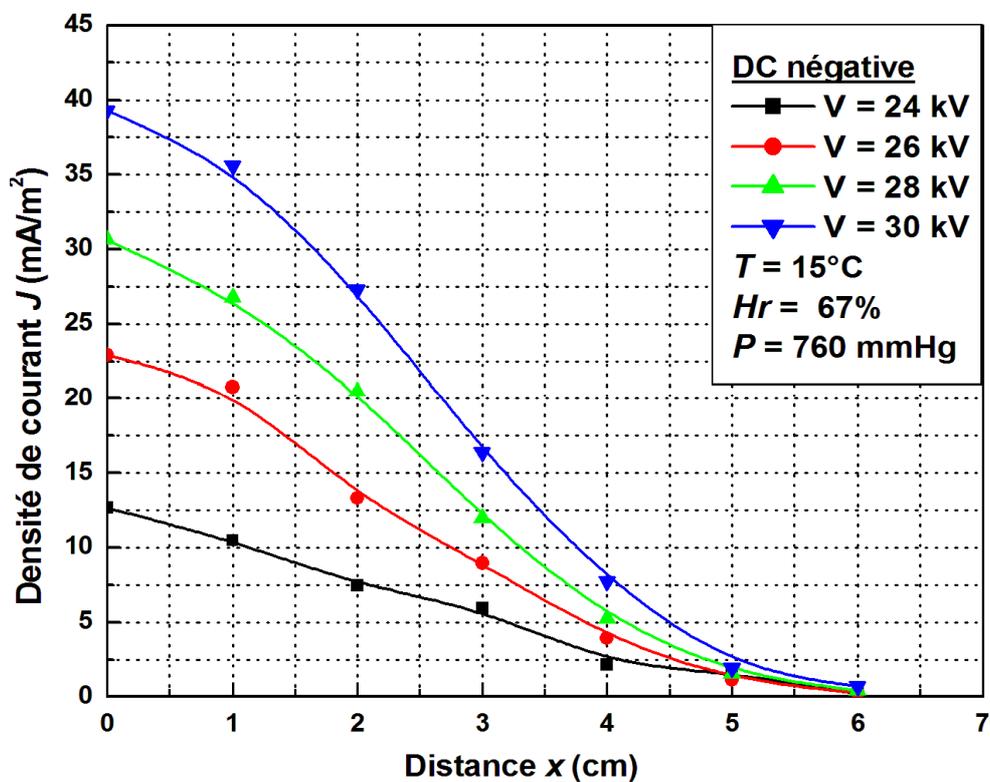


Fig. IV.12 Distribution de la densité de courant au plan $J = f(x)$ pour la décharge négative

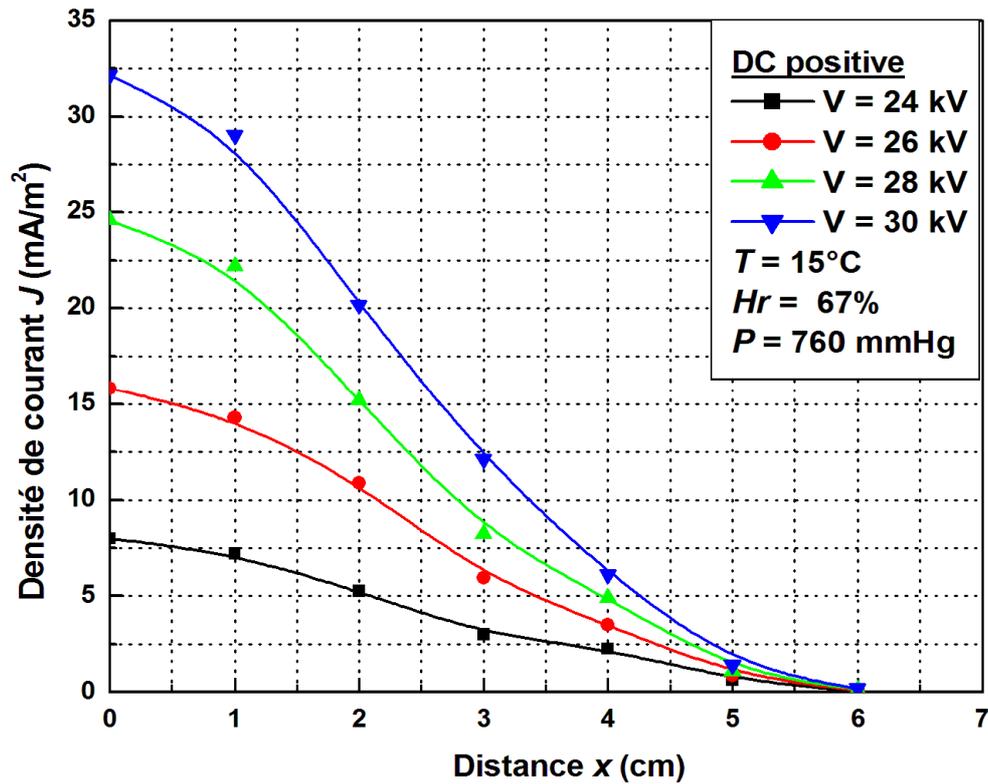


Fig. IV.13 Distribution de la densité de courant $J=f(x)$ pour la décharge positive

Les courbes d'interpolation polynomiales de deuxième degré conviennent mieux que celles en cosinus, proposées par Warburg [70] pour une pointe hémisphérique.

$$J(\theta) = J(0) \cdot \cos^m(\theta) \tag{IV.9}$$

Avec : $J(0)$ est la densité de courant pour $\theta=0$, $\cos(\theta) = \frac{h}{\sqrt{h^2+x^2}}$

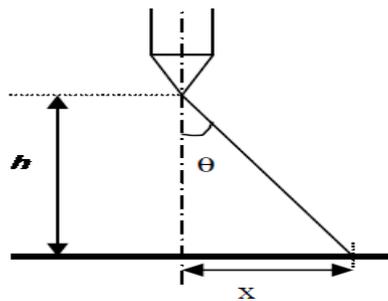


Fig. IV.14 Schéma représentatif pour déterminer $\cos(\theta)$

Pour notre part nous avons voulu vérifier cette assertion en faisant coïncider les courbes $J=f(x)$ pour $V=30\text{ kV}$ et $h=50\text{ mm}$ fixe, pour les deux polarités.

Après plusieurs choix nous avons constaté que les degrés $m=4.8$ et $m=5$, représentés sur la figure (IV.15), respectivement pour la polarité négative et positive appliquée à la lame, donnent les meilleures approximations :

$$J(\theta) = J(0) \cdot \cos^{4.8}(\theta) \quad / \text{ lame negative} \quad (\text{IV.10})$$

$$J(\theta) = J(0) \cdot \cos^5(\theta) \quad / \text{ lame positive} \quad (\text{IV.11})$$

