

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE



UNIVERSITE DJILLALI LIABES DE SIDI BEL-ABBES
FACULTE DE TECHNOLOGIE
DÉPARTEMENT D'ELECTROTECHNIQUE



THESE

Présentée par :

Mr. BOUTEFFAHA Ahmed

Pour l'obtention du diplôme de :

Doctorat En Sciences en Électrotechnique

Option : Haute Tension

Intitulé de la thèse :

**Etude expérimentale et numérique de la décharge
couronne dans des configurations d'électrodes
de type « triode »**

Devant le jury composé de :

Mr. Tilmatine Amar	Professeur	UDL-SBA	Président
Mr. Bendaoud Abdelber	Professeur	UDL-SBA	Directeur de thèse
Mr. Dascalescu Lucien	Professeur	Univ. Poitiers, France	Co-directeur de thèse
Mr. Hamid Azzedine	Professeur	USTO-MB-Oran	Examineur
Mr. Benmimoun Youcef	Professeur	Univ. Mascara	Examineur
Mr. Miloudi Mohamed	MCA	UDL-SBA	Examineur

Année universitaire : 2015/2016

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

In the name of Allah, the Beneficent, the Merciful

Remerciements

Remerciements et louanges à dieu, de m'avoir donné la foi, la force et le courage pour accomplir ce modeste travail.

Ce document est l'aboutissement de plusieurs années de travail qui m'ont profondément marqué et formé à la recherche scientifique. Je ne peux évidemment pas oublier mon épouse et ma famille qui m'ont soutenu et ont dû supporter mes longues absences, durant mes déplacements entre Tighennif, Sidi Bel-Abbès et Angoulême. A travers ce parcours, j'ai découvert un pays, une ville mais plus que tout, des gens dont j'ai apprécié la valeur et la particularité. En résumé, ce document est un repère de ma vie qui entretiendra ses souvenirs.

Ma reconnaissance s'adresse au Professeur Abdelber BENDAOU D'AVOIR BIEN dirigé mes travaux et de m'avoir fait confiance en laissant libre cours à mes activités scientifiques tout en gardant un œil attentif à la bonne conduite de cette thèse.

Ma profonde gratitude s'adresse au Professeur Lucien DASCALESCU, mon co-directeur de thèse, qui m'a accueilli au sein de son équipe d'Électrostatique Appliquée, à Angoulême (université de Poitiers). Je le remercie pour tout ce qu'il a apporté à cette thèse, aussi bien pour son encadrement scientifique que pour ses encouragements. Surtout pour ses grandes qualités humaines.

Remplissant pleinement leurs rôle de promoteurs de thèse, leurs conseils scientifiques avisés m'ont, à maintes reprises, indiqué la direction à suivre. Malgré leur emploi du temps très chargés, ils n'ont pas hésité à allonger leurs horaires de travail pour améliorer un article, démontrer à nouveau une équation ou établir un plan de thèse dans la bonne direction.

Je remercie le Professeur Amar TILMATINE d'avoir accepté d'être le président du jury, je le remercie aussi pour ses conseils, son admirable esprit scientifique, sa disponibilité, sa gentillesse, ses orientations et son soutien.

Je tiens à adresser mes vifs remerciements au Professeur Youcef BENMIMOUN pour sa gentillesse et sa disponibilité pour avoir honoré et accepté d'être examinateur de ma thèse.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance envers le Professeur Hamid AZZEDINE de m'avoir honoré et accepté d'être examinateur de ma thèse

Je voudrais aussi exprimer ma gratitude au Docteur Mohamed MILOUDI qui a bien voulu prendre de son temps pour évaluer mon travail et donner son avis sur cette thèse.

A la mémoire de mes très chers parents, je dédie ce modeste travail

Ahmed Bouteffaha

Abstract

The main objective of the work is to characterize experimentally and numerically this particular case of the corona discharge generated by a triode-type electrode arrangement, designed and carried out in collaboration between our laboratory APELEC and PPRIME institute University of Poitiers. The present work analyzes numerically the electric field with and without space charge produced by this type of configuration and different geometry of the electrode system in order to make some recommendations on the design and use. The distance between the electrodes has a very significant influence on the electric field intensity as well as the extension of the corona discharge. Experiments were discussed for different configurations of triode electrodes type. Despite the development of diagnostic tools for process of charging and discharging of the dielectric, the studies did not address the transient regime in these media. It is in this context that we decided to focus our efforts on the study of transient regime in the presence of non-woven fibrous dielectric media. The objective is to evaluate the response of such material to a deposition of electric charges generated by corona discharge and to understand the physical mechanisms involved.

In this work, we looked at other factors that could influence the distribution of electric charge on the surface of the media and the DPS, in the case of using a type of triode electrode system : (1) the charge mode "static" or "scan"; (2) the geometry of the electrode system load (the distance between the grid and the wire from the corona electrode); (3) grid voltage, which depends on the resistance and the grid current. Measurements are made through a resistor $R_m = 10 \text{ M}\Omega$ by an electrometer. This solution allowed the interfacing with the computer to complete the acquisition of data using a virtual instrument developed under the LabView environment.

Keywords:

Corona discharge, current-voltage characteristics, electric field, transient, electrical charge, current density, LabView.

Résumé

L'objectif principal de cette thèse est de caractériser expérimentalement et numériquement cet arrangement d'électrode de type triode conçue et réalisé dans une collaboration entre notre laboratoire APELEC et PPRIME institut université de Poitiers. Le présent travail analyse numériquement l'aspect électrostatique ainsi qu'avec charge d'espace du champ électrique produit par ce type de configuration et pour différentes géométries du système d'électrodes afin de formuler quelques recommandations concernant la conception et son utilisation. La distance entre les électrodes a une influence très significative sur l'intensité du champ électrique ainsi que sur l'extension de la décharge couronne. Les expériences réalisées ont été discutées pour les différentes configurations d'électrodes de type triode. Malgré le développement des outils de diagnostic des processus de charge et de décharge des diélectriques, les études n'ont pas abordé les phénomènes transitoires dans ces médias. C'est dans ce contexte que nous avons décidé de focaliser nos efforts sur l'étude des régimes transitoires, en présence de médias diélectriques fibreux non-tissés. L'objectif est d'évaluer la réponse d'un tel matériau à un dépôt de charges électriques générées par décharge couronne et d'appréhender les mécanismes physiques en jeu.

Dans cet travail, nous nous sommes intéressés à d'autres facteurs qui pourraient influencer la distribution de la charge électrique à la surface du media et sur le DPS, dans le cas de l'utilisation d'un système d'électrodes de type « triode » : (1) le mode de charge «statique» ou «en balayage»; (2) la géométrie du système d'électrodes de charge (la distance entre la grille et le fil de l'électrode couronne); (3) la tension de grille, qui dépend de la résistance et le courant de grille. Les mesures sont faites à travers une résistance $R_m = 10 \text{ M}\Omega$ par un électromètre. Cette solution a permis l'interfaçage avec l'ordinateur pour réaliser l'acquisition des données à l'aide d'un instrument virtuel développé sous l'environnement LabView.

Mots clés :

Décharge couronne, caractéristiques courant-tension, champ électrique, régime transitoire, charge électrique, densité de courant, LabView.

SOMMAIRE

SOMMAIRE

Introduction Générale	1
------------------------------	----------

Chapitre 1 Etat de l'art

I-1. Décharge couronne	3
I-1-1. Mécanismes élémentaires de la décharge	4
I-1-2. Phénomène de claquage	6
I-2. Effet couronne dans les processus électrostatiques	8
I-2-1. Polarité positive	8
I-2-2. Polarité négative	9
I-3. Chargement par décharge couronne	9
I-4. Caractéristiques courant-tension I(V)	12
I-4-1. Définition	12
I-4-2. Caractéristiques V-I des systèmes triode obtenus par d'autres chercheurs	13
I-5. Conclusion	15

Chapitre 2 Mise en équation du champ électrique

II-1. Etude bibliographique	17
II-1-1. Introduction	17
II-1-2. Configurations d'électrodes étudiées	17
II-2. Conditions aux limites	19
II-3. Méthodes numériques utilisées	21
II-3-1. Méthode des différences finies MDF	22
II-3-2. Méthode des éléments finis MEF	22
II-3-3. Méthode des volumes finis MVF	23
II-3-4. Méthode des éléments finis accompagnée par la méthode des volumes finis	23
II-3-5. Méthode des éléments finis MEF accompagnée par la conservation du courant	23
II-3-6. Méthode des éléments finis accompagnée par la méthode des caractéristiques	24
II-3-7. Méthode d'intégrales de frontières MIF et MEF accompagnée par la méthode des caractéristiques MC	25
II-3-8. Méthode des éléments finis accompagnée par la méthode des différences finies	26
II-3-9. Méthode de la simulation de charge MSC accompagnée par la méthode des caractéristiques MC	26
II-4. Calcul du champ électrique en présence de la charge d'espace	26
II-4-1. Introduction	26
II-4-2. Hypothèses et approximations	27
II-4-3. Méthode d'évaluation de la densité de la charge d'espace	28

II-5. Modélisation du champ électrique modifiée par la charge d'espace injectée	29
II-5-1. Introduction	29
II-5-2. Formulation du problème	29
II-5-3. Approches numériques antérieures	31
II-5-4. Techniques numériques utilisées	32
II-5-5. Redéfinition du maillage	33
II-6. Conclusion	34

Chapitre 3 Caractérisation expérimentale de la décharge couronne générée par l'arrangement triode

III-1. Caractéristiques courant-tension pour la triode	35
III-1-1. Caractérisation des électrodes de type « triode »	35
III-1-2. Relevé des caractéristiques I(V)	39
III-2. Densité de courant pour la triode	44
III-3. Conclusion	49

Chapitre 4 Étude du régime transitoire de la décharge couronne générée par la configuration d'électrodes de type triode

IV-1. Régime transitoire du courant de charge	51
IV-1-1. Introduction	51
IV-1-2. Procédure expérimentale	52
IV-1-3. Influence du potentiel de la grille sur le courant de charge	54
IV-1-4. Influence de D sur la distribution le courant de charge	57
IV-2. Répartition spatiale du courant de charge	58
IV-3. Charge et décharge du media	60
IV-4. Conclusion	61

Chapitre 5 Distribution de la charge électrique à la surface des matériaux isolants soumis à la décharge couronne

V-1. Matériaux testés	63
V-1-1. Matériaux fibreux	63
V-1-2. Plaque polymérique	64
V-2. Démarche expérimentale	65
V-3. Poste de charge	66
V-4. Répartition du potentiel	67
V-4-1. Influence du temps de chargement	67
V-4-2. Distribution du potentiel sur le Plexiglas (PMMA).	69
V-5. Conclusion	72

CHAPITRE 6 Calcul du champ électrique généré par le système d'électrodes de type « triode »

VI-1. Processus de charge	74
VI-2. Calcul du champ électrostatique généré par la décharge couronne	76
VI-2-1. Calcul du champ électrostatique pour la configuration fil-grille-plan « Triode »	77
VI-2-2. Distribution du champ électrique sur la surface de la plaque	78
VI-2-3. Distribution du champ électrique sur la surface de la grille	81
VI-3. Calcul du champ électrique en présence de la charge d'espace	82
VI-4. Conclusion	85
Conclusion Générale	86
Bibliographie	

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

Aujourd'hui, la pollution de l'air est un problème majeur avec l'implication de la société par les cimenteries et les stations thermiques. Les fumées d'usine et des véhicules sont devenues partie intégrante du paysage urbain. Cette pollution peut être définie comme la présence de gaz et/ou de particules dans une atmosphère extérieure ou intérieure et dans des concentrations telles que les effets sur la santé et les impacts sur l'environnement soient avérés. Parmi ces polluants, les particules sont issues d'une grande variété de sources qui peuvent être d'origine anthropique ou naturelle. Ces systèmes d'épuration doivent permettre d'assurer le respect des réglementations en vigueur en termes d'émission, d'exposition et de risque d'explosion [1].

Le développement des systèmes de filtration d'air sur des médias fibreux non tissés à électrets, pour habitacle d'automobile, est l'un des challenges du transport durable. L'industrie automobile est en pleine expansion et elle détient un important savoir-faire dans l'élaboration et la fabrication des filtres à air pour les habitacles des véhicules, la technologie qui est à l'origine de notre étude est basée sur l'utilisation de fibres de polypropylène pour la production d'un media filtrant non-tissé, saupoudré de charbon actif et chargé par décharge couronne. La configuration la plus utilisée pour la charge de ces medias est la « triode » (électrode couronne + grille + plaque métallique reliée à la terre) elle permet de mieux contrôler et uniformiser la quantité de charge déposée [2, 3].

A l'application brutale d'un champ électrique continu à un isolant, celui-ci présente une réponse transitoire qui peut durer un temps très long avant qu'un régime permanent puisse être atteint. Dans les polymères notamment, des processus de relaxation lents, des mouvements lents de la charge, et un dépiégeage progressif de cette charge dominant habituellement la réponse [4]. La connaissance de la caractéristique courant-tension $I(V)$ du système d'électrodes qui crée la décharge couronne est importante car la charge acquise par les particules est proportionnelle au courant [5].

La configuration "triode" est très utilisée dans les études de laboratoire, pour étudier les propriétés électrostatiques des matériaux isolants. Cependant, le phénomène de la décharge couronne dans cette configuration n'a pas été étudié numériquement de manière directe. Remarquons que l'expression analytique de la distribution du champ et de la charge d'espace entre les deux électrodes est délicate à cause de plusieurs facteurs. En premier lieu, il y a une influence mutuelle entre le champ électrique et les charges d'espace injectées. Ensuite, la géométrie des électrodes « triode » est relativement complexe.

Notre travail est de déterminer expérimentalement les caractéristiques des électrodes de type triode par deux groupes d'expériences : le premier est réalisé sur le modèle triode à électrode couronne en dent de scie appartenant au laboratoire APELEC de l'université de Sidi

Bel-Abbès et le deuxième groupe a été effectué sur la triode à électrode couronne à fil au Laboratoire d'électrostatique à l'Institut Universitaire de Technologie d'Angoulême (France).

Malgré le développement des outils de diagnostic des processus de charge et de décharge des diélectriques, les études n'ont pas abordé les phénomènes transitoires dans ces médias. C'est dans ce contexte, que nous avons étudié les régimes transitoires, en présence de médias diélectriques fibreux non-tissés. L'objectif est d'évaluer la réponse d'un tel matériau à un dépôt de charges électriques générées par décharge couronne et d'appréhender les mécanismes physiques en jeu. Nous allons nous intéresser à d'autres facteurs qui pourraient influencer la distribution de la charge électrique à la surface du media et sur le déclin de potentiel de surface (DPS), dans le cas de l'utilisation d'un système d'électrodes de type « triode » : (1) le mode de charge « statique » ou « en balayage » (le média non-tissé est immobile ou en mouvement) ; (2) la géométrie du système d'électrodes de charge (la distance entre la grille et le fil de l'électrode couronne) ; (3) la tension de grille, qui dépend de la résistance de grille et du courant de grille. Le filtrage électrostatique est le résultat d'un comportement spécifique des medias filtrants non-tissés à caractéristiques physiques différentes dans un milieu où règnent un champ électrique élevé et une décharge couronne. L'outil informatique, devient un moyen nécessaire pour l'analyse numérique du champ électrique, car la configuration des électrodes dans l'appareil est de nature très complexe.

Cette thèse, comportant 6 chapitres, commence par un état de l'art sur la décharge couronne. Nous y abordons notamment les mécanismes physiques de la décharge couronne. Le chargement par décharge couronne et les systèmes d'électrode de type triode feront l'objet d'une description dans la dernière partie de cet état de l'art. Le deuxième chapitre est consacré à un examen critique des différentes méthodes proposées jusqu'à présent pour la modélisation du champ électrique en présence de la décharge couronne et des schémas numériques utilisés pour son analyse. La partie expérimentale concernant le relevé des caractéristiques $I(V)$, la densité de courant dans une décharge couronne générée par la configuration d'électrodes de type « triode » puis l'interprétation des résultats en analysant le champ électrique, seront présentées au chapitre 3. Nous étudions le régime transitoire des courants de charge, dans le chapitre 4, en présentant la répartition du courant couronne en fonction du temps. La distribution de la charge électrique à la surface des matériaux isolants soumis à la décharge couronne sera présentée au chapitre 5. Pour bien analyser les caractéristiques des systèmes d'électrodes de type « triode » et en même temps pour permettre de formuler quelques recommandations concernant leurs conception et utilisation, une description détaillée de ce dispositif est donnée dans le chapitre 6. Le calcul numérique utilisé pour le calcul du champ électrique avec et sans charge d'espace des différentes configurations d'électrodes de type « triode » est effectué par les deux logiciels COMSOL et SCSP afin de valider les résultats.

Enfin, la conclusion générale met en valeur les apports de cette étude et présente quelques perspectives de notre travail de thèse.

CHAPITRE I

ETAT DE L'ART

CHAPITRE 1. ETAT DE L'ART

L'étude de l'amorçage et du développement de la décharge électrique dans l'air a mobilisé depuis des décennies nombre de physiciens-chercheurs et ingénieurs car l'air est le meilleur isolant. Leur contribution a permis d'améliorer grandement les connaissances sur les phénomènes physiques apparaissant lors d'un processus de décharge. Cependant dans ces études, les essais de laboratoire ont toujours été prépondérants et ont nécessité beaucoup d'investissements sans compter les contraintes expérimentales qui rendent leur mise au point peu évidente. Ceci donne une importance particulière au fait de disposer d'un modèle mathématique fiable et de manipulation facile.

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.

I-1. DECHARGE COURONNE

Théoriquement, un gaz constitue un isolant parfait lorsqu'il ne contient que des atomes ou des molécules neutres. En pratique, un gaz contient toujours un certain nombre de charges électriques libres dues à l'action de certains agents ionisants extérieurs permanents, tel que le rayonnement cosmique ou bien la radioactivité des substances radioactives présentes dans la terre. Leur densité est relativement faible. L'application d'un champ électrique suffisamment intense, à un gaz, le rend plus ou moins conducteur et les phénomènes complexes qui se produisent alors portent le nom de la décharge dans les gaz ; ils sont dus à l'apparition d'électrons et d'ions libres [6, 7, 8].

La décharge couronne désigne l'ensemble des phénomènes liés à l'apparition d'une conductivité d'un gaz à l'environnement d'un conducteur de faible rayon de courbure, porté à une tension dont le champ électrique environnant est intense mais non disruptif. Cette conductivité est due aux phénomènes d'ionisation. Elle ne nécessite aucune source externe d'ionisation pour se développer, on dit que c'est une décharge auto-entretenu (autonome). Cependant, la présence d'un électron initial pour amorcer la décharge est nécessaire. La présence de cet électron germe est aléatoire. La décharge ne peut se former qu'après un certain temps correspondant, d'une part à la création de l'électron germe et d'autre part, à sa multiplication électronique ultérieure.

I-1-1. Mécanismes élémentaires de la décharge

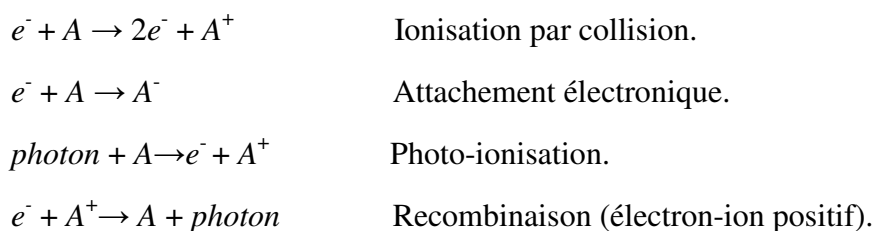
Les premières expériences sur l'effet couronne, étaient faites à l'aide de fils fins, de quelques millimètres de diamètre, portés à une tension assez élevée pour qu'il se forme autour d'eux une gaine lumineuse, de couleur bleu violette, dont l'épaisseur augmente avec la tension. C'est la présence de cette lueur qui a donné naissance à l'expression, maintenant universellement employée *l'effet couronne* ou *corona* [9]. Les recherches antérieures ont conduit à distinguer deux processus de développement de la décharge ; le premier est la décharge de Townsend qui fait intervenir tout l'intervalle inter-électrodes et le second correspond à l'apparition de lueurs dans l'intervalle prenant l'aspect de filament, c'est la formation de dard (streamer) [10].

I-1-1-1. Processus élémentaires

Les processus microscopiques présents dans la décharge couronne sont variés et très complexes. Ils conduisent à un étalage de régimes distincts du comportement de la décharge. Le comportement d'une décharge dépend de paramètres électriques, géométriques et de paramètres physiques du gaz [11]. L'existence d'une décharge électrique dépend de la possibilité de créer des particules chargées à partir des atomes ou molécules neutres constituant ces gaz. Un modèle de la décharge couronne est basé sur des processus élémentaires d'interactions clés entre électron-molécule ou photon molécule. Les processus d'excitation et d'ionisation tendent à faire croître la décharge, notamment l'ionisation thermique et l'ionisation par choc d'un électron avec une particule neutre à condition qu'il ait une énergie supérieure à l'énergie d'ionisation. Un ion positif ou un photon suffisamment énergétique peut exciter ou même ioniser une particule neutre.

A tout processus d'excitation ou d'ionisation est associé un processus inverse tendant à ramener les particules à leur état fondamental ou à réduire la concentration des particules ionisées [12]. Les processus conduisant à la diminution du nombre d'électrons libres dans un gaz ionisé peuvent être de deux types, attachement ou recombinaison.

Exemples :



L'efficacité de l'ionisation par collision d'électrons dépend de l'énergie que peut acquérir un électron le long du libre parcours moyen, qui représente la distance moyenne entre deux collisions successives, dans la direction du champ électrique. Soit λ le libre parcours moyen dans la direction du champ d'intensité E , l'énergie moyenne E_g acquise, par un électron, est égal au travail de la force électrostatique :

$$E_g = e.E.\lambda \quad (\text{I-1})$$

Cette quantité est proportionnelle au champ réduit E_r , défini comme le rapport du champ électrique à la pression, puisque le libre parcours moyen est inversement proportionnel à la pression du gaz. Pour qu'une ionisation par collision se produise, l'énergie E_g doit être égale à la moindre énergie d'ionisation de la molécule.

Le processus d'ionisation, par collision d'électrons avec des molécules neutres ou atomes, est caractérisé par le coefficient d'ionisation α qui représente le nombre de paires électrons-ions créés par centimètre de parcours d'un électron, dans la direction de l'accélération. De la même manière que pour l'ionisation, le coefficient d'attachement η représente le nombre d'électrons captés par unité de longueur. Certains atomes ou molécules dans leur état gazeux peuvent facilement acquérir un électron libre pour former un ion négatif stable. Ces gaz sont connus sous le nom de gaz électronégatifs. Le mécanisme d'attachement s'effectue souvent aux basses énergies électroniques [6].

Lorsque les processus d'ionisation et d'attachement coexistent, le courant total de décharge, dépendant de α et η , devient très complexe. Pour des champs réduits élevés, l'ionisation est prédominante (η est très inférieur à α). Par contre, pour des valeurs très faibles du champ réduit et dans les gaz fortement électronégatifs, le phénomène d'attachement est prédominant (η est très supérieur à α) [6]. En présence de ces deux processus, la croissance du courant électrique est caractérisée par le coefficient effectif d'ionisation $\bar{\alpha}$:

$$\bar{\alpha} = \alpha - \eta \quad (\text{I-2})$$

A l'intérieur d'un gaz, ionisé ou non, la différence de concentration des particules, d'une région de l'espace à l'autre, crée un déplacement de ces particules de régions de haute concentration vers les régions de basse concentration. Ce phénomène est caractérisé par le coefficient de diffusion. La densité du courant est proportionnelle au gradient de la densité des particules [6, 8].

I-1-1-2. Avalanche électronique

La décharge couronne se produit entre deux électrodes où l'un présente l'anode et l'autre la cathode où un électron primaire situé près de ce dernier crée par ionisation grâce à des agents naturels tels que les rayonnements cosmiques et la radioactivité de la terre [13].

L'électron primaire e_0 accéléré par le champ électrique E entre en collision avec un atome A_1 et l'ionise ; A_1 libère un électron e_1 et devient lui même un ion positif. Les électrons e_0 et e_1 ionisent par collision deux autres atomes A_2 et A_3 qui libèrent deux autres électrons e_2 et e_3 . Ces quatre électrons entre en collision avec quatre autres atomes qu'ils l'ionisent. La multiplication des électrons se poursuit suivant ce processus jusqu'à ce que l'avalanche arrive à l'anode (Fig. I-1). Les électrons plus rapides sont absorbés par l'anode tandis que les ions positifs lourds et plus lents forment entre les électrodes un ensemble de charge qu'on appelle «charge d'espace»

Le nombre total de paires électrons-ions positifs créés dans une avalanche peut être calculé par :

$$n = n_0 e^{\alpha S} \quad (\text{I-3})$$

Où n_0 : le nombre d'électrons émis de la cathode.

S : la distance entre l'anode et la cathode.

α : 1^{er} coefficient de Townsend, c'est une constante qui ne dépend pas du nombre d'électrons. Tous les électrons sont donc ionisants et chaque électron primaire est à l'origine d'une avalanche électronique à multiplication exponentielle [14].

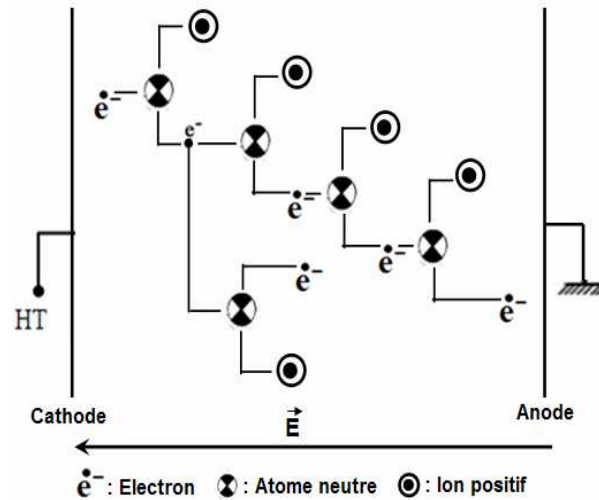


Figure I-1. Déroulement de l'avalanche électronique.

I-1-2. Phénomène de claquage

Les phénomènes fondamentaux de la décharge couronne sont variés et complexes et conduisent à des régimes distincts de décharge. Ces régimes dépendent de paramètres tels que la tension appliquée et le champ électrique qui en résulte, les espèces moléculaires présentes dans le gaz, la densité de molécules neutres à partir desquelles la décharge est produite, etc...

Les modèles de décharge couronne basés sur la physique des plasmas montrent que les phénomènes peuvent être réduits aux interactions entre molécules et électrons et molécules et photons : ionisation par impact, attachement des électrons, photo-ionisation, recombinaison entre deux ou trois espèces. Dans l'air, il existe naturellement un certain nombre d'électrons libres et d'ions créés par l'action du rayonnement cosmique ou par des désintégrations de radioéléments. Dans ces conditions, l'application d'un champ électrique modéré ne déplace qu'un nombre réduit de porteurs de charge et l'air est assimilé à un isolant. A partir d'une valeur critique du champ électrique appelée *champ seuil*, l'énergie acquise par les électrons devient suffisante pour provoquer, par choc, l'ionisation des molécules neutres de l'air.

De nouveaux électrons sont ainsi créés qui, à leur tour, sont soumis au même champ et vont ioniser d'autres molécules et ainsi de suite. Ce processus prend une allure d'avalanche dite *avalanche de Townsend*. L'air devient alors conducteur et s'ionise fortement.

L'évolution spatiale de la décharge est une fonction de la nature du gaz, de l'importance relative des mécanismes d'ionisation et d'attachement ainsi que de la densité d'électrons primaires présents dans le gaz. La théorie de Townsend montre que le nombre de chocs

ionisants, pour une espèce moléculaire donnée, est déterminé par le coefficient d'ionisation α (appelé aussi premier coefficient de Townsend). Le coefficient d'ionisation α inclut donc plusieurs processus : ionisation par chocs d'électrons, attachement et détachement [13]. La valeur de α dépend du champ électrique, de la nature et de la pression du gaz.

Lorsque la pression est très grande, l'électron acquiert difficilement de l'énergie, les chocs avec les molécules étant trop nombreux. Au contraire, si la pression est très faible, l'électron acquiert une grande énergie mais ne rencontre pas beaucoup de molécules à ioniser.

D'après Felici [15] une relation approchée entre α et E qui caractérise bien le phénomène d'ionisation est :

$$\frac{\alpha}{P} = A \cdot \exp\left[-B \cdot \frac{P}{E}\right] \quad (\text{I-4})$$

Où : A et B sont des constantes et P la pression du gaz.

D'après la théorie de Townsend, il existe certains mécanismes qui permettent de générer quelques électrons initiaux à la surface de la cathode : le bombardement d'ions positifs, les photons incidents émis lors de la recombinaison ion-électron, etc... Les électrons issus de la cathode vont être à l'origine d'avalanches électroniques de la même façon que les électrons naturels. Cette émission d'électrons libres, appelée émission secondaire, détermine donc une augmentation du courant électrique à travers le gaz.

Lorsqu'un électron est libéré dans un gaz, s'il existe un champ électrique suffisamment important, il se multiplie. A partir de l'électron initial, le nombre d'électrons créés pour l'avalanche entière est inférieur ou égal à $e^{(\alpha \cdot d)}$, où d est la distance entre les électrodes. On atteint la limite $e^{(\alpha \cdot d)}$ lorsque l'électron initial part de la cathode. Chaque électron a γ chances d'être régénéré par les mécanismes secondaires. γ est le deuxième coefficient qui intervient dans la théorie de Townsend. Si $\gamma \cdot e^{(\alpha \cdot d)} > 1$, il est possible (mais non certain) que le phénomène s'amplifie indéfiniment [16]. Au contraire, si $\gamma \cdot e^{(\alpha \cdot d)} < 1$, il est impossible qu'il y ait multiplication indéfinie de l'électron germe. On peut dire que la condition nécessaire mais non suffisante pour qu'une décharge électrique soit auto-entretenu (elle se maintient même si le courant d'électrons primaires I_0 est annulé) est la suivante [13]:

$$\gamma \cdot e^{(\alpha \cdot d)} > 1 \quad (\text{I-5})$$

Cette relation est valable lorsque le champ électrique est uniforme ; dans ce cas le coefficient d'ionisation α ne dépend pas de la position par rapport aux électrodes. Ainsi, l'ionisation fait intervenir non seulement le champ à la surface des électrodes mais aussi le champ dans le volume de l'isolant. La condition d'existence d'une décharge auto-entretenu est en effet que le champ soit suffisamment grand sur une certaine profondeur [13].

En résolvant (I-4) et (I-5), nous trouvons la loi de Paschen qui donne la valeur de la tension d'amorçage V_a pour un champ uniforme :

$$V_a = \frac{B_{pd}}{\ln(A_{pd}) - \ln \left[\ln \left(1 + \frac{I}{\gamma} \right) \right]} \quad (\text{I-6})$$

Ainsi, à faibles et fortes valeurs du produit $p.d$, la tension d'amorçage est élevée. Autrement dit, si on veut isoler des tensions élevées par des gaz, il faut, pour une distance donnée, utiliser des pressions très grandes ou très faibles. Pour la tension basse, au contraire (inférieure à 340 V), en raison de l'existence d'un minimum de la valeur de Paschen, l'isolement est toujours assuré. Au-dessous de 340 V, l'air est isolant sous n'importe quelle pression et n'importe quelle épaisseur, d'où la simplicité de la construction électrique pour les basses tensions.

Dans ce travail, nous allons déterminer la distribution du potentiel électrique, les lignes de champ et la distribution de la charge (entre électrode injectrice et plan collecteur) pour la décharge couronne. Le phénomène de décharge couronne n'est pas un phénomène simple, il dépend de la géométrie des électrodes, de leur distance, de la nature et de la pression du gaz, de la tension appliquée, etc... Notre étude concerne l'aspect électrostatique du problème. Pour développer un modèle numérique, il faut toujours commencer par la formulation mathématique du phénomène physique.

I-2. EFFET COURONNE DANS LES PROCESSUS ELECTROSTATIQUES

Il s'établit un courant d'ionisation entre l'électrode portée à la haute tension et celle reliée à la terre. Ce courant est responsable de la décharge positive ou négative acquise lors du phénomène de charge de granules [13].

I-2-1. Polarité positive

Une pointe positive ne peut pas libérer des électrons et assurer ainsi l'autonomie de la décharge. En ce qui concerne la cathode, elle est située trop loin de la zone du champ électrique intense pour qu'elle puisse jouer le rôle de pourvoyeuse d'électrons. C'est sous l'action du rayonnement ultra-violet émis par une avalanche que de nouveaux électrons germes sont produits par l'ionisation du gaz lui-même (Fig. I-2).

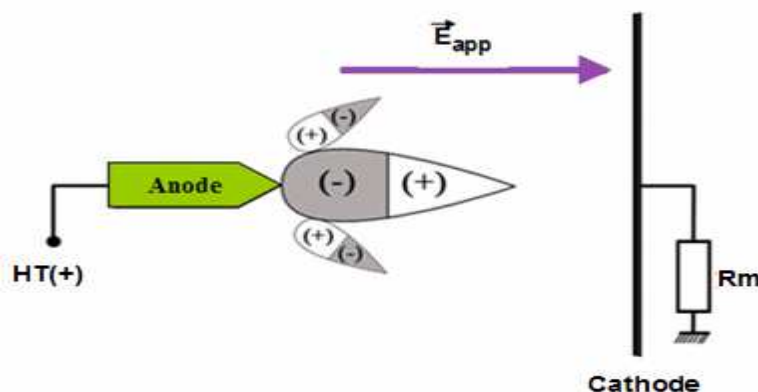


Figure I-2. Décharge couronne en polarité positive pour une configuration pointe-plan

Ces électrons sont à l'origine de nouvelles avalanches qui, dans les mêmes conditions, peuvent créer des avalanches filles, de sorte que la décharge devient autonome. Le champ est renforcé par l'avalanche, mais la formation d'une chaîne entre électrodes est peu probable, le champ devenant trop faible au voisinage de la cathode (Fig. I-2).

Des canaux lumineux partant au voisinage de la pointe et se ramifiant sont visibles. Chaque rameau est une chaîne d'avalanche qui se propage vers la cathode [17].

I-2-2. Polarité négative

Un électron voisin de la pointe crée une avalanche. Les ions positifs sont attirés dans le sens du champ et se précipitent sur la pointe (Fig.1-3). Des électrons sont extraits de la cathode par choc, chaque électron ainsi libéré produit une nouvelle avalanche qui s'en dégage. Ces avalanches ont une extension limitée. D'une part, le champ décroît rapidement dès qu'on s'éloigne de la pointe vers le plan collecteur. D'autre part, les avalanches qui se développent laissent derrière elles les ions positifs moins mobiles qui font écran entre les électrons et la pointe. Cette deuxième cause d'affaiblissement du champ vient renforcer la première.

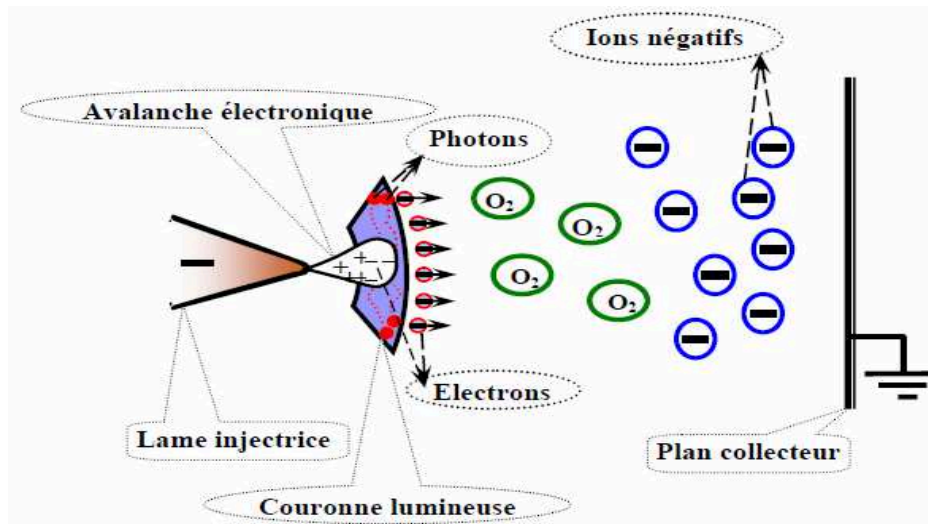


Figure I-3. Décharge couronne en polarité négative pour une configuration pointe-plan

Un nuage d'ions positifs est formé par les avalanches d'électrons (Fig.1-3). Quand le nuage positif est développé de manière suffisante, les avalanches arrêtent de se produire parce que le champ est très affaibli au-delà. Les ions positifs sont attirés par la pointe, donc ils sont neutralisés par la pointe si bien que la zone positive dont nous avons vu la formation disparaît. L'effet d'écran disparaît quand tous les ions positifs ont été captés par la pointe ; on a, à nouveau, le champ initial et le phénomène recommence. Il a donc une allure cyclique, la durée du cycle étant égale au temps mis par la couche positive pour être balayée par la pointe.

I-3. CHARGEMENT DES MATERIAUX PAR DECHARGE COURONNE

Le chargement par décharge couronne est adéquat pour la formation des électrets, qu'ils soient des films ou des matériaux fibreux. Cette méthode de charge est largement utilisée dans l'industrie où la formation d'électrets est réalisée à la chaîne. Le procédé industriel est assez

performant, il permet d'asservir le potentiel de surface des électrets afin de contrôler le niveau et la qualité du dépôt des charges électriques [18, 19]. Ce procédé de formation est basé sur la génération de décharge couronne en appliquant une tension assez élevée (des dizaines de kV) à une électrode de faible rayon de courbure (des centaines de micromètres) située à une certaine distance (quelques centimètres) par rapport à un plan de masse. L'électrode active peut être une pointe, plusieurs pointes disposées en forme de peigne, ou un fil très fin. Le champ électrique dans l'espace inter électrodes est non uniforme, son intensité au voisinage de l'électrode active est assez élevée pour que l'air soit ionisé.

Le diélectrique est posé sur le plan de masse. Sous l'action du champ électrique, il reçoit des charges de même polarité que l'électrode couronne. La figure I-4 illustre le principe de formation d'électret par décharge couronne négative.

