

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

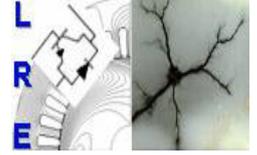
République Algérienne Démocratique et Populaire

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



Ecole Nationale Polytechnique  
Département d'Électrotechnique



Laboratoire de Recherche en Électrotechnique  
Option : Techniques de la Haute Tension

## Thèse de Doctorat

En vue de l'obtention du diplôme du titre de  
Docteur Troisième Cycle (D/LMD) en Électrotechnique

Présentée par :

**BENZIADA Mohamed Abdelghani**

Ingénieur / Master en Électrotechnique de l'ENP

Thème

---

### *Influence de la charge d'espace sur la distribution du champ dans les intervalles d'air pointe-barrière-plan*

---

Soutenue publiquement le 28/06/2020 à l'ENP

#### Composition du Jury

Président :	TAHMI Redouane	Professeur à l'ENP
Directeurs :	BOUBAKEUR Ahmed	Professeur à l'ENP
	MEKHALDI Abdelouahab	Professeur à l'ENP
Examineurs :	TEGUAR Madjid	Professeur à l'ENP
	MOULAI Hocine	Professeur à l'USTHB
	BOUAZABIA Slimane	Professeur à l'USTHB

**ENP 2020**



الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

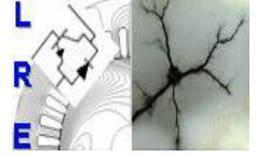
République Algérienne Démocratique et Populaire

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



Ecole Nationale Polytechnique  
Département d'Électrotechnique



Laboratoire de Recherche en Électrotechnique  
Option : Techniques de la Haute Tension

## Thèse de Doctorat

En vue de l'obtention du diplôme du titre de  
Docteur Troisième Cycle (D/LMD) en Électrotechnique

Présentée par :

**BENZIADA Mohamed Abdelghani**

Ingénieur / Master en Électrotechnique de l'ENP

Thème

---

### *Influence de la charge d'espace sur la distribution du champ dans les intervalles d'air pointe-barrière-plan*

---

Soutenue publiquement le 28/06/2020 à l'ENP

#### Composition du Jury

Président :	TAHMI Redouane	Professeur à l'ENP
Directeurs :	BOUBAKEUR Ahmed	Professeur à l'ENP
	MEKHALDI Abdelouahab	Professeur à l'ENP
Examineurs :	TEGUAR Madjid	Professeur à l'ENP
	MOULAI Hocine	Professeur à l'USTHB
	BOUAZABIA Slimane	Professeur à l'USTHB

**ENP 2020**

## ملخص

الحواجز العازلة لها تأثير على زيادة القوة العازلة للمجالات الهوائية حاد-سطح خاصة عندما يكون الطرف الحاد تحت القطبية الإيجابية أو تحت توتر متتالي 50 Hz. الهدف من الرسالة هو تحديد توزيع الحقل الالكتروستاتيكي بطريقة العناصر المنتهية (باستخدام COMSOL) في مثل هذه المجالات من أجل تفسير أفضل لتأثير الحواجز من الناحية الهندسية والكهربائية. سيتم دراسة توزيع هذا الحقل في وجود شحنات فضائية (موجبة أو سالبة). في الأجزاء المختلفة من المجال، مع مراعاة طبيعة الحاجز وهندسته (العرض والسماكة)، وكذلك حالته السطحية. سيتم إجراء ارتباط بين نتائج هذه الدراسة وتلك التي تم الحصول عليها تجريبياً على توتر التفريغ الكهربائي في المجالات حاد-سطح باستخدام الحواجز.

الكلمات المفتاحية: حقل كهربائي، عناصر منتهية، شحن فضائية، حاجز، مجال هوائي حاد-سطح، طريقة عددية.

## Abstract

Insulating barriers have the effect of increasing the dielectric strength of the point-plane air gaps; especially when the point is under positive polarity or at 50Hz AC voltage. The aim of the thesis is to determine the electric field distribution by the finite element method (using COMSOL) in such intervals in order to better interpret the effect of the barriers as well as their geometric and electrostatic obstacle. This distribution of the field will be determined in the presence of space charges (positive or negative), in the different parts of the interval, taking into account the nature of the barrier and its geometry (width, thickness), as well as its surface state. A correlation will be made between the results of this study and those obtained experimentally on the breakdown voltage of point-plane arrangements with barriers.