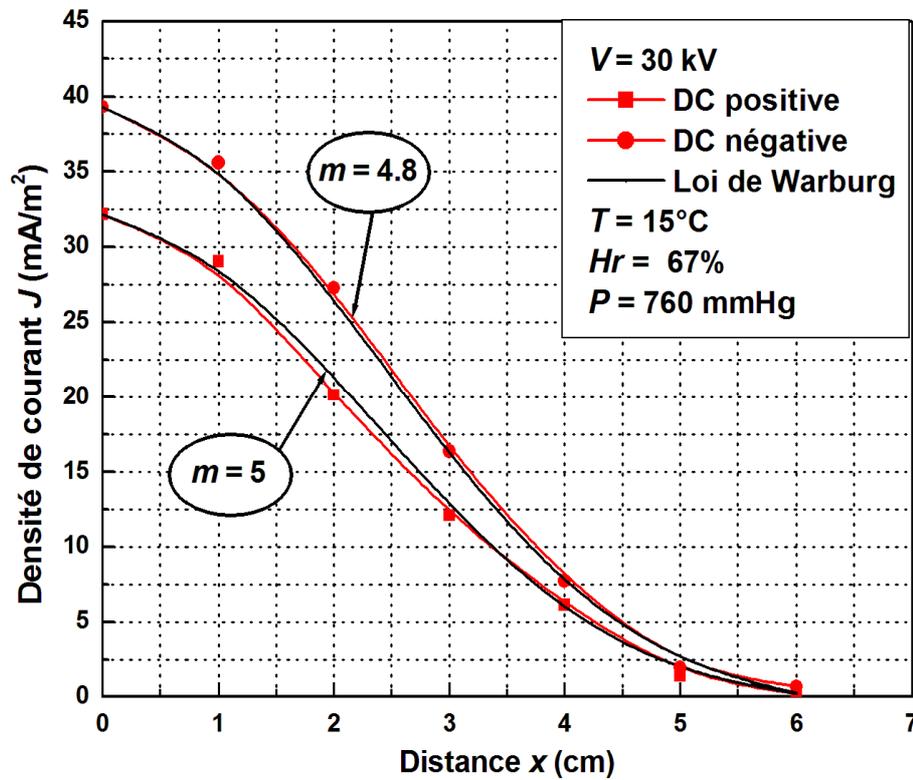


Fig. IV.15 Détermination de degré m pour les deux polarités à $V=30\text{kV}$

IV. 3.2 Variation de J en fonction de la tension appliquée V

Nous avons représenté sur les figures (IV.16) et (IV.17) pour les deux polarités de la lame, les variations de la densité de courant J en fonction de la tension appliquée V à l'électrode active, avec $x = 0, 10$ mm.

On voit très clairement que cette densité du courant augmente avec la tension appliquée, les valeurs négatives de la densité de courant J sont plus élevées que celles de positives pour la même tension appliquée, pour atteindre la densité $J = 40 \text{ mA/m}^2$ pour, $x = 0$ mm et $V = 30 \text{ kV}$, en même temps diminue quand nous nous éloignons de la sonde (P), pour $x = 10$ mm avec la même tension appliquée V la densité diminue à $J = 35 \text{ mA/m}^2$ en polarité négative. On remarque que le seuil tension augmente légèrement lors de l'éloignement de la sonde (P) d'un pas de 10 mm pour x .

La courbe $J(V)$ donne une variation quadratique, et elle est en bon accord avec la loi classique courant-tension formulé par Townsend [19,20].

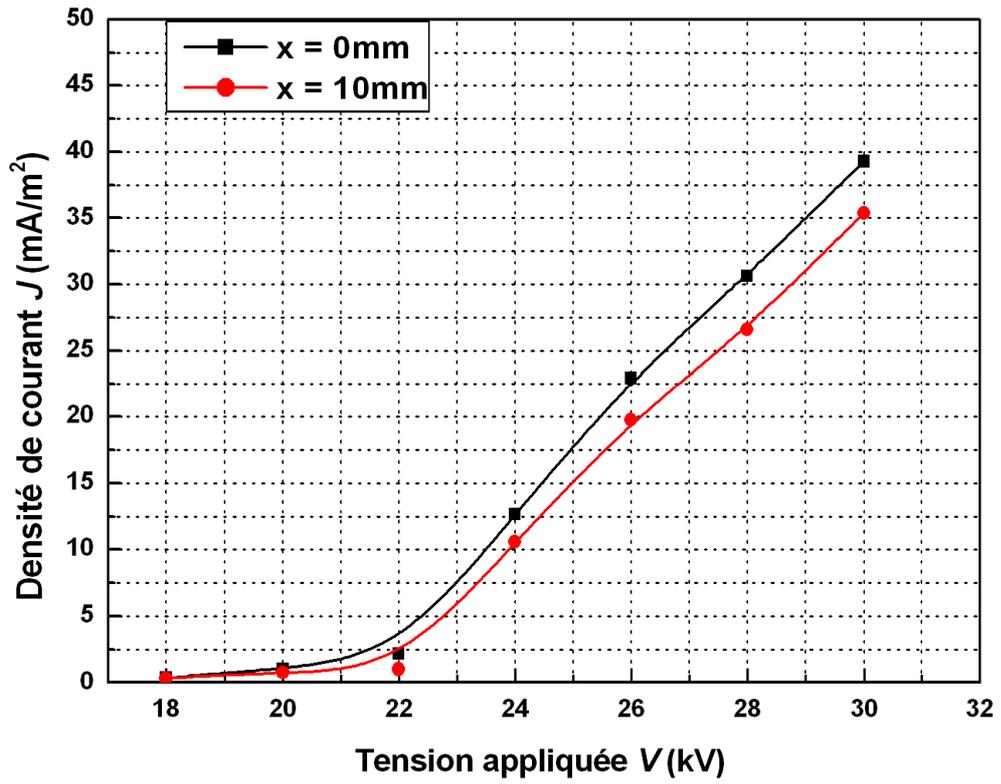


Fig. IV.16 Variation de J en fonction de V négative pour $x = 0, 10\text{mm}$

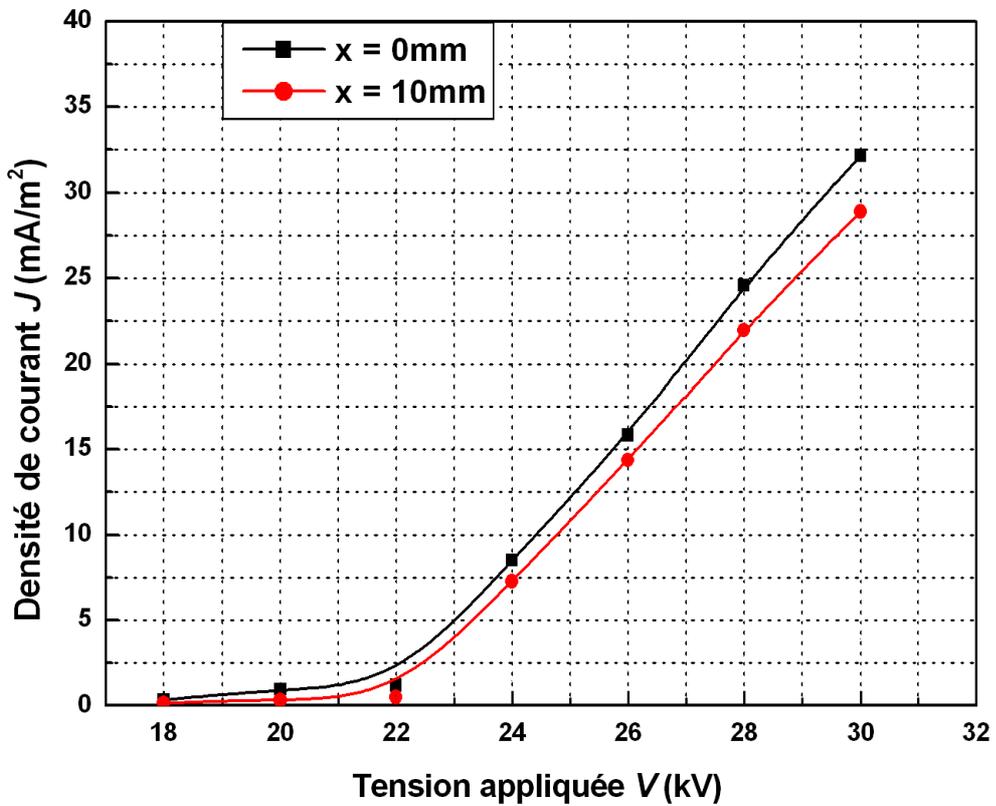


Fig. IV. 17 Variation de J en fonction de V positive pour $x = 0, 10\text{mm}$

IV. 4 Formes d'onde du courant de décharge

Les formes d'onde typiques du courant de décharge sont présentées sur les figures (IV.18, IV.19) pour les deux polarités. Dans ces cas, la tension appliquée et la distance inter-électrodes sont de $V = 25.4$ kV et de $h = 50$ mm. Contrairement à une décharge négative, le signal du courant enregistré pour une décharge positive présente une forte zone de perturbation (figure IV.19). Les zones impulsionnelles sont D et B, les zones perturbées sont A et C. Les impulsions de décharge négative, dites de Trichel [71] sont très brèves et extrêmement régulières dans laquelle le courant est de plus stable (figure IV.18).