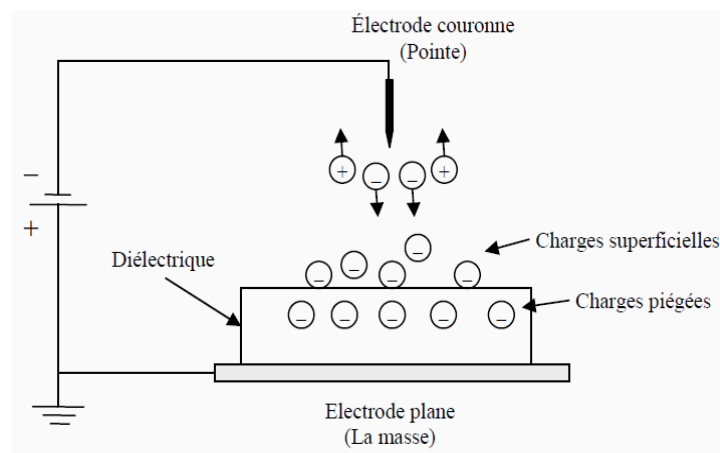


Figure I-4. Principe de formation d'électret par décharge couronne.

Si la décharge couronne se produit à partir d'une électrode de polarité négative, dans l'air à pression atmosphérique et à une humidité relative comprise entre 40% à 60%, des ions négatifs seront formés tels que CO_3^- et O_2^- . Une fois ces ions atteignent la surface libre du diélectrique, ils seront neutralisés en cédant leurs électrons et une couche d'électrons piégés est formée juste au dessous de la surface libre du diélectrique. Par contre, lorsque la polarité des électrodes couronne est positive des ions hydratés seront formés tels que : $(\text{H}_2\text{O})_n \text{H}^+$, où n est un entier qui augmente avec l'augmentation de l'humidité relative. D'autres espèces d'ions à faible humidité relative, tels que : $(\text{H}_2\text{O})_n \text{NO}^+$ et $(\text{H}_2\text{O})_n \text{NO}_2^+$ devient dominante [21]. Ces ions seront neutralisés en acceptant des électrons lorsqu'ils atteignent le diélectrique, laissant ainsi une couche de trous piégés au dessous de la surface libre du matériau [20, 21].

Le contrôle du dépôt de charges par le dispositif primaire de la figure I-4 est extrêmement difficile, voire impossible. L'insertion, entre le diélectrique et l'électrode couronne, d'une grille conductrice portée à un potentiel plus faible et de même polarité que le potentiel appliqué à l'électrode active permettra le contrôle du niveau du potentiel de surface et l'obtention d'un dépôt de charge uniforme. Dans cette configuration d'électrode, appelé système *triode*, les charges issues de l'ionisation de l'air sont accélérées sous action du champ électrique, passent à

travers la grille et viennent se déposer sur la surface libre du diélectrique. Le potentiel de surface du diélectrique croît jusqu'au niveau du potentiel de la grille. A partir de ce moment-là, le champ entre la grille et la surface du diélectrique est nul. Les ions ne traversent plus la grille. Ainsi le potentiel de surface est limité par le potentiel de la grille. Il existe plusieurs dispositifs à triode pour la formation contrôlée d'électrets [21]. La figure I-5 résume ces dispositifs à triode de charge par décharge couronne.

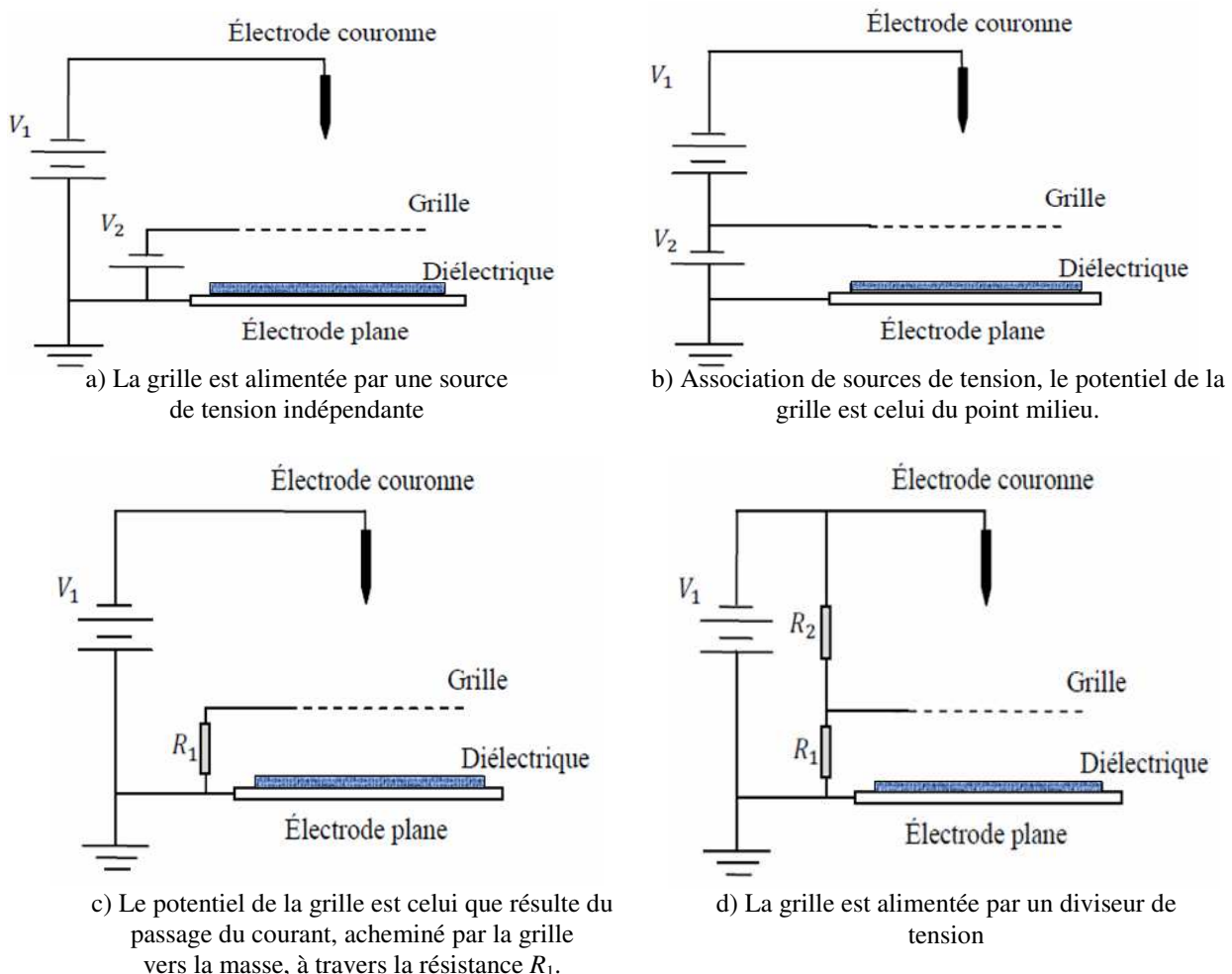


Figure I-5. Dispositifs de charge couronne de type triode.

Ces ions (positifs ou négatifs selon la polarité de la pointe) peuvent se déposer sur une surface isolante placée à proximité. Il en résulte une densité superficielle de charge sur cette surface. Cette méthode de charge d'une surface est plus facile à contrôler et plus uniforme que le frottement décrit au paragraphe précédent [22]. D'autres dispositifs de charge par effet couronne sont utilisés à la fois pour étudier le comportement des électrets et dans des applications industrielles, à savoir le *scorotron* et le *corotron* [23, 24]. La figure I-6 présente les configurations de ces deux dispositifs. Dans le dispositif à *scorotron*, la décharge est plus stable par la présence du cylindre et les ions se diffusent d'avantage à travers la grille. Le niveau du

potentiel de surface du diélectrique est limité par le potentiel de la grille et la surface de charge dépend des dimensions du cylindre.

Dans le cas du dispositif à *corotron*, la grille est omise et le cylindre mis à la terre présente une fente, à travers laquelle les ions atteignent la surface du diélectrique. Le contrôle du dépôt des charges ne peut être obtenu que par l'optimisation des paramètres géométriques de l'ensemble et par l'ajustement du temps d'exposition du matériau à la décharge couronne. Ce dernier facteur est essentiel dans les applications industrielles où le diélectrique est souvent en mouvement.

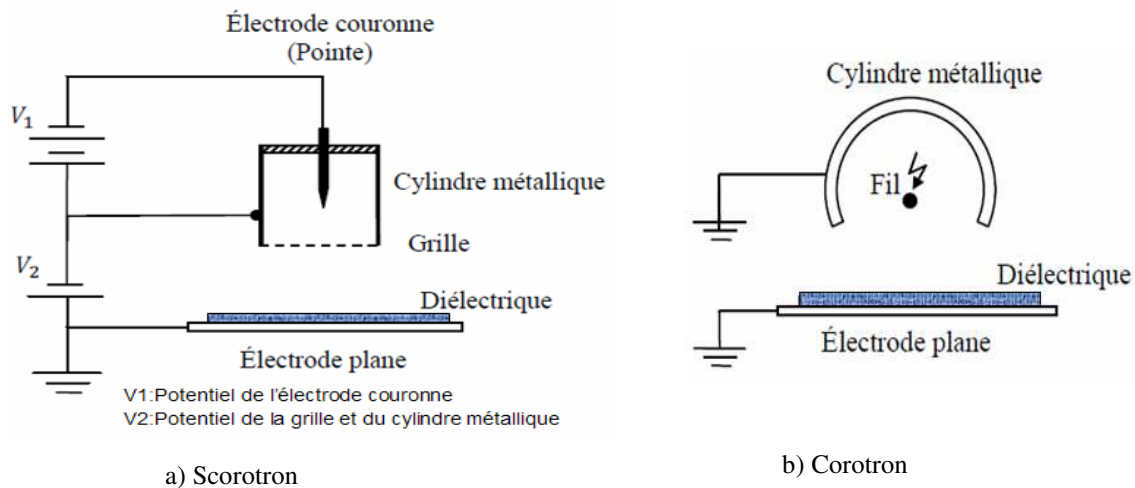


Figure I-6. Constructions de base d'un scorotron et d'un corotron.

I-4. CARACTERISTIQUES COURANT-TENSION $I(V)$

I-4-1. Définition

Les caractéristiques courant-tension $I(V)$ des différentes configurations d'électrodes couronnes [3, 25] ne se limitent pas à la composition du gaz, la température, la pression du gaz, la géométrie du système d'électrode, la polarité de la tension d'alimentation, les particules sur les électrodes et en suspensions dans le gaz, mais sont aussi en fonction de plusieurs variables liées entre elles [26]. Dans le cas de la configuration d'électrode fil-cylindre coaxial, les caractéristiques ($I-V$) peuvent être dérivées de manière analytique et sont exprimées par [27] :

$$I = A \cdot U \cdot (U - U_c) \quad (\text{I-7})$$

Où : I est le courant de couronne, U la tension appliquée, U_c Tension seuil d'apparition de l'effet couronne. A constante dimensionnelle en fonction du rayon extérieur du cylindre R , du rayon du fil ionisant r_0 et de la mobilité des porteurs de charge dans la zone de migration k .

Pour la configuration d'électrode fil-plan utilisée particulièrement pour les applications de précipitation électrostatique, Cooperman a établi une formule similaire [5] :

$$I = \frac{8\pi\epsilon \cdot kU(U - U_c)}{R^2 \ln(R/r_0)} \quad (\text{I-8})$$

Où : ϵ est la constante diélectrique absolue du milieu.

La formule I-8 a été justifiée par de nombreuses études analytiques et expérimentales, la plupart l'avaient lié à la conception des alimentations haute tension en DC ou en AC [28, 29]. Les études expérimentales ont permis de clarifier plusieurs questions importantes en pratiques, telles que le début de l'apparition de la décharge couronne, les pertes de puissance, l'influence des conditions ambiantes (humidité, vent, etc..). Des modèles numériques sophistiqués ont été développés pour le calcul du champ électrique et la charge d'espace généré par la configuration d'électrode fil-plan.

I-4-2. Caractéristiques $V(I)$ du système triode obtenus par d'autres chercheurs

Dans tous ces travaux, les auteurs font une étude expérimentale pour le relevé des caractéristiques courant-tension des systèmes d'électrodes de type triode :

Bendaoud et al. [30] qui ont travaillé sur la configuration triode (Fig.1-7), ils ont mis en évidence l'influence de la présence d'un tissu non-tissé (Fig.1-8) et de la distance séparant la grille à la plaque métallique reliée à la terre (Fig.1-9). Ils ont conclu que la présence du tissu en polyester modifie considérablement les caractéristiques courant-tension de système d'électrode et quand la distance entre la grille et la plaque reliée à la terre diminue, le courant de couronne augmente, mais elle se concentre sur une zone étroite de la surface de l'électrode masse.

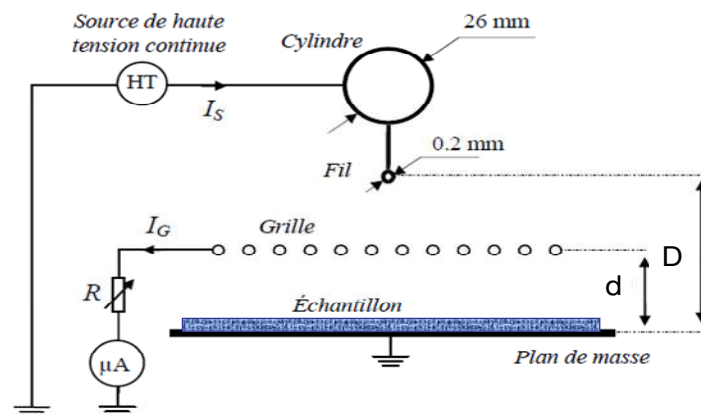


Figure I-7. Caractéristiques générales du système triode de charge.

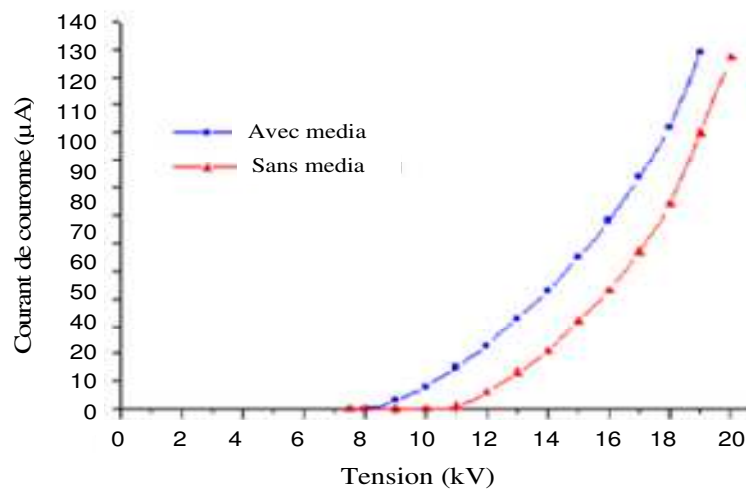


Figure I-8. Caractéristiques courant-tension avec et sans media pour $D = 20$ mm et $d_g = 10$ mm et $V_g = 2$ kV [30].

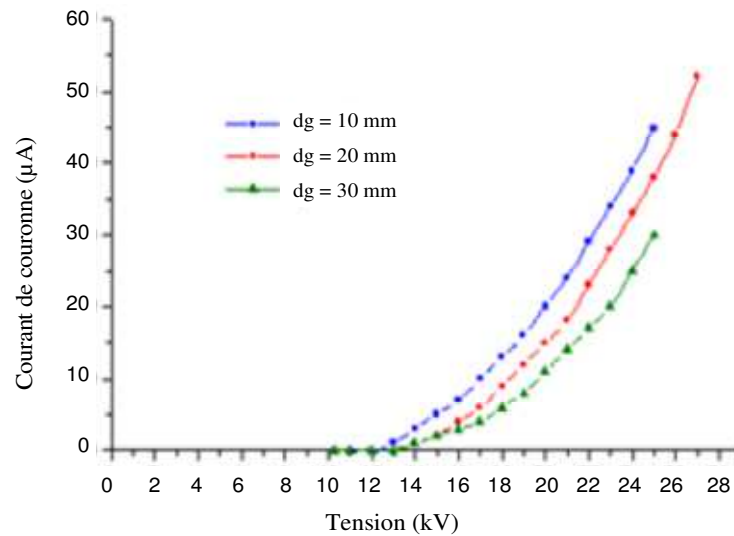


Figure I-9. Caractéristiques courant-tension avec $D = 40$ mm et $V_g = 2$ kV [30].

Tabti [2] a étudié cet arrangement (Fig.1-7) en présence de l'échantillon diélectrique fibreux (Fig.1-10), il a conclu que les caractéristiques de la configuration d'électrodes sans grille, montre clairement une augmentation soudaine du courant de décharge couronne lorsque la tension appliquée dépasse une valeur seuil. C'est la "signature" de la décharge couronne inverse, qui se produit lorsque le champ électrique à l'intérieur du diélectrique fibreux dépasse la rigidité diélectrique de l'air. La non uniformité de dépôt de charge sur la surface libre des médias non-tissés augmente la probabilité pour que de telles décharges se produisent à des valeurs relativement basses de la tension appliquée.

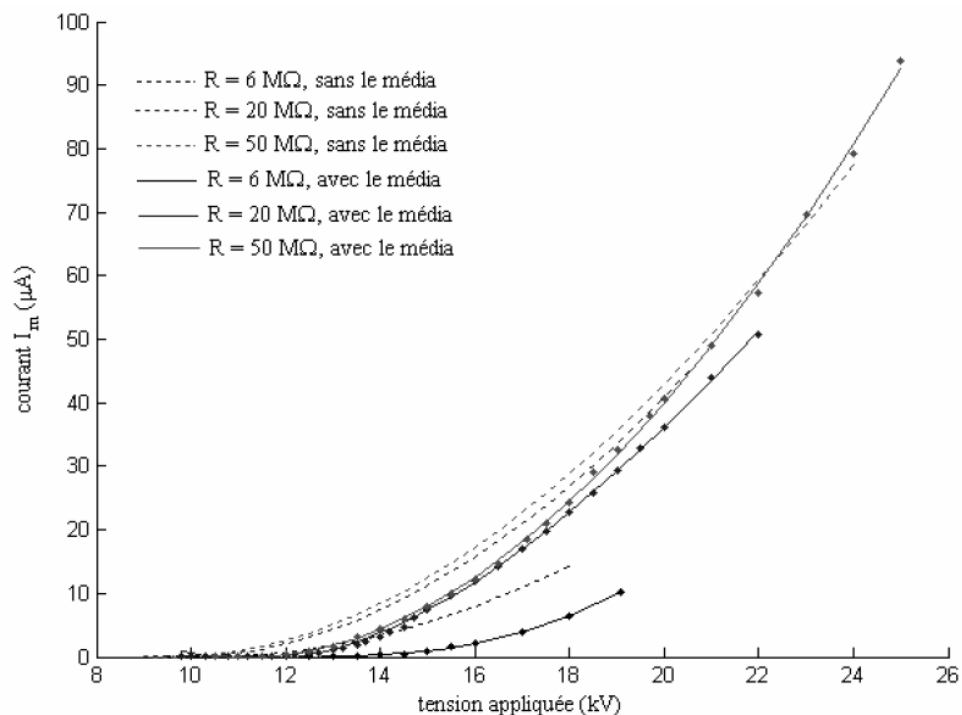


Figure I-10. Caractéristiques courant-tension avec et sans media pour différentes valeurs de résistances de grille [2].

Plopeanu et al. [3] ont également utilisé cette configuration (Fig.1-7). Ils ont étudié la caractéristique $I(V)$ en présence de deux échantillons à savoir PP tissus non-tissés et PP films (Fig.1-11) et l'effet de la grille. Ces auteurs ont retenu les conclusions suivantes :

1. Le phénomène de la couronne inverse (*back corona*) se produit quand un non-homogène échantillon est en contact avec la plaque reliée à la terre.
2. Les caractéristiques $I(V)$ diffèrent d'un échantillon à un autre.
3. Pour le système d'électrode dual (fil-cylindre), avec un non-homogène échantillon en contact avec l'électrode masse, et à une valeur absolue de la tension appliquée donnée, le courant de couronne en polarité positive est supérieur à celui obtenu en polarité négative, ceci est dû au phénomène plus intense d'ionisation inverse.

Pour l'arrangement triode, avec un échantillon non-homogène en contact avec l'électrode reliée à la terre, une résistance dans le circuit de grille fixe et à une valeur absolue de tension appliquée donnée, le courant en polarité positive est inférieur à celui en polarité négative, ce qui est en bon accord avec l'étude faite par Bendaoud et al [30].

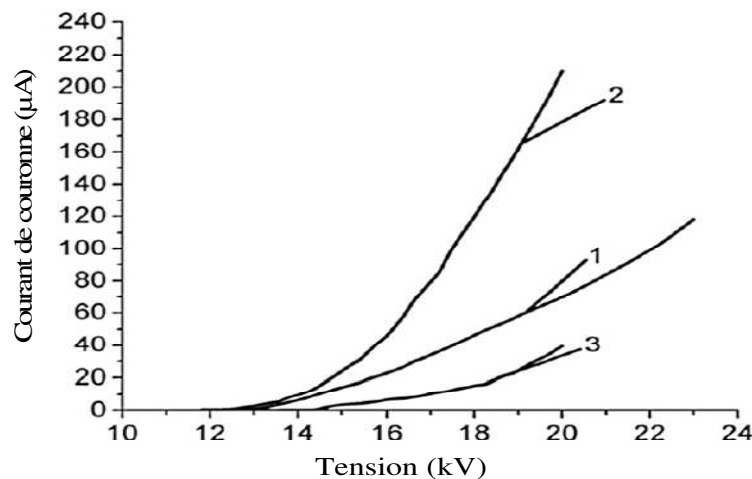


Figure I-11. Caractéristiques courant tension avec et sans média en contact avec l'électrode masse :
1-Sans média ; 2- avec média 1 ; 3- avec média 2 [3].

I-5. CONCLUSION

Le premier chapitre de cette thèse a essayé d'offrir un bref « état de l'art » de la décharge couronne, et une meilleure compréhension des phénomènes physiques spécifiques aux procédés électrostatiques.

Après avoir passé en revue les causes physiques de l'ionisation de l'air et les conséquences qui en découlent, on s'est intéressé à présenter une analyse sur le chargement par décharge couronne qui est adéquat pour la formation des électrets. Il existe plusieurs dispositifs à triode pour la formation contrôlée d'électrets et pour étudier le comportement des électrets qui sont utilisés dans des applications industrielles, à savoir le *scorotron* et le *corotron*.

Les chercheurs, se sont focalisés sur l'étude expérimentale de la caractéristique courant-tension en mettant en évidence l'effet de plusieurs variétés des médias non-tissés en contact avec

l'électrode masse et l'effet de l'espacement inter-électrode dans le cas particulier de la décharge couronne générée par un système d'électrodes de type triode à électrode couronne fil.

Dans les chapitres suivants, on va focaliser nos efforts sur l'étude expérimentale, de la caractéristique $I(V)$ d'un autre type de triode à électrode couronne en dent de scie et la comparer à la triode en fil et des régimes transitoires, en présence de médias diélectriques fibreux non-tissés. L'objectif de ces études est d'évaluer la réponse d'un tel matériau à un dépôt de charges électriques générées par décharge couronne afin de mieux connaître les particularités de fonctionnement des systèmes d'électrodes utilisés pour charger les médias non-tissés.

CHAPITRE II

MISE EN EQUATION DU CHAMP
ELECTRIQUE

CHAPITRE 2. MISE EN EQUATION DU CHAMP ELECTRIQUE

Chaque phénomène naturel, soit biologique, mécanique ou électrique, peut être décrit à l'aide des lois physiques. Ces lois peuvent être représentées soit par des équations algébriques, différentielles ou intégrales qui rapportent des informations substantielles sur le comportement du phénomène. Outre l'expérimentation, qui est toujours nécessaire, la conception ou l'amélioration des performances d'un dispositif technologique doit s'appuyer sur un modèle de représentation et de simulation. Un modèle précis et fiable permet de prédire l'impact du choix des conditions de fonctionnement sur les performances du dispositif.

Dans un certain nombre de situations en électrotechnique, une électrode injecte des charges dans un isolant fluide, gaz ou liquide de (par exemple la décharge couronne). Le développement d'outils numériques pour déterminer les distributions du champ et de charges dans des configurations variées est primordial pour la modélisation des phénomènes. Le champ électrique joue un rôle très important dans la décharge couronne, ce qui nécessite l'étude de la phénoménologie et la mise en équation du champ électrique.

Dans ce chapitre, nous présenterons la phénoménologie ou la topographie du champ électrique ainsi qu'une étude bibliographique et un examen critique des différentes méthodes proposées jusqu'à présent et des schémas numériques utilisés.

II-1. ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

II-1-1. Introduction

Dans ce paragraphe nous présentons une étude critique des travaux effectués dans le domaine de la modélisation du champ électrique avec charge produite par effet couronne. Nous allons examiner ces travaux de plusieurs points de vue, pour avoir une idée claire sur les problèmes et les difficultés rencontrés, les astuces et les meilleures méthodes utilisées. A partir de cette étude nous déciderons du chemin à suivre, et nous déterminerons les étapes de notre travail. Cette étude concerne les configurations d'électrodes étudiées, les méthodes numériques utilisées et les conditions aux limites proposées.

II-1-2. Configurations d'électrodes étudiées

La plupart des études numériques pour déterminer la distribution du potentiel et de la densité de charge sont effectuées pour le problème de la précipitation électrostatique ; les chercheurs ont étudié diverses géométries d'électrodes, à deux dimensions (2D) et à trois dimensions (3D). Quelques travaux ont été effectués pour étudier les pertes de puissance

électrique dans les lignes haute tension (les lignes de transmission d'électricité) en géométrie de (2D).

✓ Géométrie 2D

Les configurations bi-dimensionnelles (2D) ont été le plus étudiées, principalement pour les précipitateurs électrostatiques. Dans ce cas ainsi que pour la séparation électrostatique, la configuration fil-plan (Fig. II-1(a)) est celle la plus étudiée [31-32]. Quelques travaux ont concerné le cas le plus simple de précipitateur électrostatique, la configuration fil-cylindre coaxiaux (Fig. II-1(b)) [33, 34].

Certains auteurs ont étudié les pertes de la puissance électrique dues à l'effet couronne autour des lignes haute tension, également en géométrie fil-plan (Fig. II-1(b)) [35,36]. Dans quelques études [37,38], les auteurs ont essayé d'optimiser la position des lignes haute tension l'une par rapport aux autres, le rayon des conducteurs et la distance entre les lignes et la terre. Adamiak, Dascalescu, Xishen, et Bendaoud ont résolu les problèmes dans une géométrie comportant trois électrodes différentes ("Triode system") [39] : ces trois électrodes sont un plan, un fil de rayon r_1 et une grille (Fig. II-1(e)).

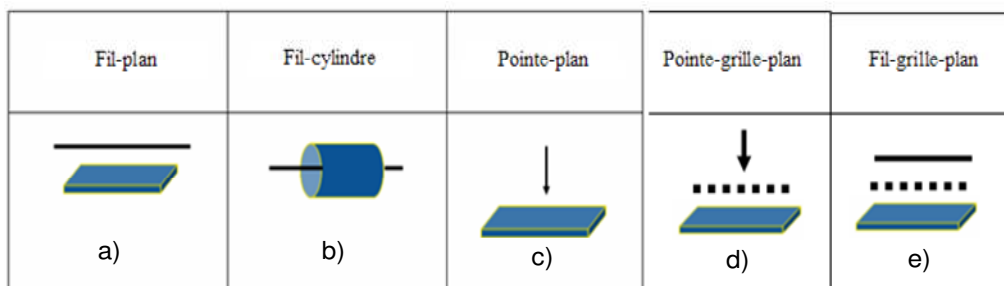


Figure II-1. Représentation schématique des configurations d'électrodes étudiées

✓ Géométrie 3D

L'étude de géométries 3D est plus difficile et plus complexe numériquement. Le problème le plus important en 3D est la définition du maillage. Adamiak et Atten [62] ont résolu les deux équations couplées pour la configuration pointe-plan (Fig. II-1(c)) (géométrie 3D avec symétrie de révolution). Elmoursi a aussi étudié une configuration 3D avec symétrie de révolution : dans cette configuration une tige se terminant par une calotte sphérique est placée en face du plan collecteur [40]. Dumitran [41] a étudié un problème 3D dans un dépoussiéreur électrostatique où les électrodes ionisantes sont des tiges parallèles portant des pointes (ces tiges sont situées entre deux plans parallèles).

Davidson et al [42] ont commencé leur travail par l'étude de la géométrie 3D avec symétrie de révolution pour la configuration pointe-plan (Fig. II-1(c)). Ils passent de cette configuration à une géométrie complètement 3D. Ils ont étudié le précipitateur électrostatique particulier ("*barbed plate to plate*"), où plusieurs pointes sont situées sur un plan parallèle et en

face d'un plan collecteur. Ces auteurs ont aussi résolu le problème de deux électrodes sphériques concentriques comme un problème 3D.

Meroth [43] commence son travail par l'étude de la configuration fil-plan (Fig. II-1(a)) dans les précipitateurs électrostatiques. Il passe de cette étude à l'étude d'une tige avec des pointes ("barbed electrode") ; cette tige (qui porte des pointes) est placée à mi-distance entre deux plans parallèles, les pointes étant situées en face de chaque plan. Cette configuration est très utilisée dans les précipitateurs électrostatiques, D'autres travaux qui concernent la géométrie 3D sont présentés dans les travaux [43, 44].

II-2. CONDITIONS AUX LIMITES

Pour la résolution numérique d'un problème il faut bien définir les conditions aux limites. Pour l'équation de Poisson il n'y a pas de difficulté pour les conditions aux limites : conditions de Dirichlet sur les deux électrodes et condition de Neumann sur l'axe de symétrie et les frontières extérieures (suffisamment éloignées). Les conditions aux limites pour l'équation de conservation de la charge sont plus compliquées et moins claires. On va présenter plusieurs modèles ou méthodes proposés pour définir la densité de charge sur l'électrode.

Pour la configuration fil-plan, Anagnostopoulos et Bergeles [31] imposent la valeur du champ sur le fil $E = E_{seuil}$ donnée par la loi de Peek :

$$E_{seuil} = A.\delta + B\left[\frac{\delta}{r}\right]^{\frac{1}{2}} \quad (II-1)$$

Où : E_{seuil} est le champ seuil au voisinage du fil émetteur, r est le rayon du fil, δ est la densité relative de l'air, A et B sont des constantes déterminées de manière empirique :

$$A = 3,01.10^6 \text{ V/m}, \text{ et } B = 9,06.10^4 \text{ V.m}^{-1/2}.$$

La valeur de la densité de charge ρ_0 sur le fil pour la première itération est définie arbitrairement. La densité de charge sur le fil émetteur ρ_0 est corrigée entre les deux itérations successives k et $k+1$ en utilisant le champ seuil E_{seuil} et le champ calculé E_{calc} sur le fil à l'itération k :

$$\rho_0^{(k+1)} = \rho_0^{(k)} \left[\frac{E_{calc}}{E_{seuil}} \right] \quad (II-2)$$

Ce type de calcul de ρ_0 pour satisfaire la condition sur le champ est utilisé par de nombreux auteurs considérant un fil ionisant [32, 33, 42, 44, 47,49, 60].

Lorsque le terme de diffusion est conservé dans l'expression du courant, l'équation de conservation de la charge est alors du second ordre et il est nécessaire d'avoir une deuxième condition portant sur la densité de charge. Levin et Hoburg [49] ont imposé que la dérivée normale de la densité de charge au voisinage du plan collecteur est nulle $\frac{\partial \rho}{\partial n} = 0$; comme première condition ils ont choisi $E = E_{seuil}$ sur le fil (E_{seuil} est donné par la loi de Peek (II-1)) en

recalculant ρ_0 à chaque itération (en pratique Levin et Hoburg [49] ainsi que Al-Hamouz et al. [36] étudient un problème plus complexe avec des porteurs de charge positifs et négatifs dans le cas où il y a contre-émission sur l'électrode de collecte). Medlin et al [47] aussi tiennent compte du courant de diffusion et imposent la condition $\frac{\partial \rho}{\partial n} = 0$ au voisinage du plan collecteur. Lami et al. ont étudié la géométrie fil-plan (Fig. II-1(a)) [61] ; ils utilisent la méthode des différences finies *MDF* pour résoudre les deux équations. Ils tiennent compte de l'épaisseur de la zone d'ionisation et ils utilisent la relation suivante pour déterminer la densité de la charge d'espace à la frontière de la zone d'ionisation :

$$\rho_0 = \rho(r_g) = \frac{I/L}{2\pi KR_f [A\delta + B\sqrt{\delta/R_f}]}$$
 (II-3)

$$r_g = R_f + G\sqrt{R_f}$$
 (II-4)

Où : r_g est le rayon de la zone d'ionisation autour du fil, $\rho(r_g)$ la densité de charge à la frontière de la zone d'ionisation, I le courant total, L la longueur du fil, K la mobilité des ions, R_f le rayon du fil, δ la densité relative du gaz, A et B sont les constantes intervenant dans la relation de Peek (II-1) et G est un facteur prenant ici la valeur $G = 0,03 \text{ m}^{1/2}$.

Davidson et al. ne négligent pas non plus l'épaisseur de la zone d'ionisation [42], mais ils considèrent que le potentiel à la surface de cette zone est égale au potentiel de l'électrode. Ces auteurs ont montré que l'application de la loi de Peek pour une électrode pointe ou sphérique donne des résultats numériques incompatibles avec les résultats expérimentaux. Ils ont alors déterminé la valeur de la densité de charge sur l'injecteur telle que le courant calculé sur le plan collecteur soit égal au courant mesuré (expérience).

Elmoursi et al. qui ont travaillé sur la configuration tige-plan [40] considèrent que le champ seuil E_{seuil} est constant sur la calotte sphérique à l'extrémité de la tige. Ils ont choisi la distribution suivante de la densité de la charge d'espace sur l'émetteur :

$$\rho_{0i} = \rho_{01} \cos(\theta_i)$$
 (II-5)

Où : ρ_{0i} est la densité de charge au nœud i de la calotte sphérique, ρ_{01} la densité de charge au nœud 1 sur l'axe de révolution et θ_i est l'angle correspondant au nœud i . Mais cette distribution est limitée à la zone active d'ionisation caractérisée par l'angle θ_e . Pour déterminer les deux inconnues ρ_{01} et θ_e , ces auteurs utilisent deux conditions : la première concerne la valeur du champ sur la calotte sphérique qui doit être égale au champ seuil. La deuxième condition permet de définir l'angle θ_e qui provient de la valeur du courant total I_c :

$$I_c = \pi K \rho_{01} E_{seuil} r_c^2 \sin^2(\theta_e)$$
 (II-6)

Meroth et al. [34, 51] ont également utilisé l'expression (II-16) pour le champ sur le fil pour déterminer la distribution ρ_0 dans la configuration fil-plan (Fig. II-1(a)). Pour le problème

3D d'un précipitateur avec des tiges portant des pointes comme électrodes ionisantes, ces auteurs ont retenu une autre expression pour le champ seuil à l'extrémité des pointes :

$$E_{seuil} = A \left[1 + \frac{B}{\sqrt{0.5r}} \right] \quad (\text{II-7})$$

Meroth et al. [43, 51] ont résolu le problème en régime non stationnaire en utilisant *MEF* et *MVF*. La plupart des auteurs définissent la densité de charge sur l'injecteur de manière indirecte, mais ils passent par une étape intermédiaire pour ajuster, contrôler ou bien définir la densité de charge sur l'injecteur. Dans tous les travaux, les auteurs font une estimation de la densité de charge sur l'électrode injectrice et ils utilisent cette estimation pour déterminer la densité de charge aux nœuds du maillage en résolvant l'équation de conservation de la charge par *MC*, *MVF* ou *MDF*. Ils corrigent la valeur précédente de ρ_0 sur l'injecteur pour satisfaire l'une des deux conditions suivantes :

- ✓ le champ électrique au voisinage de l'injecteur est égal au champ donné par la loi de Peek (cas où l'électrode ionisante est un fil).
- ✓ le courant calculé sur le collecteur est égale au courant mesuré dans les expériences.

Adamiak et Atten [62] ont utilisé une approche assez différente. Ils définissent la densité de charge sur la pointe injectrice de manière directe et sans le passage par la loi de Peek ou la comparaison avec le courant mesuré. Ils prennent une loi d'injection où la densité de charge au point M sur la pointe est une fonction du champ électrique $E(M)$ au point M et du champ seuil E_{seuil} :

$$\rho_0(M) = A [E(M) - E_{seuil}] \quad (\text{II-8})$$

Le paramètre essentiel dans cette loi est le champ seuil E_{seuil} qui peut être estimé par des considérations physiques [63] ou déterminé par comparaison avec les conditions d'amorçage de la décharge couronne. Une telle loi permet de faire des prédictions, en fonction du potentiel appliqué, concernant le courant, la distribution de la densité de charge et, en particulier, la largeur de la zone d'injection sur une électrode de forme quelconque.

II-3. Méthodes numériques utilisées

Diverses méthodes ont été utilisées pour résoudre l'équation de Poisson et l'équation de conservation de la charge. En général les deux équations couplées sont résolues par approximations successives : ρ étant connue, V est déterminé par la résolution de l'équation de Poisson ; avec les nouvelles distributions de V et E , une nouvelle approximation de ρ est déterminée par la résolution de l'équation de conservation de la charge. Le plus souvent deux méthodes numériques différentes sont utilisées pour résoudre les deux équations couplées.

L'équation de Poisson est résolue par la méthode de différences finies *MDF*, la méthode d'éléments finis *MEF* ou par la méthode de volumes finis *MVF* ; mais la méthode la plus utilisée,

c'est la méthode d'éléments finis. L'équation de conservation de la charge est résolue par la méthode des caractéristiques *MC* ou la méthode des volumes finis *MVF*. On présente ici les différentes associations entre les méthodes numériques pour résoudre les deux équations couplées et on montre les idées les plus importantes dans plusieurs travaux.