**Keywords:** electric field, finite elements, space charge, barrier, point-plane air gap, numerical method.

## Résumé

Les barrières isolantes ont pour effet d'augmenter la rigidité diélectrique des intervalles d'air pointe-plan ; particulièrement lorsque la pointe est sous polarité positive ou sous tension alternative 50Hz. L'objet de la thèse porte sur la détermination de la distribution du champ électrostatique par la méthode des éléments finis (utilisant COMSOL) dans de tels intervalles afin de mieux interpréter l'effet des barrières aussi bien en leur qualité d'obstacle géométrique qu'électrostatique. Cette distribution du champ sera déterminée en présence de charges d'espace (positive ou négative), dans les différentes parties de l'intervalle, tenant compte de la nature de la barrière et de sa géométrie (largeur, épaisseur), ainsi que de son état de surface. Une corrélation sera faite entre les résultats de cette étude et ceux obtenus expérimentalement sur la tension de claquage des arrangements pointe-plan avec barrières.

**Mots clés :** champ électrique, éléments finis, charge d'espace, barrière, intervalle d'air pointe-plan, méthode numérique.

# Dédicaces

قال تعالى: ﴿ قالوا سبحانك لا علم لنا إلا ما علمتنا إنك أنت العليم الحكيم ﴾ سورة البقرة -32.  
﴿ Gloire à Toi ! Nous n'avons de savoir que ce que Tu nous as appris.  
Certes c'est Toi l'Omniscient, le sage ﴾ Le Coran, Sourate El-Baqara 32.

*Je dédie ce modeste travail :*

*À ma très chère mère, source inépuisable de tendresse, de patience et de sacrifice, je te serai reconnaissant toute ma vie, qu'Allah t'accorde longue vie dans la santé.*

*À mon père, mon premier encadrant, depuis ma naissance, ma réussite est la tienne, qu'Allah t'accorde longue vie dans la santé.*

*À ma femme, depuis que je t'ai connu, tu n'as cessé de me soutenir et de m'épauler, Puisse le bon dieu nous procurer santé et longue vie.*

*À mon adorable ange Oumaima, que ton père dédie ce travail pour te dire que tu resteras pour toujours le rayon de soleil qui égaye ma vie. Je t'aime mon bébé et je te souhaite tous le bonheur du monde.*

*À Mes frères Abderrezak, Oussama, Lokmane et Bilal à qui je souhaite beaucoup de réussite et de bonheur.*

*À Mon oncle Seddik, mon conseiller et ami fidèle, qui m'a assisté dans les moments difficiles, je prie Allah qu'il protège tes enfants et les aide à réussir dans la vie.*

*À toute ma famille et mes chers amis.*

*Sans oublier tous les professeurs que ce soit du primaire, du moyen, du secondaire ou de l'enseignement supérieur.*

*À Tous ceux qui m'aiment et tous ceux que j'aime.*

*Mohamed Abdelghani*

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

# Remerciements

*Je remercie Allah de m'avoir accordé la patience, le courage, la volonté et la motivation qui m'ont permis d'achever ce travail.*

*J'exprime ma profonde gratitude, mon grand respect et ma sincère reconnaissance à mes directeurs de thèse, le **PR Ahmed Boubakeur** et **PR Abdelouahab Mekhaldi** pour avoir assumé la lourde responsabilité de m'encadrer, de m'avoir orienté et conseillé tout au long de ce travail, pour leurs disponibilité ainsi pour la confiance qu'ils m'ont accordée sans oublier **PR Madjid Teguvar** pour son intérêt et sa disponibilité.*

*Je tiens à remercier monsieur **Redouane TAHMI**, Professeur à l'Ecole Nationale Polytechnique d'Alger, pour m'avoir fait l'honneur de présider mon jury.*

*Je remercie chaleureusement monsieur **Madjid Teguvar**, Professeur à l'Ecole Nationale Polytechnique d'Alger, monsieur **Hocine MOULAI**, Professeur à l'USTHB et monsieur **Slimane BOUAZABIA**, Professeur à l'USTHB, pour avoir participé au jury et pour avoir examinés cette présente thèse.*