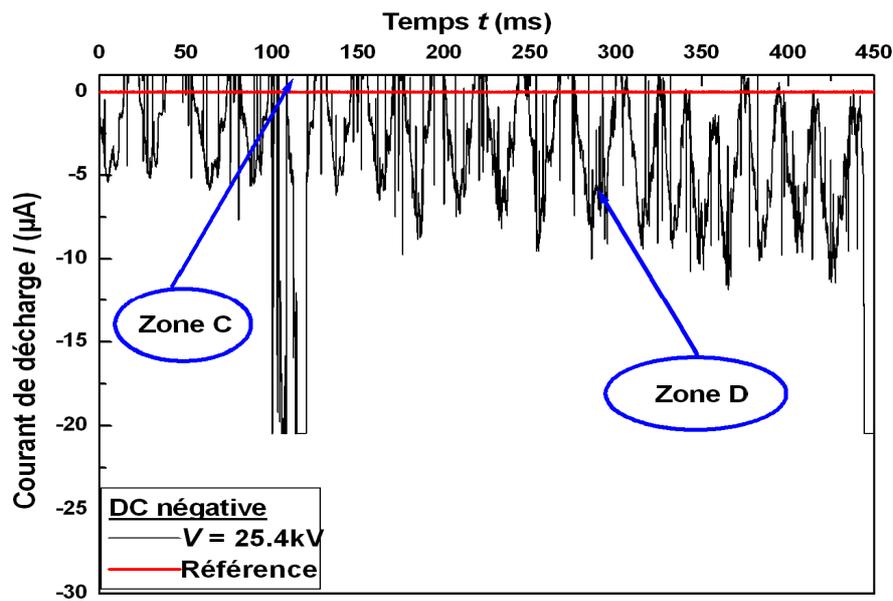


Fig. IV.18 Onde de décharge négative

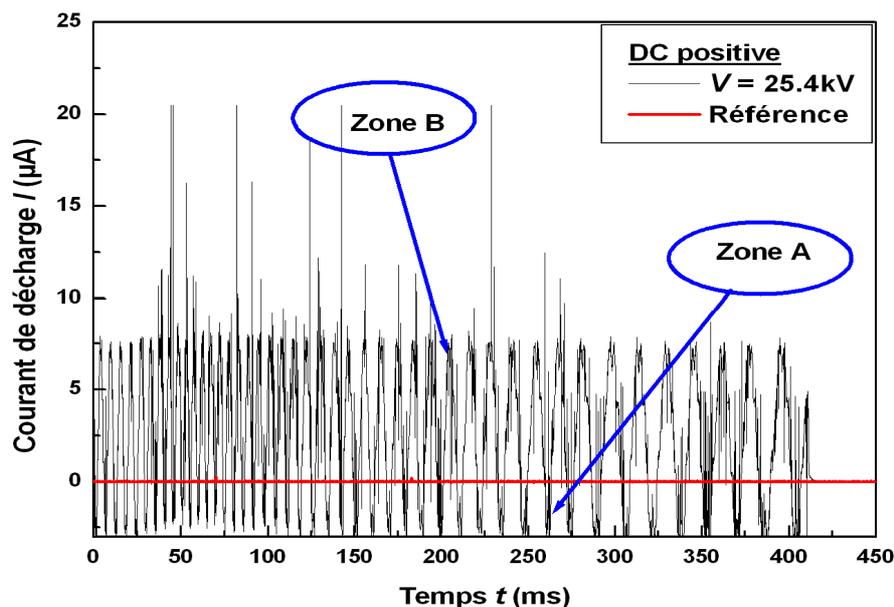


Fig. IV.19 Onde de décharge positive

IV. 5 Effet de la température sur la décharge couronne négative

On a cité auparavant dans le chapitre (II) que les performances des filtres électrostatiques sont affectées par la décharge couronne, elle est influencée par de nombreux facteurs, y compris la température. Des études expérimentales ont été menées pour comprendre son effet sur les paramètres de la décharge couronne (champ électrique, densité de courant et le seuil de l'effet couronne)

IV. 5.1 Effet de la température sur la caractéristique $J=f(V)$

La figure (IV.20) nous montre la variation de la densité de courant J en fonction de la tension appliquée V pour différentes valeurs de la température T , cette variation à une forme quadratique, et en bon accord avec la loi classique courant – tension formulée par Townsend [19, 20].

Nous observons que la densité de courant augmente avec l'augmentation de la température. Ainsi, la tension seuil diminue avec l'augmentation de température, c'est ce que nous montre la figure (a). Lorsque la température de gaz augmente, le libre parcours moyen des molécules du gaz augmente et les électrons gagnent plus d'énergie pour former l'avalanche, ce qui en accord avec la prédiction de Peek [37].

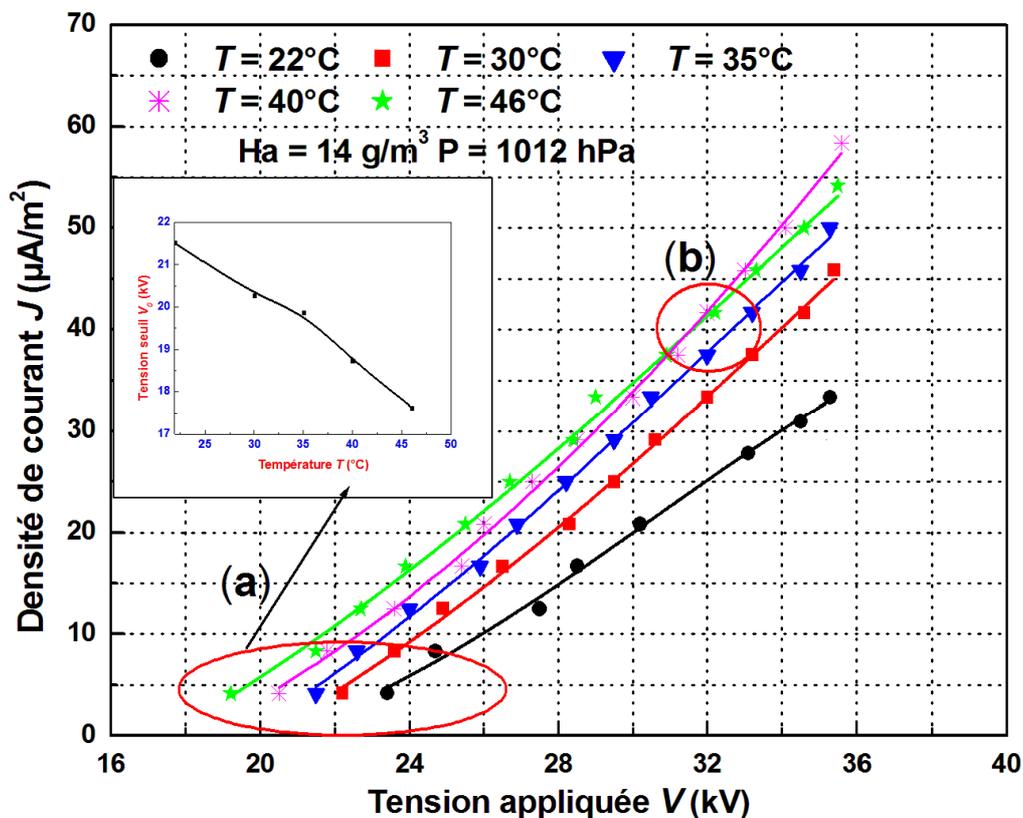


Fig. IV.20 Variation de J en fonction de V à différentes valeurs de température T pour $h = 5\text{cm}$

Cependant, la densité de courant diminue avec l'augmentation de température à un niveau relativement à la haute tension appliquée, lorsque la température est très élevée pour atteindre 46°C (point (b) sur la figure. IV.20).