II-3-1. Méthode des différences finies MDF

McDonald et al [45] ont construit un maillage structuré pour appliquer la méthode de différences finies, ils utilisent la *MDF* pour résoudre les deux équations, ils utilisent la solution harmonique analytique pour déterminer le champ électrique en l'absence de charge d'espace. Ils ont utilisé la *MDF* pour calculer la densité de charge d'espace à partir du champ calculé. Après le calcul de la densité de charge d'espace, McDonald et al. ont calculé la nouvelle distribution du potentiel en utilisant la *MDF* ; les deux équations sont résolues de manière itérative jusqu'à la convergence ("self-consistent solution"). Cet algorithme donne des résultats satisfaisants, mais nécessite un grand nombre de nœuds et d'itérations pour arriver à la convergence.

II-3-2. Méthode des éléments finis MEF

L'utilisation de la *MEF* pour résoudre l'équation de Poisson et l'équation de la conservation de charge est très rare. Cristina et al. [34] l'ont utilisée pour résoudre les deux équations de manière cohérente ("self-consistent") : le potentiel est calculé par la *MEF* puis la densité de charge pour l'itération $i+1$ est calculée par la relation :

$$\rho^{(i+1)} = \rho^{(i)} \left(\frac{E''}{E'} \right) \quad (\text{II-9})$$

Où : E' est le champ électrique de la solution numérique par la *MEF* de l'équation (dimensionnelle) :

$$\nabla \cdot (\varepsilon_0 \nabla V') = -\rho \quad (\text{II-10})$$

E'' est le champ électrique de la solution numérique par la *MEF* de l'équation :

$$\nabla \cdot (\rho \nabla V'') = 0 \quad (\text{II-11})$$

Sur le fil on a :

$$\rho_e^{(i+1)} = \rho_e^{(i)} \left(\frac{E''}{E_{seuil}} \right) \quad (\text{II-12})$$

A la convergence on aura $E'' = E' = E_{seuil}$ et la valeur de la densité de charge ne change pas beaucoup entre deux itérations. L'utilisation de la *MEF* pour résoudre les deux équations donne des résultats satisfaisants en comparaison avec la solution analytique dans la configuration de deux cylindres coaxiaux, ou par la comparaison avec des résultats expérimentaux comme la caractéristique $V(I)$ dans le cas de la configuration fil-plan. Abdelsaad et al. [46] ont aussi appliqué le même algorithme pour la configuration fil-plan (Fig.II-1(a)). Cet algorithme n'est

applicable que pour des configurations particulières d'électrodes, avec un fil cylindrique où la troisième des conditions aux limites concerne la valeur du champ électrique sur le fil.

II-3-3. Méthode des volumes finis MVF

Medlin et al [47] ont utilisé la méthode des volumes finis pour résoudre les deux équations couplées. Ils ont étudié la géométrie fil-plan dans les précipitateurs électrostatiques et ont résolu les deux équations non stationnaires, (les auteurs ajoutent un terme artificiel dépendant du temps à l'équation de Poisson) :

$$\frac{\partial V}{\partial t} - \Delta V - \frac{\rho}{\varepsilon} = 0 \quad (\text{II-13})$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \cdot \vec{v}) - D\Delta\rho = 0 \quad (\text{II-14})$$

A partir de la solution non stationnaire ils déduisent la solution stationnaire ($t \rightarrow \infty$). Dans leur travail les auteurs tiennent compte du courant de diffusion et de la convection (D est le coefficient de diffusion et v_r la vitesse effective de la charge d'espace en tenant compte du mouvement du gaz). Pour résoudre ces deux équations par la *MVF*, Medlin et al. utilisent un maillage structuré et ils appliquent la *MVF* sur une cellule centrale d'un groupe contenant 9 cellules. Ils utilisent une technique de correction multi-grille pour accélérer la convergence vers la solution stationnaire [47].

L'algorithme montre une bonne convergence et le nombre des itérations est réduit de 3 à 4 fois par l'utilisation de la technique multi-grille ; la différence entre la valeur du champ électrique calculée sur l'électrode et le champ seuil donné par la loi de Peek est de 10^{-3} pour 4096 nœuds après 273 itérations. Cependant la définition du maillage sur lequel le potentiel est déterminé n'est pas très claire ou n'est pas bien présentée (dans ce travail la densité de charge et le potentiel sont déterminés dans les cellules de volume fini).

II-3-4. Méthode des éléments finis accompagnée par la méthode des volumes finis

Levin et Hoburg [49, 50] utilisent cette technique pour la configuration fil entre deux plans parallèles des précipitateurs électrostatiques. L'équation de Poisson est discrétisée par l'utilisation des éléments finis pour calculer les valeurs nodales du potentiel. L'équation de conservation du courant est discrétisée au premier ordre sous la forme intégrale par l'utilisation de la méthode des volumes finis. Le potentiel et la densité de charge sont calculés de manière itérative et après quelques itérations, Levin et Hoburg ont utilisé la méthode de Newton pour la convergence jusqu'à la solution finale. D'autres auteurs ont utilisé cette combinaison *MEF* et *MVF* pour déterminer la densité de charge dans des configurations 3D [42, 43, 51].

II-3-5. Méthode des éléments finis MEF accompagnée par la conservation du courant

Cette méthode qui peut tenir compte de la diffusion des ions dans le calcul du champ électrique et de la charge d'espace, a été appliquée sur un maillage non structuré. Abdel-Salam et

Altel Hamouz [52] ont utilisé la *MEF* pour calculer le potentiel aux nœuds du maillage et ils ont appliqué la loi de Kirchhoff à chaque nœud pour calculer le courant total à ce nœud (ils tiennent compte du courant de diffusion dans le calcul). Pour appliquer la loi de Kirchhoff, les lignes du maillage sont considérées comme des résistances.

Un système d'équations linéaires est obtenu reliant la densité de charge d'espace au nœud considéré aux valeurs de la densité de charge aux nœuds voisins.

L'équation de Poisson et l'équation de conservation de la charge sont résolues de manière itérative jusqu'à l'étape où la différence entre les densités de la charge d'espace calculées dans deux itérations successives devient très petite. Abdel-Salam et Al-Hamouz ont appliqué cet algorithme pour la configuration fil-plan (Fig. II-1(a)) ; l'algorithme converge bien vers la solution et les auteurs disent que les résultats obtenus vérifient les mesures expérimentales de caractéristiques courant-tension [52].

II-3-6. Méthode des éléments finis accompagnée par la méthode des caractéristiques MC

Davis et Hoburg [48] ont utilisé la méthode *MEF* pour déterminer le potentiel et la méthode des caractéristiques *MC* pour résoudre l'équation de conservation de la charge (comme la plupart des auteurs, ils ont négligé le courant de la diffusion et le courant de convection). On peut résumer l'algorithme utilisé par les étapes suivantes :

1. résolution de l'équation de Poisson et détermination de la distribution du potentiel par *MEF* (pour la première itération on suppose $\rho = 0$ et on obtient la solution de Laplace).
2. une première hypothèse est faite sur la distribution de densité de charge ρ_0 sur l'électrode injectrice.
3. on applique la *MC* pour calculer ρ_i en un point quelconque du domaine entre les deux électrodes en suivant la ligne caractéristique qui est la trajectoire des porteurs de charge ; cette ligne est définie par :

$$\frac{dr}{dt} = K.E \quad (\text{II-15})$$

L'équation de continuité du courant devient (en variables dimensionnelles) :

$$\frac{d\rho_i}{dt} = -\frac{K.\rho_i^2}{\varepsilon_0} \quad (\text{II-16})$$

Ce qui donne :

$$\rho_i = \left[\frac{I}{\rho_0} + K \frac{t}{\varepsilon_0} \right]^{-1} \quad (\text{II-17})$$

On trace la ligne caractéristique en intégrant l'équation (II-15) et on détermine le temps t du point de départ jusqu'au point d'intersection entre la ligne caractéristique et les segments d'élément finis ; on utilise alors l'équation (II-16) pour déterminer la densité de charge au point d'intersection à l'itération i .

4. la densité de charge d'espace à chaque nœud est déterminée par une interpolation linéaire entre les valeurs de la densité de charge calculées aux points d'intersections les plus proches.
5. utilisation de la *MEF* pour déterminer le potentiel pour les nouvelles valeurs de la densité de charge calculée en 4, puis retour à l'étape 3. Cet algorithme donne une bonne convergence vers la solution Butler et al. qui ont présenté deux algorithmes utilisant la *MEF* et la *MC* pour résoudre les deux équations [52].

II-3-7. Méthode d'intégrales de frontières MIF et MEF accompagnée par la méthode des caractéristiques MC

La méthode d'intégrales de frontières n'est vraiment intéressante que pour résoudre l'équation de Laplace. Adamiak [53] a décomposé le potentiel en sa partie harmonique V_{harm} et la perturbation δV due à la présence de la charge d'espace ($\delta V = 0$ sur les deux électrodes). Il a proposé d'utiliser la *MIF* pour résoudre l'équation de Poisson en l'absence de charge d'espace. La méthode d'intégrales de frontières conduit à la relation générale :

$$\alpha V(P) = \iint \rho_i(R).G(P,R)dA + \int \left[G(P,Q). \frac{\partial V(Q)}{\partial n} - V(Q). \frac{\partial G(P,Q)}{\partial n} \right] dl \quad (\text{II-18})$$

Où : α est un paramètre, Ω est le domaine d'intégration entre les deux électrodes ; Γ représente les frontières du domaine Ω (électrodes et frontières latérales). $V(P)$ est le potentiel au point P, $\rho_i(R)$ la densité de charge au point R ; $G(P, Q)$ est la fonction de Green correspondant au laplacien. Pour les configurations bi-dimensionnelles, la fonction de Green associée à l'opérateur laplacien est définie par la relation :

$$G(P,Q) = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \ln \left[\frac{1}{r_{PQ}} \right] \quad (\text{II-19})$$

Où : r_{PQ} est la distance entre les points P et Q. Les points P et R sont dans le domaine Ω et Q est un point de la frontière Γ . La solution V_{harm} (P) au point P ne dépend que du potentiel et de son gradient à la frontière. Mais si l'on veut déterminer le potentiel $V(P)$, il faut utiliser la relation (II-18) complète et calculer la première intégrale du deuxième membre de (II-18) sur tout le domaine, ce qui est très long numériquement.

La méthode *MIF* est rarement utilisée dans la résolution des deux équations couplées, car cette méthode est difficile à appliquer ; on l'applique seulement pour les équations qui ont la forme de Laplace [54,55]. Pour obtenir des approximations meilleures qu'avec l'utilisation simple de la *MEF*, en particulier avec des électrodes à forte courbure produisant des champs électriques intenses, Adamiak [53] a proposé de déterminer la solution harmonique V_{harm} par la *MIF* et la perturbation de potentiel δV due à la présence de la charge d'espace par la *MEF*. Comme les gradients de δV sont nettement plus faibles que ceux de V_{harm} on obtient alors une meilleure précision de l'approximation du potentiel pour un maillage donné [53].

En pratique, dans le processus itératif, à chaque tour d'itération la variation du potentiel δV due à la charge d'espace est recalculée par la *MEF*, puis la *MC* est utilisée pour obtenir la nouvelle distribution de la charge d'espace.

II-3-8. Méthode des éléments finis accompagnée par la méthode des différences finies

Kallio et Stock [56] utilisent la méthode des éléments finis *MEF* pour résoudre l'équation de Poisson et la méthode des différences finies *MDF* pour résoudre l'équation de conservation de la charge (pour cette équation la méthode est identique à celle de McDonald et al. [45]).

L'utilisation de *MEF* à la place de *MDF* pour obtenir le potentiel donne des résultats meilleurs que ceux de McDonald ; de plus l'algorithme converge plus rapidement vers la solution. D'autres auteurs ont aussi utilisé la méthode *MDF* pour déterminer la densité de charge entre les deux électrodes [56, 57].

II-3-9. Méthode de la simulation de charge MSC accompagnée par la méthode des caractéristiques MC

Le principe de cette méthode est basé sur la méthode des images utilisée en électrostatique. Un nombre n de lignes de charge (problèmes 2D), où les valeurs des charges linéaires λ_i ne sont pas connues, elles sont placées à l'extérieur de la zone où on veut calculer le potentiel. Pour déterminer le potentiel en chaque point du domaine délimité par les deux électrodes et les autres frontières, on fait la somme des potentiels dus à chaque ligne de charge λ_i ainsi qu'à la distribution de charge d'espace. Pour déterminer les charges linéaires λ_i , on choisit n nœuds sur les électrodes où le potentiel est connu et on obtient n expressions qui relient les charges linéaires λ_i aux potentiels connus.

La résolution de ce système de n équations linéaires donne la valeur des λ_i . En principe si n est suffisamment grand et si les lignes de charge sont bien positionnées ou bien choisies, le potentiel calculé entre les deux électrodes vérifie bien l'équation de Poisson. Abdel-Satar et Singer [44] ont associé à la *MSC* une méthode pour déterminer la densité de la charge d'espace qui n'est pas correcte car elle basée sur l'approximation de Deutsch. Dans cette approximation, les lignes de champ sont supposées invariantes, ce qui revient à négliger totalement l'effet de la répulsion coulombienne. Par contre d'autres auteurs ont utilisé la *MSC* en l'associant à une méthode correcte pour déterminer la densité de charge [58, 59].

II-4. CALCUL DU CHAMP ELECTRIQUE EN PRESENCE DE LA CHARGE D'ESPACE

II-4-1. Introduction

Il est, à présent, possible de résoudre des équations aux dérivées partielles que nous trouvons pratiquement dans la description de tous les phénomènes physiques, alors qu'autrefois leurs solutions paraissaient très difficiles voir impossibles sans avoir recours à plusieurs simplifications et approximations. Actuellement, il n'existe pas de principe non résolu, mais le problème de taille de mémoire et de temps de calcul pour les ordinateurs reste posé. Ce fût le cas

pour la résolution du problème de la décharge couronne, pour les géométries d'électrodes ne présentant pas de symétrie, longtemps resté sous les descriptions qualitatives et phénoménologiques. La plupart des travaux dans ce domaine sont des travaux expérimentaux conduisant à plusieurs expressions empiriques et semi-empiriques. Durant cette dernière décennie, des succès considérables ont été réalisés à l'aide des modèles numériques utilisant différentes techniques numériques telles que les méthodes des différences finies, des éléments finis, des charges fictives et des éléments de frontières. Ces techniques sont souvent combinées avec la méthode des caractéristiques [41].

La résolution de l'équation de Poisson est simple si la densité de la charge d'espace est connue au préalable. La recherche simultanée des deux grandeurs, champ électrique et densité de la charge d'espace, est un problème d'une grande complexité. Le calcul du champ électrique nécessite la connaissance de la distribution de la densité de la charge d'espace et inversement. Le champ électrique (E) et la densité de la charge d'espace (ρ) sont inter-liés, une méthode itérative s'impose. Cependant, des solutions analytiques existent pour de simples géométries telles que les configurations sphériques et cylindriques coaxiales. Pour les autres géométries, par contre, toutes les tentatives faites, jusqu'à présent, sont basées sur plusieurs approximations et hypothèses simplificatrices.

II-4-2. Hypothèses et approximations

➤ Approximation de Deutsch

Pour des applications technologiques, Deutsch a émis pour la première fois des hypothèses simplificatrices pour résoudre le problème dans l'espace inter-électrodes. Il suppose que : [10]

- 1- La charge d'espace générée par la décharge couronne affecte seulement l'amplitude et non la direction du champ électrique.
- 2- La densité de la charge d'espace est constante dans la région inter-électrode.
- 3- Le champ électrique sur l'électrode passive n'est pas affecté par la présence de la charge d'espace, c'est à dire il garde sa valeur Laplacienne.

La première approximation est largement utilisée et discutée pendant plusieurs années et dont la validité est restée pendant longtemps en doute. Elle est connue sous le nom de "*première approximation de Deutsch*".

➤ Approximation de Popkov

Popkov a repris les travaux de Deutsch en 1949. Il garde la première approximation et a apporté d'autres approximations supplémentaires :

- 1- La région inter-électrode est constituée uniquement d'une charge d'espace mono-polaire (la zone d'ionisation est négligée).
- 2 - La mobilité des ions est constante.
- 3 - La diffusion thermique des ions est négligée.
- 4 - Le champ électrique à la surface de l'électrode active demeure à sa valeur seuil.

➤ Approximation de kaptzov

L'augmentation de la tension appliquée, c'est à dire du champ électrique, conduit immédiatement, à l'accroissement de la densité de la charge d'espace tendant à réduire le champ électrique à la surface de l'électrode active. Ces effets contraires équilibrent le champ à sa valeur seuil et, comme première approximation, le champ électrique à la surface de l'électrode active est supposé indépendant de la tension appliquée au-delà de la tension seuil. Cette invariance du champ est souvent utilisée dans les modèles numériques proposés jusqu'à nos jours. Elle est connue sous le nom de " *supposition de Kaptzov* ". La validité de cette approximation n'est pas justifiée dans le cas des électrodes de faibles rayons de courbures ($2R < 1 \text{ mm}$). Cependant, l'accroissement du champ est faible dans le cas des électrodes de diamètre $2R > 1 \text{ mm}$ [10].

II-4-3. Méthode d'évaluation de la densité de la charge d'espace

La résolution de l'équation de Poisson nécessite la connaissance, au préalable, de la distribution de la densité de la charge d'espace aux nœuds du maillage ou tout simplement dans l'espace considéré. Nous n'allons pas évoquer toutes les techniques numériques, proposées depuis le début, pour obtenir cette distribution mais seulement la plus couramment utilisée à savoir la méthode des caractéristiques (*MOC : Method Of Characteristics*). Cette méthode est basée sur une technique par laquelle l'équation aux dérivées partielles gouvernant la densité de la charge d'espace devient une équation différentielle ordinaire le long d'une 'caractéristique' trajectoire espace-temps, donnée par l'équation du mouvement des ions :

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \mu \cdot \vec{E} \quad (\text{II-20})$$

Où : μ est la mobilité des ions négatifs, et E champ électrique

Le long de cette trajectoire (r), la combinaison des équations de Maxwell conduit à l'équation différentielle décrivant l'évolution de la charge d'espace suivante :

$$\frac{d\rho}{dt} = -\mu \cdot \frac{\rho^2}{\epsilon_0} \quad (\text{II-21})$$

Cette équation admet une solution analytique de la forme suivante :

$$\frac{1}{\rho(t)} - \frac{1}{\rho(0)} = \frac{\mu \cdot t}{\epsilon_0} \quad (\text{II-22})$$

Où : $\rho(0)$ est la valeur de la densité de charge au point de départ de la ligne caractéristique.

Pour une distribution du champ électrique connue, l'équation (II-20) est intégrée numériquement. Spécifiquement, un incrément d'une ligne droite est tracé à travers les triangles individuels du maillage éléments finis, basé sur la valeur constante du champ électrique à l'intérieur de l'élément donné. A l'intersection avec la frontière de l'élément, le temps t est déterminé et ensuite utilisé dans l'équation (II-22) pour calculer la densité de charge ρ en ce

point. Les valeurs de la densité de charge aux nœuds du maillage sont alors calculées en utilisant une interpolation linéaire entre les valeurs de deux proches intersections.

Pour simplifier et améliorer l'interpolation, les lignes caractéristiques doivent être tracées de telle sorte que chaque nœud soit compris entre deux lignes. L'avantage que présente la méthode des caractéristiques 'MOC', est d'être facilement extensible pour introduire plusieurs types de charges, la génération, la recombinaison, la diffusion...etc. Elle n'est pas limitée à l'étude des systèmes stationnaires. Le seul inconvénient, par contre, est qu'elle consomme beaucoup de temps.

II-5. MODELISATION DU CHAMP ELECTRIQUE MODIFIE PAR LA CHARGE D'ESPACE INJECTEE

On examine le problème du champ électrique modifié par une charge d'espace injectée à partir d'une zone restreinte (à forte courbure) de l'électrode injectrice. La résolution numérique des deux équations couplées du problème pour la configuration lame-plan est effectuée par une méthode d'approximations successives. On présente les techniques numériques mises en œuvre : Méthodes d'éléments finis, de volumes finis et des caractéristiques ainsi que la redéfinition du maillage pour chaque approximation.

II-5-1. Introduction

Dans un certain nombre de dispositifs utilisés en pratique et dans des procédés mettant en œuvre l'effet couronne dans un gaz, les électrodes injectrices ne sont pas des fils fins et les décharges se produisent dans des zones très restreintes de l'électrode injectrice, là où le champ électrique est intense. Dans de tels cas la détermination du champ et de la densité volumique de charge n'est pas facile, car on ne sait pas bien quelles conditions utiliser sur le contour. En effet, pour définir ces conditions, on ne peut pas s'appuyer sur l'approximation de *Kaptzov* concernant le champ, l'approximation qui n'est justifiée que pour des fils fins ou de petites sphères à la surface desquels le champ électrique est pratiquement constant. De plus, l'utilisation des relations prédisant la caractéristique $I(V)$ ne permet d'obtenir qu'une valeur approximative de la mobilité des ions. La simulation numérique de ce problème est donc nécessaire non seulement pour obtenir les distributions de champ et de charge spatiale mais aussi lorsqu'on cherche à déduire la mobilité des ions à partir de la caractéristique $I(V)$.

Nous considérons ici une configuration lame-plan où l'injection de charge est très localisée au voisinage de l'arête de la lame et diminue très brutalement dès qu'on s'en éloigne, ce qui se traduit par des quasi-discontinuités de la densité de courant mesurée sur le plan collectant les ions injectés [63].

II-5-2. Formulation du problème

Dans un gaz électronégatif, l'effet couronne qui a lieu dans une zone assez restreinte au voisinage d'une électrode de petit rayon de courbure, fait intervenir divers processus (ionisation par électrons chauds, attachements des électrons, recombinaison, photo-ionisation, etc..) qui

conduisent à des modèles compliqués. De plus l'existence des pulsations de Trichel rend nécessaire une résolution fine en fonction du temps comme cela a été effectué dans les modèles unidimensionnel et bidimensionnel [10]. Cependant, le degré de complexité du problème est trop élevé pour la grande majorité des situations pratiques et les temps de calcul sont très longs. On utilise le modèle simplifié de la charge d'espace injectée par effet couronne qui néglige la zone d'ionisation en général, d'extension très limitée. Une autre simplification consiste à admettre que dans la zone de la charge d'espace, le courant est transporté par une seule espèce d'ions de mobilité constante et bien définie [63].

La charge d'espace injectée de densité ρ modifie le champ électrique qui, lui-même, contrôle la distribution des charges. La distribution de potentiel électrique V est régie par l'équation de Poisson :

$$\Delta V = -\frac{\rho}{\varepsilon} \quad (\text{II-23})$$

Où : ε est la permittivité du milieu fluide (en pratique égale à celle du vide ε_0).

La deuxième équation qui permet de déterminer la densité de charge ρ provient de la conservation du courant à l'état stationnaire :

$$\text{div} j = 0 \quad (\text{II-24})$$

Où : j est la densité de courant dont l'expression est :

$$j = \sigma E + \rho(\mu + KE) - D \text{grad} \rho \quad (\text{II-25})$$

Dans cette relation le champ électrique est défini par $E = \text{grad} V$, σ représente la conductivité électrique du milieu, K et D dénotent la mobilité et le coefficient de diffusion des porteurs de charge et u le champ de vitesse du gaz.

En supposant que le gaz est un isolant parfait ($\sigma = 0$) et en remarquant que dans les gaz les courants de diffusion sont négligeables comparés par rapport au courant résultant du déplacement des ions. La force de coulomb de densité qE qu'exerce le champ sur la charge d'espace provoque un mouvement du gaz dont la vitesse typique est de l'ordre de 1 m/s dans les conditions usuelles de décharges couronnes. Cette vitesse est nettement plus faible que la vitesse typique de migration des ions dans l'air ($\sim 10^2$ m/s) et, tant que la pression n'excède pas quelques bars, le courant de convection peut être négligé comparé au courant résultant de la migration des ions.

La relation (II-25) se simplifie en : $j = K\rho E$, l'équation (II-24) peut être mise sous les deux formes suivantes, compte tenu de (II-23) :

$$\text{div}(\rho.E) = 0 \quad (\text{II-26})$$

$$E.\text{grad} \rho = -\frac{\rho^2}{\varepsilon} \quad (\text{II-27})$$

Les conditions au contour à associer à l'équation de *Poisson* sont classiques et concernent la valeur du potentiel sur les électrodes Γ_{inj} et Γ_{coll} (conditions de Dirichlet) :

$$\begin{aligned} V &= V_{appl} \quad \text{sur } \Gamma_{inj} \\ V &= 0 \quad \text{sur } \Gamma_{coll} \end{aligned} \quad (\text{II-28})$$

Pour l'équation (II-27) du 1^{er} ordre régissant la densité de charge, une seule condition portant sur ρ est nécessaire. Dans la plupart des approches antérieures où l'électrode injectrice est un fil fin, la condition retenue fixe la valeur du champ qui, d'après l'hypothèse de *Kaptzov*, reste constante et égale à sa valeur pour la tension V_s d'amorçage de l'effet couronne. Ici il faut une condition fixant la densité de charge ρ_{inj} sur l'injecteur [10] :

$$\rho = \rho_{inj} \quad \text{sur } \Gamma_{inj} \quad (\text{II-29})$$

Dans la configuration lame-plan la distribution de ρ_{inj} est non nulle seulement dans la zone proche de l'extrémité de la lame ; ρ_{inj} peut être déterminée en utilisant une loi d'injection dépendant, en particulier, de la valeur du champ électrique au point considéré [17]. Ici nous nous limitons à imposer une distribution dépendant de l'abscisse curviligne s sur la lame et deux fonctions particulières sont utilisées, une gaussienne et une fonction "créneau" (égale à une constante $\neq 0$ pour $s < s_0$ et égale à 0 pour $s > s_0$).

La résolution numérique est effectuée sur le problème mis sous forme adimensionnelle. En prenant comme grandeurs de référence la distance lame-plan d pour les variables d'espace, la tension appliquée V_{appl} pour le potentiel électrique et l'expression : $\varepsilon V_{appl} / d_2$ pour la densité de charge, on aboutit aux équations sans dimensions :

$$\Delta V = -\rho \quad (\text{II-30})$$

$$\text{div}(\rho E) = 0 \quad (\text{II-31})$$

$$E \cdot \text{grad} \frac{1}{\rho} = 1 \quad (\text{II-32})$$

Avec : $E = -\text{grad} V$, les conditions au contour sont :

$$\begin{aligned} V &= 1, \quad \rho = \rho_{inj} \quad \text{sur } \Gamma_{inj} \\ V &= 0 \quad \text{sur } \Gamma_{coll} \end{aligned} \quad (\text{II-33})$$

II-5-3. Approches numériques antérieures

Les travaux antérieurs [31,51] utilisant des méthodes numériques classiques pour résoudre les équations (II-23) et (II-24) ont pratiquement tous concerné des configurations bidimensionnelles (2D) où l'injecteur est un fil caractérisé par un champ électrique constant à sa surface. Presque toutes les études ont été effectuées pour la configuration typique des dépoussiéreurs électrostatiques : fils parallèles entre plans. La quasi-totalité des auteurs font appel à la méthode des éléments finis pour résoudre l'équation de Poisson. Par contre, deux

approches sont retenues pour résoudre l'équation de conservation de la charge. La première, la méthode des caractéristiques, a été souvent proposée [50,40] avec une variante [64]. La seconde, la méthode des volumes finis a été proposée par Levin et Hoburg [49] et Meroth et al. [51]. Les différents travaux se partagent sur la nature du maillage, souvent structuré et défini à partir du potentiel harmonique [10,41,49], mais assez souvent non structuré. Signalons enfin les approches assez récentes du problème tridimensionnel où la génération de charge est restreinte à une zone à fort champ électrique et où la condition à la limite concernant la charge est formulée à partir de considérations physiques [51].

II-5-4. Techniques numériques utilisées

La manière générale de procéder pour obtenir la solution dans ce problème avec charge d'espace est de déterminer des approximations successives. Pour une distribution ρ donnée, on résout l'équation de *Poisson* qui fournit une nouvelle distribution du potentiel V_{nouv} . Avec la nouvelle distribution du champ électrique on détermine une nouvelle densité de charge ρ_{nouv} en résolvant (II-31) ou (II-32). Pour des injections de forte intensité, on utilise une sous-relaxation pour éviter l'instabilité de l'itération.

Les caractéristiques physiques du problème comme l'existence d'une fonction potentielle et le fait que les lignes de champ sont les trajectoires des ions font qu'il est préférable d'utiliser un maillage structuré. Le maillage initial est défini à partir du potentiel harmonique (les nœuds sont les points d'intersection entre les lignes de champ et les équipotentielles). Dans notre cas particulier où la lame a une section droite de forme hyperbolique, nous avons une expression analytique de la solution harmonique.

II-5-4-1. Résolution de l'équation de Poisson

L'équation de *Poisson* (II-30) est résolue par la méthode des éléments finis (MEF), les éléments étant des triangles du premier ordre.

II-5-4-2. Résolution de l'équation de conservation de la charge

Cette équation est du premier ordre et classiquement deux méthodes sont mises en œuvre pour la résoudre. La première est la méthode des volumes finis (MVF) qui est très souvent utilisée avec des équations de conservation. Ici la technique consiste à définir un maillage qui est le dual du maillage utilisé pour résoudre l'équation de *Poisson* par la technique des éléments finis. Les nœuds de ce second maillage sont les barycentres des quadrangles formés par les nœuds du maillage principal [10]. En intégrant la forme (II-29) de l'équation sur un quadrangle $abcd$ du second maillage, on a :

$$\iint_{abcd} jn dS = 0 \quad (\text{II-34})$$

En transformant cette intégrale, on obtient une relation exprimant que le flux du courant à travers la frontière du quadrangle $abcd$ est nul. La méthode "upwind" fournit alors les relations permettant de déduire les valeurs de la densité de charge [49].

L'avantage de la MVF est l'excellente conservation du courant total traversant le domaine entre les électrodes. Mais pour un maillage invariant, avec un profil rectangulaire de ρ_{inj} sur l'injecteur, on obtient une solution ne présentant pas de discontinuité dans la distribution de densité de courant sur le plan. La technique MVF introduit donc une "diffusion numérique".

La seconde technique numérique utilisable est la méthode des caractéristiques (MC) appliquée sur la forme (II-32) de l'équation de conservation de la charge. On utilise le même maillage que pour résoudre l'équation de Poisson. Lors de la discrétisation de (II-32), on peut utiliser deux interpolations pour estimer la densité de charge au point origine sur le petit segment de la ligne caractéristique sur lequel on effectue l'intégration approchée. En fait, si l'on veut obtenir une solution satisfaisante en utilisant la méthode des caractéristiques, il est nécessaire de déterminer ces lignes caractéristiques qui, dans ce problème, sont les lignes de champ et de définir sur elles un second réseau de nœuds pour lesquels on calcule ρ . Les valeurs de ρ aux nœuds du maillage principal sont ensuite obtenues par interpolation [64, 65].

La résolution numérique de l'équation de conservation de la charge sous la forme (II-31) ou (II-32) utilisant un algorithme simple qui préserve un fort gradient transversal de densité de charge n'est donc pas en général envisageable avec le maillage défini à partir de la solution harmonique. Par contre cela est possible si les nœuds du maillage sont placés sur des lignes de champ car l'équation aux dérivées partielles se ramène alors à une équation différentielle ordinaire en fonction de l'abscisse curviligne le long de la caractéristique. Une alternative consiste donc à faire évoluer le maillage [63].

II-5-5. Redéfinition du maillage

Dans le processus d'approximations successives (Fig. II-2), après la détermination d'une nouvelle distribution de potentiel électrique V_{nouv} , on redéfinit les nœuds du maillage structuré comme intersections des équipotentielles et des lignes du champ électrique E_{nouv} . L'échelonnement des équipotentielles est choisi au moment de la détermination du maillage initial tandis que les nœuds sur l'électrode injectrice, points de départ des lignes de champ, peuvent rester fixes ou peuvent être eux aussi redéfinis selon des critères adéquats.

Avec ce maillage ainsi redéfini, l'intégration de (II-31) par MVF ou MC est très simple et la valeur de ρ pour un nœud donné dépend uniquement de la valeur de ρ_{inj} au nœud sur Γ_{inj} qui est l'origine de la ligne de champ passant par ce nœud. De cette façon une discontinuité de ρ_{inj} conduit à la discontinuité de ρ dans la direction perpendiculaire à celle du champ le long de la séparatrice (ligne de champ particulière séparant les zones chargée et non chargée).

Le point un peu délicat dans la redéfinition du maillage est la détermination de la ligne de champ électrique. L'utilisation directe de l'approximation (linéaire par triangles) du potentiel

obtenue par éléments finis conduit à des variations abruptes de certaines lignes de champ d'une approximation à la suivante [63].

Cette méthode est satisfaisante à condition que le maillage soit suffisamment fin au voisinage de l'extrémité de la lame (finesse en relation avec le rayon de courbure de la lame). La redéfinition du maillage est également sensible à la valeur de la densité de charge sur l'injecteur. Par exemple, pour une injection de forte intensité, en travaillant avec des nœuds fixes moyennement serrés sur l'injecteur, après quelques itérations la divergence des lignes du champ dans la zone chargée provoque une forte déformation du maillage qui conduit rapidement à la divergence du processus itératif (instabilité numérique).

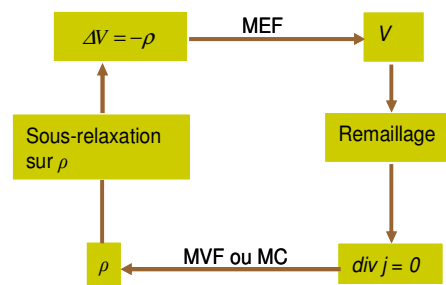


Figure II-2. Représentation schématique de la boucle d'itération utilisée pour obtenir les approximations successives.

II-6. CONCLUSION

La détermination de la distribution du champ et de la charge d'espace entre les deux électrodes est délicate à cause de plusieurs facteurs. En premier lieu, il y a une influence mutuelle entre le champ électrique et les charges d'espace injectées.

Il faut bien définir les conditions aux limites pour la résolution numérique d'un problème. Pour l'équation de Poisson les conditions aux limites sont : conditions de Dirichlet sur les deux électrodes et les conditions de Neumann sur l'axe de symétrie et les frontières extérieures (suffisamment éloignées), mais la méthode la plus utilisée pour sa résolution, c'est la méthode d'éléments finis, tandis que l'équation de conservation de la charge est résolue par la méthode des caractéristiques *MC* ou la méthode des volumes finis *MVF*. Une fois, on a bien défini la phénoménologie et les équations du champ électrique, on peut passer à la conséquence directe d'un champ électrique élevé à savoir : l'étude expérimentale de la décharge couronne.

Concernant le calcul du champ électrique en présence de la charge d'espace, on a donné uniquement un aperçu sur ce type de calcul qui nécessite d'être approfondi. L'analyse du champ électrique peut nous aider à expliquer certains phénomènes et résultats expérimentaux qui seront traités dans le chapitre suivant.

CHAPITRE III

CARACTERISATION
EXPERIMENTALE DE LA DECHARGE
COURONNE GENEREE PAR
L'ARRANGEMENT TRIODE

CHAPITRE 3. Caractérisation expérimentale de la décharge couronne générée par l'arrangement triode

Le système d'électrode de type triode est fréquemment employé pour commander avec précision la charge couronne des matériaux isolant. Ce type de décharge est caractérisé par un paramètre important qui est la tension seuil de l'apparition de la décharge. Plusieurs travaux expérimentaux et théoriques sont effectués pour étudier la tension seuil d'apparition de l'effet couronne U_0 cette tension dépend du fil et elle change d'un fil à un autre.

Pour cela, dans ce chapitre, nous présenterons un bref état sur les dispositifs à triode de charge par décharge couronne. Nous nous intéresserons aux mécanismes de génération de la décharge couronne générée par la configuration d'électrode triode. Nous aborderons globalement les techniques expérimentales qui caractérisent l'aptitude du diélectrique à stocker ou à évacuer la charge électrique et en particulier les techniques de mesures des caractéristiques courant-tension et de la distribution de la densité du courant afin de caractériser ce type d'électrode triode, et présenter les résultats expérimentaux correspondant à ces électrodes afin de les comparer avec les solutions numériques obtenues par l'application des logiciels de calculs (*SCSP* et *COMSOL*) des électrodes qui sera traité dans le chapitre 6.

III-1. CARACTERISTIQUES COURANT-TENSION POUR LA TRIODE

Diverses configurations ont été décrites dans la littérature [25, 30], accompagné de courbes de courant-tension permettant leur comparaison, sous certaines conditions bien définies (distance à l'électrode reliée à la terre et la polarité de l'électrode haute tension).

Beaucoup de travail a déjà été fait afin de caractériser les différents types d'électrodes couronne et de calculer l'intensité du champ électrique, ainsi que la densité de charge ionique qu'ils génèrent. En effet, l'efficacité d'un tel processus électrostatique dépend de la valeur maximale, mais aussi de la répartition spatiale du champ électrique et de la densité de la charge ionique dans la décharge couronne [25, 30].

La caractéristique courant-tension : $I(V)$, qui représente la variation du courant délivré par la décharge couronne en fonction de la tension appliquée, est importante car la charge acquise par les particules est proportionnelle au courant.

III-1-1. Caractérisation des électrodes de type « triode »

Dans ce type d'électrode la décharge couronne, qui génère des charges électriques pour le chargement du media filtrant, est produite autour du fil fin de wolfram (ou tungstène, de diamètre de 0,2 mm) ou une lame ionisante en dent de scie.

La connaissance de la caractéristique courant-tension $I(V)$, qui représente la variation du courant délivré par la décharge couronne en fonction de la tension appliquée, est importante car

la charge acquise par les particules est proportionnelle au courant.

Un ensemble d'expériences a été effectué sur une électrode de type *dual* (modèle fil-plan-grille) qui a été monté sur un banc d'essai montré à la figure III-1.

La décharge couronne a été assurée en utilisant une électrode de type duale, composé d'un fil mince de tungstène, de longueur 112 mm, d'un diamètre $d_w = 0,2$ mm, attaché à un cylindre de cuivre, d'un diamètre $d_c = 26$ mm (Fig. III-1). Le fil ionisant et le cylindre sont connectés à la même alimentation réversible de haute tension continue (modèle SL300, SPELLMAN, Hauppauge, NY). Les deux éléments sont parallèles et le plan défini par leurs axes est perpendiculaire à l'électrode reliée à la terre.