*Que tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce modeste travail trouvent ici l'expression de ma sincère gratitude.*

# Table des Matières

Liste des Figures

Liste des Tableaux

Abréviations et Symboles

**Introduction Générale** ..... 16

## **Chapitre1 : Généralités et État de l'art sur les Décharges Électriques**

**1.1. Introduction**..... 20

**1.2. Décharges électriques dans l'air** ..... 20

1.2.1. Notions fondamentales des processus de décharge dans l'air ..... 20

1.2.1.1. Electrons primaires ..... 20

1.2.1.2. Ionisation ..... 20

1.2.1.3. Excitation..... 21

1.2.1.4. Recombinaison..... 21

1.2.1.5. Attachement ..... 21

1.2.1.6. Photo-ionisation..... 21

1.2.2. Décharge Townsend ..... 22

1.2.3. Décharge streamer ..... 25

1.2.4. Effet couronne ..... 27

1.2.5. Aperçu bibliographique sur les décharges électriques ..... 28

**1.3. Modèles numériques des décharges électriques** ..... 29

**1.4. Conclusion** ..... 32

## **Chapitre2 : Paramètres Influant sur la Distribution du Champ dans les Intervalles d'air Pointe-Barrière-Plan**

**2.1. Introduction**..... 34

**2.2. Influence de la charge d'espace sur le champ électrique**..... 34

**2.3. Influence de la barrière sur le champ électrique** ..... 37

2.3.1. Influence de la barrière isolante ..... 38

1. Influence du type de la tension appliquée ..... 38

2. Influence de la polarité de l'électrode pointe ..... 39

3. Influence de la distance entre électrodes..... 39

4. Influence de la position de la barrière ..... 39

5. Influence des dimensions de la barrière .....	39
6. Influence de la permittivité de la barrière .....	39
7. Influence du rayon de courbure de la pointe .....	40
8. Influence du nombre de barrières .....	40
9. Influence de la forme de la barrière.....	40
10. Influence des barrières perforées.....	40
2.3.2. Influence de la barrière conductrice .....	41
2.3.3. Influence de la barrière polluée .....	41
<b>2.4. Conclusion.....</b>	<b>42</b>

## **Chapitre 3 : Modélisation Numérique**

<b>3.1. Introduction.....</b>	<b>45</b>
<b>3.2. Modèle de simulation.....</b>	<b>45</b>
3.2.1. Equations du modèle.....	46
3.2.1.1. Equations de dérive-diffusion pour les porteurs de charges .....	46
3.2.1.2. Equation de Poisson .....	47
3.2.1.3. Paramètres du modèle.....	48
3.2.1.4. Photo-ionisation.....	48
3.2.2. Modélisation de la pollution.....	49
<b>3.3. Méthode des éléments finis.....</b>	<b>49</b>
3.3.1. Discrétisation des éléments finis .....	50
3.3.2. Equations gouvernantes .....	51
3.3.3. Assemblage de tous les éléments.....	52
3.3.4. Résolution des équations résultantes .....	52
<b>3.4. Logiciel de simulation COMSOL Multiphysique.....</b>	<b>52</b>
3.4.1. Modèle AC/DC.....	54
3.4.2. Procédure de simulation .....	54
3.4.3 Choix du mode d'application.....	54
3.4.4. Définition de la géométrie.....	54
3.4.5. Propriété des matériaux .....	54
3.4.6. Maillage.....	55
<b>3.5. Implémentation.....</b>	<b>55</b>
<b>3.6. Validation du modèle .....</b>	<b>57</b>
3.6.1. Circuit expérimental « petits intervalles » .....	58
3.6.2. Modèle mathématique « moyens intervalles ».....	61
<b>3.7. Conclusion .....</b>	<b>62</b>