La densité de courant diminue avec l'augmentation de température au maximum de tension appliquée à partir de $V= 32\text{KV}$. Ce résultat est également retrouvé par d'autres auteurs [45], [50].

IV. 5.2 Effet de la température sur la distribution de J sur le plan

Dans les figures (IV.21, IV.22) nous avons représenté la densité de courant en diverses positions de la lame par rapport au centre du collecteur (E) suivant l'axe ox , pour des tensions appliquées $V = 32\text{ kV}$ et $V = 30\text{ kV}$, ainsi que pour différentes valeurs de la températures T .

Nous constatons que cette densité du courant est minimale au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la sonde (P), au même temps, elle est plus importante lors des températures plus élevées et maximale pour une lame perpendiculaire à la sonde (P), or la densité de courant est plus importante lors des tensions appliquées plus élevées (déjà étudiée).

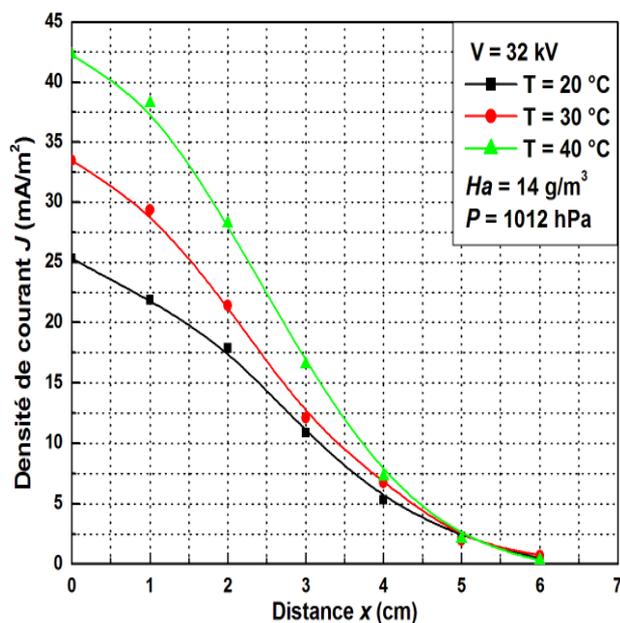


Fig. IV.22 Caractéristique $J=f(X)$ en fonction de la température T à $V= 32\text{kV}$ négative

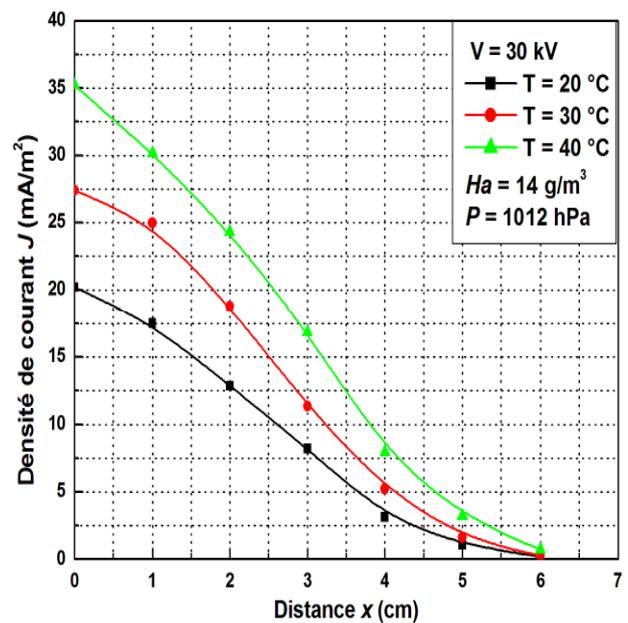


Fig. IV.21 Caractéristique $J=f(X)$ en fonction de la température T à $V= 30\text{kV}$ négative

Ces courbes conviennent mieux que celles en cosinus, proposées par Warburg [70] pour une pointe hémisphérique. Nous avons voulu vérifier cette assertion (figure IV.23).

$$J(\theta) = J(0) \cdot \cos^p(\theta) \quad (\text{IV.12})$$

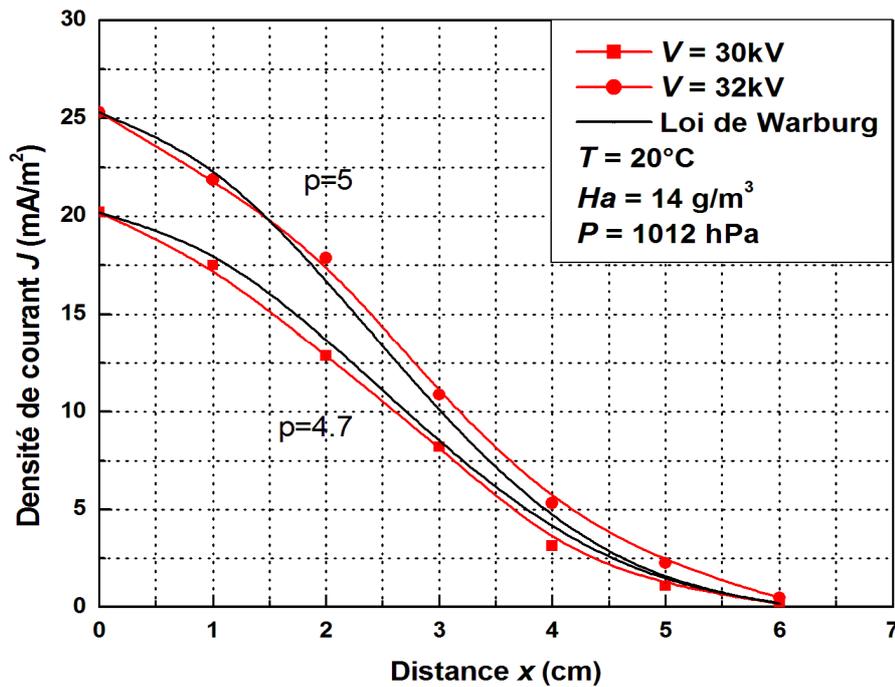


Fig. IV.23 Détermination de degré p , pour la polarité négative à $V=30, 32$ kV et $h= 5$ cm

Nous avons coïncidé les courbes $J=f(X)$ pour $V = 30$ kV, et $V = 32$ kV, $h = 50$ mm, pour x allons de 0 mm à 60 mm. Après plusieurs choix nous avons constaté que les degrés $p = 5$ et $p = 4.7$, représentés sur le figure (IV.23), respectivement pour les tensions appliquées $V = 32$ kV et $V = 30$ kV à la lame, donnent les meilleures approximations :

$$J(\theta) = J(0) \cdot \cos^5(\theta) \quad / \quad 32\text{KV} \tag{IV.13}$$

$$J(\theta) = J(0) \cdot \cos^{4.7}(\theta) \quad / \quad 30\text{KV} \tag{IV.14}$$

Ce qui nous a donné un résultat proche de ce qui a été donné dans la littérature c'est-à-dire $p = 5$. Ce chiffre donne la coïncidence de plusieurs auteurs [72,73].

IV. 5.3 Variation de la densité J en fonction de la température T

La figure (IV.24) nous explique la variation de la densité de courant en fonction de la température T à une distance inter-électrodes $h = 40$ mm et à plusieurs tensions appliquées V données (22 kV, 24 kV, 26 kV, 28 kV, 30 kV et 32 kV).

On remarque que la densité de courant J croit linéairement avec la température T ainsi qu'à des tensions appliquées élevées. Le seuil décharge est inversement proportionnel à l'augmentation de la température, car le libre parcours moyen des molécules du gaz augmente et les électrons gagnent plus d'énergie pour former l'avalanche. Ce résultat confirme la formule de Peek [37], équation (II.12).