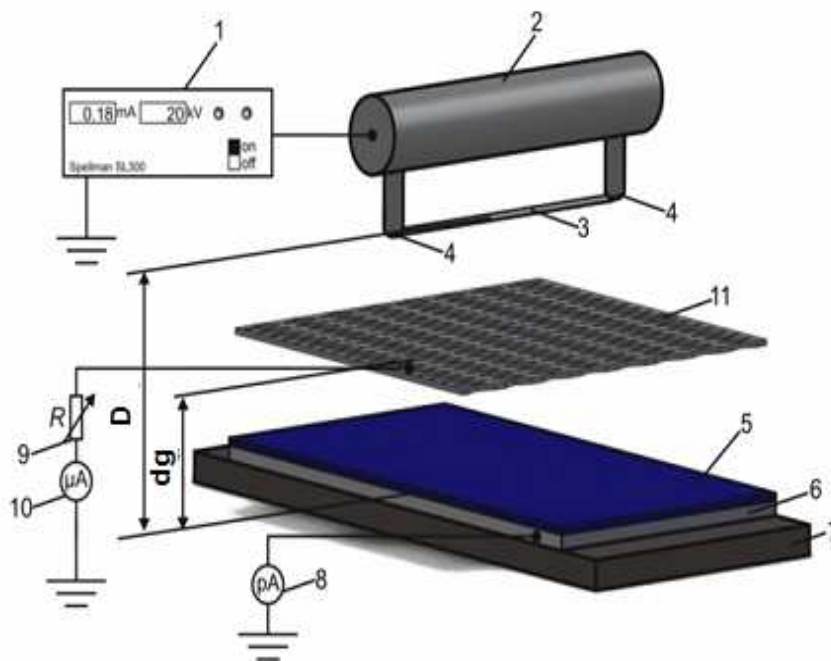


Figure III-1. Dispositif expérimental pour la caractérisation du système d'électrodes de type triode utilisé pour la charge des médias non-tissés en PP [3].

1. Alimentation haute tension continue,
 2. Cylindre métallique,
 3. Fil de tungstène,
 4. Tiges métalliques support,
 5. Médias non-tissés en PP,
 6. Métallique mise à la terre (électrode),
 7. Plaque en PVC (support-électrode),
 8. Micro-ampèremètre,
 9. Résistance variable,
 10. Micro-ampèremètre,
 11. Grille métallique,
- D : Distance fil-électrode liée à la terre,
 d_g : Distance grille-électrode liée à la terre.

La grille métallique 11 (Fig. III-2) intercalée entre l'électrode couronne fil-cylindre et une plaque métallique reliée à la terre, se compose des boucles en forme de losange. La distance entre la grille métallique et la plaque reliée à la terre est d_g . La grille est reliée à la masse à travers une résistance R_g et un micro-ampèremètre pour mesurer le courant I_g . Le potentiel initial à la surface de l'échantillon chargé et égale au potentiel de la grille :

$$V_g = R_g I_g \quad (\text{III-1})$$

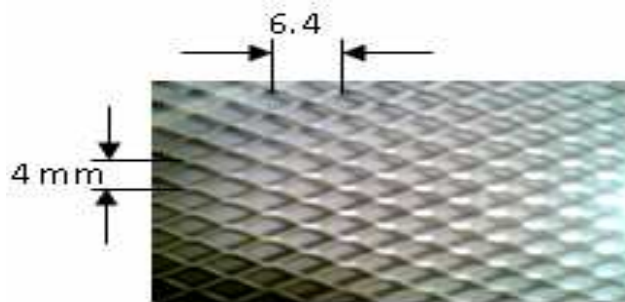


Figure III-2. Représentation schématique de la Grille en Aluminium [2].

On a utilisé deux modèles d'électrode couronne : le modèle #1 (Fig. III-3) et le modèle #2 (Fig. III-4) ont des supports métalliques cylindriques de même nature (acier inoxydable de diamètre respectivement : 26 mm et 10 mm). Dans le modèle #1, on utilise un fil de diamètre 10^{-2} mm, par contre dans le modèle #2 on utilise une lame en dent de scie de hauteur 15 mm et de longueur 110 mm.

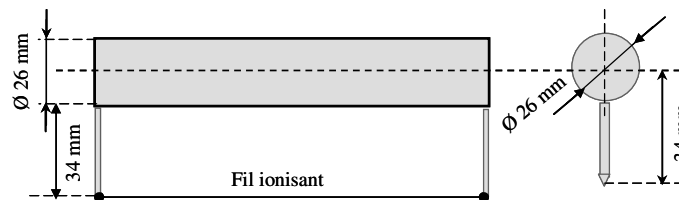


Figure III-3. Représentation schématique de l'électrode couronne du modèle #1

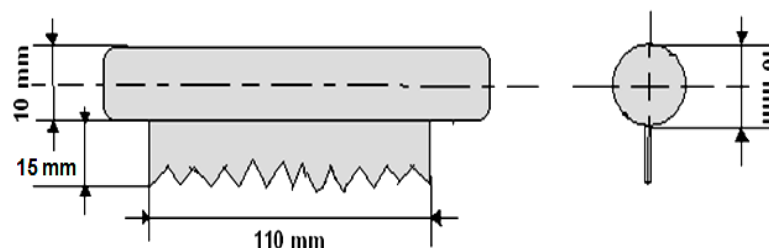


Figure III-4. Représentation schématique de l'électrode couronne du modèle #2

Dans un premier groupe d'expériences, le modèle #1 a été monté sur un banc d'essai conçu à Angoulême par l'équipe du Professeur Lucien Dascalescu (Fig. III-5).

La tension négative est augmentée progressivement (en valeur absolue) de 0 jusqu'à 30 kV avec un pas constant. Le courant a été mesuré avec un multimètre de classe 0,5 (ABB Metrawatt

modèle MA 3E). Dans l'une des expériences, la caractéristique courant-tension a été mesurée en présence d'un media filtrant (MC362 polyester) (Fig. III-6).

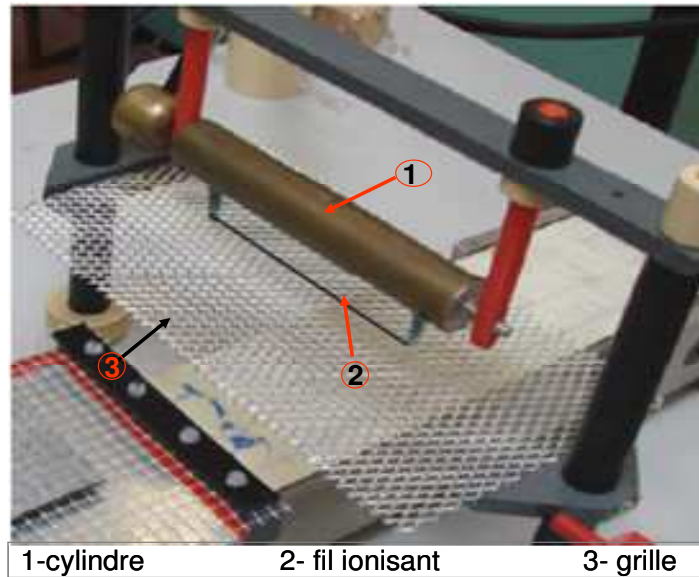


Figure III-5 Electrode fil-plan-grille

L'électrode du modèle #2 a fait l'objet d'un deuxième groupe d'expériences, effectué sur l'électrode triode dont l'élément ionisant est une lame à dent de scie (Fig. III-4), alimenté par une haute tension en courant continu réversible (Modèle M583, GAMMA, plage d'Ormand la Floride).

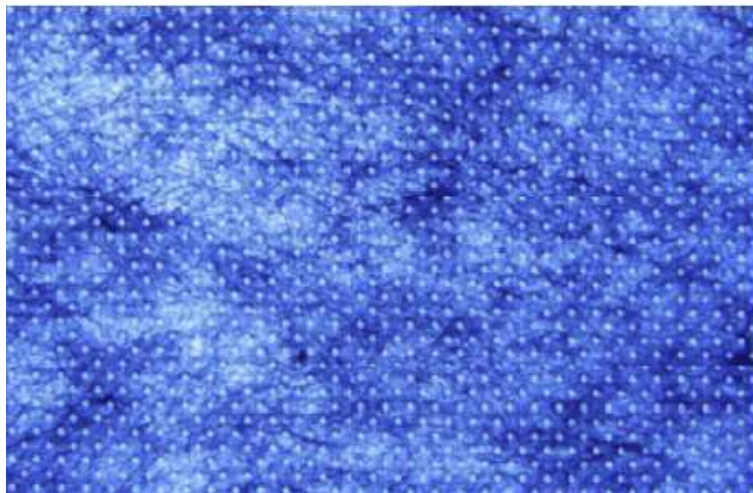


Figure III-6. Media filtrant fibreux non tissé (MC362 polyester)

Le courant a été mesuré avec un micro-ampèremètre, le schéma de principe de mesure est représenté à la figure III-7.

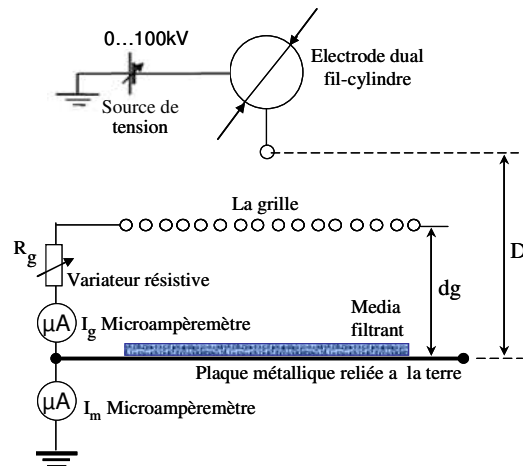


Figure III-7. Schéma de principe pour le relevé de la caractéristique $I(V)$.

III-1-2. Relevé des caractéristiques $I(V)$

Les caractéristiques courant-tension de ce type d'électrode modèles #1 et #2, pour des valeurs d'espacements inter-électrodes variables D , d_g , avec et sans MEDIA (MC362 polyester) (Fig. III-6) et avec des conditions d'environnement de température et d'humidité stables : ($H = 49,9\%$ $T = 23,7^\circ\text{C}$) sont données comme suit :

❖ Influence de la présence du media filtrant

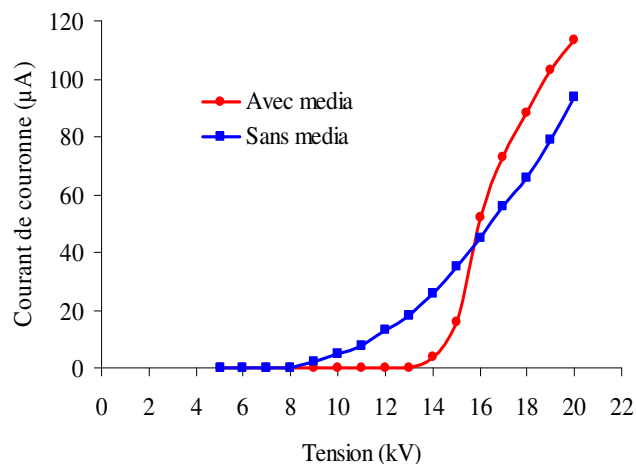


Figure III-8. Caractéristique courant-tension de l'électrode fil-plan-grille (modèle #1) en polarité positive pour : $D = 20$ mm, $d_g = 10$ mm et $V_g = 5$ kV

Les caractéristiques courant-tension obtenues par ces expériences peuvent être examinées par la figure III-8. La présence du media filtrant sur la surface de l'électrode liée à la terre a modifié de manière significative la caractéristique courant-tension positive des courbes précédentes. A une tension appliquée inférieure à 16 kV et un même espacement inter-électrodes D et d_g , le courant de couronne est plus faible pour une électrode avec media filtrant car le média représente une très grande résistance en série avec l'espace-air entre les électrodes et a comme conséquence une réduction du courant.

A une tension supérieure à 16 kV, le courant de couronne est plus important en présence du media filtrant, cela est due au phénomène de la décharge couronne inverse, qui se produit lorsque le champ électrique à l'intérieur du diélectrique fibreux dépasse la rigidité diélectrique de l'air, en bon accord avec l'étude fait par Plopeanu et al [3].

❖ Influence de l'espace inter-électrodes

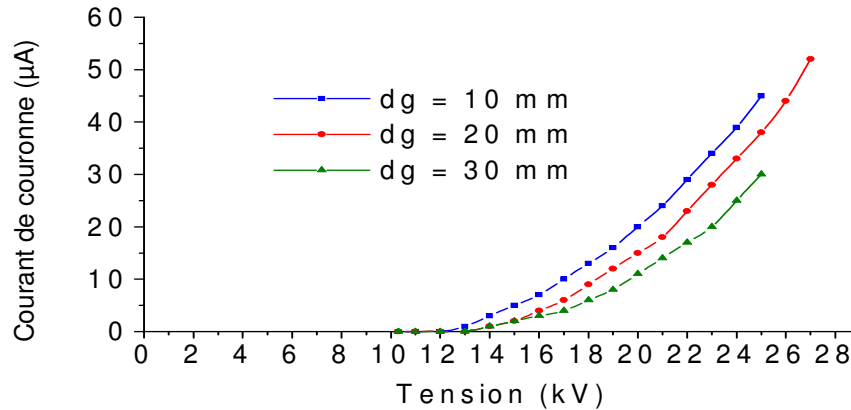


Figure III-9. Caractéristique courant-tension de l'électrode fil-plan-grille (modèle #1) en polarité positive pour : $D = 40$ mm et trois valeurs de d_g ($d_g = 10$ mm, $d_g = 20$ mm et $d_g = 30$ mm).

Les résultats des expériences présentés dans la figure III-9 montrent que la tension de seuil couronne (V_{onset}) et le courant de couronne dépend de la distance inter-électrodes d_g de l'électrode couronne. Pour une distance inter-électrode d_g plus grande, V_{onset} est plus grande pour la même distance inter-électrodes D .

A une tension appliquée et un même espacement inter-électrodes D , le courant de couronne est plus important pour une électrode d'espace inter-électrode d_g plus petite. Donc le courant de décharge augmente rapidement en diminuant la distance entre électrodes.

❖ Influence de la polarité

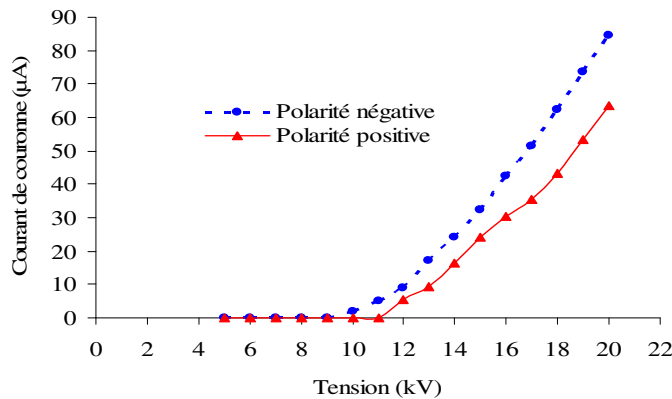


Figure III-10. Caractéristiques courant-tension du système d'électrodes triode (modèle #1) avec grille à $V_g = 2$ kV ($D = 30$ mm, $H = 54,4\%$; $T = 14,6^\circ\text{C}$).

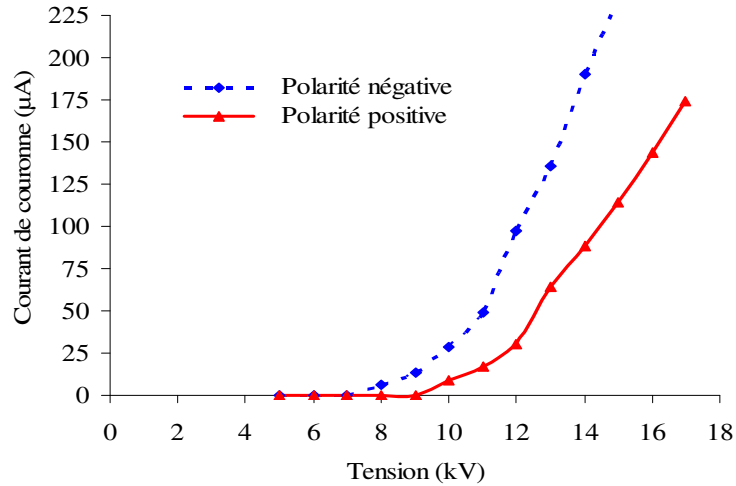


Figure III-11. Caractéristiques courant-tension du système d'électrodes triode (modèle #1) sans grille à $V_g = 2$ kV ($D = 30$ mm, $H = 54,4\%$; $T = 14,6^\circ\text{C}$).

Les résultats des expériences présentés montrent que la tension de seuil couronne V_{onset} , la tension de claquage et le courant de couronne dépend de la géométrie de l'électrode couronne, et que la tension de seuil couronne V_{onset} est plus faible pour l'électrode à lame de scie pour tous les cas. Ceci peut être expliqué par le champ électrique plus intense au niveau des pointes de la lame de scie, que sur la surface du fil ionisant. Pour une tension donnée, le courant de couronne est plus élevé en absence de la grille. La tension de claquage est plus petite en polarité négative qu'en polarité positive.

Le début de l'effet couronne V_{onset} s'est produit à des tensions inférieures en polarité négative, pour les deux situations étudiées (c'est à dire avec et sans grille).

❖ Influence du type de l'électrode couronne

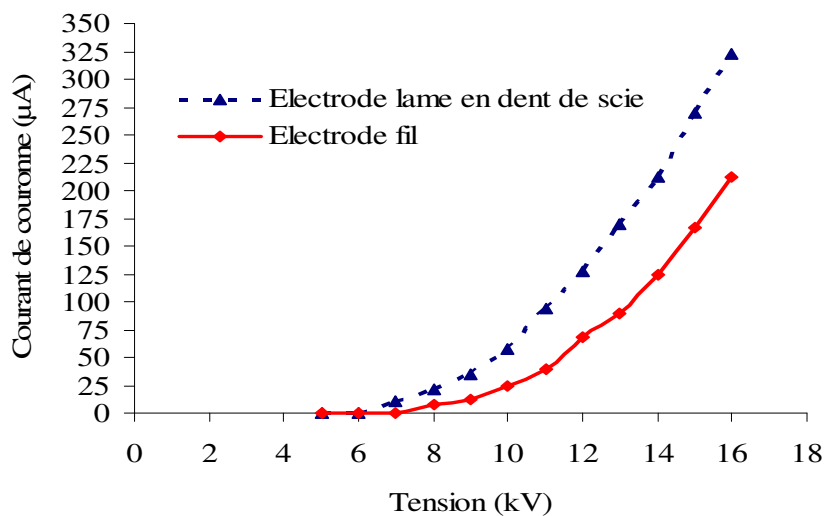


Figure III-12. Caractéristiques courant-tension du système d'électrodes triode sans grille en polarité négative ($D = 30$ mm, $H = 51\%$, $T = 14,2^\circ\text{C}$).

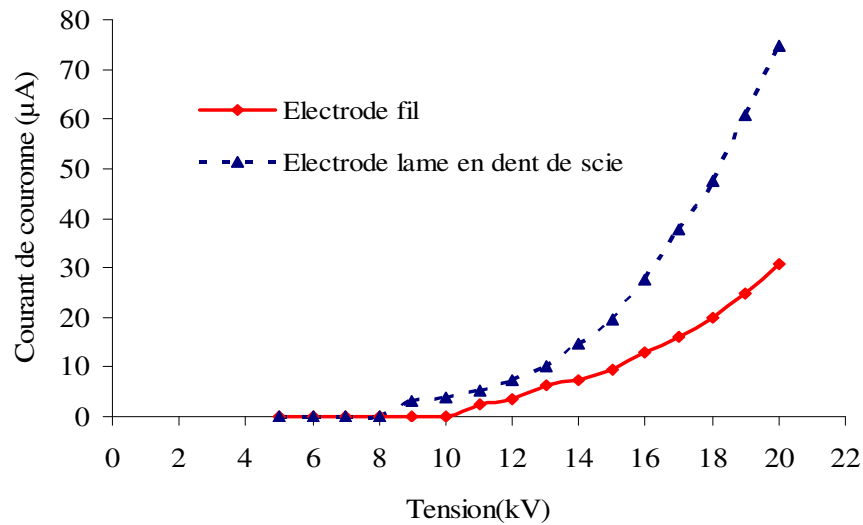


Figure III-13. Caractéristiques courant-tension du système d'électrodes triode avec grille en polarité négative à $V_g = 2$ kV ($D = 30$ mm, $H = 51\%$; $T = 14,2$ ° C).

Les caractéristiques courant-tension obtenues par l'électrode à fil est comparé à celle obtenues par l'électrode couronne à lame en dent de scie (Figures III-12 et III-13), pour un espacement inter-électrodes $D = 20$ mm; $d_g = 5$ mm fixe ; avec et sans grille montrent que la tension de seuil couronne V_{onset} est plus faible pour l'électrode à lame en dent de scie pour les deux cas avec et sans grille. Ceci peut être expliqué par le champ électrique plus intense au niveau des pointes de la lame de scie, que sur la surface du fil ionisant. A une tension appliquée, le courant de couronne est plus important pour ce type d'électrode.

❖ *Influence de la tension de grille et de la résistance de grille*

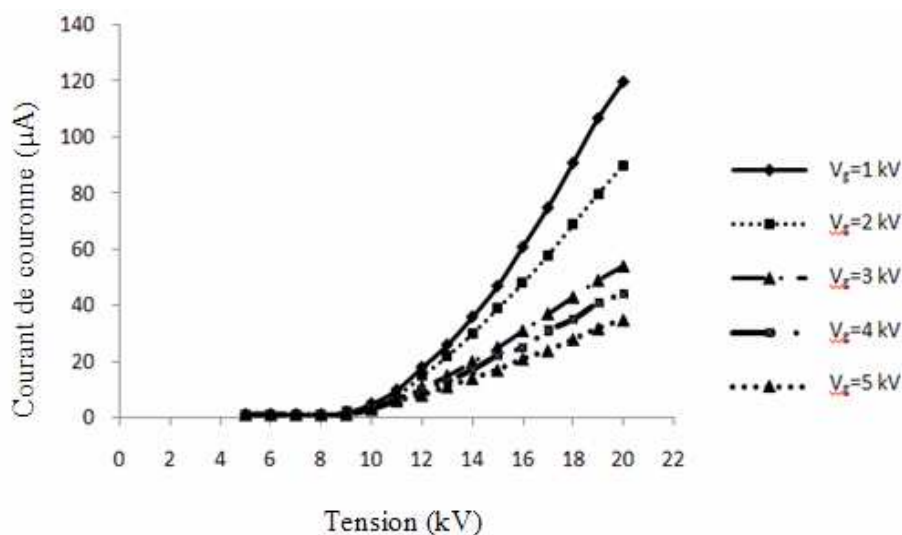


Figure III-14. Caractéristiques courant-tension du système d'électrodes triode (modèle #1) en polarité positive avec grille à différentes valeurs de V_g ($D = 30$ mm, $d_g = 5$ mm, $H = 46\%$, $T = 14$ ° C).

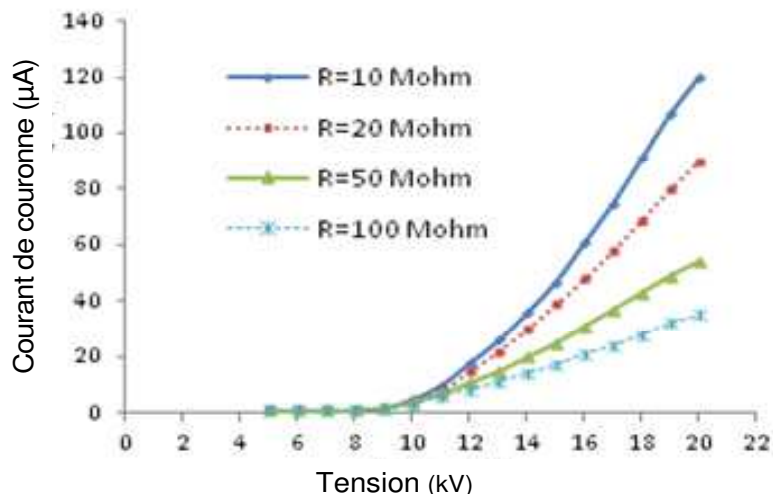


Figure III-15. Caractéristiques courant-tension du système d'électrodes triode (modèle #1) en polarité positive avec grille à différentes valeurs R_g ($D=30$ mm, $d_g=5$ mm, $H=46\%$; $T=14^\circ\text{C}$).

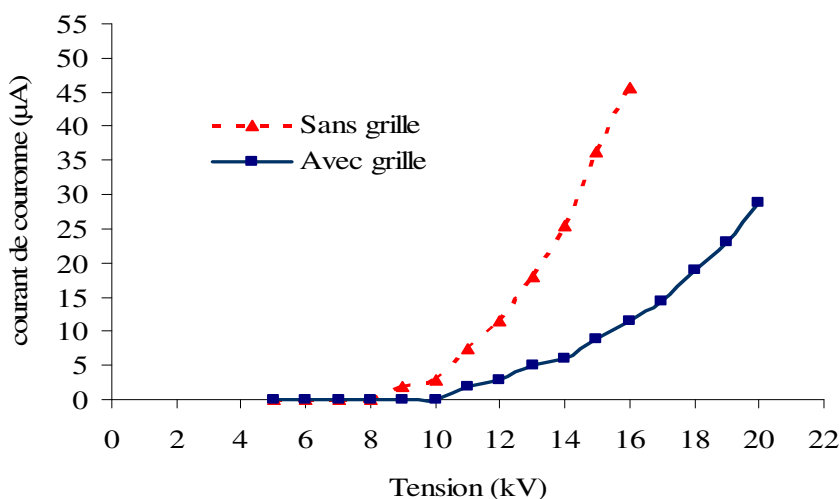


Figure III-16. Caractéristiques courant-tension du système d'électrodes triode (modèle #1) en polarité positive avec et sans grille à $V_g = 2$ kV ($D = 25$ mm, $H = 55\%$; $T = 14,8^\circ\text{C}$).

Les caractéristiques courant-tension pour l'électrode couronne à fil avec et sans grille à une tension appliquée de 2 kV et pour un même espacement inter-électrodes D et d_g , montrent que le courant de couronne est plus élevée pour des petites valeurs de résistances de grille que pour des grandes valeurs de tensions entre le fil et la grille .

Pour une tension donnée, le courant de couronne est plus élevé en absence de la grille et que la tension de seuil couronne V_{onset} est plus faible pour l'électrode sans grille.

Un troisième groupe d'expérience a été réalisé en utilisant le modèle #1 (triode à fil) en polarité positive les caractéristiques : courant à travers la grille $I_g(V)$, courant à travers la source HT $I_s(V)$ et le courant à travers la masse $I_m(V)$ obtenues pour ce modèle sous une température de $23,7^\circ\text{C}$ et une humidité de $49,9\%$ sont montrées dans les figures suivantes :

➤ Modèle $D = 30 \text{ mm}$, $d_g = 15 \text{ mm}$

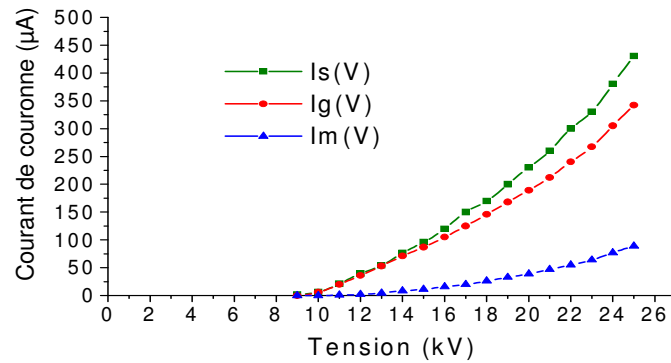


Figure III-17. Caractéristique courant-tension $I_g(V)$, $I_s(V)$ et $I_m(V)$ de l'électrode fil-plan-grille en polarité positive pour $D = 30 \text{ mm}$ et $d_g = 15 \text{ mm}$.

➤ Modèle $D = 40 \text{ mm}$, $d_g = 10 \text{ mm}$

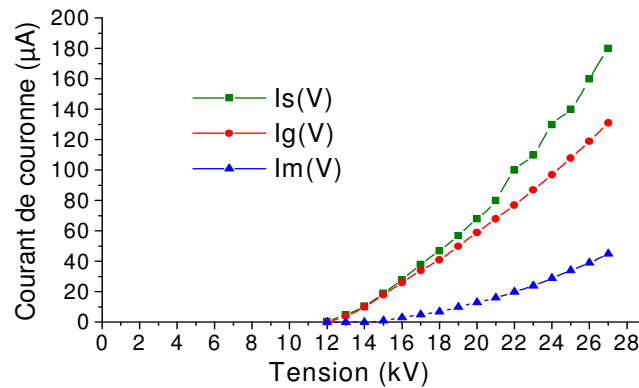


Figure III-18. Caractéristique courant-tension $I_g(V)$, $I_s(V)$ et $I_m(V)$ de l'électrode fil-plan-grille en polarité positive pour $D = 40 \text{ mm}$ et $d_g = 10 \text{ mm}$.

Les résultats des expériences présentés montrent que la tension de seuil couronne V_{onset} et le courant de couronne dépend des distances inter-électrode D et d_g de l'électrode couronne.

A une tension appliquée, le courant de couronne est plus important pour une électrode de distances D et d_g plus petites. En comparant les figures III-17 et III-18, on peut dire que pour un espacement inter-électrodes ' D et d_g ' plus petit, la tension V_{onset} est plus petite.

III-2. DENSITE DE COURANT POUR LA TRIODE

L'étude de la distribution de la densité de courant dans le plan d'une électrode collectrice est une méthode efficace pour l'évaluation de la densité de charge créée par une électrode ionisante de type « triode ». Des mesures ont été effectuées en utilisant l'électrode à fil ionisant, en jouant sur deux paramètres importants à savoir : l'espace inter-électrode ' D ' (entre fil ionisant et l'électrode à la masse) et la distance inter-électrodes ' d_g ' (entre la grille et l'électrode à la

masse). La distribution de la densité de courant produit par une électrode à fil ionisant de type « triode » face à une électrode collectrice plane a été étudiée en utilisant le dispositif expérimental représenté à la figure III-19 et qu'on peut le schématiser par la figure III-21.

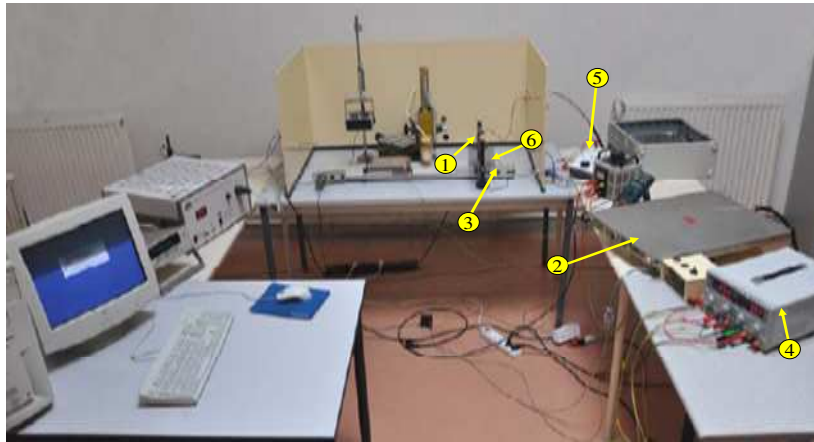
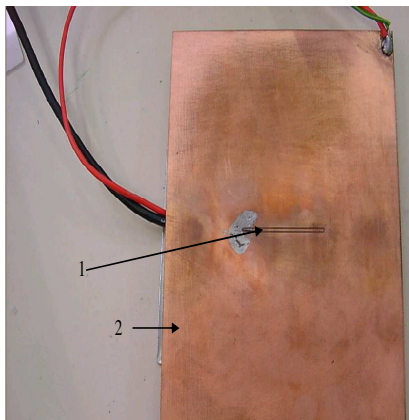


Figure III-19. Dispositif expérimental pour la mesure de la densité de courant dans un plan collecteur face à une électrode fil ionisant.

1. Electrode couronne
2. Alimentation haute tension
3. Électrode liée à la terre
4. Picoampèremètre
5. Microampèremètre
6. La grille

L'électrode triode (Fig. III-3) est reliée à une source haute tension réversible (modèle SL300, SPELLMAN, Hauppauge, NY). La grille (Fig. III-2) intercalée entre l'électrode couronne fil-cylindre et reliée à la plaque métallique (*électrode*) de masse à travers une résistance variable R_g . L'électrode plane reliée à la terre est une plaque de cuivre rectangulaire (Fig. III-20) (Dimension 250 mm x 200 mm) qui est reliée à la terre à travers un microampèremètre numérique pour la mesure du courant total de l'électrode ionisante.



1. Sonde de mesure de la densité de courant
2. Plaque en cuivre reliée à la terre.

Figure III-20. Plaque utilisée pour la mesure de la densité de courant [10]

La sonde de mesure est une bande en cuivre de dimension : $100 \text{ mm} \times 2 \text{ mm} = 200 \text{ mm}^2$ fixé au centre d'électrode plane mais électriquement isolée. Cette sonde est reliée à la terre par un pico-ampèremètre (Modèle 6514 système électromètre, Keithley Instruments) pour la mesure de la densité locale du courant et qui sera calculée en utilisant la relation suivante:

$$J = \frac{I_{\text{SONDE}}}{S_{\text{SONDE}}} \quad (\text{III-2})$$

Avec : I_{sonde} : le courant mesuré et S_{sonde} : la surface de la sonde ($S_{\text{sonde}} = 100 \text{ mm}^2$)

La plaque est bien fixée sur un plateau lui permettant de se déplacer horizontalement, l'électrode ionisante à fil est mobile verticalement, donc elle peut se déplacer en hauteur, ce qui donne le réglage de la distance inter-électrodes ' D ' entre le bord de l'électrode fil (parallèle à la sonde) et la plaque (Fig. III-21).

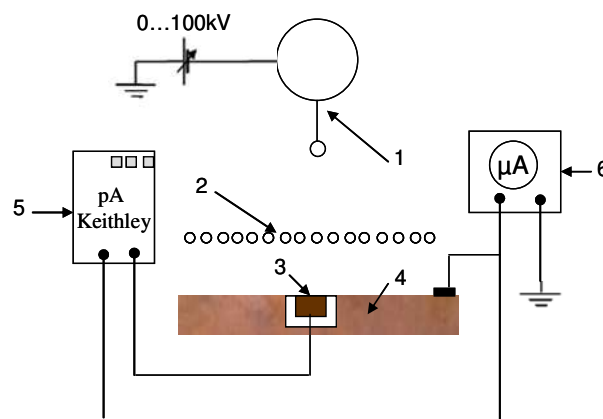


Figure III-21. Représentation schématique de l'installation expérimentale pour la mesure de la densité de courant de couronne

1. Electrode à fil ionisant.
2. La grille.
3. Sonde de mesure de courant.
4. Electrode plane reliée à la terre.
5. Pico-ampèremètre pour la mesure du courant dans la sonde.
6. Micro-ampèremètre pour la mesure du courant total.

Pour maintenir le potentiel constant, on a utilisé un variateur résistif. Il est composé de résistances en série, chaque composant ayant une résistance de $R = 10 \text{ M}\Omega$. Si nous utilisons une seule résistance, nous allons avoir une tension $U = R.I_g = 1 \text{ kV}$, car le courant maximal mesuré par l'ampèremètre est $I_g = 100 \mu\text{A}$.

La distribution de la densité de courant sur la surface de l'électrode collectrice a été étudiée pour trois valeurs de résistance : $R = 30 \text{ M}\Omega$, $R = 40 \text{ M}\Omega$ et $R = 50 \text{ M}\Omega$.

L'électrode ionisante est portée à une tension $V_s = 17 \text{ kV}$ et un courant total mesuré variable suivant la valeur de R (pour $R = 30 \text{ M}\Omega$, ce courant est de $I_s = 150 \mu\text{A}$).

Les courbes obtenues pour les différentes variations d'espace inter-électrodes ' D ' et ' dg ' sont données comme suit :

➤ *Modèle $D = 30 \text{ mm}$ et $d_g = 15 \text{ mm}$*

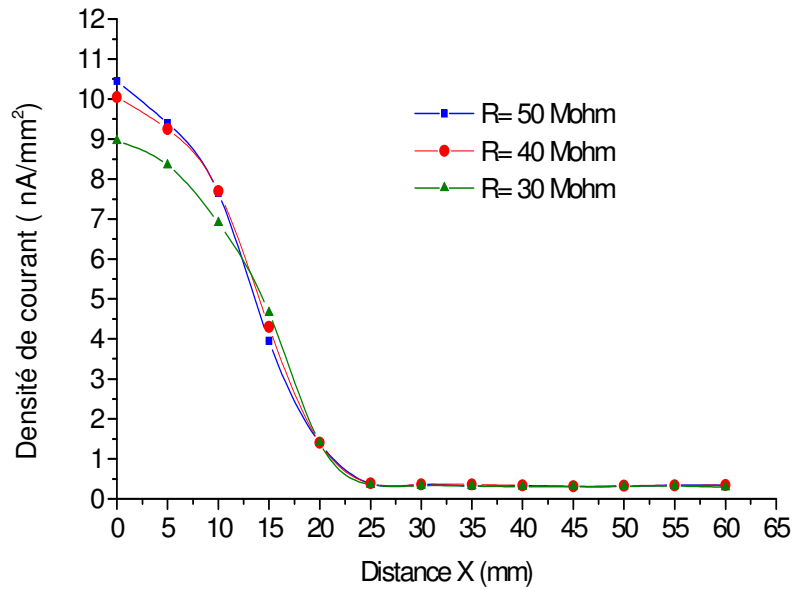


Figure III-22. Densité de courant en fonction de la distance x à partir de l'axe de l'électrode pour $D = 30 \text{ mm}$ et $d_g = 15 \text{ mm}$ et trois valeurs de $R = 30 ; 40$ et $50 \text{ M}\Omega$.