## **Chapitre 4 : Distribution du Champ Électrique dans les Petits Intervalles**

<b>4.1. Introduction</b> .....	64
<b>4.2. Distribution du champ électrique -Tension alternative-</b> .....	64
4.2.1. Champ électrique avec barrière propre .....	64
1. Champ électrique avec et sans barrière .....	65
2. Influence de la tension appliquée .....	65
3. Influence de la distance entre électrodes.....	66
4. Influence de la position de la barrière .....	67
5. Influence des dimensions de la barrière .....	68
6. Influence de la permittivité de la barrière .....	69
7. Influence du rayon de courbure de la pointe .....	70
8. Influence du nombre de barrières.....	70
9. Influence des barrières perforées.....	71
4.2.2. Champ électrique avec et sans charge d'espace .....	73
4.2.3. Cas d'une barrière conductrice .....	76
4.2.4. Champ électrique avec barrière polluée.....	77
4.2.4.1. Pollution uniforme.....	77
1. Influence de la barrière polluée .....	78
2. Influence de la permittivité de la couche de pollution .....	80
3. Influence de la conductivité de la couche de pollution .....	81
4. Influence de l'épaisseur de la couche de pollution .....	82
5. Comparaison entre barrière polluée et barrière conductrice .....	84
6. Champ électrique sur l'axe symétrique .....	85
4.2.4.2. Pollution non uniforme.....	88
1. Influence de la conductivité de la couche de pollution .....	88
2. Influence du diamètre de la couche de pollution.....	89
3. Comparaison entre pollution uniforme-non uniforme .....	90
4. Comparaison entre barrière polluée et barrière conductrice .....	90
<b>4.3. Distribution du champ électrique -Tension continue-</b> .....	91
4.3.1. Influence de la configuration des électrodes .....	91
4.3.1.1. Distribution du champ sans barrière.....	91
4.3.1.2. Distribution du champ avec barrière.....	94
4.3.2. Décharge streamer pour un système pointe-plan .....	97
<b>4.4. Conclusion</b> .....	99

## **Chapitre 5 : Distribution du Champ Électrique dans les Moyens Intervalles**

<b>5.1. Introduction</b> .....	102
<b>5.2. Distribution du champ électrique</b> .....	102
1. Champ électrique avec et sans barrière .....	102
2. Influence de la tension appliquée .....	103
3. Influence de la position de la barrière .....	104
4. Influence de la permittivité.....	104
5. Influence du rayon de courbure de la pointe .....	105
6. Influence de la forme de la barrière.....	106
7. Influence du nombre de barrières.....	106
8. Cas d'une barrière conductrice .....	107
9. Influence des barrières perforées.....	108
<b>5.3. Conclusion</b> .....	108
<b>Conclusion Générale et Perspectives</b> .....	111
<b>Références Bibliographiques</b> .....	115
<b>Liste des Publications et des Communications</b> .....	129

# Liste des Figures

1.1	Esquisse d'une caractéristique courant-tension d'une décharge montrant une transition entre différents régimes [15].....	22
1.2	Processus de multiplication d'électrons menant à l'avalanche d'électrons [16]. ...	23
1.3	Courbe de Paschen pour l'air [16].....	24
1.4	Décharge couronne positive [14].....	28
3.1	Une division typique en éléments finis d'un domaine irrégulier [145].....	50
3.2	Élément triangulaire typique [145].....	52
3.3	Maillage utilisé pour le système pointe-barrière-plan.....	55
3.4	Domaine de calcul, $\mathbf{n}$ est le vecteur unité normal à la limite .....	56
3.5	Algorithme de simulation .....	57
3.6	La configuration Pointe-barrière-plan.....	58
3.7	Les dimensions du système d'étude [118] .....	60
3.8	Influence de la pollution non uniforme ( $D \leq 2L$ ) .....	60
3.9	Différents types de configurations d'électrodes.....	61
3.10	Les dimensions du système d'étude [80] .....	62
4.1	Distribution du champ électrique au plan .....	65
4.2	Distribution du champ électrique au plan .....	65
4.3	Influence de la tension appliquée sur le champ électrique au plan .....	66
4.4	Influence de la distance "d" entre les électrodes sur la variation du champ électrique en fonction de la tension appliquée V.....	67
4.5	Influence de la position de la barrière sur le champ électrique au plan en fonction de la tension appliquée V.....	67
4.6	Influence de la largeur de la barrière sur la variation du champ électrique en fonction de la tension appliquée.....	68
4.7	Influence de l'épaisseur de la barrière sur la variation du champ électrique en fonction de la tension appliquée.....	69
4.8	Influence de la permittivité relative $\epsilon_r$ sur la variation du champ électrique au plan .....	69
4.9	Influence du rayon de courbure de la pointe 'alpha' sur la variation du champ électrique au plan.....	70
4.10	Influence du nombre des barrières sur le champ électrique.....	71
4.11	Influence de la position de la seconde barrière sur le champ électrique.....	71
4.12	Influence de la barrière perforée au centre sur le champ électrique .....	72