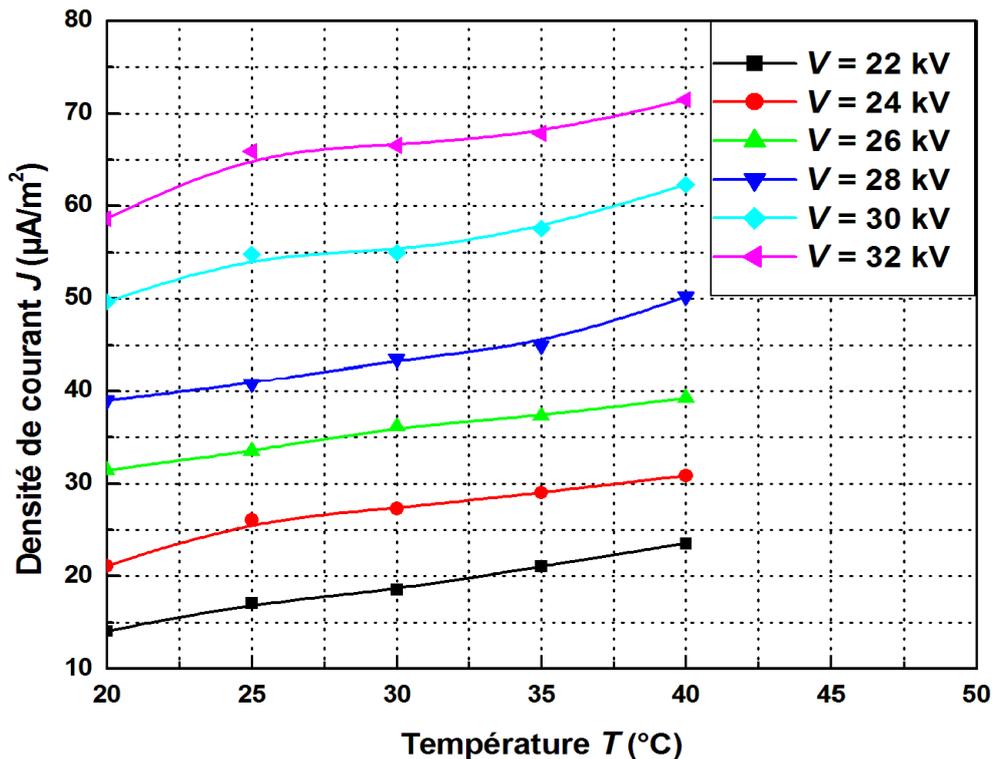


Fig. IV.24 Variation de la densité de courant J en fonction de la température T à plusieurs tensions appliquées négatives V , pour $h = 4$ cm

IV.5.4 Détermination des valeurs du champ électrique

En physique, on désigne par champ électrique un champ créé par des particules électriquement chargées. Un tel champ permet de déterminer en tout point de l'espace la force électrique exercée par ces charges. Dans le cas des charges fixes, le champ électrique est appelé champ électrostatique. Lorsque les charges sont en mouvement, il faut y ajouter un champ électrique dû aux déplacements des charges pour obtenir le champ électrique total.

Le principe de fonctionnement de la sonde (P) est toujours basé sur le courant de conduction I traversant le collecteur. Ce courant est contrôlé par le champ électrique créé localement par polarisation de la sonde. Ainsi, le champ de polarisation E_b se superpose avec le champ à mesurer E . Par conséquent, pour chaque valeur de la tension de polarisation V_b correspond une valeur du courant I . La polarité de la tension V_b faite que le champ local E_b crée renforcera ($V_b > 0$) ou réduira ($V_b < 0$) la valeur du courant collecté.

La relation (III.2) de Tassicker [61], donne une caractéristique $I / I_0 = f(V_b)$ linéaire. Cependant, aux fortes valeurs de V_b , quand le champ de polarisation E_b (dû à la tension V_b) devient supérieur au champ électrique E à mesurer, il se produit une déviation de la caractéristique par rapport à la linéarité.

La caractéristique $I / I_0 = f(V_b)$ est linéaire pour des tensions V_b ($-60 \leq V_b \leq 60$) et non linéaires aux fortes valeurs de $V_b > 60$ et $V_b < -60$, donc on a choisi des valeurs de V_b ,

($-30 \leq V_b \leq 30$), le champ électrique E au plan peut être déterminé par l'équation (III.2), le principe est d'évaluer aux faibles valeurs de la tension de polarisation V_b , la pente P_e de la caractéristique expérimentale $I / I_0 = f(V_b)$ est de l'identifier à celle donnée par l'équation (III.2). La pente est donnée par l'équation :

$$P_e = \frac{C_0}{\pi \cdot r_m^2 \cdot \epsilon_0 \cdot E} \quad (\text{IV.15})$$

On obtient C_0 à partir de l'équation (III.3), le champ E est donné par la relation suivante :

$$E = \frac{1585.35}{P_e} \text{ [kV/m]} \quad (\text{IV.16})$$

La figure (IV.25) indique les variations du champ électrique mesuré au plan en fonction de la tension appliquée à la lame (22 kV, 24 kV, 26 kV, 28 kV, 30 kV, et 32 kV), ces niveaux de tension sont compris entre la tension seuil V_0 et la tension de claquage V_c de la décharge couronne pour des différentes températures (20°C, 25°C, 30°C, 35°C, 40°C) avec la distance inter-électrodes fixée à la hauteur $h = 40$ mm.

On remarque sur la figure (IV.25), le champ électrique croît linéairement avec la tension appliquée. Ce résultat est également retrouvé par d'autres auteurs Zebboudj et al [30], [46], [62], [63], [74], Selim et Waters [75] en géométrie pointe-plan avec la sonde circulaire.

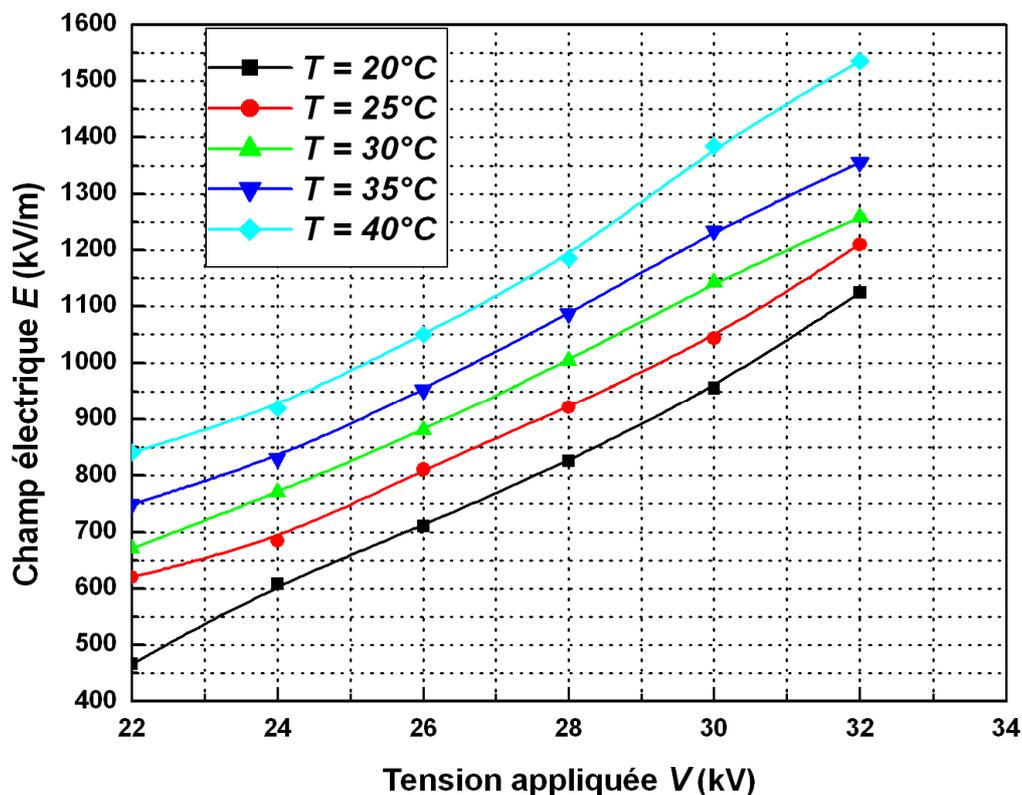


Fig. IV.25 Variation du champ électrique en fonction de la tension appliquée négative à différentes températures, pour $h = 4$ cm