➤ *Modèle $D = 30 \text{ mm}$ et $d_g = 10 \text{ mm}$*

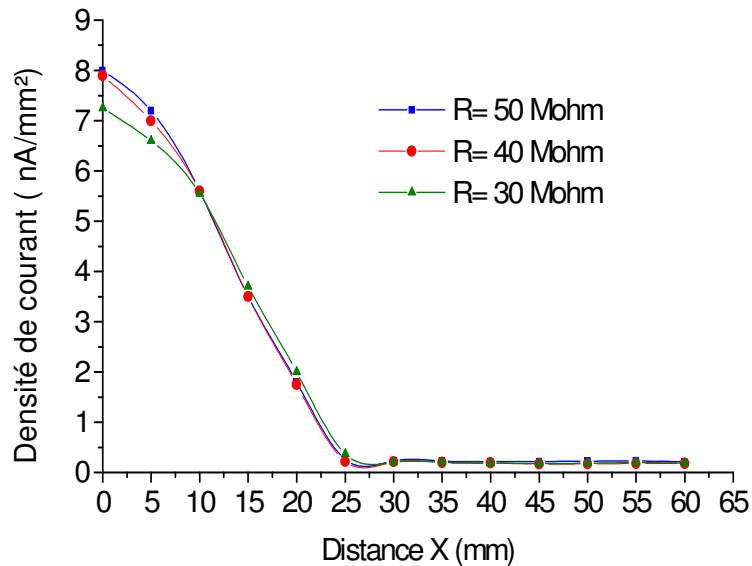


Figure III-23. Densité de courant en fonction de la distance x à partir de l'axe de l'électrode pour $D = 30 \text{ mm}$ et $d_g = 10 \text{ mm}$ et trois valeurs de $R = 30 ; 40$ et $50 \text{ M}\Omega$.

➤ *Modèle $D = 30 \text{ mm}$ et $d_g = 20 \text{ mm}$*

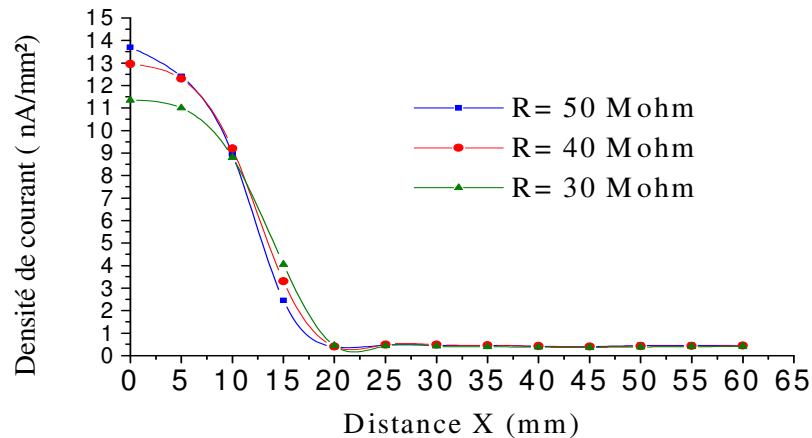


Figure III-24. Densité de courant en fonction de la distance x à partir de l'axe de l'électrode pour $D = 30 \text{ mm}$ et $d_g = 20 \text{ mm}$ et trois valeurs de $R = 30 ; 40$ et $50 \text{ M}\Omega$.

La distribution de la densité de courant sur la surface de l'électrode reliée à la terre pour les mêmes espaces inter-électrodes ' D ' et ' d_g ' et trois valeurs de résistances ($R = 30 ; 40$ et $50 \text{ M}\Omega$) (Figures III-22, III-23 et III-24), indique que la décharge couronne est plus étendue pour une tension $V = 30 \text{ kV}$ que pour une tension $V = 50 \text{ kV}$. Donc la diminution du potentiel V provoque une décharge couronne plus étendue.

La distribution de la densité de courant sur la surface de l'électrode collectrice pour une même résistance ' R ' et un même espace inter-électrode ' $D = 30 \text{ mm}$ ' et trois valeurs d'espace inter-électrodes d_g ($d_g = 40 \text{ mm}$, $d_g = 60 \text{ mm}$ et $d_g = 75 \text{ mm}$) est représentée à la figure III-25.

➤ *Modèle $D = 30 \text{ mm}$ et $R = 50 \text{ M}\Omega$*

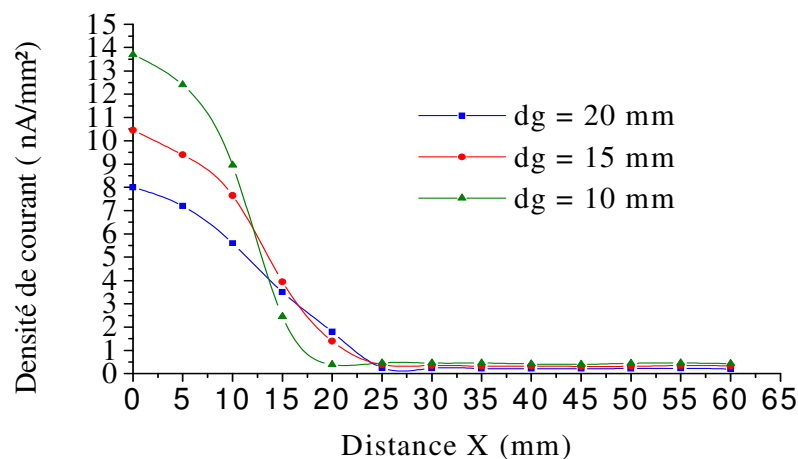


Figure III-25. Densité de courant en fonction de la distance x à partir de l'axe de l'électrode pour $D = 30 \text{ mm}$ et $R = 50 \text{ M}\Omega$ et trois valeurs de $d_g = 10 ; 15$ et 20 mm .

La distribution de la densité de courant sur la surface de l'électrode collectrice pour un même espace inter-électrode D et trois valeurs d'espace inter-électrodes ($d_g = 20$ mm, $d_g = 15$ mm et $d_g = 10$ mm), indique que la décharge couronne est plus étendue pour un espace inter-électrodes $d_g = 20$ mm que pour $d_g = 10$ mm. Donc l'augmentation d'espace inter-électrodes d_g provoque une décharge couronne plus étendue.

➤ *Modèle $D = 30$ mm et $R = 50$ M Ω*

La distribution de la densité de courant sur la surface de l'électrode reliée à la terre pour un même espace inter-électrode ' $D = 30$ mm', $d_g = 20$ mm, avec et sans grille est représentée à la figure III-26.

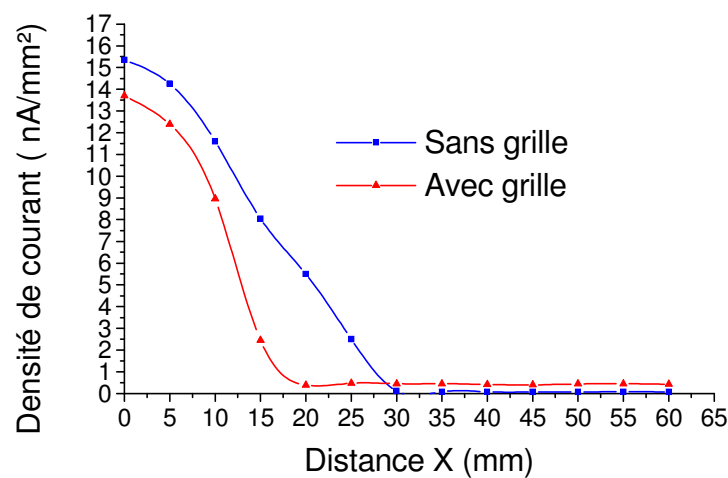


Figure III-26. Densité de courant en fonction de la distance x à partir de l'axe de l'électrode pour $D = 30$ mm et $d_g = 20$ mm

En analysant les courbes de la figure III-26, on peut constater que la distribution de la densité de courant sur la surface de l'électrode reliée à la terre pour les espacements inter-électrodes ($D = 30$ mm, $d_g = 20$ mm), indique que la décharge couronne est plus étendue pour la configuration sans grille que pour la configuration avec grille. Donc l'absence de la grille provoque une décharge couronne plus étendue. La tension qui produit la décharge couronne est la différence entre le potentiel du fil V_f et le potentiel de la grille V_g (c'est à dire $V_f - V_g$). Sans grille ($V_g = 0$), toute la tension produite par l'alimentation haute tension $V_s = V_f$ (si on néglige la chute de tension sur la résistance interne) sert à produire la décharge couronne. Par conséquent, pour une tension donnée appliquée à l'électrode fil V_f , la décharge couronne est plus forte (et plus étendue) en absence de la grille.

III-3. CONCLUSION

L'intensité du champ électrique et la densité de courant, deux facteurs qui déterminent la valeur de la charge des médias en champ ionisé, ils dépendent de la configuration de l'électrode

ionisante, en plus, l'analyse numérique du champ électrique permet de mieux expliquer les phénomènes et les résultats déjà observés dans les études expérimentales.

Pour caractériser les électrodes de différentes configurations, en raison de leur utilisation dans les processus électrostatiques (séparation ou précipitation), il faut déterminer le relevé des caractéristiques courant-tension. La configuration fil-plan-grille est capable d'assurer une continuité de la décharge mieux, en comparaison avec d'autres électrodes, par exemple l'électrode avec pointe ou avec lame. La géométrie de l'électrode couronne joue un rôle important sur la tension seuil V_{onset} , étant donné que cette tension est plus faible pour l'électrode en dent de scie avec et sans grille.

La présence du media filtrant modifie radicalement les caractéristiques courant-tension du système d'électrode de type *triode*.

Pour l'électrode de type triode étudié dans ce travail, la tension de seuil couronne V_{onset} et le courant de couronne dépend de la distance inter-électrodes d_g , qui est un paramètre très important, et que la polarité négative entraîne l'augmentation de la densité de courant sur la surface de l'électrode reliée à la masse.

Le courant de couronne ne peut être contrôlé facilement en changeant la tension de grille, tout d'abord, comme le potentiel de la grille augmente, le courant collecté augmente aussi. Lorsque ce potentiel atteint une valeur critique, le courant atteint un maximum et arrête de croître. Le potentiel de grille V_g impose le potentiel à la surface de l'échantillon. La résistance électrique R_g dans le circuit de la grille impose la valeur de la tension de grille V_g , mais son effet est relativement faible sur le courant collecté à l'électrode masse de l'arrangement triode.

Des recherches approfondies ont été effectuées sur la charge des médias non-tissés utilisés pour les filtres à air. Néanmoins, le régime transitoire de la décharge couronne en présence de ces médias reste un sujet qui doit être exploré, c'est le sujet qui sera présenté dans le chapitre suivant.

CHAPITRE IV

ETUDE DU REGIME TRANSITOIRE DE
LA DECHARGE COURONNE
GENEREES PAR LA CONFIGURATION
D'ELECTRODES DE TYPE « TRIODE »

CHAPITRE 4. Etude du régime transitoire de la décharge couronne générée par la configuration d'électrodes de type triode

La présence de charges électriques à la surface des matériaux isolants peut provoquer des risques électrostatiques dans les procédés industriels, comme il peut mettre en danger l'opérateur et le matériel électrique ou électronique utilisé dans de nombreuses applications, telles que la manipulation de matières textiles, des feuilles de papier ou des films polymères. Les forces électriques associées à ces charges peuvent coller les matériaux les uns aux autres ou les fonder sur des surfaces métalliques. Les décharges électriques à partir d'éléments chargés représentent une importante source de danger dans le processus de fabrication de dispositifs électroniques.

Des recherches approfondies ont été effectuées sur la charge des media non-tissés utilisés pour les filtres à air. Néanmoins, le régime transitoire de la décharge couronne en présence de ces médias reste un sujet qui doit être exploré. Nous nous sommes appuyés sur notre expérience pour proposer un mode opératoire pour la mesure du courant de charge en régime transitoire [4].

L'objectif du présent travail est d'étudier ce phénomène dans le cas particulier de la décharge couronne générée par un système d'électrodes de type *triode*. Les expériences ont été réalisées sur des échantillons de polypropylène, disposés sur l'électrode masse et soumis aux deux polarités positive et négative de la haute tension.

IV-1. REGIME TRANSITOIRE DU COURANT DE CHARGE

IV-1-1. Introduction

Nous allons nous intéresser ici à des phénomènes électrostatiques, c'est-à-dire variant lentement. Lorsqu'on applique par exemple brutalement un champ électrique continu à un isolant, il présente une réponse transitoire qui peut durer un temps très long avant qu'un régime permanent puisse être atteint. Dans les polymères notamment, des processus de relaxation lents, des mouvements lents de la charge, et un dépiégeage progressif de cette charge dominent habituellement la réponse.

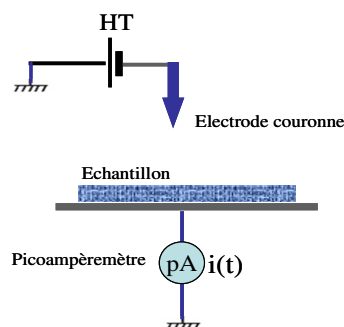


Figure IV-1. Mesure de courant de charge

Le cas de la figure IV-1 où l'environnement intervient en fixant un potentiel constant, l'isolant détermine la charge à ses bornes, car c'est un condensateur. On mesure dans ce cas le courant traversant l'isolant.

Pour donner un aperçu des phénomènes transitoires rapides, les mesures de courant de charge pendant la polarisation de l'isolant restent le procédé le plus simple. Pour des phénomènes plus longs (au delà de 3 secondes), elles donnent un signal plus stable et moins bruité. La mesure dépend de la distance de la charge à la masse, et non de sa variation en fonction du temps.

IV-1-2. Procédure expérimentale

La décharge couronne a été assurée en utilisant une électrode de type duale, composée d'un fil mince de tungstène, de longueur 112 mm, d'un diamètre de $d_w = 0,2$ mm, attaché à un cylindre de cuivre, d'un diamètre $d_c = 26$ mm, comme indiqué sur la figure IV-2.

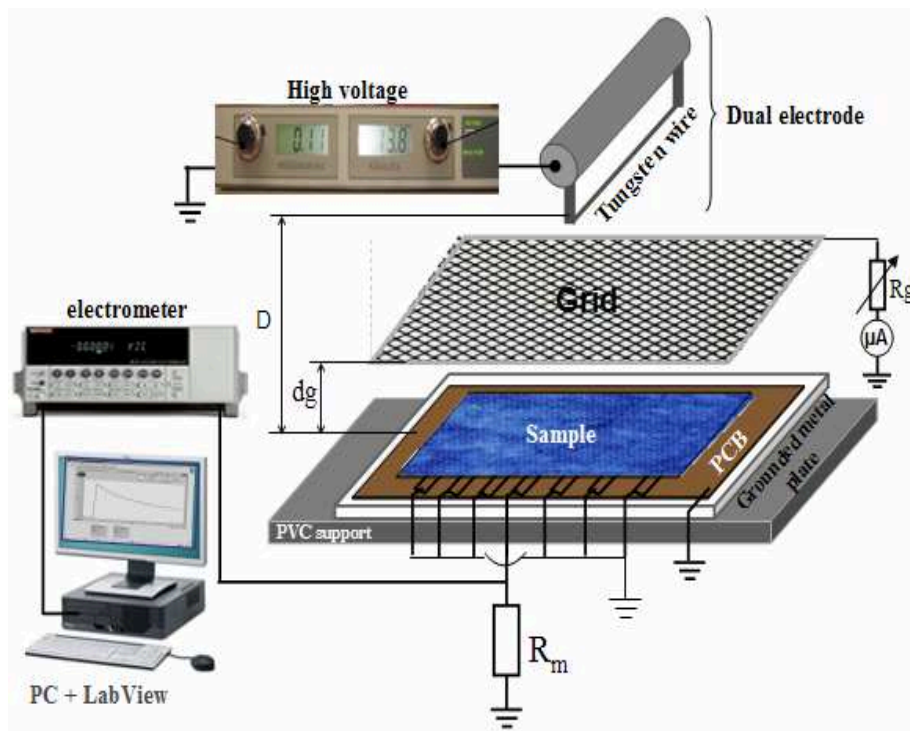


Figure IV-2. Représentation schématique de l'installation expérimentale pour mesurer le courant de charge.

Le fil ionisant et le cylindre sont alimentés avec la même source d'alimentation réversible de haute tension continue (modèle SL300, SPELLMAN, Hauppauge, NY). Les deux éléments sont parallèles et le plan défini par leur axe est perpendiculaire à l'électrode reliée à la terre. La grille métallique (Fig. III-2) intercalée entre l'électrode couronne fil-cylindre et une plaque métallique reliée à la terre, se compose de boucles en forme de losange. La distance entre la grille métallique et la plaque reliée à la terre est $d_g = 15$ mm. La grille est reliée à la masse à travers une résistance R_g et un micro-ampèremètre pour mesurer le courant I_g .

Les expériences ont été faites sur un échantillon plat (media filtrant) (Fig. III-6) de

dimensions géométriques (170 x120) mm², composé de polypropylène non tissé (épaisseur de l'échantillon: $g_s = 350 \mu\text{m}$; diamètre des fibres: $24 \mu\text{m}$; masse = 0,66 g; fraction volumique moyenne de remplissage : 20%).

La plaque métallique reliée à la terre est un circuit imprimé spécifique, qui intègre sept sondes de courant de type bandes métalliques électriquement isolées du reste d'une électrode plane (Fig. IV-3). Ces sondes, notées ($S_0, S_1, S_1', S_2, S_2', S_3, S_3'$) sont successivement reliées à la terre à travers la résistance R_m pour mesurer le courant en lisant la tension à ses bornes avec un électromètre, connecté à un ordinateur équipé du programme LabView et d'une carte d'acquisition National Instruments (NI USB 6009) (Fig. IV-2).

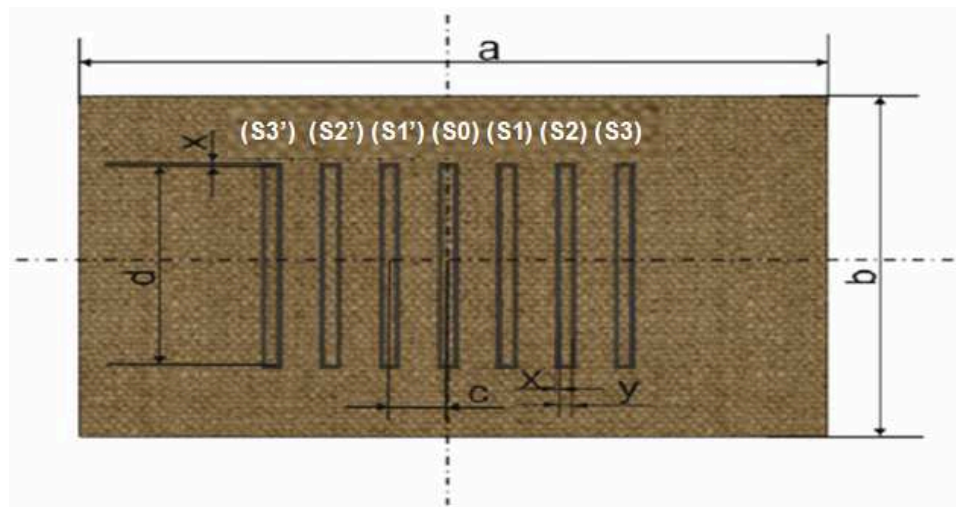


Figure IV-3. Dimensions géométriques de la plaque PCB munie de sondes intégrées sur sa surface :
 $a = 190 \text{ mm}$; $b = 120 \text{ mm}$; $c = 15 \text{ mm}$, $d = 70 \text{ mm}$; $x = 1 \text{ mm}$; $y = 4 \text{ mm}$.

L'acquisition des données est faite à une fréquence d'échantillonnage de 10 Hz, les valeurs mesurées du courant à travers la résistance R_m sont visualisées et sauvegardées dans un fichier au format "txt". Le temps entre deux enregistrements est de 1 s avec les conditions d'environnement stables : ($T^\circ=19-21^\circ\text{C}$ et $RH=36-40\%$).

Lorsque la mesure est effectuée sur une sonde, par exemple celle du milieu (S_0), le reste des six sondes ($S_1, S_1', S_2, S_2', S_3$ et S_3') sont reliées à la masse (Fig. IV-2).

Dans une première série d'expériences, les variables de commande ont été les suivantes : la tension continue $V_s = 18 \text{ kV}$; distance inter-électrodes $D = 35 \text{ mm}$; tension de grille $V_g = 1,5 \text{ kV}$, avec $R_g = 10 \text{ M}\Omega$ (Fig. IV-5).

Pour la deuxième série d'expériences, l'espace inter-électrode a été augmenté à $D = 40 \text{ mm}$, la tension appliquée à l'électrode couronne ayant été modifiée afin que la tension de la grille reste à $V_g = 1,5 \text{ kV}$, avec $R_g = 10 \text{ M}\Omega$. Il a ainsi été possible de déterminer l'effet de l'espacement inter-électrode D sur l'étalement du courant sur les sondes.

Dans les deux autres essais, nous avons choisi trois tensions de grille $V_g = 1 ; 1,5$ et 3 kV , les distances D et d_g étant respectivement 35 mm et 15 mm . Toutes les expériences ont été

effectuées sur le même échantillon, avec la polarité positive et dans des conditions environnementales stables : température 19–21°C et humidité relative de l'air 36–40%. Les mesures ont été effectuées avec une valeur de la résistance connectée à l'électrode de grille métallique de $R_g = 20 \text{ M}\Omega$.

Par raison de symétrie par rapport à l'axe de l'électrode couronne le courant de charge est mesuré sur les sondes (S_0, S_1, S_2, S_3), les courbes obtenues pour les différentes variations d'espace inter-électrodes D et pour différentes tension de grille V_g sont données comme suit :

IV-1-3. Influence du potentiel de la grille sur le courant de charge

La distribution du courant sur les sondes pour $D=35 \text{ mm}$, $d_g = 15 \text{ mm}$ et trois valeurs de tension de grille $V_g=R_g.I_g$ et en présence du media filtrant, pour une tension appliquée $V_s = 18 \text{ kV}$ peuvent être représentées par les courbes des figures : IV-4, IV-5 et IV-16.

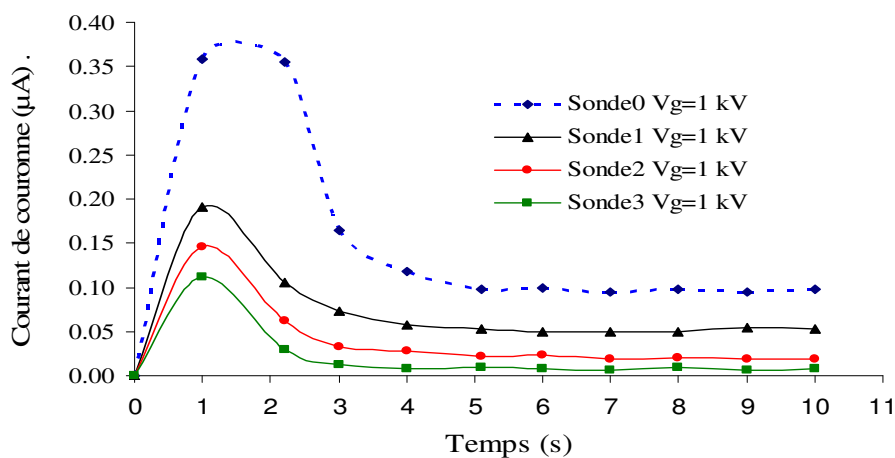


Figure IV-4. Régime transitoire des courants de charge mesurés sur les sondes (S_0, S_1, S_2, S_3) avec media filtrant en polarité positive ($V_s = 18 \text{ kV}$, $D = 35 \text{ mm}$, $d_g = 15 \text{ mm}$, $V_g = 1 \text{ kV}$).

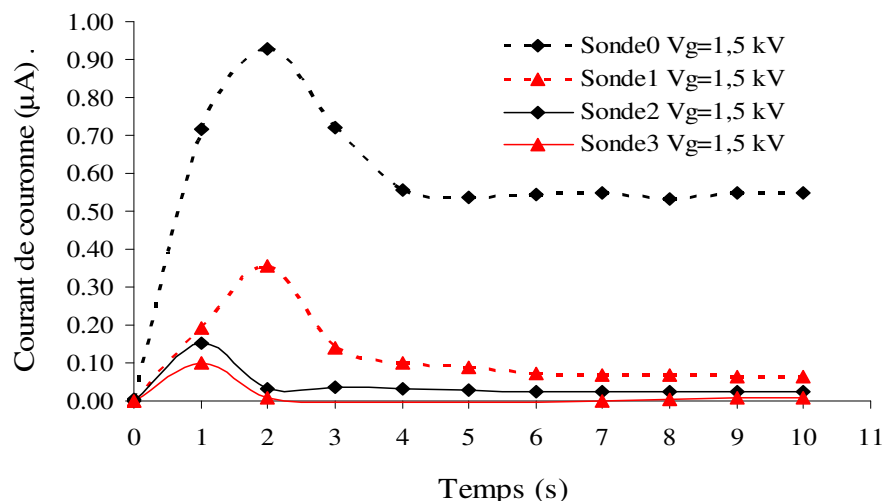


Figure IV-5. Régime transitoire des courants de charge mesurés sur les sondes (S_0, S_1, S_2, S_3) avec media filtrant en polarité positive ($V_s = 18 \text{ kV}$, $D = 35 \text{ mm}$, $d_g = 15 \text{ mm}$, $V_g = 1,5 \text{ kV}$).

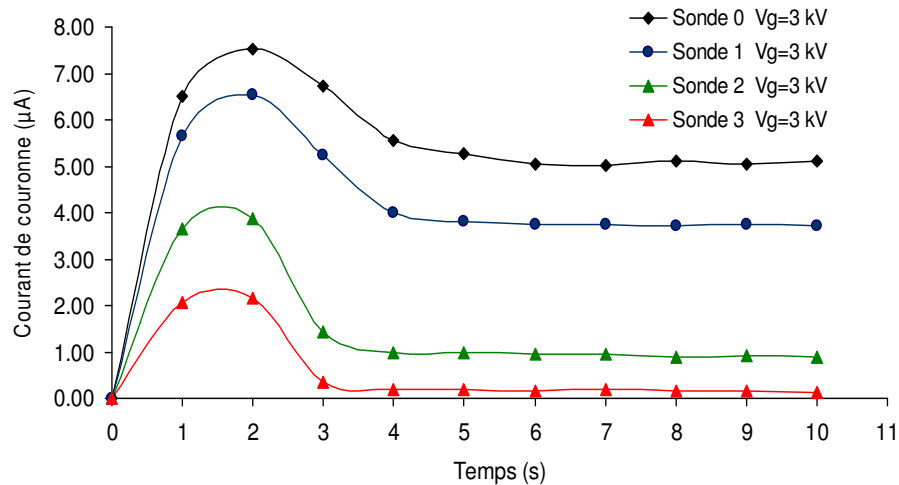


Figure IV-6. Régime transitoire des courants de charge mesurés sur les sondes (S_0 , S_1 , S_2 , S_3) avec media filtrant en polarité positive ($V_s = 18$ kV, $D = 35$ mm, $d_g = 15$ mm, $V_g = 3$ kV).

Le courant de charge diminue au fur et à mesure qu'on s'éloigne de l'axe de l'électrode reliée à la terre c'est-à-dire de la sonde du milieu S_0 jusqu'à la sonde S_3 .

Le courant augmente jusqu'à une valeur maximale puis diminue avec le temps jusqu'à stabilisation à partir de $t = 5$ s pour toutes les sondes, de ce fait on peut dire qu'on a un déclin de courant de surface (DCS) au début du cycle. Cette observation est confirmée en examinant la distribution du courant en fonction du temps des figures IV-4, IV-5 et IV-6.

Pour confirmer ces résultats une autre expérience de mesure de courant de charge est faite avec une tension de grille $V_g = 1,5$ kV et un espacement inter-électrode entre le fil et l'électrode reliée à la terre $D = 40$ mm, sous les conditions de température : 19–21°C et d'humidité relative de l'air : 36–40%.

La figure IV-7 représente l'influence la tension de grille V_g pour un autre espace inter-électrode $D = 40$ mm.

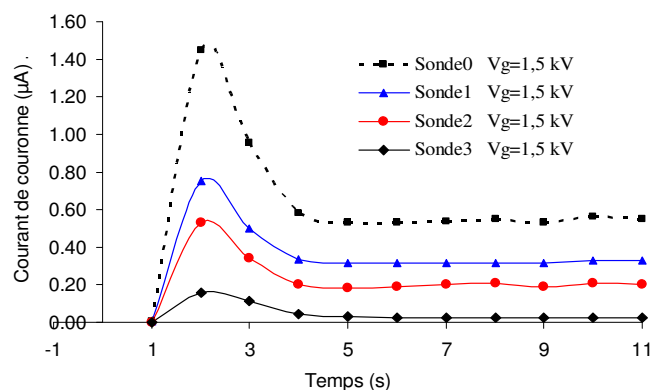


Figure IV-7. Régime transitoire des courants de charge mesurés sur les sondes (S_0 , S_1 , S_2 , S_3) avec media filtrant en polarité positive ($V_s = 18$ kV, $D = 40$ mm, $d_g = 15$ mm, $V_g = 1,5$ kV).

D'après les résultats expérimentaux présentés sur la figure IV-7, on peut voir que le courant couronne sur les sondes de la plaque collectrice ne peut être contrôlé facilement en changeant la tension de grille, tout d'abord, comme le potentiel de la grille augmente, le courant collecté par les sondes augmente aussi. Lorsque ce potentiel atteint une valeur critique, le courant atteint un maximum et s'arrête de croître. Le potentiel de grille V_g impose le potentiel à la surface de l'échantillon, lorsque ce potentiel est plus élevé, le champ électrique sur l'échantillon est plus intense. La résistance électrique R_g dans le circuit de la grille impose la valeur de la tension de grille V_g , mais son effet est relativement faible sur le courant collecté à l'électrode masse de l'arrangement triode.

En gardant toujours le même espacement inter-électrodes $D = 35$ mm et $d_g = 15$ mm, la série d'expérience est réservée à l'étude de l'influence de la tension de grille V_g .

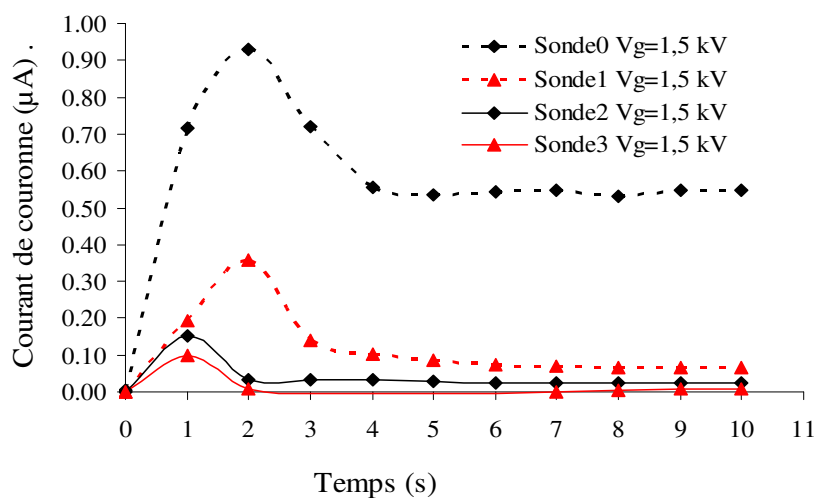


Figure IV-8. Régime transitoire des courants de charge mesurés sur la sonde (S_0), avec media filtrant en polarité positive, pour différentes valeurs de potentiel de grille V_g , pour $D = 35$ mm et $d_g = 15$ mm.

Le courant augmente jusqu'à une valeur maximale puis diminue avec le temps jusqu'à stabilisation à partir de $t = 5$ s pour toutes les sondes. Ce comportement est dû à la capacité C_E et à la résistance R_E introduites par l'échantillon (Fig. IV-9 (a)) dans le circuit équivalent du système d'électrodes (Fig. IV-9 (b)). Le caractère distribué des paramètres de circuit RC peut expliquer la décroissance de charge non-exponentielle observée dans la pratique. Cette observation est confirmée en examinant les courbes représentées sur les figures IV-4 à IV-8, pour une autre distance ($D = 40$ mm) et pour d'autres potentiels de grille.

Le courant de charge mesuré sur la sonde centrale est plus élevé et son régime transitoire est plus long pour des valeurs élevées du potentiel de grille (Fig. IV-7). Dans les conditions de cette expérience (résistance R_g de valeur fixe), le potentiel de grille plus élevé est associé aussi à un courant de grille plus intense.

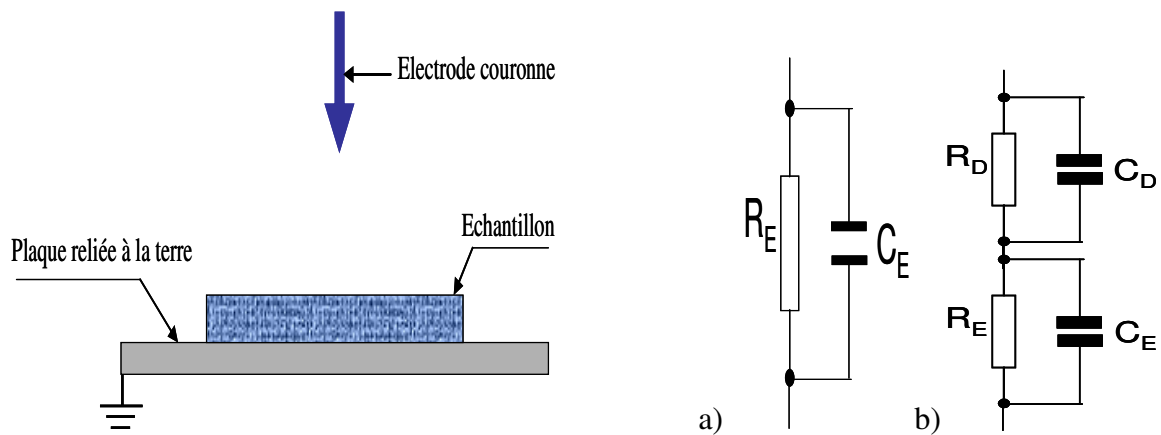


Figure IV-9. Circuits équivalents de : a) l'échantillon ; b) système d'électrode.

IV-1-4. Influence de l'espace inter-électrode D sur la distribution le courant de charge

Une série d'expérience a été réalisé en utilisant le montage de la figure IV-2, pour deux valeurs de l'espace inter-électrode entre le fil ionisant et la plaque reliée à la terre $D = 35$ mm et 40 mm. La tension appliquée à la grille est maintenue constante en agissant sur la source d'alimentation de l'électrode couronne.

Pour voir l'étalement de la décharge couronne, on a choisi les mesures de courant de couronne sur la sonde S_3 qui ont été effectuées avec une valeur de la résistance connectée à l'électrode de grille métallique de $R_g = 20$ M Ω . Les courbes obtenues sont représentées sur la figure IV-10.

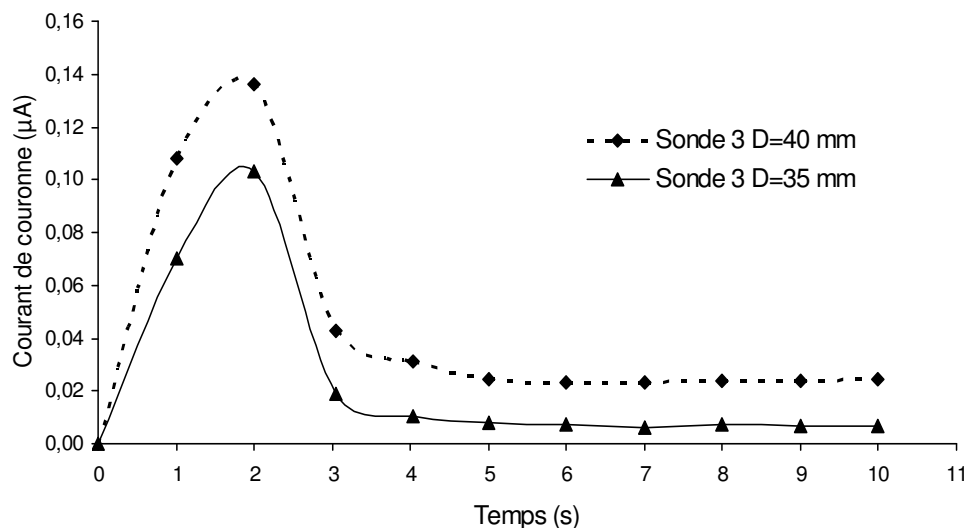


Figure IV-10. Régime transitoire des courants de charge mesurés sur la sonde (S_3), avec media filtrant en polarité positive, pour différentes valeurs de D , pour $V_g = 1,5$ kV et $d_g = 15$ mm.

Afin d'expliquer l'effet de la géométrie de l'électrode triode sur la distribution du courant en fonction du temps, il suffit de voir les figures IV-7, IV-8 et IV-10. En effet, dans la supposition acceptable que tous les ions produits par l'électrode couronne suivent les lignes de champ jusqu'à l'électrode collectrice, le courant couronne doit se concentrer dans une zone limitée par les deux lignes de champ extrêmes.

Les courbes de la distribution du courant sur les sondes en fonction du temps et en présence de l'échantillon (Fig. IV-10) expliquent l'effet de l'espace inter-électrode D sur l'importance du courant de couronne à la dernière sonde et l'augmentation de l'extension de la décharge couronne sur la plaque à sept sondes reliées à la terre.

La présence de charge rémanente sur le media est l'un des causes qui provoque l'augmentation du courant au début du processus de charge et qui se stabilise après environ 5 secondes.

Enfin, si on souhaite maintenir la même valeur du potentiel de grille, avec une résistance R_g de valeur fixe, l'augmentation de la distance D impose l'utilisation d'une tension de source V_s plus élevée. Un autre effet peut être examiné sur la figure IV-10 : le courant mesuré par la troisième sonde augmente avec D , ce qui nous indique le fait que la zone couverte par la décharge couronne est plus étendue, ce qui est en bon accord avec l'étude faite par Plopeanu et al [3].

L'aspect différent des courbes représentant les courants transitoires est dû à la position des sondes respectives par rapport au plan vertical défini par l'axe de l'électrode duale, mais aussi à la non-homogénéité de la structure des échantillons.

IV-2. REPARTITION SPATIALE DU COURANT DE CHARGE

L'installation expérimentale (Fig. IV-2) est utilisée pour l'étude de la répartition spatiale du courant de charge en présence du media pour $V_s = 18$ kV et $V_s = -18$ kV à $t = 30$ s (c'est le temps typique de charge).