4.13	Influence de la barrière perforée au bord sur le champ électrique .....	73
4.14	Influence de la charge d'espace sur le champ électrique le long de l'axe symétrique .....	74
4.15	Les variations des densités des porteurs de charges le long de l'axe symétrique .	75
4.16	Influence de la nature de la barrière sur le champ électrique au plan .....	77
4.17	Influence de la nature de la barrière sur le champ électrique au plan .....	77
4.18	Influence de la barrière polluée sur la variation du champ électrique au centre du plan en fonction de la tension V .....	78
4.19	Influence de la position de la barrière polluée sur la variation du champ électrique au centre du plan en fonction de V .....	79
4.20	Influence de la position de la barrière polluée sur la variation du champ électrique au centre du plan en fonction de la tension V .....	79
4.21	Influence de la permittivité de la couche de pollution sur la distribution du champ au plan.....	80
4.22	Influence de la conductivité de la couche de pollution sur la distribution du champ au plan.....	82
4.23	Distribution du champ électrique au plan .....	83
4.24	Distribution du champ électrique au plan .....	83
4.25	Distribution du champ électrique au plan .....	83
4.26	Distribution du champ électrique au plan .....	83
4.27	Distribution du champ électrique au plan .....	84
4.28	Distribution du champ électrique au plan .....	84
4.29	Distribution du champ au plan pour une barrière polluée et une barrière conductrice.....	85
4.30	Influence de la conductivité de la couche de pollution sur la distribution du champ le long de l'axe symétrique .....	85
4.31	Influence de la permittivité de la couche de pollution sur la distribution du champ le long de l'axe symétrique .....	86
4.32	Influence de l'épaisseur de la couche de pollution sur la distribution du champ le long de l'axe symétrique.....	86
4.33	Les variations des densités des porteurs de charges le long de l'axe symétrique .	87
4.34	Influence de la conductivité de la couche de pollution sur le champ électrique au plan.....	89
4.35	Influence du diamètre de la couche de pollution sur le champ électrique au plan .....	89
4.36	Influence de la nature de la pollution sur le champ électrique .....	90
4.37	Distribution du champ au plan pour une barrière polluée et une barrière conductrice.....	91
4.38	Simulation de la distribution du champ électrique pour différents électrodes ....	92
4.39	Distribution du champ électrique le long de l'axe symétrique .....	93

4.40	Représentation des lignes équipotentiellles pour différents électrodes .....	94
4.41	Simulation de la distribution du champ électrique pour différents électrodes ....	96
4.42	Distribution du champ électrique le long de l'axe symétrique avec et sans barrière .....	97
4.43	Distributions de la densité d'électron pour différentes instantes après l'application de la tension (V= 40 kV).....	98
4.44	Système pointe-plan à 0.5ns .....	99
5.1	Champ électrique avec et sans barrière .....	103
5.2	Champ électrique sur la face supérieure de la barrière pour différentes tensions .....	103
5.3	Champ électrique pour différentes positions de la barrière .....	104
5.4	Champ électrique sur la face supérieure de la barrière pour différentes permittivités.....	105
5.5	Champ électrique sur la face supérieure de la barrière pour différents rayon de courbure de la pointe.....	105
5.6	Champ électrique en fonction de la forme de la barrière.....	106
5.7	Champ électrique en fonction du nombre des barrières .....	107
5.8	Champ électrique sur la face supérieure de la barrière.....	107
5.9	Influence de la barrière perforée sur le champ électrique .....	108