La figure (IV.25) nous montre clairement que le champ électrique augmente avec l'augmentation de la température à une tension appliquée fixe pour atteindre $E = 1535,3$ kV/m à $V = 32$ kV et $T = 40^\circ\text{C}$, ainsi que le champ seuil de l'effet couronne, diminue avec l'augmentation de la température, lorsque la température de gaz augmente, le libre parcours moyen des molécules du gaz augmente et les électrons gagnent plus d'énergie pour former l'avalanche, ce qui était en accord avec la prédiction de la formule de Peek [37], l'équation (II.12) nous a dévoilé la variation du champ seuil E_s en fonction de la température T , de sorte que le champ seuil diminue à des températures élevées de gaz. Ce résultat est également retrouvé par d'autres auteurs, comme X. Wang et al [50].

IV. 6 Conclusion

Dans ce dernier chapitre nous avons présenté les résultats expérimentaux liés à plusieurs paramètres qui caractérisent la décharge couronne dans un précipitateur électrostatique en configuration lame-plan, le courant de décharge, la densité de courant, le champ électrique, la tension de claquage, la tension appliquée, la tension seuil, champ seuil, et leurs variations lorsqu'ils sont affectés par les facteurs géométriques, et par la température.

En tenant compte des conditions expérimentales dans lesquelles nous avons travaillé, nous pouvons dire que les résultats obtenus sont satisfaisants et en accord avec plusieurs théories, déjà prédites (Townsend, Meng, Cooperman, Peek, Warburg...).

Conclusion générale

Les travaux de notre mémoire s'inscrivent dans la thématique de recherche, dont l'objectif est de développer une étude expérimentale de la décharge couronne en déterminant les paramètres électriques essentiels à l'intérieur du précipitateur électrostatique en configuration lame-plan, tenant compte des paramètres géométriques (distance inter-électrodes et inter-lames) et de voir le comportement des paramètres de la décharge couronne en variant la température.

Le but de ces recherches est l'obtention d'un modèle de décharge qui introduirait tous les paramètres en jeu, par exemple la géométrie de l'espace inter-électrodes, la forme de l'onde appliquée et les conditions d'ambiance pour obtenir une efficacité de précipitation plus suffisante, ce là dans un PES en configuration lame-plan.

Le travail expérimental effectué avec la sonde circulaire polarisée de Tassiker a donné de nouveaux résultats en fonction des paramètres géométriques et physiques. Les valeurs obtenues par la sonde confirment l'importance de cet appareil.

Le principe de fonctionnement du précipitateur électrostatique de géométrie lame-plan est basé sur la décharge couronne. Dans ce travail, nous avons développé une étude expérimentale de cette décharge couronne en déterminant la tension appliquée, tension seuil, l'intensité de courant de décharge, la densité de courant électrique, le champ électrique et le champ seuil, et voir l'effet de la température sur ces derniers.

Notre étude expérimentale de l'effet couronne dans un précipitateur d'électrostatique d'aérosols en configuration lame-plan permet de formuler les conclusions suivantes :

- ✓ L'intensité de courant de décharge augmente avec la croissance de la tension appliquée, et les valeurs négatives de courant de décharge I sont plus élevées que celles positives pour la même tension appliquée. Ce courant continu qui traverse l'espace inter-électrodes est une fonction non linéaire de la tension appliquée. La caractéristique $I = f(V)$ a une forme quadratique et elle confirme la loi de Townsend.
- ✓ Le courant de décharge croît plus rapidement avec la tension appliquée pour de faibles distances inter-électrodes.
- ✓ La tension seuil V_0 augmente avec l'augmentation de la distance inter-électrodes car le champ électrique s'affaiblit.
- ✓ Pour le même gaz et les mêmes conditions extérieures, la valeur de la tension de claquage est nettement inférieure en polarité positive. La tension nécessaire pour

maintenir le même courant de décharge est plus élevée avec une polarité positive. C'est pour ça dans la majorité des cas, on utilise la décharge couronne négative, car les électrons s'attachent très rapidement aux atomes ou molécules neutres, des ions négatifs sont formés et tout se passe comme si des ions de même polarité que l'émetteur étaient émis au plan de collecte sous l'effet de l'ionisation, et un champ électrique suffisamment intense ainsi que pour limiter autant que possible les claquages.

- ✓ La constante géométrique K est proportionnelle à la mobilité apparente des porteurs de charge et plus élevée dans le cas d'une polarité négative. En outre, il semble que la mobilité apparente augmente avec la distance inter-électrodes pour les deux polarités. Le rapport entre les facteurs $(K^-/K^+) \approx (\mu^-/\mu^+)$ est indépendante de la distance inter-électrodes.
- ✓ La formule de Meng a été démontrée peut-être également applicable pour les deux polarités de décharges en géométrie lame-plan, autant que l'exposant n est dans la gamme de 1.5 à 2.0. Dans l'intérêt scientifique des décharges couronnes. Potentiellement, cette formule peut fournir un indice pour des études plus sophistiquées sur les phénomènes de la décharge couronne.
- ✓ L'augmentation de courant de décharge est proportionnelle au nombre de lames pour des tensions appliquées très élevées cela due à l'augmentation de champ électrique inter-électrodes qu'est très intense aux voisinages des lames (émisives).
- ✓ le courant de décharge augmente en augmentant la distance inter-lames avec une diminution de tension seuil, ce la due à la propagation du champ sur toute la surface inter-électrodes ce qui permis l'ionisation de tout le gaz et l'orientation vers le plan de collecte (pas de fuite des particules), sous condition que $\frac{h}{a} \geq 2$; donc, on peut dire que la loi de Cooperman est vérifiée pour des intervalles bien précis, car pour des rapports $\frac{h}{a} \leq 0.6$. ya aucune influence sur le courant de décharge, car la loi du Cooperman est indépendante d'espace inter-lames dans cet intervalle.

- ✓ La densité du courant augmente avec la tension appliquée, les valeurs négatives de la densité de courant J sont plus élevées que celles positives, pour la même tension appliquée.
- ✓ La densité du courant est minimale au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la sonde (P), la densité de courant qui est l'image des espèces récoltées par la sonde suite à l'ionisation du gaz, augmente avec la tension appliquée et en même temps diminue quand nous nous éloignons de la sonde (P), suivant l'axe x , ce qui est tout à fait logique puisque le champ s'affaiblit. Les caractéristiques $J = f(x)$ conviennent mieux que celles en cosinus, proposées par Warburg pour une pointe hémisphérique, avec des degrés $m = 4.8$ et $m = 5$, respectivement pour la polarité négative et positive appliquée à la lame.
- ✓ La densité de courant augmente avec l'augmentation de la température. Ainsi, la tension seuil diminue avec l'augmentation de température. Lorsque la température de gaz augmente, le libre parcours moyen des molécules du gaz augmente et les électrons gagnent plus d'énergie pour former l'avalanche c'est à dire qu'on améliore la conductivité électrique du gaz.
- ✓ La densité de courant diminue avec l'augmentation de température au maximum de tension appliquée, ce résultat est également retrouvé par d'autres auteurs.
- ✓ La densité de courant qu'est l'image des espèces récoltées par la sonde suite à l'ionisation du gaz, augmente avec la température et en même temps diminue quand nous nous éloignons de la sonde, et suit la formule de Warburg avec les degrés $p = 5$ et $p = 4.7$.
- ✓ La densité de courant J croît linéairement avec la température T , à des tensions appliquées bien fixes, et le seuil de décharge est inversement proportionnel à l'augmentation de la température ce qui confirme la prédiction de Peek.
- ✓ Le champ électrique croît linéairement avec la tension appliquée. Ce résultat est également retrouvé par d'autres auteurs, en géométrie pointe-plan avec la sonde circulaire. Le champ électrique augmente avec l'augmentation de la température à une tension appliquée fixe. Ainsi le champ seuil, diminue avec l'augmentation de la température c'est-ce que la formule de Peek nous a dévoilé.