Les sept sondes de courant (Fig. IV-3) électriquement isolées du reste de l'électrode plane, et qui sont reliées successivement à un électromètre (model 6514 system électromètre, Keithley instruments) relié à son tour à un ordinateur pour réaliser l'acquisition des données à l'aide d'un instrument virtuel développé sous l'environnement *LabView*, à travers une résistance R_m de 10 M Ω .

La distance inter-électrode D entre le fil ionisant et la plaque reliée à la terre est de 40 mm et d_g est de 15 mm, $V_g = 1$ kV. L'arrangement est alimenté par un générateur réversible de haute tension (modèle SL300, Spellman, Hauppauge, NY). Les résultats de cet essai sont montrés sur la figure IV-11.

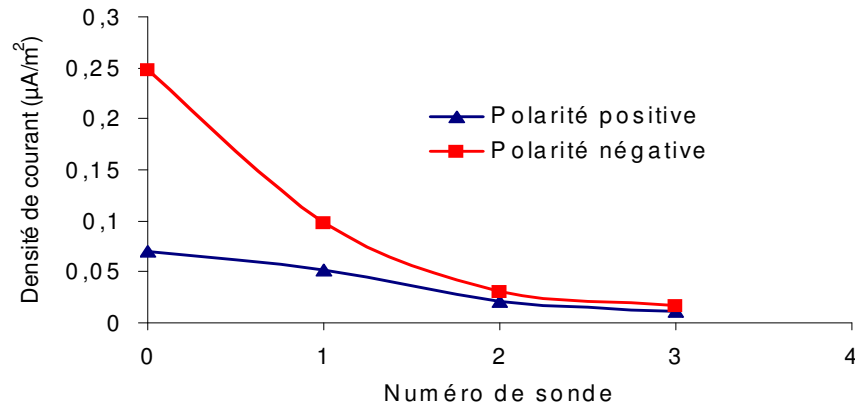


Figure IV-11. Densité de courant de charge mesurée à $t = 30$ s, par les sondes (S_0, S_1, S_2, S_3), avec media, pour $V_g = 1,5$ kV, $d_g = 15$ mm et $D = 40$ mm

Des résultats similaires ont été obtenus pour six temps différents (Fig. IV-12).

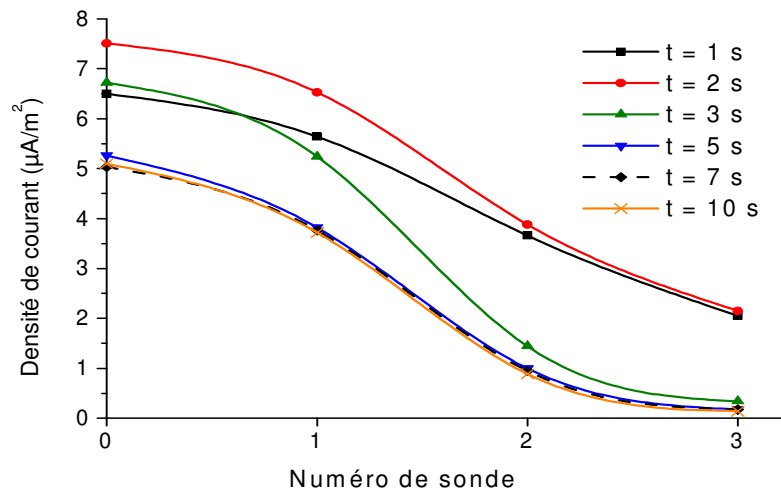


Figure IV-12. Densité de courant de charge mesurée à différents temps t , par les sondes (S_0, S_1, S_2, S_3) avec media filtrant, pour $V_g = 1,5$ kV, $d_g = 15$ mm et $D = 40$ mm.

La distribution de la densité de courant avec le fil de diamètre 0,18 mm, est donnée sur la figure IV-11, pour une tension de $V_s = 18$ kV et -18 kV. La densité est plus élevée pour la polarité négative, dans chaque point à la surface de l'électrode de terre. Des résultats similaires ont été obtenus pour six temps (Fig. IV-12).

L'aspect des courbes de la répartition spatiale du courant de charge sur les sondes par rapport au plan axial du système d'électrodes, est le même pour différents temps sauf que le courant se stabilise après 5 secondes environ. La répartition spatiale du courant de charge est plus élevée pour la polarité négative, dans chaque point à la surface de l'électrode de terre.

IV-3. CHARGE ET DECHARGE DU MEDIA

Les essais présentés dans cette partie de travail ont été effectués sur des échantillons neufs découpés d'un média non tissé, et dans les mêmes conditions que les mesures précédentes (air ambiant ; température $20^{\circ}\text{C} \pm 2^{\circ}\text{C}$; humidité relative entre 43% et 50%).

La décharge couronne positive, utilisée pour charger les échantillons, est générée dans la configuration triode de la figure IV-2 à courant de grille I_g constant égal à $100 \mu\text{A}$. Le potentiel de la grille est contrôlé à l'aide de la résistance électrique à travers laquelle cette grille est reliée à la terre.

Un ensemble d'expériences ont été effectuées sur le media filtrant (Figure III-6), afin de suivre l'évolution du courant avec le temps par l'installation expérimentale (Figure IV-2), les expériences ont été faites successivement à des intervalles de temps de charge et de décharge du media filtrant pour visualiser le phénomène transitoire du courant de couronne sur les sondes à $V_g = 1 \text{ kV}$, $V_s = 8,76 \times 3 \text{ kV}$, $D = 60 \text{ mm}$, $d_g = 15 \text{ mm}$, avec les deux polarités positive et négative. Le courant est mesuré à travers une résistance R_m en lisant la tension à ses bornes avec un électromètre, connecté à un ordinateur, comme dans le cas précédent.

L'acquisition se fait avec la même fréquence d'échantillonnage et le programme calcule la moyenne de 10 points de mesure. Le temps entre deux enregistrements est de 1 s, les valeurs mesurées du potentiel sont visualisées et sauvegardées sous forme de tableau, ce qui permet de tracer avec *Excel* ou *Origin* les courbes suivantes :

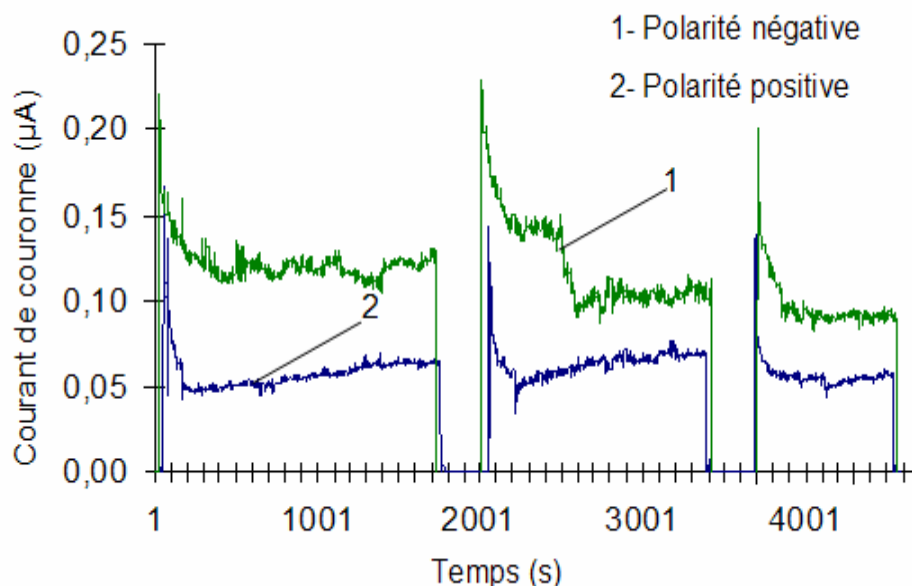


Figure IV-13. Régime transitoire des courants de charge mesurés sur la sonde (S_0) en fonction du temps, en présence du media, en polarité positive et négative pour $d_g = 15 \text{ mm}$ et $D = 60 \text{ mm}$.

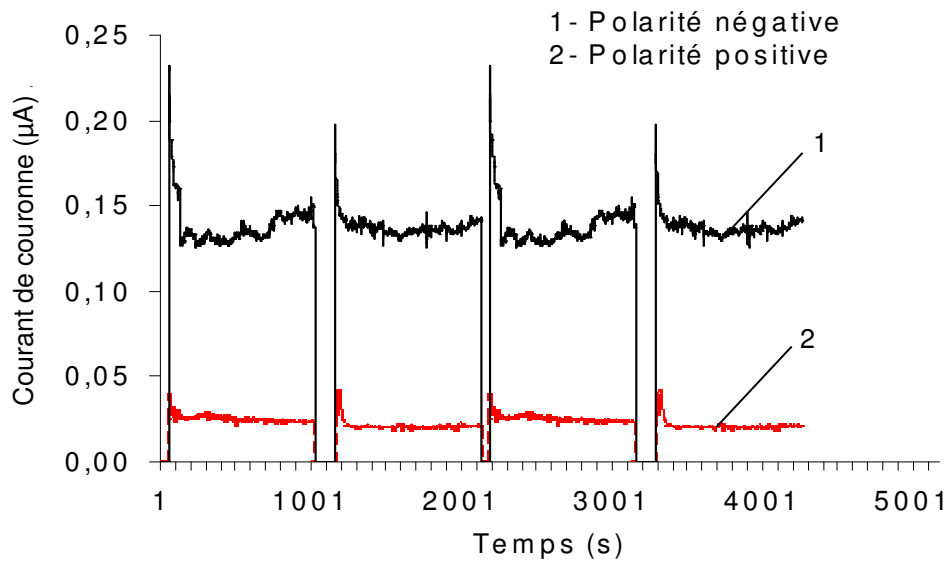


Figure IV-14. Régime transitoire des courants de charge mesurés sur la sonde S_3 en fonction du temps en présence du media, en polarité positive et négative pour $d_g = 15$ mm et $D = 60$ mm.

Les courbes des figures : IV-13 et IV-14 expliquent que le courant de couronne est plus grand en polarité négative qu'en polarité positive à chaque instant et que le déclin du courant est plus net, aussi le courant varie avec le temps pendant les phases charge et de décharge ainsi que l'intensité du courant au début de chaque cycle qui diminue progressivement.

IV-4. CONCLUSION

L'étude de l'évolution du courant électrique en fonction du temps due au phénomène de la décharge couronne permet une meilleure compréhension du processus de charge couronne de tels matériaux de PP non-tissés. On peut souligner les principales conclusions suivantes:

- Quand la tension appliquée et l'espace inter-électrode entre le fil ionisant et la plaque reliée à la terre augmentent, l'extension de la répartition du courant couronne à la surface de la plaque reliée à la terre augmente.
- L'augmentation de la tension appliquée à la grille $V_g = R I_g$ a un effet sur le courant couronne.

Le régime transitoire à la mise sous tension sera caractérisé par une rapide montée du courant pendant la phase d'injection, puis par une baisse du courant traduisant la diminution de cette injection liée à la baisse du champ à l'électrode injectrice. En régime permanent, on observe un régime caractéristique de courant limité par la charge d'espace, qui sera proportionnel au carré de la tension appliquée.

Les résultats expérimentaux montrent que le processus de charge est affecté par la capacité introduite par les médias dans le circuit électrique équivalent du système d'électrodes triode.

Le programme LabView utilisée pour l'analyse de l'évolution du courant de couronne en fonction du temps peut nous aider à visualiser et sauvegarder aussi des mesures de potentiels de surface, sujet qui sera traité dans le chapitre suivant.

CHAPITRE V

DISTRIBUTION DE LA CHARGE
ELECTRIQUE A LA SURFACE DES
MATERIAUX ISOLANTS SOUMIS A
LA DECHARGE COURONNE

CHAPITRE 5. Distribution de la charge électrique à la surface des matériaux isolants soumis à la décharge couronne

Les études ayant contribué à la caractérisation des médias filtrants ont mis en évidence le fait que le système de charge *triode* (électrode couronne + grille + plaque métallique reliée à la terre) permet de mieux contrôler et uniformiser la quantité de charge déposée [3, 66]. Ces recherches ont souvent fait appel aux techniques de mesure du déclin de potentiel de surface (DPS) pour étudier l'évolution dans le temps de l'état de charge des médias [2].

Afin d'atteindre cet objectif, il a été nécessaire de mettre en œuvre et d'améliorer la caractérisation des filtres à électret. En premier lieu, un dispositif de formation d'électret par décharge couronne a été mis au point afin de contrôler le dépôt initial des charges électriques générées dans une configuration d'électrodes de type *triode*.

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser à d'autres facteurs qui pourraient influencer la distribution de la charge électrique à la surface du média et sur le DPS, dans le cas de l'utilisation d'un système d'électrodes de type *triode* : (1) le mode de charge *statique* ou en *balayage* (le média non-tissé est immobile ou en mouvement à vitesse variable par rapport à l'électrode couronne) ; (2) la géométrie du système d'électrodes de charge (la distance entre la grille et le fil de l'électrode couronne) .

V-1. MATERIAUX TESTES

V-1-1. Matériaux fibreux

Les matériaux fibreux font aujourd'hui l'objet de nombreux développements technologiques. Un média non tissé se présente sous la forme d'une nappe ou voile de fibres enchevêtrées de façon pseudo-aléatoire et dont la cohésion provient du processus de fabrication. La cohésion d'un voile plus ou moins épais est assurée par des liaisons inter fibres de types chimiques, physiques, voire mécaniques.

Les médias non tissés possèdent un énorme potentiel d'application dans l'industrie automobile et aéronautique. Ils sont aussi utilisés pour diverses applications d'isolation et de protection dans l'industrie électrique (séparateurs de batterie, enrobage des câbles) ainsi que dans le domaine médical [67, 68]. Pour les expériences, nous avons utilisé des médias filtrants fibreux non tissés, à base de fibres de polymères.

Les expériences ont été réalisées sur plusieurs médias fibreux non-tissés, qu'ils soient composites ou non. Ces matériaux sont utilisés pour la fabrication des filtres à électret. Bien que la caractérisation par mesure du potentiel de surface soit approfondie pour les voiles non tissées en fibres de polypropylène, qui constituent les faces du média composite tel qu'il est présenté à

figure III-3, néanmoins, les essais sont élargies aux médias composites, et à d'autres voiles dont la structure fibreuse est différente. Afin d'effectuer une comparaison avec un diélectrique plan, ayant une surface continue, un film en polypropylène de 250 mm d'épaisseur est utilisé. Le polypropylène (PP) est un polymère non polaire, très bon isolant électrique, il est aussi le polymère industriel le moins dense. L'absorption d'eau par le polypropylène est très faible. Le tableau V-1 présente quelques propriétés du polypropylène [69, 70].

Tableau V-1. Quelques propriétés du polypropylène (PP).

Permittivité relative à 20°C et 50 Hz	2,1 à 2,7
Facteur de pertes diélectriques à 20°C et 50 Hz	0,0001 à 0,0006
Rigidité diélectrique à 20°C (MV/m)	50 à 95
Résistivité transversale ($\Omega \cdot \text{cm}$)	10^{15} à 10^{17}
Absorption d'eau en pourcentage par 24 h de temps d'immersion	< 0,05
Masse volumique ($\text{Kg} \cdot \text{m}^{-3}$)	904

V-1-2. Plaque polymérique

Le polyméthacrylate de méthyle (souvent abrégé en *PMMA*, en anglais Polymethyl Méthacrylate) est un thermoplastique transparent dont le monomère est le méthacrylate de méthyle (*MAM*). Ce polymère est plus connu sous son premier nom commercial de Plexiglas comme représenté à la figure V-1.

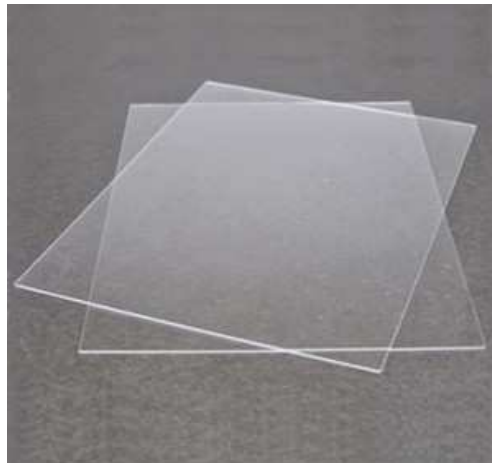


Figure V-1. Plaque de Plexiglas

Dans l'industrie, le Plexiglas peut remplacer le verre dans la fabrication de vitres car il permet une excellente transmission de lumière. Il transmet jusqu'à 92 % de lumière visible, soit plus que le verre. Pour sa résistance aux ultraviolets, il est utilisé pour les vitrages, les protections de tuiles ou certains éléments de voiture. Cette excellente transmission de la lumière est aussi le facteur pour lequel nous avons choisi ce matériau.

Pour les essais, deux plaques d'épaisseur 2,93 mm et 3,93 mm ont été utilisées. Nous avons constaté que le matériau garde bien la charge, ce qui est idéal pour les prochaines étapes de notre travail.

V-2. DEMARCHE EXPERIMENTALE.

Étant donné que la caractérisation des médias non tissés chargés par décharge couronne, effectuée dans le cadre de cette thèse, est principalement basée sur la mesure sans contact du potentiel de surface, nous avons conçu et réalisé à cet effet le dispositif montré à la figure V-2 à l'Institut Universitaire de Technologie d'Angoulême.

Il s'agit là d'une configuration très courante dans les études de déclin de potentiel où l'une des surfaces de l'isolant est chargée puis laissée libre. Le média non-tissé, en contact ou non avec une plaque métallique reliée à la terre, est porté par un chariot solidaire à un tapis roulant et qui se déplace pour déplacer l'échantillon vers le poste de mesure une fois qu'il est soumis à une décharge couronne. Un moteur électrique à courant continu entraîne le tapis à une vitesse réglable. Le positionnement de l'échantillon sous l'électrode couronne et sous la sonde, est réalisé à l'aide d'une commande électromécanique.

L'installation expérimentale, sur laquelle l'ensemble des mesures électrostatiques sont réalisées, est constituée de deux postes. La figure V-2 illustre l'ensemble de ces postes ainsi que les instruments utilisés. Sur le premier poste, la charge de la surface libre du matériau est obtenue en l'exposant, durant 10 s, à une décharge couronne générée dans une configuration d'électrodes dite *triode*. L'avantage principal de cette configuration est dû à la présence de la grille reliée à la terre via une résistance. Cette électrode grille permet de contrôler le potentiel initial de la surface, et par conséquent, le dépôt initial des charges électriques, dont l'évolution de son état de charge en dépend. Après avoir été chargé, le matériau est transféré, à l'aide du transporteur à bande, vers le poste de mesure sans contact du potentiel de surface. Le temps de transfert, entre la fin de la décharge couronne et le début de la mesure, est de 2 à 3 s. L'utilisation de l'électromètre, dans les postes de mesures, a permis l'interfaçage des appareils de mesures avec l'ordinateur pour réaliser l'acquisition de données à l'aide de l'instrument virtuel développé sous l'environnement LabView.

L'approche expérimentale adoptée dans cette étude repose sur la méthode de la charge du matériau. Celle-ci consiste à suivre en fonction du temps l'évolution du potentiel de surface de l'échantillon préalablement chargé et laissé libre. Pour chaque essai, une série de mesures sont effectuées dans des mêmes conditions prédéfinies et à chaque fois sur un échantillon neuf prélevé sur le même tissu pour réduire la dispersion engendrée par la structure aléatoire du tissu non tissé. Par contre, les essais à dépôts successifs sont réalisés sur le même échantillon. Souvent les courbes de déclin de potentiel sont obtenues sur une durée de 15 mn. Dans la plupart des cas, des séries de 3 à 5 mesures sont concluantes. Parfois un nombre plus important d'essais a été nécessaires. Vue le volume des mesures réalisées, enregistrées sous forme de fichiers

informatiques générées par l'instrument virtuel. Les principaux paramètres retenus sont le niveau et la polarité du potentiel de la grille, la température à laquelle la charge du matériau est effectuée. Il est important de signaler que dans un premier temps la charge du matériau se fait avec la présence de la grille, ainsi les essais sont obtenus dans une configuration similaire à celle de la ligne de fabrication et ceci nous apporte une évaluation de l'efficacité du processus de charge.

V-3. POSTE DE CHARGE

La décharge couronne, utilisée depuis longtemps pour charger des isolants, permet d'effectuer cette opération dans l'air et sans contact. Cette décharge électrique non disruptive et auto-entretenue se produit lorsque la différence de potentiel entre les électrodes d'une configuration asymétrique est assez élevée. Elle est largement exploitée pour tester des matériaux diélectriques et étudier leurs réponses à une charge d'espace [71, 72]. Ce procédé de charge s'effectuait au départ en exposant la surface du matériau directement à la décharge couronne générée par la configuration fil-grille-plan.

La figure V-2 représente le poste de charge que nous avons utilisé pour la charge des matériaux fibreux non tissés en utilisant la décharge couronne générée dans un système de *triode*. Ce dispositif de charge se distingue par l'utilisation d'une certaine classe d'électrodes couronne dite de type *dual*, qui est portée à un potentiel continu de polarité positive ou négative.

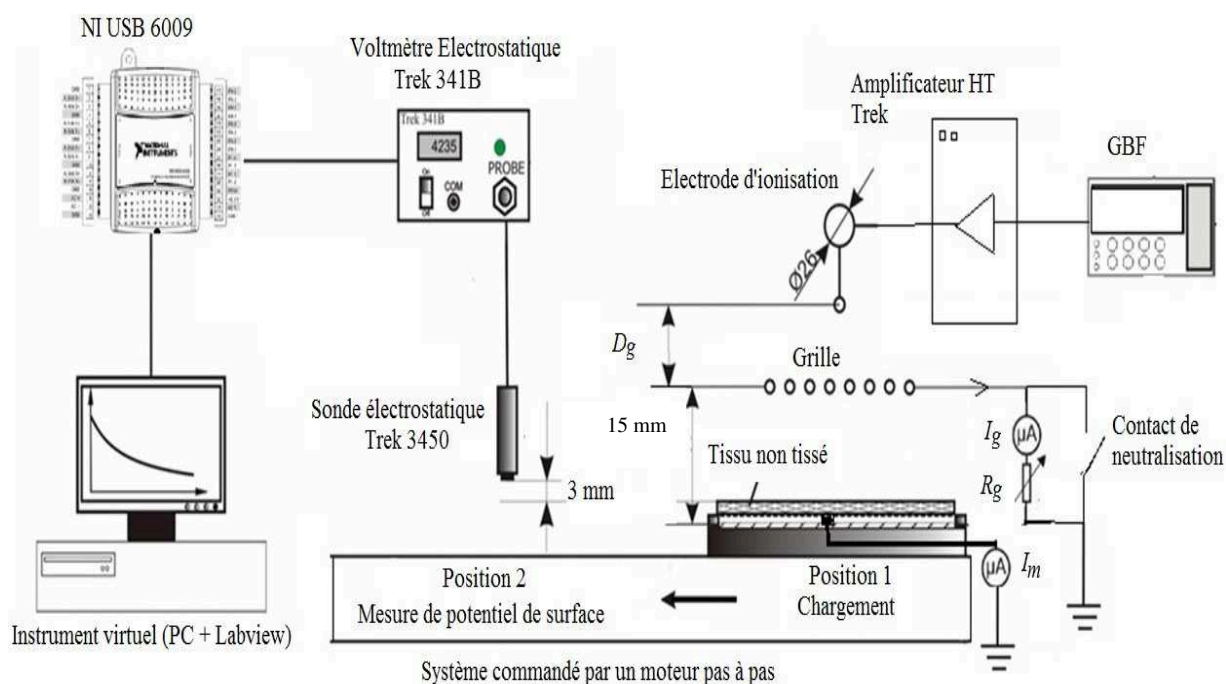


Figure V-2. Procédure expérimentale pour la génération de charge et la mesure du potentiel de surface.

L'électrode grille est placée, entre le fil de l'électrode duale et l'électrode plane reliée à la terre via une résistance électrique variable R_g , son potentiel V_g dépend de cette résistance et de la décharge couronne qui est la source du courant I_g qui s'écoule à travers cette grille.

Le processus de charge de la surface libre du matériau fibreux s'effectue à un courant de grille constant. Afin de contrôler le dépôt de charge à un potentiel de surface désiré, nous agissons sur la résistance variable qui fixe le potentiel de la grille. Celui-ci est égal à la chute de tension aux bornes de cette résistance. Ainsi, la résistance est calculée avec la formule :

$$R_g = \frac{V_g}{I_g} \quad (\text{V-1})$$

La variation de la résistance est obtenue par l'association de résistances de puissance 0,25 W. Ainsi, la chute de tension maximale aux bornes de chaque résistance est calculée avec la relation V-2. Une résistance de 10 M Ω , de même puissance, produit une chute de tension de 1 kV, inférieure à la valeur admissible calculée par :

$$U_{max} = \frac{P}{I_g} = 2,5 \text{ kV} \quad (\text{V-2})$$

Bien que la valeur du potentiel de la grille soit obtenue par le produit des valeurs de la résistance R_g et du courant I_g , nous l'avons mesuré pour chaque essai en utilisant une sonde de haute tension, reliée à un millivoltmètre. L'amplitude du signal délivré par la sonde est égale à un millième du potentiel de la grille.

V-4. REPARTITION DU POTENTIEL

V-4-1. Influence du temps de chargement

Les expériences ont été réalisées sur des tissus en polypropylène de dimensions : (95 mm x 110 mm) et (95 mm x 175 mm), dont l'épaisseur est de 0,4 mm. Il s'agit d'un matériau fibreux, présentant des fibres de 20 μm , tissées de manière aléatoire comme le montre la figure III-6.

Les tissus sont découpés et déposés sur une table, exposés pendant 24 h aux conditions atmosphériques environnantes : humidité relative $H = 40\%$ à 54% , et température $T = 16,6^\circ\text{C}$ à 22°C .

Les échantillons sont chargés à partir d'un système d'électrode de type *triode* (Fig.V-2). La grille en aluminium, de dimensions : (120 mm x 90 mm), est reliée à la masse par l'intermédiaire d'une résistance de grille $R_g = 20 \text{ M}\Omega$.

L'électrode couronne de la triode est alimentée à partir d'un amplificateur haute tension (TREK, model 30/20A). Une décharge couronne positive est générée entre le fil (Tungstène, diamètre de 0,2 mm) et la grille métallique.

En variant la tension fournie par l'amplificateur haute tension, le potentiel de la grille V_g peut être ajusté entre 0,5 et 3 kV. La distance entre le media et la grille est fixée à 15 mm pour

toutes les expériences. Par contre la distance D_g entre la grille et l'électrode couronne est fixe. La résistance de grille par défaut est de 20 M Ω .

Le mode de charge étudié est le mode dit *statique*, la décharge couronne se fait tout en maintenant fixe le plateau sur lequel est déposé le media (l'électrode couronne se trouve sur la médiane de l'échantillon). Une fois la décharge terminée, le plateau se déplace de 112 mm vers la position de mesure à une vitesse de 30 mm/s. La durée du déplacement entre les positions de mesure et de charge est d'environ 4 s.

Pour neutraliser le media, on utilise le même système de charge (triode-électrode), avec l'amplificateur haute tension alimenté par un générateur basse fréquence (GBF) pour disposer d'une tension alternative de 50 Hz avec une amplitude de 8 kV, pour éviter le claquage de l'air. Un interrupteur permet de passer du mode "*charge*" au mode "*neutralisation*" en reliant physiquement la grille directement à la masse, ce qui revient à court-circuiter la résistance de la grille.

Les mouvements de déplacement du plateau sont assurés grâce à un moteur pas à pas. La vitesse de déplacement du plateau pendant les mesures de potentiel de surface a pu être variée de 1,5 à 15 mm/s ; le pas de déplacement minimal est de 10 μm .

Des mesures ont été faites pour s'assurer que la décharge couronne n'efflue pas en perturbation sur la sonde (TREK, modèle 3450) du voltmètre électrostatique (TREK, modèle 341B), utilisé pour la mesure du potentiel de surface (Fig.V-2).

Avant toute mesure, le voltmètre électrostatique est calibré par rapport à une surface portée au potentiel de la terre, en ajustant l'offset. A l'aide d'un ordinateur équipé du programme LabView et d'une carte d'acquisition National Instruments (NI USB 6009), les valeurs mesurées du potentiel de surface sont visualisées et sauvegardées dans un fichier au format "*.txt". L'acquisition se fait à une fréquence d'échantillonnage de 10 Hz et le programme calcule la moyenne de 10 points de mesure. Le temps entre deux enregistrements est de 1 s.

Le temps de charge T_c des medias de dimensions différents : (95 mm x 110 mm) et (95 mm x 175 mm), en mode statique est de 10 s par défaut.

Des expériences ont été menées avec un temps de charge T_c variable pour étudier l'influence du temps de charge. En variant le temps de charge T_c (1 s, 5 s, 10 s, 30 s et 60 s), les courbes représentant la répartition du potentiel sont données par les courbes des figures V-3 et V-4.

Les résultats des expériences présentés montrent qu'avec un temps de charge plus élevé l'étalement de la charge est important, l'étalement est plus important pour un échantillon plus grand. La zone de charge augmente avec le temps de charge et les dimensions de l'échantillon.

La décharge couronne est plus étendue pour un temps de charge plus élevé. Donc l'augmentation du temps de charge et les dimensions de l'échantillon provoquent une décharge couronne plus étendue.

Le temps typique de charge dans ce cas est d'environ 30 s dépendant de la surface totale à charger.

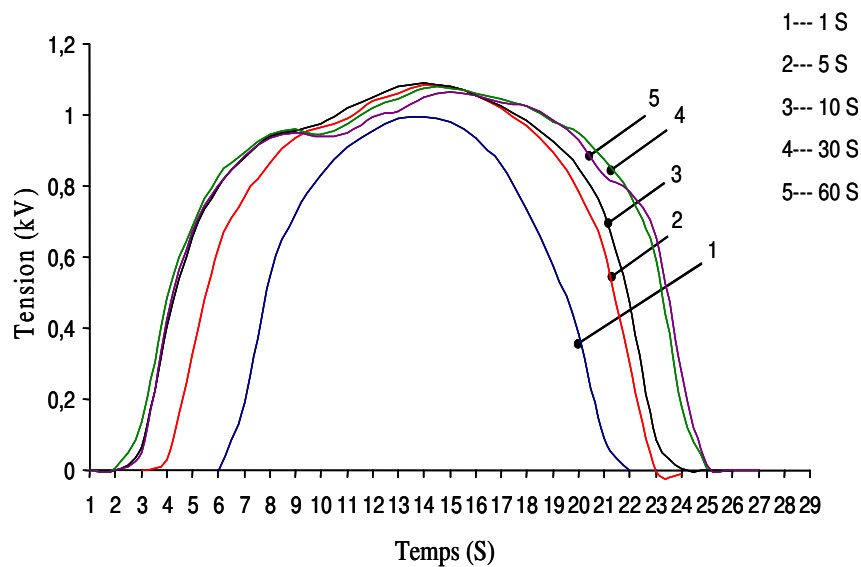


Figure V-3. Répartition du potentiel pour un tissu de dimensions : 95 mm x 110 mm.

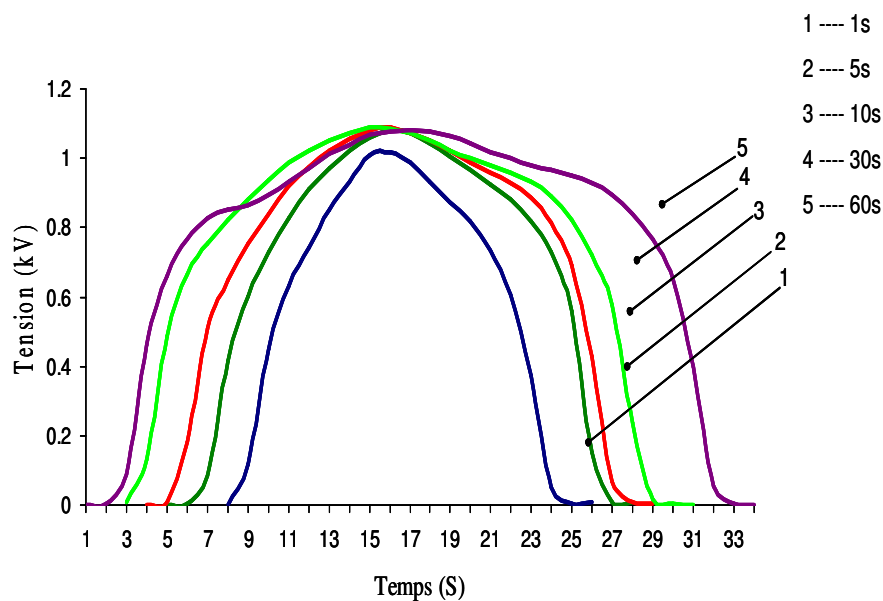


Figure V-4. Répartition du potentiel pour un tissu de dimensions : 95 mm x 175 mm.

V-4-2. Distribution du potentiel sur le Plexiglas (PMMA)

En utilisant toujours le même dispositif expérimental (Fig. V-2), nous avons chargé un échantillon en PMMA d'épaisseur 3,93 mm (plaque polymérique) (Fig. V-1) par le mode "balayage". Dans le mode dit "balayage", la décharge couronne est réalisée avec l'échantillon en

mouvement. Le plateau sur lequel se trouve le média se déplace par défaut à une vitesse de 3 mm/s. Au début du processus de charge, l'électrode couronne se trouve dans le plan vertical médian de l'échantillon. Une fois la charge en balayage terminée, le plateau portant l'échantillon se déplace à vitesse maximale (30 mm/s) vers la position de mesure et ainsi de suite jusqu'au quatrième balayage.

Les conditions de charge standard sont : décharge couronne positive, mode balayage, $V_g = 1$ kV, $R_g = 20$ M Ω , $d_g = 15$ mm. Les mesures effectuées concernent le déclin et la distribution du potentiel de surface. La température ambiante est de 19,4°C et l'humidité est de 50%, et après chaque expérience nous avons neutralisé l'échantillon, comme dans le cas précédent. Pour avoir une valeur constante et proche de 0 kV.

En appuyant sur le bouton ON/OFF, le processus de mesure démarre et l'électromètre est initialisé (Figure V-5), qui présente la face avant de l'instrument virtuel LabView, qui n'est qu'une interface utilisateur graphique. Cette interface permet l'introduction de données de mesures et l'affichage de celles fournies, en sortie, par le programme. Cette face avant contient des éléments de commande et un indicateur graphique du déclin de potentiel.

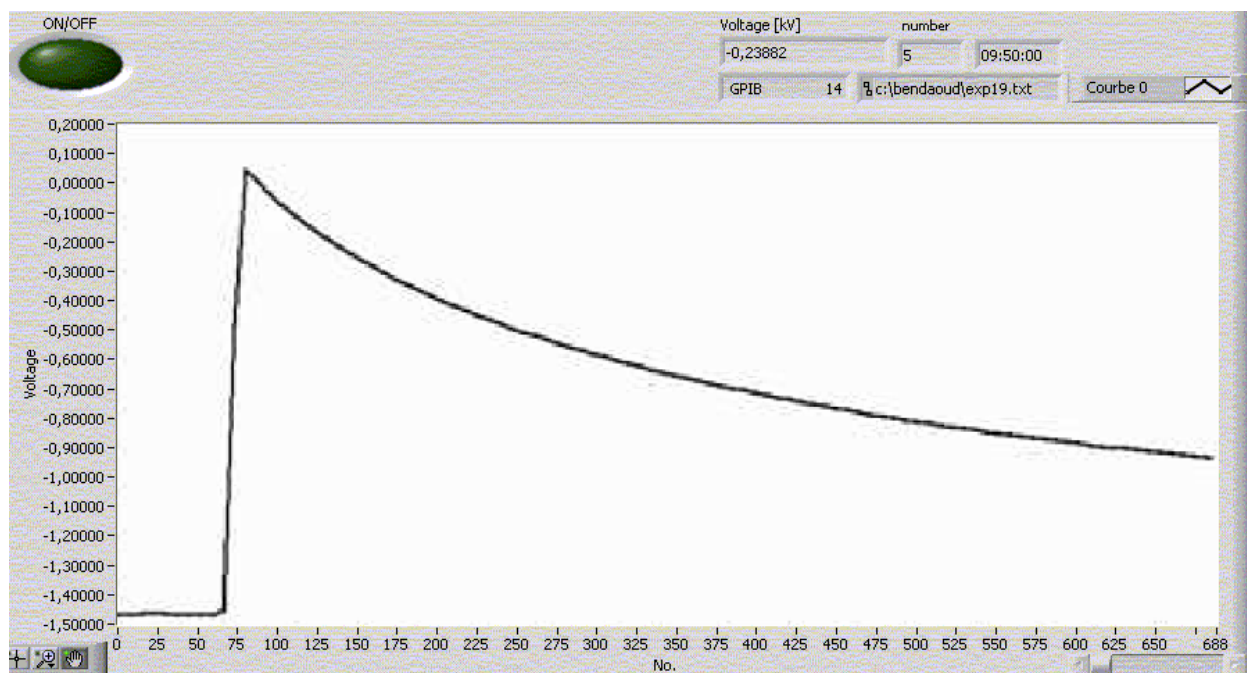


Figure V-5. Courbe de DPS visualisée sur le panneau frontal de l'instrument virtuel.