# Liste des Tableaux

3.1	Paramètres du modèle [83].....	48
3.2	Paramètres de l'ajustement à deux exponentielles [138].....	49
3.3	Paramètres de la pollution .....	59
4.1	Tension d'apparition de l'effet couronne .....	73

# Abréviations et Symboles

$\alpha$	Premier coefficient d'ionisation de Townsend
E	Champ électrique
p	Pression gazeuse
k	Constante de Boltzmann
T	Température du gaz
$\eta$	Coefficient d'attachement
$\bar{\alpha}$	Coefficient d'ionisation efficace
FDM	Méthode des différences finie
BEM	Méthode des éléments de frontière
CSM	Méthode de simulation de charge
FEM	Méthode des éléments finis
ODE	Equation différentielle ordinaire
EDP	Equation différentielle partielle
HT	Haute tension
N	densité volumique
N.W	Flux convectifs d'espèces chargées
W	Vitesse de dérive
$\nabla N$	Gradient de densité des porteurs
R	Taux des processus dans le plasma à décharge
e	Quantité relative aux électrons
p	Quantité relative aux ions positifs
n	Quantité relative aux ions négatifs
D	Coefficient de diffusion
$\mu$	Mobilité

$t$	Le temps
$q$	Charge élémentaire
$\varepsilon_0$	Permittivité du vide.
$R_{\text{ion}}$	Taux d'ionisation par impact électronique
$R_{\text{att}}$	Taux d'attachement
$R_{\text{det}}$	Taux de détachement
$R_{\text{ep}}$	Taux de recombinaison électron-ion
$R_{\text{pn}}$	Taux de recombinaison ion-ion
$R_{\text{ph}}$	Taux de photo-ionisation
$B$	Coefficient de recombinaison
$\varepsilon_r$	Permittivité relative
$V$	Potentiel électrique
$I(r)$	Taux de production de photons
$\sigma$	Conductivité électrique
$D_h$	Diamètre du trou
$e_p$	Epaisseur de la pollution

# Introduction Générale

---

*« La principale qualité de l'auteur à succès est un tact spécial pour mettre la main sur les sujets qui ne sont pas trop nouveaux. »*

***Nietzsche***

L'évolution actuelle de la technologie de haute tension amène les chercheurs à réaliser des projets de plus en plus complexes, coûteux et soumis à des contraintes de sécurité de plus en plus sévères. Pour réaliser ces projets, les chercheurs ont besoin de modèles qui leur permettent de simuler le comportement des systèmes physiques complexes.

La modélisation est une première phase de la conception qui permet de décrire l'ensemble des phénomènes électriques, magnétiques et mécaniques dans la structure à étudier.

Dans le domaine de la haute tension, il a été montré du point de vue rigidité diélectrique que le système pointe-plan est le moins rigide [1-4]. En effet, ce système est caractérisé par les tensions disruptives les plus basses [5]. En plus, il correspond bien aux systèmes isolants réels les plus menacés dans l'exploitation. Sous une polarité positive, ce système se trouve beaucoup moins rigide. Cela traduit l'importance que revêt l'utilisation d'une telle configuration dans les études liées à la rigidité diélectrique de l'air et à la coordination de l'isolement.

La détermination de la distribution du champ électrique 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 "pointe-plan" est relativement complexe.

Pour augmenter la rigidité diélectrique des systèmes isolés à l'air, il peut être envisageable d'utiliser des barrières isolantes dans les intervalles [6-9]. Ces barrières peuvent augmenter la tension de claquage en augmentant le trajet que la décharge doit parcourir. La barrière attire également la charge qui peut modifier la répartition du champ, augmentant encore la tension de claquage. La littérature sur le sujet des barrières suggère que la rigidité diélectrique pour les tensions positives peut être augmentée jusqu'à un facteur de 3 en comparaison avec un espace sans barrière [10].

### **Objectifs de cette thèse**

Notre objectif est de déterminer la distribution du champ électrostatique par éléments finis (utilisant COMSOL) dans les intervalles d'air pointe-plan afin

de mieux interpréter l'effet des barrières aussi bien en leur qualité d'obstacle géométrique qu'électrostatique. Cette distribution du champ sera déterminée en présence de charges d'espace (positive ou négative), dans les différentes parties de l'intervalle, tenant compte de la nature de la barrière et de sa géométrie (largeur, épaisseur), ainsi que de son état de surface.