Une élévation de température produit un accroissement de la mobilité des ions. On obtient alors une intensité d'ionisation plus importante dans l'espace de la couronne et la tension d'apparition de l'effet couronne devient plus faible.

De nombreuses perspectives sont envisagées pour poursuivre ces travaux et compléter nos résultats. Il est recommandé de réaliser des mesures sur les effets de l'humidité et de la pression sur les paramètres de la décharge couronne.

La pollution atmosphérique est de plus en plus grandissante. L'émergence de nouveaux pays industrialisés n'a fait qu'aggraver la situation. Le monde a récemment connu une prise de conscience des dangers qui guettent la planète si des mesures dures et désagréables ne sont pas prises en matière d'environnement. Des avancées ont été réalisées dans le domaine de l'automobile avec la commercialisation des véhicules légers hybrides et de véhicules électriques. Cependant, des efforts de recherche considérables restent à faire pour que ces technologies soient diffusées à grande échelle. Sans oublier l'épineuse question des véhicules gros porteurs et des navires de transport maritime, constituant justement les grands oubliés de la "révolution électrique". La recherche entamée il y a quelques années, sur les précipitateurs électrostatiques a donc de beaux jours devant elle, car son champ d'applicabilité est large.

Finalement, nous espérons que d'autres travaux pratiques et numériques soient poursuivis pour améliorer l'efficacité des précipitateurs électrostatiques d'aérosols.

- [1] H. Pank, «Dépoussiérage électrostatique pour les particules submicroniques en atmosphère usuelle (terre) et raréfiée (planète mars) », thèse de doctorat de l'université Joseph Fourier - Grenoble 1, 2006.
- [2] G. ZHONGYI, A. ROBERT & J. SCHILL, « Nouvel quasi-electrostatic air filter: a single – particule study », Journal of Electrostatic vol. 39, pp, 203-230, 1997.
- [3] H, Ait Said, « Influence de l'écoulement d'air dans un précipitateur électrostatique d'aérosols », Mémoire de magister, Université de Bejaia, 2011.
- [4] B. BENAMAR, « La faisabilité de l'électrofiltration d'une atmosphère chargée en poussières de bois », Thèse de doctorat de l'université Henri Poincaré, Nancy, 2008.
- [5] B. Dramane, « Pprécipitation électrostatique de particules submicroniques par décharge a barrière diélectrique – étude électrique, granulométrique et aérodynamique », Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 2006.
- [6] T. B. Jones, « Electromechanics of Particles », Cambridge University Press, New-York. PP, 10, 1995.
- [7] P. Atten, H. L. Pang & J. Podlinski, « Collecte et dispersion de particules de fumée dans un électrofiltre », C. S. F. Electro. Paris & Gif-sur-Yvette, PP, 134 – 141, 2008.
- [8] L. Parissi, « Etude d'un procédé de traitement d'air chargé en composé organiques volatiles par décharge moyenne fréquence avec barrière diélectrique : mécanisme mis en oeuvre et recherche d'optimisation », Thèse de doctorat de l'université de Paris VI, 1999.
- [9] H. J. WHITE, « Industrial electrostatic precipitation », Addison Wesley Publishing Company, New York, 1963.
- [10] P. A. Lawless & R. F. Altman, « Espm: an advanced electrostatic precipitator model », In IEEE Ind. Appl. 29th IAS Annual Meeting Denver, 2 – 5 October, PP, 1519-1526, 1994.
- [11] M. KHALIJ, « Caractérisation et modélisation de l'efficacité de filtration d'un électrofiltre de type Cottrell », Thèse de doctorat de l'université Henri Poincaré, Nancy, 2001.
- [12] P. CONTAL, « Les techniques du dépoussiérage », Document de synthèse sur le dépoussiérage à ESIGEC, Chambéry, 1993.
- [13] OPTISEPT, « Le filtrage électrostatique, principe de fonctionnement, ses avantages », Domaine de la Chesnaye 77123 NOISY SUR ECOLE.
- [14] R. Farhi, C. Morel, G. Cheron, « Matières plastique et adjuvant hygiène et sécurité », INRS, ED, Février 2008.

- [15] M. Handala. Mohand-Amokrane, « Etude de la décharge de surface sous tension alternative 50Hz : une interface isolante air/solide », thèse de doctorat UMMT.O, décembre 2007.
- [16] Julien. Jarrige, « Etudes expérimentale des décharge électriques impulsionnelles. Application au traitement des effluents gazeux et à la décontamination de surface », thèse doctorat de l'université de Rouen, Février 2008.
- [17] B.Gueller, A.Veverka, « les processus impulsionnels dans les machines électriques », ENERGUIYA, Moscou, 1976.
- [18] A. Schütze et al, « The atmospheric-pressure jet : a review and comparison to other plasma sources », IEEE Trans. Plasma Sc., Vol. 26, No. 6, PP, 1685 – 1694, 1998.
- [19] J. M Townsend, « Electricity in gases », Oxford university press, 1914.
- [20] J. M Townsend, « Electron in gases », Hutchinson. London, 1948.
- [21] A. Labergue, « Etude de décharges électriques dans l'air pour le développement d'actionneurs plasmas – Application au contrôle de décollements d'écoulements », Thèse de doctorat de l'université de Poitiers, 2005.
- [22] R. C. Fletcher, Phyd. Rev., Vol. 76, 1501, 1949.
- [23] C. Gary, « Les propriétés diélectriques de l'air et les très hautes tensions », Edition Eyrolles, 1984.
- [24] J. M. Meek, Phys. Rev, Vol. 57, PP, 722 – 728, 1940.
- [25] H. Raether, Zeit. Phys, Vol. 117, PP, 394 – 524, 1941.
- [26] N. Felici, «Diélectriques», Institut Polytechnique, Grenoble, 1966.
- [27] A. Alyen, « Etudes expérimentales des décharges couronne pour la dépollution des gaz », Thèse de doctorat de l'université de Toulouse, 2009.
- [28] A. Lacoste, D. Pai, C. Laux, « Ion wind effect in a positive DC corona discharge in atmospheric pressure air », AIAA, PP, 354, Reno, 2004.
- [29] G. Hartmann, « Spectrographie de la décharge couronne : étude des mécanismes de collisions dans le dard », Thèse doctorat de Université de Paris XI, 1977.