La présentation des différentes courbes obtenues pour ces séries de mesures sont données sur la figure V-6. Ces valeurs mesurées du potentiel de surface réalisées en balayage sont visualisées et stockés dans un fichier (*.txt) sous forme de tableau, ce qui permet de tracer avec Excel les courbes qui représentent la charge du potentiel sur une plaque polymérique comme les montrent les courbes suivantes :

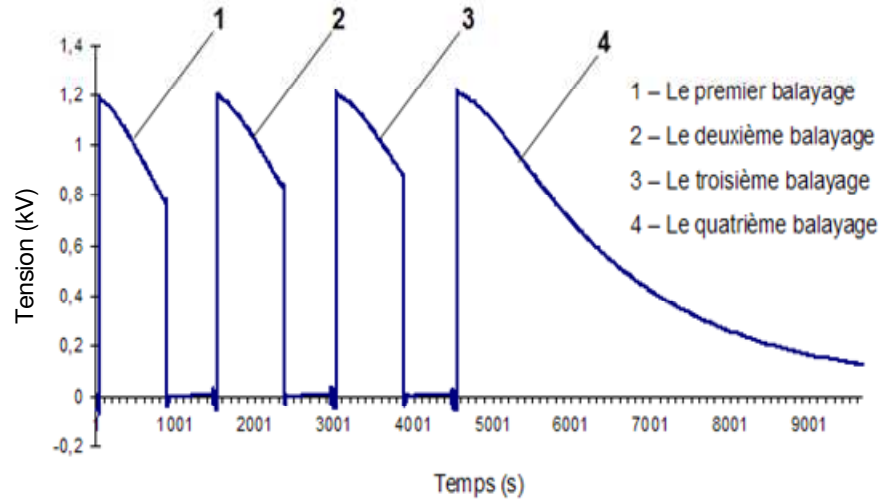


Figure V-6. Déclin de potentiel sur une plaque polymérique.

Pour mieux voir l'influence du balayage (*chargement*), on a superposé les quatre courbes présentées par la figure ci-dessus.

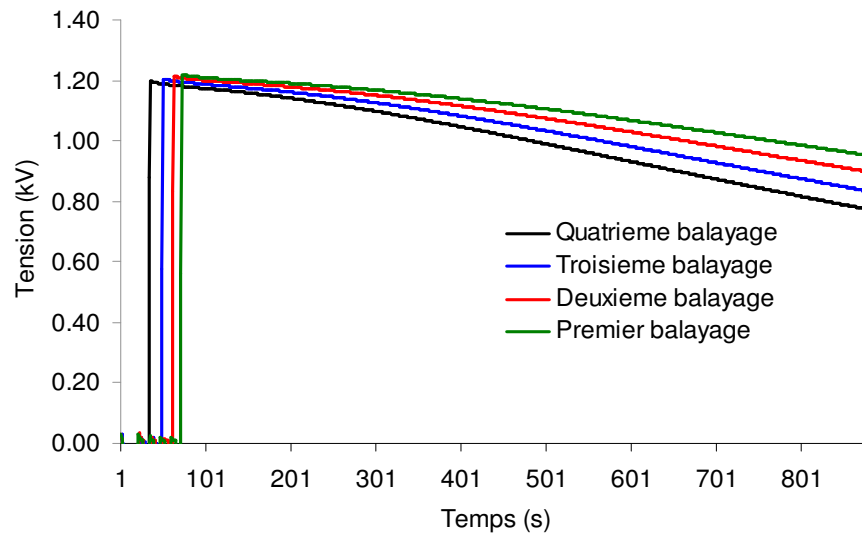


Figure V-7. Déclin de potentiel sur une plaque polymérique.

En analysant les courbes des figures V-6 et V-7, on peut constater que la charge augmente avec l'augmentation du nombre de balayage. Cependant la vitesse de balayage doit être faible pour permettre d'obtenir un niveau de charge important. Le dépôt de charge sur le média fibreux non tissé correspondant à l'excitation de la tension d'alimentation de l'électrode couronne, il ne dépend pas seulement de ses propriétés intrinsèques mais de l'excitation de la tension.

Les essais présentés dans ce groupe d'expériences ont été effectués sur deux types d'échantillons neufs respectivement le tissu et le polymère, en mode statique pendant 10 s, et aux conditions atmosphérique environnantes : air ambiant ; température $17^{\circ}\text{C} \pm 2^{\circ}\text{C}$; humidité relative entre 43 % et 54 %.

La décharge couronne positive, utilisée pour charger les échantillons, est générée par la configuration triode de la figure V-2, à courant de grille I_g constant égale à $50 \mu\text{A}$.

Les courbes de répartition du potentiel sont représentées sur la figure V-8.

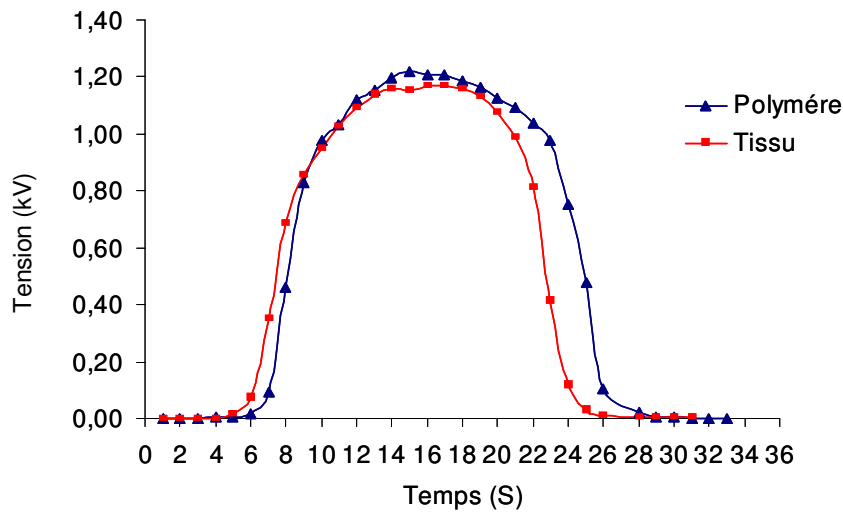


Figure V-8. Répartition du potentiel sur le tissu et le polymère.

Les résultats des expériences présentés montrent que la distribution de la charge a le même aspect pour les deux matériaux en plus de ça, on peut remarquer que la zone de potentiel maximum est presque la même pour les matériaux.

Nous avons souligné que la non-homogénéité de la charge est en partie liée à la structure même des matériaux.

V-5. CONCLUSION

Le banc de mesure réalisé permet le monitoring et l'enregistrement du déclin de potentiel de surface à l'aide d'une sonde à condensateur vibrant (sonde de Kelvin), pour plusieurs situations et en faisant varier des paramètres expérimentaux.

Les temps de charge par décharge couronne sont souvent longs, au minimum 15 s, et parfois plusieurs minutes. Il n'y a aucune nécessité à cela, le calcul prouvant que dans la plupart des cas, le temps de charge est inférieur à la seconde. Ce temps est le quotient de la charge à déposer par le courant de charge moyen. La charge à déposer dépend de la capacité de la zone de l'échantillon à charger, et donc de son épaisseur, mais même sur les films minces (de l'ordre de $5 \mu\text{m}$), elle dépasse rarement les quelques μC . Un courant de charge de quelques μA (pour un courant de décharge couronne de l'ordre de $20 \mu\text{A}$) donne donc une constante de temps de l'ordre de la seconde dans ce cas. Pour un échantillon de 1 mm, l'ordre de grandeur de temps de charge est plutôt quelques ms. Dans des publications récentes [17-20], notre équipe de recherche a publié les résultats de plusieurs études visant la caractérisation de l'état de charge des matériaux fibreux non tissés.

En présence du média, caractérisé par sa propre résistance, fait réduire le courant I_m . La charge du média conduit également à la diminution du gradient du potentiel entre la grille et le plan de masse, en effet le potentiel de surface du diélectrique tend à se rapprocher de celui de la grille.

Au-delà de ces résultats qui nous ont aidé pour comprendre mieux les phénomènes, nous avons fait des essais avec d'autres types d'échantillons pour observer comment la charge s'étale sur les surfaces différentes.

La distribution du potentiel à la surface d'un échantillon, et donc de la charge accumulée sur celui-ci, est plus uniforme en utilisant le mode « balayage ». Cependant la vitesse de balayage doit être faible pour permettre d'obtenir un niveau de charge important.

Les résultats montrent aussi que le potentiel de surface de ces matériaux est limité par l'apparition de décharges partielles, dues à des intensifications locales du champ électrique qui sera montré lors du calcul numérique traité dans le chapitre suivant.

CHAPITRE VI

CALCUL DU CHAMP ELECTRIQUE
GENERE PAR LE SYSTEME
D'ELECTRODES DE TYPE « TRIODE »

CHAPITRE 6. Calcul du champ électrique généré par le système d'électrodes de type « triode »

Le calcul des champs en électromagnétisme intervient principalement lorsqu'on ne sait plus résoudre les problèmes analytiquement, soit parce que la géométrie est trop complexe, soit parce que les lois de comportement liant J , B , E et H , respectivement la densité de courant, l'induction magnétique, le champ électrique et le champ magnétique, ne le permettent plus. Il faut alors faire appel à des méthodes numériques, entre autres, à des méthodes de calcul des champs telles que : la méthode des charges équivalentes, la méthode des différences finies, la méthode des éléments finis ou encore la méthode des éléments de frontière.

Dans ce travail, seules, les méthodes des charges équivalentes ou des éléments finis sont considérées, ceci principalement parce que d'une part, elles sont les mieux maîtrisées, on dispose d'une variété de logiciels les utilisant, et d'autre part parce que ce sont des méthodes plus générales que celle des différences finies.

Dans notre cas, leur utilisation a pour but de déterminer numériquement les distributions de champ électrique dû à une décharge couronne produite par la configuration d'électrode de type triode. Deux logiciels ont été utilisés pour effectuer le calcul du champ électrique, à savoir : *COMSOL* et *SCSP*, pour :

1) Calcul du champ électrique provoqué par la décharge couronne due à l'électrode ionisante dans le cas particulier de la décharge couronne générée par un système d'électrodes de type triode.

2) Calcul du champ électrique en présence de la charge d'espace de ce type d'électrode.

VI-1. Processus de charge

En considérant les dimensions des mailles de la grille assez petites devant la distance d_g entre la grille et le plan de masse, l'ensemble grille-plan peut être assimilé à une configuration d'électrodes définie par deux plans parallèles. La topographie du champ électrique, définie par la distribution du champ et du potentiel électrique dans le système triode de charge, permet de connaître les caractéristiques qualitatives du procédé de charge.

En effet, ce procédé dépend du processus de génération d'ions par effet couronne et de la dérive des charges sous l'action du champ électrique le long des lignes caractéristiques. La décharge couronne désigne l'ensemble des phénomènes liés à la modification de la conductivité d'un gaz à proximité d'un conducteur de faible rayon de courbure, porté à une tension assez élevée dont le champ électrique environnant est intense mais non disruptif.

Dans le cas de la configuration triode, cette conductivité est due aux phénomènes d'ionisation intense de l'air au voisinage immédiat du fil qui est l'élément ionisant de l'électrode

duale. Ainsi, l'espace inter électrodes est répartie en trois zones telles qu'elles sont illustrées sur la figure VI-1.

La zone active (1) est près de l'électrode active où le champ est supérieur au champ critique du minimum d'ionisation. Elle est caractérisée par une densité de charge totale nulle, ainsi le champ électrique satisfait les équations de Laplace. L'utilisation de l'électrode duale dans des procédés électrostatiques permet de contrôler l'orientation de la décharge couronne et son intensification dans une direction. Cette classe d'électrodes est caractérisée par la non-uniformité de l'injection de charge autour de l'élément ionisant [73].

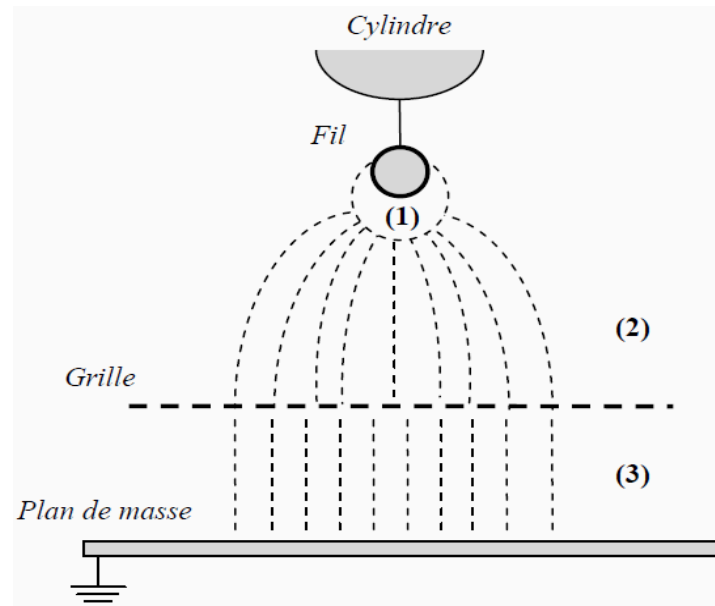


Figure VI-1. Décharge couronne dans le système triode

Avant que la décharge se produise et l'électrode duale soit portée à un potentiel élevé, la grille a le même potentiel que celui du plan de masse. Ainsi le champ électrique est très inhomogène dans la zone (2) et pratiquement nul dans la zone (3). En présence de la décharge, des charges de même polarité que celle de l'électrode duale sont collectées par la grille s'écoulent à travers la résistance qui relie celle-ci à la masse. La tension produite aux bornes de la résistance fixe le potentiel de la grille. Les charges qui ont traversé la grille sont attirées par le plan de masse et interceptées par le média non-tissé déposé sur celui-ci. Ainsi la surface libre du matériau subit un dépôt de charges sous l'action du champ électrique dû à la différence de potentiel entre la grille et le plan de masse. Le matériau continue à se charger jusqu'à ce que le potentiel de surface de celui-ci soit égal à celui de la grille. Ainsi, la zone (2) est caractérisée par une charge d'espace importante tandis que la zone (3) est caractérisée par un champ électrique et une charge d'espace pratiquement négligeables. La figure VI-2 illustre l'influence de la position de la grille sur la largeur de la surface chargée qui se rétrécit lorsque la grille est très proche du fil ionisant de l'électrode couronne (cas (b)).

Si la grille est très proche de la masse, telle qu'elle est présentée à la figure VI-3, l'inhomogénéité du champ électrique dans la zone (3) s'accroît et il apparaît des zones non chargées. En effet, les dimensions des mailles de la grille ne sont plus négligeables par rapport à cette distance d relativement petite, alors l'uniformité de dépôt n'est plus garantie.

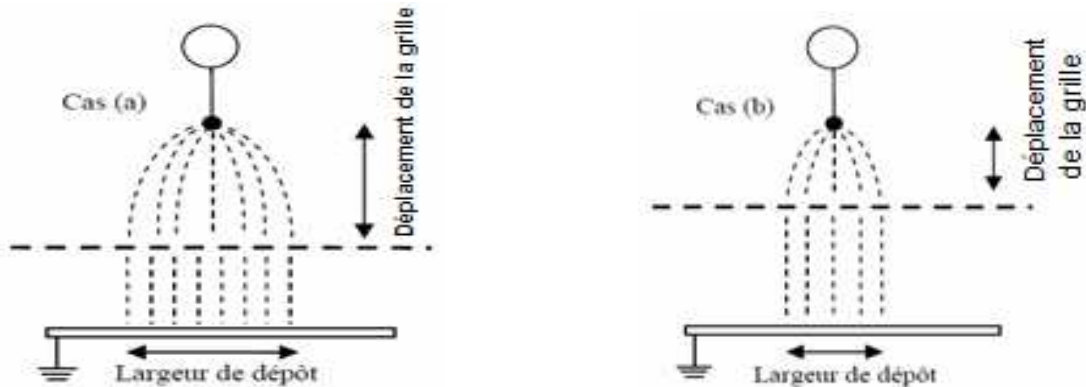


Figure VI-2. Effet de la position de la grille sur la largeur de dépôt.

Ainsi, il faut maintenir une distance minimale entre la grille et le plan de masse pour éviter tout contact entre les fibres du média et la grille et que l'ensemble grille-plan soit semblable à une configuration plan-plan.

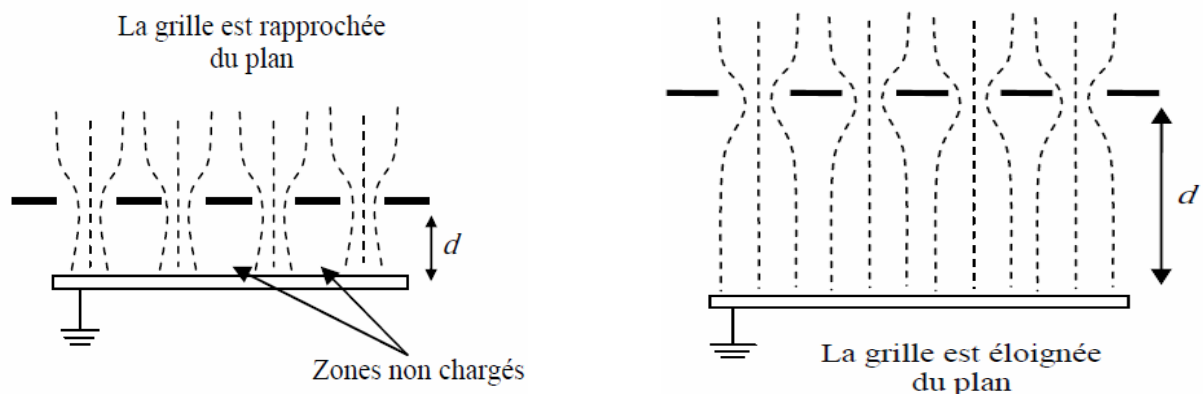


Figure VI-3. Effet de la position de la grille sur l'uniformité de dépôt de charges.

VI-2. CALCUL DU CHAMP ELECTROSTATIQUE GENERE PAR LA DECHARGE COURONNE

Le champ électrique généré par l'électrode de type triode est un paramètre essentiel pour le bon fonctionnement de l'appareil, d'où l'importance que revêt son étude. Les méthodes numériques qui peuvent être utilisées sont : les différences finies, Monté Carlo, éléments finis, éléments aux frontières, simulation de charge. Tenant compte de certains critères, qui sont dans ce cas la facilité de représentation des frontières et la rapidité de calcul du champ, les

méthodes des éléments finis et de simulation de charge semblent les plus adéquates pour résoudre le modèle mathématique de ce type d'électrode « Triode » [10, 65].

Notre travail consiste à déterminer numériquement les distributions de champ électrique dues à une décharge couronne produite par la configuration d'électrode de type triode utilisées dans l'électro-séparateur et dans le précipitateur [10, 17].

VI-2-1. Calcul du champ électrostatique pour la configuration fil-grille-plan «Triode»

Ce type de configuration est constitué d'un cylindre métallique (Fig. III-7). Sur ce cylindre on attache deux tiges métalliques sur lesquelles un fil fin de wolfram (ou tungstène de diamètre 200 μm) est soutenu. La grille (Fig.VI-4) est intercalée entre l'électrode couronne fil-cylindre et l'électrode masse. On peut considérer la grille constituée de petits rectangles de dimension (2 x 0,5 mm), la distance entre les petits rectangles est de 4 mm horizontalement (Fig. VI-4).

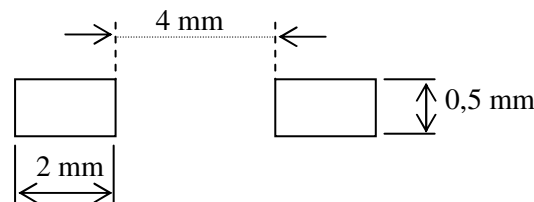


Figure VI-4. Dimensions d'un petit rectangle de la grille

Le champ électrique à la surface du média, par conséquent le dépôt de charge est uniforme et il s'arrête une fois le potentiel sur la surface du matériau est égal au potentiel sur la grille. La décharge couronne, qui génère des charges électriques pour le chargement du média filtrant, est produite autour du fil.

Le programme de simulation de charge superficielle CSP, qui a déjà prouvé son efficacité en modélisant le champ électrostatique des séparateurs et des précipitateurs électrostatiques [10, 30,74], a été utilisé dans la présente étude. La géométrie du système d'électrode est présentée sur la figure III-7.

Au début, on prend les mesures et la position de chaque constituant de notre électrode « triode » ; ce qui nous donne le schéma détaillé montré dans la figure VI-5 dans un plan bidimensionnel.

- On délimite notre espace de travail par un carré de côté 0,52 m ainsi que la distance de grille grâce à la commande *Project Setting* du menu *Option*.
- Par la suite on active la commande *New Shape* du menu *Edit*, on active la commande *Arc* afin de tracer la plaque métallique sous forme de rectangle avec des conditions aux limites de type Dirichlet qui porte un potentiel de 0 kV.
- De la même façon on dessine le support tubulaire de l'électrode couronne possédant un rayon de 0,013 m avec les conditions aux limites de type Dirichlet pour le potentiel $V = 30$ kV.

- La région suivante présente la grille sous forme de petits rectangles de dimensions (2×0,5 mm) espacé de 4mm (Figure VI-4), avec un espace inter-électrodes $d_g = 15$ mm et de conditions aux limites de type Dirichlet d'un potentiel $V = 5$ kV.
- Finalement, on trace sur le support tubulaire l'électrode couronne d'une hauteur $h = 10$ mm, avec un espace inter-électrodes $D = 30$ mm. L'électrode qui porte un potentiel de 30 kV est représentée par un cercle de rayon $r = 0,1$ mm, qui indique le fil comme le montre la figure VI-5, ainsi que les conditions aux limites de type Dirichlet d'un potentiel $V = 30$ kV [75, 76].

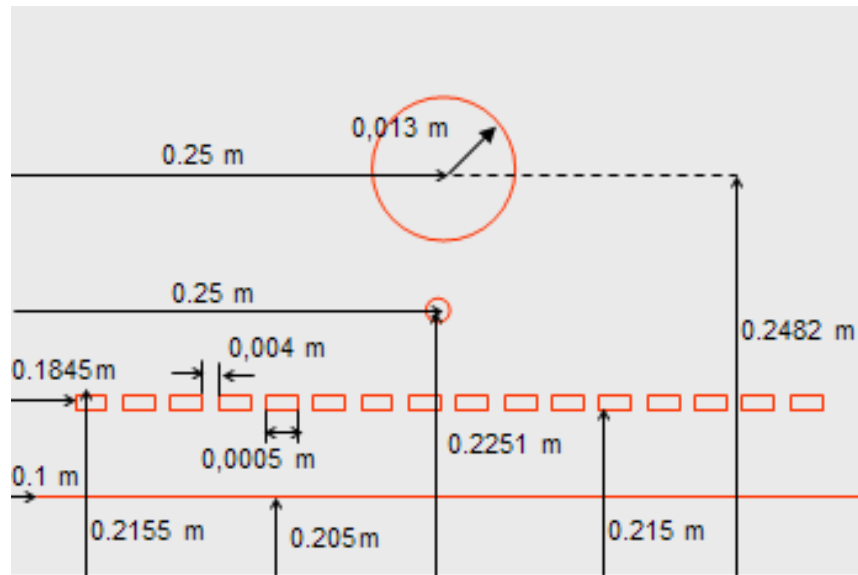


Figure VI-5. Coordonnées et dimensions des éléments de la triode.

Après avoir dessiné les différentes géométries à l'aide du logiciel (*SCSP*) et lancer les calculs par ce logiciel, on a calculé la valeur du champ électrique sur la surface de l'électrode collectrice pour différents espaces inter-électrodes D et d_g . (Fig. III-7) grâce à la commande *Calculator*. Les résultats sont stockés dans un fichier (*.txt) sous forme de tableau, ce qui permet de tracer avec *Excel* ou *Origin* les courbes qui représentent l'intensité du champ électrique en fonction de plusieurs points à 1 mm au dessus de la surface de la plaque pour tenir compte de l'épaisseur des particules isolantes ou de l'échantillon.

VI-2-2. Distribution du champ électrique sur la surface de la plaque

Dans cette partie, on s'intéresse à la répartition du champ électrique sur la surface de la plaque métallique reliée à la terre le long d'un segment de droite passant à travers la zone active allant du point P ($x_1 = 0,12$ m ; $y_1 = 0,186$ m) au point Q ($x_2 = 0,4$ m ; $y_2 = 0,186$ m) comme l'indique la figure VI-6.

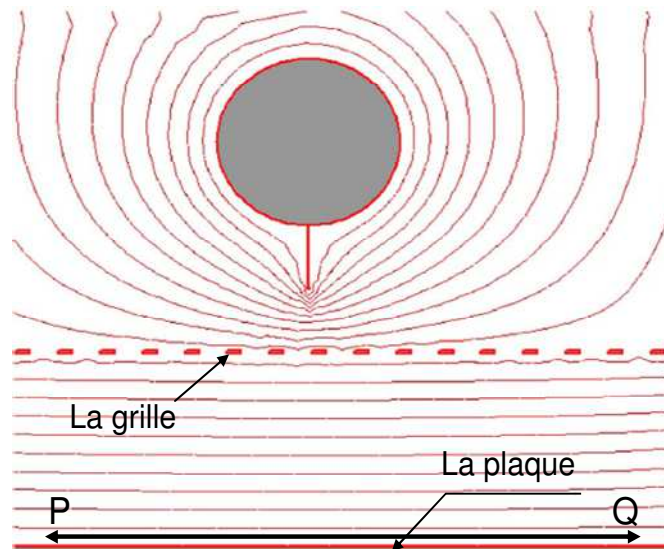


Figure VI-6. Répartition des lignes équipotentielles dans l'électrode triode pour un espace inter-électrode $D = 40$ mm et $d_g = 10$ mm.

Les courbes obtenues pour différentes variations de l'espace inter-électrodes sont données comme suit :

❖ **Influence de l'espace inter-électrodes « d_g » sur le champ électrique**

La distribution du champ électrique sur la surface de la plaque métallique pour $D = 40$ mm et trois valeurs de d_g ($d_g = 10$ mm $d_g = 20$ mm $d_g = 30$ mm) est représentée sur la figure VI-7.

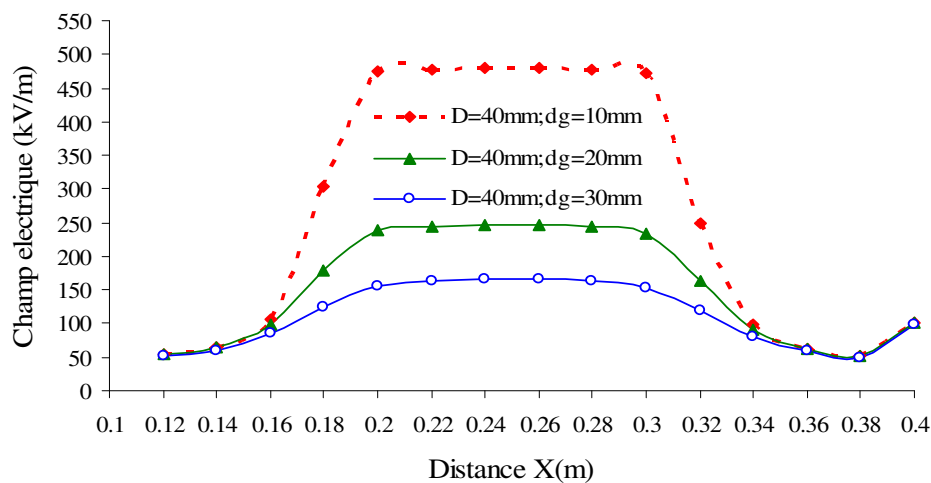


Figure VI-7. Distribution du champ électrique sur la surface de la plaque métallique pour $D = 40$ mm et trois valeurs de d_g ($d_g = 10$ mm $d_g = 20$ mm $d_g = 30$ mm).

L'analyse numérique de la distribution du champ électrique sur la surface d'électrode collectrice à un espace D fixe montre que plus la distance inter-électrodes d_g diminue, plus le champ électrique au niveau de la plaque métallique reliée à la terre augmente.

❖ Influence de l'espace inter-électrodes « D » sur le champ électrique

La distribution du champ électrique sur la surface de la plaque métallique pour $d_g = 10$ mm et trois valeurs de D ($D = 20$ mm, $D = 30$ mm, $D = 40$ mm) est représentée sur la figure VI-8.

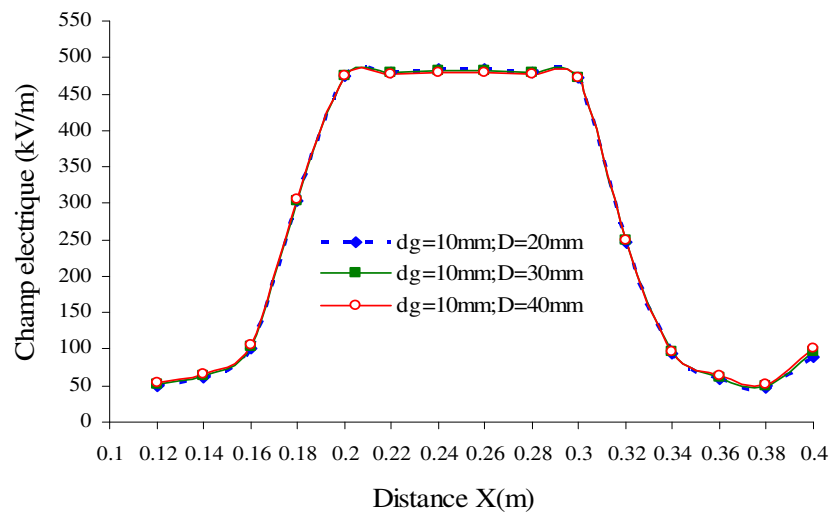


Figure VI-8. Distribution du champ électrique sur la surface de la plaque métallique pour $d_g = 10$ mm et trois valeurs de D ($D = 20$ mm, $D = 30$ mm, $D = 40$ mm).

La variation de l'espace inter-électrode D ne provoque pas une variation importante sur la répartition du champ électrique sur la surface de la plaque reliée à la terre mais en réalité, il faut approfondir cette analyse. En effet, en comparant les résultats des champs électriques, on peut constater que les valeurs sont à peu près les mêmes.

❖ Influence du potentiel de la grille « V_g » sur le champ électrique

La distribution du champ électrique sur la surface de la plaque métallique pour $d_g = 10$ mm; $D = 20$ mm (potentiel de la grille $V_g = 3$ kV et 5 kV) est représentée sur la figure VI-9.

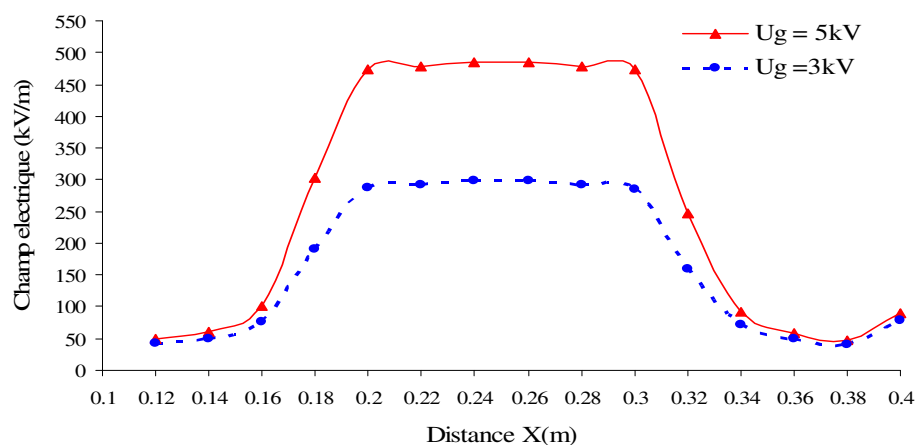


Figure VI-9. Distribution du champ électrique sur la surface de la plaque métallique pour : $d_g = 10$ mm; $D = 20$ mm (potentiel de la grille $V_g = 3$ kV et 5 kV).

En analysant la figure VI-9, on remarque que le champ électrique est plus élevé pour un potentiel de 5 kV donc l'augmentation de la tension de grille entraîne l'augmentation du champ électrique sur la surface de l'électrode masse.

- On a jugé utile de calculer le champ électrique sur la surface de la plaque métallique avec et sans grille, pour l'espace inter-électrode $D = 30$ mm les résultats sont données sur la figure (Fig. VI-10).

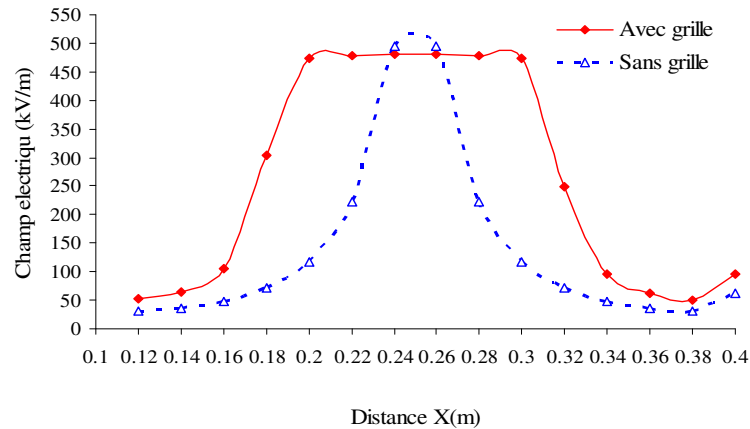


Figure VI-10. Distribution du champ électrique sur la surface de la plaque métallique sans et en présence de la grille pour $D = 30$ mm.

La présence de la grille entraîne la diminution du champ électrique sur la surface de la plaque métallique, et que la distribution du champ électrique en présence de la grille est plus étendue que celle sans grille. Le champ électrique est plus élevé pour les valeurs de $x < 0,22$ m et $x > 0,28$ m que dans le cas sans grille.

VI-2-3. Distribution du champ électrique sur la surface de la grille

Dans cette partie, on s'intéresse à la répartition du champ électrique sur la surface de la grille le long d'un segment de droite passant à travers la zone active allant du point M ($x_1 = 0,19$ m ; $y_1 = 0,216$ m) au point N ($x_2 = 0,3$ m ; $y_2 = 0,216$ m) comme l'indique la figure VI-11.

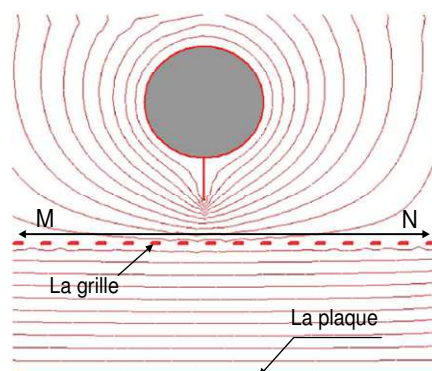


Figure VI-11. Répartition des lignes équipotentielles dans l'électrode fil-plan-grille pour un espace inter-électrode $D = 30$ mm et $d_g = 10$ mm.

Après avoir calculé le champ électrique le long du segment de droite MN par le logiciel *SCSP*, les courbes obtenues pour les différentes variations d'espace inter-électrode d_g et pour le même espace inter-électrodes $D = 30$ mm sont données sur la figure VI-12.

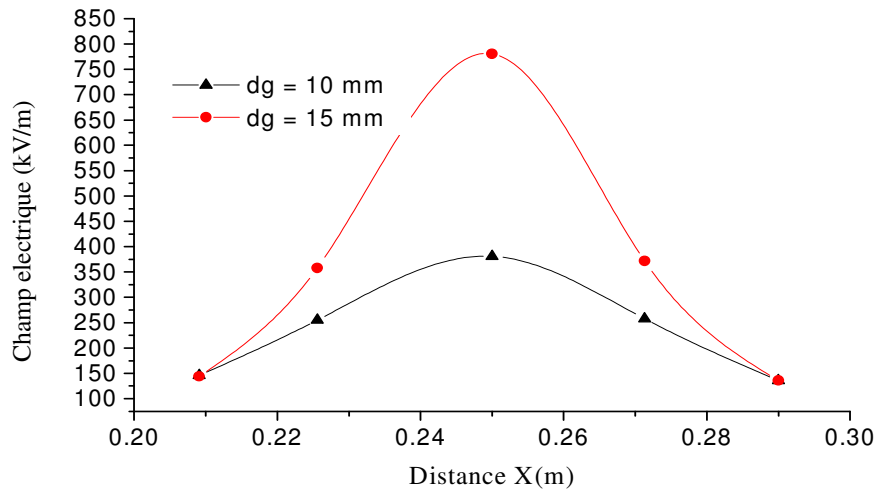


Figure VI-12. Distribution du champ électrique sur la surface de la grille pour $D = 30$ mm et deux valeurs de d_g ($d_g = 10$ mm, $d_g = 15$ mm).

Les résultats numériques présentés sur la figure VI-12 montrent que l'augmentation de l'espace inter-électrode d_g provoque l'augmentation du champ sur la grille.

On a un accord satisfaisant entre les distributions mesurées et calculées car ils montrent que l'espace inter-électrodes D et d_g influent sur la distribution du champ électrique le long de la plaque reliée à la terre, plus l'espace inter-électrodes D et d_g augmente plus le champ électrique diminue.

VI-3. CALCUL DU CHAMP ELECTRIQUE EN PRESENCE DE LA CHARGE D'ESPACE

Notre travail consiste à déterminer numériquement les distributions de champ électrique en présence de la charge d'espace et de la charge due à une décharge couronne générée par la configuration d'électrode de type *Triode* décrite auparavant. Un logiciel est disponible pour effectuer le calcul du champ électrique en tenant compte de la charge d'espace qui est nommé : *COMSOL*.

On s'est intéressé à la détermination de la distribution du champ électrique sur la surface de l'électrode reliée à la terre. Puisque la décharge couronne est surtout importante sur la partie supérieure de l'électrode masse, donc il est très important de calculer le champ électrique à ces endroits car il est très intense (Fig. VI-13).

Après avoir dessiné les différentes géométries comme dans le cas précédent (*SCSP*), et délimité la zone de la charge d'espace en injectant la valeur $\rho = 0,0008$ c/m³, à l'aide du logiciel

(COMSOL) et lancer les calculs par ce logiciel, Les résultats sont stockés dans un fichier (*.txt) sous forme de tableau, ce qui permet de tracer avec Excel les courbes qui représentent l'intensité du champ électrique en fonction de plusieurs points à 1 mm au-dessus de la surface de la plaque pour tenir compte de l'épaisseur de l'échantillon.