- [30] Y. Zebboudj, G. Hartmann, « Current and electric field measurements in coaxial system during the positive DC corona in humid air », *Eur. Phys. J. AP* 7, pp, 167-176, 1999.
- [31] A. Kasdi, « Etude théorique et expérimentale de la décharge couronne bipolaire », Thèse de doctorat de l'université de Bejaia, Algérie, 2007.
- [32] J.F. Loiseau, J. Batina, F. Noël, R. Peyrous, « Hydro-dynamical simulation of the electric wind generated by successive streamers in a point-to-plane reactor », *J. Phys. D: Appl. Phys.* Vol. 35, PP, 1020-1031, 2002.
- [33] M. Goldman, A. Goldman, R.S. Sigmond, « The corona discharge, its properties and specific uses », *Pure and Appl. Chem.* 57, n°9, pp, 1353-1362, 1985.
- [34] M. Goldman, R.S. Sigmond, « Corona insulation », *IEEE Trans. Elec. Ins.* EI. 12/2, PP, 90 – 105, 1982.
- [35] L. Dascalescu, « An introduction to ionized gases, theory and applications », Toyohashi University of Technology, 1993.
- [36] B. Khaddour, « Modélisation du champ électrique modifié par la charge d'espace injectée », Thèse de doctorat de L'INPG, France, 2006.
- [37] F.W. Peek, « Dielectric phenomena in H.V. Engineering », Me Graw. Hill, PP, 52 – 80, 1929.
- [38] G. Cooperman, « A theory for space-charge-limited current with application to electrical precipitation », *IEEE Trans. Ind. Appl.* 17, pp, 236 – 239, 1981.
- [39] P. Cooperman, « A new current-voltage relation for duct precipitators valid for low and high current densities », *Trans. Amer. Inst. Elec. Eng. Part 1*, pp, 79, 47 – 50, 1960.
- [40] P. Cooperman, « A new technique for the measurement of corona field strength and current density in electrical precipitation », *Trans. Amer. Inst. Elec. Eng. Part 1*, pp, 75, 64 – 67, 1956.
- [41] Claude Gary, M. Moreau, « l'effet de couronne en tension alternative », Eyrolles, PP, 7 – 33, 1976.
- [42] V.I. Popkov, *Elektrichestvo*, vol.1, PP. 33 – 48, 1949.
- [43] M. Rezzouga, A.Tilmatine, R.Gouri, k.Medles, L.Dascalescu, « Experimental modiling of high-voltage corona discharge using design of experiments », *front, electr, electron, eng*, 2, pp, 139-143, 2007.

[44] M.P. Panaget, « Etude en laboratoire des effets physico-chimiques induits par les pertes de transport à haute tension », Thèse de doctorat de l'université Pierre et Marie Curie, 1997.

[45] Acte de la 2^{ème} conférence nationale sur la Haute Tension de Tizi-Ouzou, 1997.

[46] Y. Zebboudj, « Influence de l'humidité de l'air atmosphérique sur les paramètres de la décharge couronne positive en géométrie cylindrique », Thèse de Doctorat, Université Paris 6, 1988.

[47] M. Aissou, H. Ait Said, H. Nouri, Y. Zebboudj, « Analysis of current density and electric field beneath a bipolar DC wires-to-plane corona discharge in humid air », Eur.Phys. J.Appl.Phys.61, 30803, 2013.

[48] Q. Lancereau, J-M. Roux, J-L. Achard, « Analyse numérique du processus de condensation hétérogène pour la collecte d'agents pathogènes aéroportés par un filtre électrostatique semi-humide », 20^{ème} Congrès Français de Mécanique, Besançon, 29 août au 2 septembre 2011.

[49] Ernest. Galbrun, Alain. Glière, Yves. Fouillet, Jean-Luc Achard, Florence Rouillon, Christine Péponnet, « Mise au point d'un système de collecte d'aérosols nanométriques pour l'analyse biologique », 18^{ème} Congrès Français de Mécanique, Grenoble, pp, 27-31 août 2007.

[50] X. Wang and C. You: « Effect of Humidity on Negative Corona Discharge of Electrostatic Precipitators », IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation Vol. 20, PP, 1720-1725, 2013.

[51] H. Nouri, «Influence des paramètres physiques de l'air sur le précipitateur électrostatique d'aérosols», Thèse de Doctorat, Université de Bejaia, 2010.

[52] H. Nouri, N. Zouzou, E. Moreau, L. Dascalescu, Y. Zebboudj, «Effect of relative humidity on current-voltage characteristics of an electrostatic precipitator », J. Electrostatic, 70, pp, 20-24, 2012.

[53] J.-P. BORRA, «Etude des problèmes liés aux précipitateurs électrostatiques pour le traitement des cendres volantes», RAPPORT FINAL, 51 p, n°97-0115/1A. Ces travaux ont reçu le soutien de l'ADEME (Agence de l'Environnement et de la Maîtrise de l'Energie), 1999.

[54] H. Nouri, M. Aissou, Y. Zebboudj, «Modeling and simulation of the effect of pressure on the corona discharge for wire–plane Configuration», IEEE TDEI, 20, pp, 1547-1553, 2013.

- [55] P. Molinié, « Charge injection in corona-charged polymeric films: potential decay and current measurements », *J. Electrostatics*, 45, pp, 265-273, 1999.
- [56] B. Yahiaoui, B. Tabti, M. Megherbi, A. Antoniu, M. C. Plopeanu, L. Dascalescu, « AC corona neutralization of positively and negatively charged polypropylene non-woven fabrics », *IEEE TDEI*, 20, pp, 1516-1522, 2013.
- [57] A. Younes , M. Younes , H. Sayah, M. Bilici , A. Samuila, L. Dascalescu, « Effect of spark discharges on the trajectories of insulating particles in roll-type corona-electrostatic separators. Experimental and numerical study », *J. Electrostatics*, 71, pp, 84-91, 2013.
- [58] Miloud Kachi, Lucien Dascalescu, «Corona discharges in asymmetric electrode configurations », *J. Electrostatics*, 72, pp, 6-12, 2014.
- [59] M. Robinson, « Movement of air in the electric wind of the corona discharge », *AIEE Trans. Journal*, 80, PP, 143–150, 1961.
- [60] M. Smirdec, « La décharge couronne continue en milieu humide. Caractérisation des espèces produites dans une atmosphère contrôlée. Phénomènes de pollution et pouvoir dépolluant », Thèse PHD, Université de Paris VI, 1997.
- [61] O. J. Tassicker, « Boundary probe for measurement of current density and electric field strength with special reference to ionized gases », *Proc. IEE*, 121, pp, 213 – 220, 1974.
- [62] Y. Zebboudj, R. Ikene & G. Hartmann, « Linear-geometry electric-field probe for DC corona measurements and application to field distribution in wire-to-plane geometry », *EPJ. Applied physics*, vol. 6, n02, pp. 195-203, 1999.
- [63] Y. Zebboudj, « Measurements of current and electric field distributions beneath a positive DC wire-to-plane corona using a linear biased prob », *IEE Proceedings Sci. Meas. And Technology*, 147, PP, 74 – 80, 2000.
- [64] D. A. Spence, « Wiener – hopf solution to the triple integral equations for the electrified disc in a coplanar gap », *Proc. Camb. Phil. Soc.* 68529 – 68545, 1970.
- [65] M. F. Frechette, S. I. Kamel, « DC corona discharge in SF6: Evidence of an electronic component for the negative polarity », *Proc. IEEE Int. Symp. On Electrical Insulation*, Boston, USA, 1988.
- [66] X. Meng, H. Zhang, J. Zhu, « A general empirical formula of current–voltage characteristics for point-to-plane geometry corona discharges », *J. Phys. D: Appl. Phys.* 41, 065209, 2008.

- [67] N. Zouzou, E. Moureau, G. Touchard, « Précipitation électrostatique dans une configuration pointe-plan », Jour. Electrostatics, 64, pp, 537-542, 2006.
- [68] B. L. Henson, « A space-charge region model for microscopic steady coronas from points », J. Appl. Phys.52, pp, 709–15, 1981.
- [69] P. Cooperman, « Dust space charge in electrical precipitation », AIEE Trans. pp, 324-326, 1963.
- [70] E. Warburg, « Characteristic des spitzenstromes », Handbuch der Physi, Vol. 14, Berlin Springer, 1927.
- [71] G. W. Trichel, The mechanism of the negative point to plane corona near onset, Phys. Rev, 54, pp, 1078–1084, 1938.
- [72] F. Carveno, G. Bernabeng, J. phys. D, vol.27, pp, 2136-2144, 1994.
- [73] A. Ieta, Z. Kucеровsky, W.D. Greason, « Laplacian approximation of Warburg distribution», Journal of electrostatics, vol.63, pp, 143-154, 2005.
- [74] Y. Zebboudj, S. Mouhoubi, « Mesure du champ électrique par la sonde polarisée lors de la décharge couronne en géométrie fil-plan », 2^{ème} Conférence nationale sur la HT CNHT'97, Tizi-Ouzou, pp. 180-184, 1997.
- [75] E.O. Selim, R.T. Water, IEEE, Trans, Vol.IA-16, 485–463, 1980.