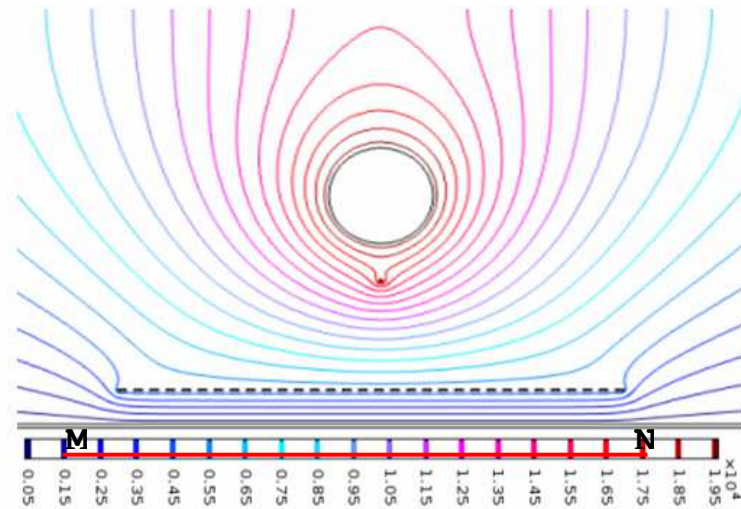


Figure VI-13. Répartition des lignes équipotentielles en présence de la charge d'espace dans le système triode, obtenue avec $V = 30$ kV, $D = 40$ mm, $d_g = 10$ mm et $V_g = 5$ kV.

Le champ électrique est calculé sur une ligne horizontale MN située à 1 mm au-dessus de l'électrode masse, pour différentes variations d'espace inter-électrodes, pour différentes valeurs de la charge d'espace et différentes valeurs de diamètre h_g des œillets de la grille, les résultats sont données comme suit :

❖ Influence de la charge d'espace sur le champ électrique

La distribution du champ électrique sur la surface d'électrode reliée à la masse pour $V = 20$ kV, $D = 40$ mm, $d_g = 10$ mm et $V_g = 5$ kV, est représentée sur la figure VI-14.

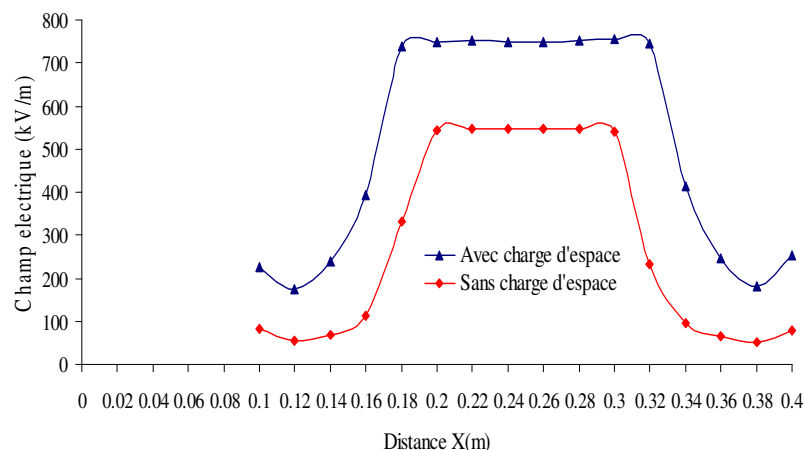


Figure VI-14. Distribution du champ électrique sur la surface d'électrode reliée à la masse pour $V = 20$ kV, $D = 40$ mm, $d_g = 10$ mm et $V_g = 5$ kV.

En analysant la figure VI-14, on peut constater que le champ électrique avec la charge d'espace est supérieur à celui sans charge d'espace et que la géométrie du système joue un rôle important dans le contrôle du champ électrique et de la charge d'espace.

Les résultats de simulation pourraient être utiles pour la détermination du dispositif géométrique.

❖ Influence de l'espace inter-électrodes d_g sur le champ électrique

La distribution du champ électrique sur la surface d'électrode reliée à la masse pour $V = 20$ kV, $D = 40$ mm, $V_g = 5$ kV, $h = 20$ mm et trois valeurs de l'espace inter-électrode d_g ($d_g = 10, 15$ et 20 mm), est représentée sur la figure VI-15.

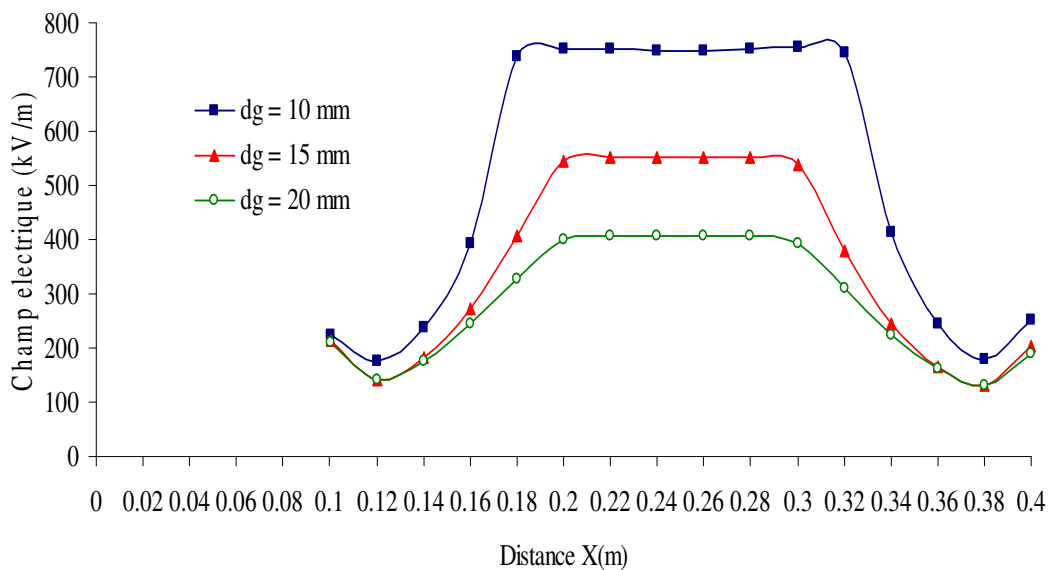


Figure VI-15. Distribution du champ électrique sur la surface d'électrode reliée à la masse pour $V = 20$ kV, $D = 40$ mm, $V_g = 5$ kV, $h = 20$ mm et trois valeurs de l'espace inter-électrode d_g ($d_g = 10, 15$ et 20 mm).

L'analyse numérique de la distribution du champ électrique sur la surface d'électrode collectrice montre que plus la distance inter-électrodes d_g est petite, plus le champ électrique augmente.

❖ Influence de la valeur de la charge sur le champ électrique

La distribution du champ électrique sur la surface d'électrode reliée à la masse pour : $V = 20$ kV, $D = 40$ mm, $d_g = 10$ mm, $V_g = 5$ kV et différentes valeurs de densité de charge ρ , est représentée sur la figure VI-16.

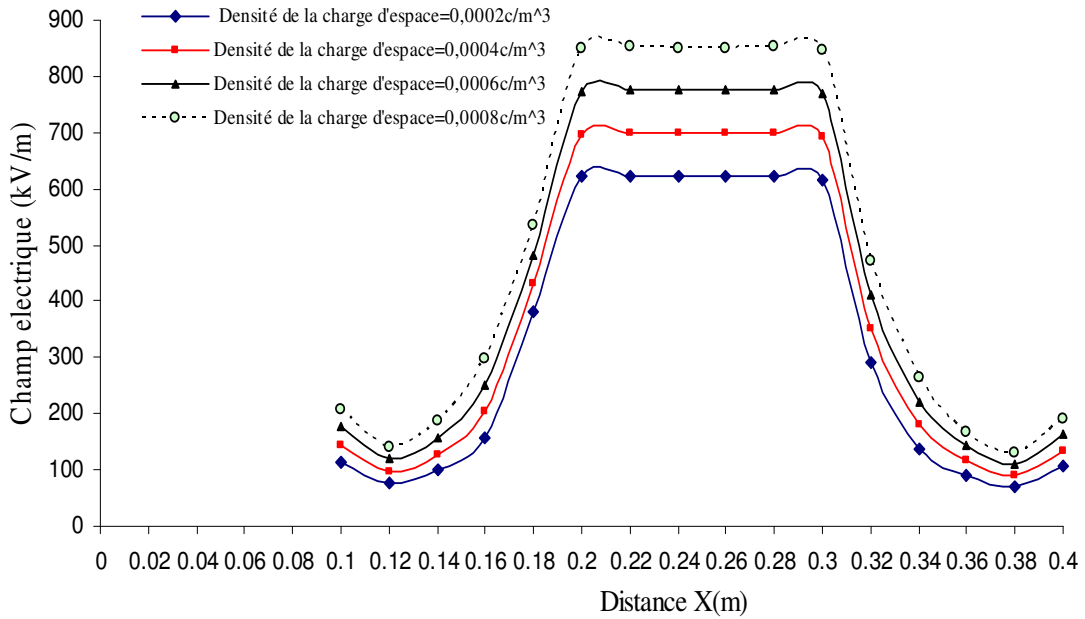


Figure VI-16. Distribution du champ électrique sur la surface d'électrode reliée à la masse pour : $V = 20$ kV, $D = 40$ mm, $d_g = 10$ mm, $V_g = 5$ kV et différentes valeurs de densité de charge ρ .

La distribution de la densité de charge d'espace sur la surface de la plaque reliée à la terre peut également être contrôlée par la tension appliquée à la grille. Lorsque le potentiel de la grille augmente, la densité de charge augmente à mesure que le flux ionique est dévié plus vers la plaque reliée à la terre. Toutefois, lorsque le potentiel de la grille est supérieur à une certaine valeur critique, la densité de charge sur la surface de la plaque diminue, plus le potentiel de la grille est plus élevé, plus la densité de charge diminue et la distribution de charge deviendra plus non uniforme. Ceci est due à la décharge couronne qui est stoppée lorsque le potentiel de la grille est suffisamment élevée et les ions ne peuvent pas dévier vers la région au-dessous des électrodes de grille.

❖ Influence de la hauteur de la grille sur le champ électrique

Pour voir la variation de la hauteur h_g de l'œillet de la grille pour une même espace inter-électrodes $D = 40$ mm, $d_g = 10$ mm et $V_g = 5$ kV, on a tracé la distribution du champ électrique sur la surface de la plaque reliée à la terre pour la grille représentée à la figure VI-17.

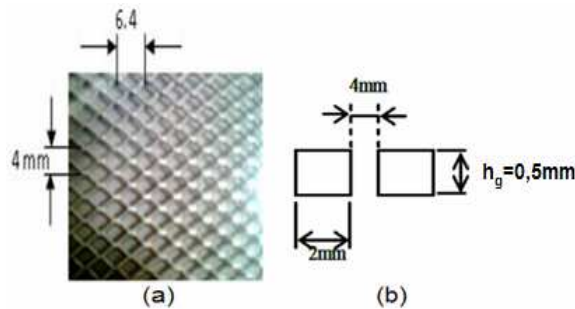


Figure VI-17. Grille d'aluminium : (a) Dimensions externes, Photo de la grille (longueur $L = 250$ mm et largeur $l = 142$ mm), (b) dimensions internes d'un œillet.

La distribution du champ électrique sur la surface d'électrode reliée à la masse pour $V = 20$ kV, $D = 40$ mm, $d_g = 10$ mm, $V_g = 5$ kV et différentes valeurs de la hauteur de l'œillet de la grille h_g , est représentée sur la figure VI-18.

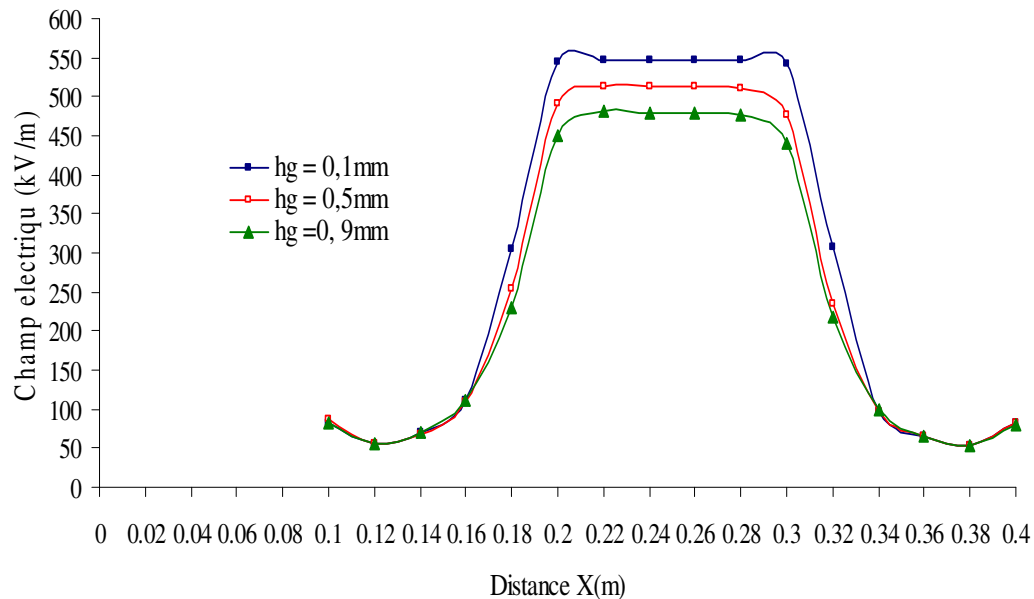


Figure VI-18. Distribution du champ électrique sur la surface d'électrode reliée à la masse pour $V = 20$ kV, $D = 40$ mm, $d_g = 10$ mm, $V_g = 5$ kV et différentes valeurs de la hauteur de l'œillet de la grille h_g .

L'analyse numérique du champ électrique sur la plaque reliée à la terre montre que la diminution de h_g entraîne l'augmentation du champ électrique, donc la géométrie de la grille influe sur le champ électrique.

VI-4. CONCLUSION

Le calcul du champ électrique soumis aux matériaux diélectriques est une procédure fondamentale pour la conception, la maintenance et les besoins de recherche.

Pour l'électrode de type *triode* étudiée dans ce travail, la grille est un paramètre très important, avec sa géométrie et sa tension elle influe sur le champ électrique et peut également contrôler la distribution de la densité de charge d'espace sur la surface de la plaque reliée à la terre. Cependant, le champ électrique est distribué plus uniformément sur la surface de l'électrode collectrice en présence de la grille qu'avec l'électrode sans grille.

Les deux logiciels *SCSP* et *COMSOL* qui ont presque la même structure de base et la même organisation suivant les trois programmes (pré-processeur, processeur de calcul et post-processeur) ont permis l'analyse numérique du champ électrique pour les différentes géométries d'électrodes. Ce calcul prouve l'influence de la distance inter-électrodes d_g , la tension de grille et la densité de la charge d'espace sur la répartition du champ électrique pour les différentes configurations d'électrodes. Ce calcul peut être mis à profit pour optimiser la forme et la disposition des électrodes dans les différents processus électrostatiques.

CONCLUSION

GENERALE

CONCLUSION GENERALE

Le travail présenté a été consacré à la caractérisation expérimentale et numérique de la décharge couronne générée par la configuration d'électrode de type triode. L'orientation de cette étude sur la décharge couronne produite par cet arrangement a été justifiée par le fait que ce dispositif est très utilisé pour la charge des médias filtrants à électrets. La charge électrique de ces médias assure l'amélioration d'une façon significative de l'efficacité et la qualité du processus de filtration de l'air. La conclusion générale des travaux que nous avons réalisés sur ce sujet est la suivante :

Les mesures de courant et le calcul du champ électrique sont des outils efficace pour évaluer à la fois la réponse des matériaux diélectriques fibreux à un dépôt de charge par décharge couronne et pour appréhender les mécanismes des phénomènes physiques spécifiques de la décharge couronne. La variation du courant couronne et du champ électrique est due à plusieurs facteurs, tels que la présence des médias filtrants, l'espace inter-électrodes, la polarité de la haute tension d'alimentation et la géométrie de la grille. Cette grille joue un rôle très important, car sa tension affecte la distribution du champ électrique et le courant sur la surface de l'électrode reliée à la terre. Elle influe sur le régime transitoire du courant couronne, qui dépend aussi de la capacité C et la résistance RC introduites par l'échantillon dans le circuit équivalent du système d'électrodes. L'augmentation du temps de charge et les dimensions de l'échantillon provoquent une décharge couronne plus étendue, donc plus efficace.

Les principales contributions originales sont les suivantes:

(1) Approfondissement des connaissances sur les phénomènes physiques spécifiques de la décharge couronne, sur les études expérimentales des caractéristiques courant-tension, ainsi que sur la mise en équation et la procédure de calcul du champ électrique.

(2) Identification des facteurs principaux qui affectent la caractéristique courant-tension et la densité de courant de la triode à fil et la comparaison avec celui à lame en dent de scie.

(3) Réalisation des essais sur des échantillons en Polypropylène non-tissés pour prévoir sa réponse au régime transitoire. L'acquisition des données a été effectuée à l'aide d'un instrument virtuel (LabView)

(4) Mise en évidence de la forte dépendance du temps de charge et de l'épaisseur du média filtrant avec l'étalement de la décharge couronne. L'augmentation du temps de charge et les dimensions de l'échantillon provoquent une décharge couronne plus étendue.

(5) Mise en évidence de l'influence de la géométrie de la triode, de la tension appliquée à la grille, de la présence de la grille et de la densité de charge d'espace sur la répartition du champ électrique sur la surface de l'électrode reliée à la terre.

Ce travail a mis en évidence aussi plusieurs perspectives de recherches prometteuses pour le progrès de la caractérisation expérimentale et numérique de la décharge couronne. Suite à l'expérience gagnée pendant l'achèvement de cette étude, le travail futur devrait se concentrer sur les questions suivantes :

(1) Améliorer le dispositif de charge pour avoir une réponse plus rapide du média filtrant exposé à la décharge couronne.

(2) Utiliser la méthode de mesure de la distribution du potentiel électrique à la surface du média filtrant, afin de caractériser son état de charge électrique et prévoir son efficacité de collecte des particules.

(3) Evaluer d'autres facteurs qui pourraient influencer la distribution de la charge électrique à la surface du média.

(4) Mettre au point des solutions techniques efficaces pour l'amélioration de l'état de charge des médias filtrants, en continuant et en développant les collaborations industrielles.

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE

- [1] M. Goel, « Electret sensors, filters and MEMS devices: New challenges in materials research », *Current Science*, Vol.85, N°. 4, pp.443-453, 2003.
- [2] B. Tabti, M. Mekideche, M. Plopeanu, L. M.Dumitran, L. Herous, and L. Dascalescu, "Corona Charging and Charge Decay Characteristics of Non-woven Filter Media," *IEEE Trans. Ind. Appl.*, vol.46, no. 2, pp. 634 – 640, 2010.
- [3] M.C. Plopeanu, L. Dascalescu, B. Neagoe, A.Bendaoud, and P.V. Notingher, "Characterization of two electrode systems for corona-charging of non-woven filter media," *J. Electrostat*, vol. 71, pp. 517-523, 2013.
- [4] A. Bouteffaha, A. Fatihou, A. Bendaoud, A. F. Chirițescu , R. R. Rodrigues and L. Dascalescu, *Etude du Régime Transitoire de la Décharge Couronne Générée par l'Electrode de Type Triode*, Conférence SFE 2014, Toulouse, France 27-29 Août 2014.
- [5] G. Cooperman, A new current-voltage relation for duct precipitators valid for low and high current densities, *IEEE Trans. Ind. Appl.*, 17, pp.236-239, 1981.
- [6] C. Gary, *Effet couronne sur les réseaux électriques aériens*, Technique de l'ingénieur, D4440 pp1-25, juin1993.
- [7] Les Renardières Group, *Positive discharges in long air gaps at Les Renardières*, *Electra*, N°53, pp 31-153, 1977.
- [8] C. Gary, *L'effet de couronne en tension alternative*, Edition Eyrolles, 1976.
- [9] Les renardières, *Analyse de la première impulsion d'effet couronne*, *Electra* 2, pp. 105-120,1972.
- [10] A. Bendaoud, *Modélisation du champ électrique et de l'effet couronne dans les installations de haute tension*, Thèse de Doctorat, Université Sidi-Bel-Abbès, Algérie, 2004.
- [11] L. Dascalescu, A. Mizuno, R. Tobazéon, A. Iuga, R. Morar, M. Mihailescu, A. Samuila, *Charges and forces on conductive particles in roll-type corona- electrostatic separators*, *IEEE Trans. Ind. Appl.*, vol. 31, pp. 947-956, 1995.
- [12] A. Caron, L. Dascalescu, *Numerical modeling of combined corona-electrostatics fields*, IUT de Lorient, LAII-ESIP, 2003.
- [13] J. Schmitt, *Calcul théorique du seuil critique de l'effet couronne : Une démonstration de la loi empirique de PEEK'*, E.D.F., Bulletin de la direction des études et recherches, série B, N°1, pp. 115-122, 1971.
- [14] Ibrahima Ndiaye, *Les propriétés diélectriques de l'air 6 DIG 967*, Université de Chicoutimi du Québec, Département des sciences appliquées, Revue des modèles mathématiques de décharge dans l'air, 2003
- [15] N. Felici, *Recent advances in the analysis of dc ionized electric fields*, *Direct Current*, Vol. 8, N°9 et 10, 1963.
- [16] U.Marc, *Modélisation tridimensionnelle du champ électrique dans les structures non linéaires*, Thèse de Doctorat, Université de Liège, 1995.
- [17] K. Adamiak, P. Atten, *Simulation of corona discharge in point-plane configuration*, *J. Electrostatics*, 61, pp. 85-98, 2004.
- [18] F. Micheron, *Electrets*, Techniques de l'ingénieur, E1893, pp.1-12.
- [19] M. Ignatova, T. Yovcheva, A. Viraneva, G. Mekishev, N. Manolova, I. Rashkov, *Study of charge storage in the nanofibrous poly(ethylene terephthalate) electrets prepared by electrospinning or by corona discharge method*, *European Polymer Journal*, Vol.44, pp.1962–1967, 2008.
- [20] K. C. Kao, *Dielectric phenomena in solids*, Elsevier Academic Press, ISBN:0-12-396561-6, 2004.

- [21] J. A. Giacometti, O. N. Oliveira Jr, *Corona Charging of Polymers*, IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol.27 N°5, pp.924-943, 1992.
- [22] C. Menguy, *Électricité statique : Principes. Problèmes. Applications*, Techniques de l'Ingénieur, D1035, pp.1-25.
- [23] T. F. Hayne, *Screen Controlled Corona Device (Scorotron) for Charging in a Xerographic Copier*, IEEE Transactions On Industry Applications, Vol. IA-12, N°1, pp.63-67 January/February 1976.
- [24] P. Zamankhan, G. Ahmadi, F-G. Fan, *Effects of corotron size and parameters on the dielectric substrate surface charge*, Journal of Electrostatics, Vol.65, pp.709–720, 2007.
- [25] A. Bendaoud, A. Tilmatine, K. Medles, K. Senouci, O. Blejan, L. Dascalescu, *Etude Expérimentale de la Décharge Couronne Généré par une Configuration Electrode Fil-Plan Modifiée pour les Applications de Procédés Electrostatiques*, CNHT'2009, Conférence Nationale sur la Haute Tension, Sidi-Bel-Abbès, Algérie, 19–21 Avril, 2009.
- [26] H. J. White, *Industrial Electrostatic Precipitation*, Addison-Wesley, London, 1963.
- [27] L. B. Loeb, *Electric Coronas-Their Basic Physical Mechanisms*. Berkeley, CA, USA: Univ. of California Press, 1965.
- [28] V. L. Chartier, S. H. Sarkinen, R. D. Stearns, and A. L. Burns, "Investigation of corona and field effects of ac/dc hybrid transmission lines," IEEE Trans. Power App. Syst., vol. PAS-100, no. 1, pp. 72–80, Jan. 1981
- [29] T. Guillod, M. Pfeiffer, and C. M. Franck, "Improved coupled ion-flow field calculation method for ac/dc hybrid overhead power lines," IEEE Trans. Power Del., vol. 29, no. 6, pp. 2493–2501, Dec. 2014.M.N.
- [30] A. Bouteffaha, A. Bendaoud, A. Tilmatine, K. Medles, MC. Plopeanu, L. Dascalescu, *Experimental and Numerical Characterization of Corona Discharge Generated by a Triode Electrode System*, IEEE Trans. Ind. Appl., vol. 51, no. 3, pp. 2513-2519, 2015.
- [31] J. Anagnostopoulos, G. Bergeles, *Corona discharge simulation in wire-duct electrostatic precipitator*, Journal of Electrostatics, Vol. 54, pp. 129-147, 2002.
- [32] H. J. Wintle, *Unipolar Wire-to-plane Corona: A Definitive computation*, IEEE Transactions on Electrical Insulation Vol. 27, N°2, pp. 298-307, 1992.
- [33] J. Butler, Z. J. Cendes et J. F. Hoburg, *Interfacing the Finite-element with the Method of Characteristics in self-Consistent Electrostatics Field Models*, IEEE Trans. Ind. Appl., Vol 25, pp. 533-538, 1989.
- [34] S.Cristina, G. Dinelli, et M. Feliziani, *Numerical Computation of Corona Space Charge and V-I Characteristic in DC Electrostatic Precipitators*, IEEE Trans. Ind. Appl.,Vol. 27, N°1, pp. 147-153, 1991.
- [35] J.L. Davis et J. F. Hoburg, *HVDC transmission line computations using finite element and characteristic method*, Journal of Electrostatics Vol. 18, p.1-22, February 1986.
- [36] Z. M. Al-Hamouz et M. Abdel-Salam, *Finite -Element Solution of Monopolar Corona on Bundle Conductors*, IEEE Trans. Ind. Appl., Vol. 35, N°2 pp. 380-385, March/April 1999.
- [37] Z. Mahmoud Al-Hamouz, *Corona Power Loss, Electric Field, and Current Density Profiles in Bundled Horizontal and Vertical Bipolar Conductors*, IEEE Trans. Ind. Appl., Vol. 38, N°5, pp. 1182-1189, 2002.
- [38] W. Janischewskyj et G. Gela, *Finite element solution for electric field of coronating dc transmission lines*, IEEE Transactions, Vol. PAS-98, pp.1000-1012, 1979.
- [39] Xishen Deng et K. Adamiak, *The Electric Corona Discharge in Triode System*, IEEE Trans. Ind. Appl., Vol. IA-35, N°4, pp. 767-773,1999.
- [40] A. A. Elmoursi et C. E. Speck, *Simulation of Space Charge in Unbounded Geometries*, IEEE Trans.

- Ind. Appl., Vol. IA26, pp. 384–392, 1990.
- [41] Laurentiu Marius Dumitran, *Collection des fines particules dans un dépoussiéreur électrostatique*, Thèse de doctorat à l'université Joseph Fourier-Grenoble1 et l'université Politehnica Bucarest, Décembre 2001.
- [42] J. H. Davidson, P. J. Mc Kinney et P. Linnebur, *Three-Dimensional (3-D) Model of Electric Field and Space Charge in the Barbed Plate-to-Plate Precipitator*, IEEE Trans. Ind. Appl., Vol. IA32, pp. 858-866, 1996.
- [43] Ansgar Mathias Meroth, *Numerical Electrohydrodynamics in Electrostatic Precipitators*, Thèse de doctorat, Université de Fridericiana Karlsruhe, Juin 1997.
- [44] S. Abdel-Satar et H. Singer, *3D Computation of Corona, Ion Induced Secondary Flows and particle Motion in Technical ESP Configuration*, Journal of Electrostatics Vol. 26 pp. 1-20, 1991.
- [45] McDonald, J. R., Smith, W. B. et Spencer, *A mathematical model for calculating electrical conditions in wire-duct electrostatic precipitation devices*, Journal Applied Physics Vol. 48(6) pp. 2231-2243, 1978.
- [46] M. M. Abdelsaad, L. Shafai, et M. M. Rashwan, *Numerical assessment of unipolar corona ionized field quantities using the finite-element method*, IEEE Proc. Vol. 136A, N°2 pp. 79-86, 1989.
- [47] A.J. Medlin, C.A.J Fletcher, et R. Morrow, *Pseudo transient approach to steady state solution of electric field-space charge coupled problems*, Journal of Electrostatics Vol. 43, pp. 61-77, 1998.
- [48] J. L. Davis et J. F. Hoburg, *Wire-duct precipitator field and charge computation using finite element and characteristic method*, Journal of Electrostatics Vol. 14, pp.187-199, 1983.
- [49] P. L. Levin et J. F. Hoburg, *Donor Cell-Finite Element Description of wire-duct Precipitator Fields, Charges and Efficiencies*, IEEE Transactions on Industry Application Vol. IA26, pp. 662-670, 1990.
- [50] P.L. Levin, *Comparison of the donor cell method to other computational techniques for the duct electrostatic precipitator*, Journal of Electrostatics, Vol. 25, pp. 201-220,1990.
- [51] A. M. Meroth, T. Gerber, C. D. Munz, P. L Levin et A. J. Schwab, *Numerical solution of non-stationary charge coupled problems*, Journal of Electrostatics Vol. 45, pp.177-198,1999.
- [52] M. Abdel-Salam et Z Al-Hamouz, *Finite-element analysis of monopolar ionized fields including ion diffusion*, Journal Physic D: Appl. Phys. Vol. 26, pp. 2202-2211, 1993.
- [53] K. Adamiak, *Simulation of corona in wire-duct electrostatic precipitator by means of boundary element method*, IEEE Trans. Ind. Appl, Vol. 30, N°2, pp. 381-386, March/April 1994.
- [54] H. Igarashi, *A boundary element analysis of space charge field in a corona device*, IEEE Transactions on Magnetic, Vol. 29, N°2, pp. 1138-1143, March 1993.
- [55] Meng H. Lean, *Application of Boundary Integral Equation Methods To Electromagnetics*, IEEE Transactions on Magnetic Vol. MAG-21, N°5, pp. 1823- 1828, 1985.
- [56] G. A. Kallio, D. E. Stock, *Computation of electrical conditions inside wire-duct electrostatic precipitators using combined finite-element, finite-difference technique*, Journal Applied Physics Vol. 59(6), pp. 1799-1806,1986.
- [57] G. E. Georghiou, R. Morrow et A. C. Metaxas, *The theory of short-gap breakdown of needle point-plane gaps in air using finite-difference and finite-element methods*, Journal Physic D: Appl. Phys. Vol. 32, pp. 1370-1385, 1999.
- [58] H. Singer, H. Steinbigler et P. Weiss, *A Charge Simulation Method For The Calculation Of High Voltage Field*, IEEE Power Engineering Society Winter Meeting, New York, , pp. 1660-1668, January 27-February 1, 1974.

- [59] H. Steinbigler, *Combined application of finite element method and charge simulation method for the computation of electric fields*, Third International Symposium on high voltage Engineering, Milan-Italy, pp. 1-4, August 1979.
- [60] Z. Al-Hamouz, M. Abdel-Salam et A. Mufti, *Improved Calculation of Finite-Element analysis of Bipolar Corona Including Ion Diffusion*, IEEE Trans. Ind. Appl., Vol. 34, N°2, pp. 301-309, March/April 1998.
- [61] E. Lami, F. Mattachini, R. Sala, H. Vigl, *A mathematical model of electrostatic field in wire plate electrostatic precipitators*, Journal of Electrostatics Vol. 39, pp. 1-21, 1997.
- [62] P. Atten, K. Adamiak et V. Atrazhev, *Corona Discharge in the Hyperbolic Point – Plane Configuration : Direct Ionization Criterion versus Approximate Formulations*, IEEE Trans. Dielectrics and Electrical Insulation, Vol.12, pp. 1015-1024, 2005.
- [63] B. Khaddour, P. Atten et J. L. Coulomb, *Modélisation du champ électrique modifié par la charge d'espace injectée en configuration lame-plan*, SFE 2004, pp.67-72. 4^{ème} conférence de la Société Française d'Electrostatique, Poitiers, 2-3 septembre 2004.
- [64] A. Yializis, E. Kuffel, P. H. Alexander, *An Optimized Charge Simulation Method for the Calculation of High Voltage Fields*, IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, pp. 2434-2440, 1978.
- [65] A. Bendaoud, L. Dascalescu, M. Blajan, A. Samuila, A. Stochita, P. V. Notingher, *Corona Charging of Granular Layers of Insulating Particles at the Surface of a Grounded Electrode*, 10th International Conference on Electrostatics 2005, Espoo/Helsinki Finland, June 15-17, 2005.
- [66] B. Tabti, A. Antoniu, M. Plopeanu, B. Yahiaoui, B. Bendahme, L. Dascalescu, *Implementation and interpretation of surface potential decay measurements on corona-charged non-woven fabrics*, J. Phys. Conf. Ser. 301, art. no.012044, 2011.
- [67] G. Coste, *Les non tissés*, Ecole Française de Papeterie et des Industries Graphiques, 2005.
- [68] W. Albrecht, H. Fuchs, W. Kittelmann, *Nonwoven Fabrics*, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, ISBN: 3-527-30406-1, 2003.
- [69] C. Duval, *Polypropylène (PP)*, Techniques de l'Ingénieur, AM 3320, pp.1-16.
- [70] J. C. Dubois, *Propriétés diélectriques des plastiques*, Techniques de l'Ingénieur, AM 3140, pp.1-20.
- [71] J. N. Chubb, *Corona charging of practical materials for charge decay measurements*, Journal of Electrostatics, Vol. 37, pp.53-65, 1996.
- [72] Z. Xu, L. Zhang, G. Chen, *Decay of electric charge on corona charged polyethylene*, Journal Of Physics D: Applied Physics. Vol.40, pp.7085–7089, 2007.
- [73] A. Bendaoud, A. Tilmatine, K. Medles, M. Blajan, M. Rahli, L. Dascalescu, *Caracterisation expérimentale des électrodes couronne de type « dual »*, Journal of Electrostatics, Vol.64, pp.431-436, 2006.
- [74] A. Bouteffaha, A. Bendaoud, A. Dahak, A. Tilmatine, K. Medles, and L. Dascalescu, *Etude Numérique de la Décharge Couronne Générée par une Configuration d'Electrode de Type Triode*, 9^{ème} Conférence nationale sur la haute tension CNHT'2013, Laghouat (Algérie), 09-11 Avril 2013.
- [75] H. Yamashita, K. Shinozaki, E. Nakamae, *A Boundary-Finite Element Method to Compute directly Electric Field Intensity with High Accuracy*, IEEE Transactions on Power Delivery, Vol. 3, No. 4, pp. 1754-1760, October 1988.
- [76] A. Yializis, E. Kuffel, P.H. Alexander, *An Optimized Charge Simulation Method for the Calculation of High Voltage Fields*, IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, pp. 2434-2440, 1978.

ملخص

الهدف الرئيسي من هذه الرسالة هو تميز عمليا وعدديا هذا النوع من الأنظمة ثلاثي الأقطاب التي تم تصميمه وتنفيذه بالتعاون بين مختبرنا

APELEC و مختبر PPRIME جامعة Poitiers

العمل الحالي يحلل عدديا الحقل الكهربائي الساكن وبشحنة فضائية التي ينتجها هذا النوع من التكوين و مختلف الهندسة الكهربائية لهذا النظام من أجل تقديم بعض التوصيات بشأن تصميمه واستخدامه. المسافة بين الأقطاب لديها تأثيرا كبيرا على شدة المجال الكهربائي فضلا عن تمديد كورونا التفريغ. وتمت مناقشة التجارب للحصول على تكوينات مختلفة من نوع ثلاثي الأقطاب. على الرغم من تطوير أدوات التشخيص لوسائل الإعلام لعملية الشحن والتفريغ للعوازل، إلا أن الدراسات لم تتناول الظواهر العابرة في هذه الوسائط. وفي هذا السياق، قررنا أن نركز جهودنا على دراسة هذه الظواهر العابرة في العوازل الغير المنسوجة الليفية. الهدف من ذلك هو لتقييم استجابة تلك المواد إلى ترسب الشحنات الكهربائية التي تولدها كورونا التفريغ وفهم الآليات الفيزيائية المعنية

في هذا العمل، اهتمنا بعوامل أخرى التي يمكن أن تؤثر على توزيع الشحنة الكهربائية على سطح العوازل وكذلك DPS، في حالة استخدام هذا النوع من التكوين (1) طريقة الشحن ثابت "أو" مسح "؛ (2) هندسة نضام الشحن (المسافة بين الشباك و سلك قطب كورونا)؛ (3) الجهد المطبق على الشباك، الذي يعتمد على المقاومة Rg و تيار الشباك. تم إجراء هذه القياسات عبر المقاومة $R_m = 10 \text{ M}\Omega$ بواسطة الكرومتر هذا الحل سمح بالربط مع الحاسوب للحصول على جمع البيانات باستخدام أداة افتراضية وضعت في إطار Labview.

الكلمات المفتاحية:

كورونا التفريغ، خصائص تيار-توتر، الحقل الكهربائي، النظام الانتقالي، الشحنة الكهربائية، كثافة التيار. LabView.

Résumé

L'objectif principal de cette thèse est de caractériser expérimentalement et numériquement cet arrangement d'électrode de type triode conçue et réalisé dans une collaboration entre notre laboratoire APELEC et PPRIME institue université de Poitiers. Le présent travail analyse numériquement l'aspect électrostatique ainsi qu'avec charge d'espace du champ électrique produit par ce type de configuration et pour différentes géométries du système d'électrodes afin de formuler quelques recommandations concernant la conception et son utilisation. La distance entre les électrodes a une influence très significative sur l'intensité du champ électrique ainsi que sur l'extension de la décharge couronne. Les expériences réalisées ont été discutées pour les différentes configurations d'électrodes de type triode. Malgré le développement des outils de diagnostic des processus de charge et de décharge des diélectriques, les études n'ont pas abordé les phénomènes transitoires dans ces médias. C'est dans ce contexte que nous avons décidé de focaliser nos efforts sur l'étude des régimes transitoires, en présence de médias diélectriques fibreux non-tissés. L'objectif est d'évaluer la réponse d'un tel matériau à un dépôt de charges électriques générées par décharge couronne et d'appréhender les mécanismes physiques en jeu.

Dans cet travail, nous nous sommes intéressés à d'autres facteurs qui pourraient influencer la distribution de la charge électrique à la surface du media et sur le DPS, dans le cas de l'utilisation d'un système d'électrodes de type « triode » : (1) le mode de charge « statique » ou « en balayage » ; (2) la géométrie du système d'électrodes de charge (la distance entre la grille et le fil de l'électrode couronne) ; (3) la tension de grille, qui dépend de la résistance et le courant de grille. Les mesures sont faites à travers une résistance $R_m = 10 \text{ M}\Omega$ par un électromètre. Cette solution a permis l'interfaçage avec l'ordinateur pour réaliser l'acquisition des données à l'aide d'un instrument virtuel développé sous l'environnement LabView.

Mots clés :

Décharge couronne, caractéristiques courant-tension, champ électrique, régime transitoire, charge électrique, densité de courant, LabView.