### **Organisation de cette thèse**

Afin d'accomplir au mieux cette étude, le présent travail est structuré en cinq principaux chapitres en plus de l'introduction générale et de la conclusion générale.

Dans le premier chapitre, des généralités sur les décharges électriques sont présentées.

Le deuxième chapitre est dédié à l'étude de l'influence de la charge d'espace ainsi que les paramètres de la barrière sur la rigidité diélectrique des intervalles d'air pointe-plan. Nous commençons d'abord par exposer les travaux de recherche effectués auparavant, puis nous décrivons les différents paramètres influençant la distribution du champ électrique.

Le troisième chapitre quant à lui sera consacré à la modélisation numérique des équations de transport de charges couplées avec l'équation de Poisson pour la détermination du champ électrique. Dans un premier temps, nous présentons l'implémentation du modèle dans le code de calcul COMSOL Multiphysique avec les conditions aux limites appropriées, puis nous passerons à la description détaillée du circuit expérimental pour les petits intervalles et le modèle mathématique pour les moyens intervalles que nous avons utilisé pour valider le modèle numérique établi.

Le quatrième chapitre porte sur la simulation numérique de la distribution du champ électrique dans les petits intervalles d'air en proposant un modèle hydrodynamique tridimensionnel exploitant le code de simulation COMSOL Multiphysique. Le modèle est adopté pour un système pointe-barrière-plan et validé en utilisant des résultats expérimentaux disponibles dans la littérature.

L'analyse de la distribution du champ électrique dans les moyens intervalles est présentée dans le dernier chapitre. L'étude est faite en tenant

compte des différents paramètres de la barrière, pour différents niveaux de tension. Par la suite, une discussion des résultats y est présentée.

Nous terminerons par une conclusion générale sur l'ensemble de cette étude et la proposition des perspectives relatives à ce travail.

# Chapitre 1

## Généralités et État de l'art sur les Décharges Électriques

---

*« On fait la science avec des faits, comme on fait une maison avec des pierres ;  
mais une accumulation de faits n'est pas plus une science qu'un tas de pierres  
n'est une maison. »*

*Henri Poincaré*

## 1.1. Introduction

Avant d'entamer notre étude relative à la distribution du champ électrique dans les intervalles d'air pointe-barrière-plan, un rappel sur les notions fondamentales qui conditionnent le processus de décharge électrique dans l'air, ainsi qu'une description des méthodes numériques couramment utilisées dans les applications d'ingénierie de haute tension sont donnés.

Nous traiterons tout d'abord la décharge dans l'air, en élaborant les théories allant des électrons primaires jusqu'à la décharge couronne. Nous aborderons ensuite le processus de développement du streamer et nous terminerons par la présentation des modèles et méthodes numériques utilisées pour le calcul du champ électrique.

## 1.2. Décharges électriques dans l'air

### 1.2.1. Notions fondamentales des processus de décharge dans l'air

La présence d'espèces chargées dans le gaz (quelles que soient leurs sources) exposées à un champ électrique entraîne une grande variété de processus en raison de l'apport d'énergie du champ aux porteurs de charges.

Ainsi, des collisions entre des particules chargées et neutres dans un gaz peuvent, en particulier, entraîner [11-14] :

#### 1.2.1.1. Electrons primaires

Les électrons libres n'existent que pendant une courte période dans l'air qui n'est pas soumis à un champ électrique élevé ; normalement ils sont piégés, après la création par rayonnement cosmique pour former des ions négatifs. Ceux-ci ont généralement une densité de l'ordre de quelques centaines par centimètre cube [14].

#### 1.2.1.2. Ionisation : $e^- + A \rightarrow A^+ + 2e^-$

Les électrons ainsi libérés peuvent eux-mêmes accélérer dans le champ et entrer en collision avec des molécules neutres et se fixent avec la vitesse de dérive.

Quand ils ont suffisamment d'énergie, la collision peut libérer un nouvel électron et un ion positif. Le processus est cumulatif et est quantifié par Townsend, ce qui entraîne la formation d'avalanches d'électrons. La croissance

du nombre d'électrons et d'ions positifs confère à l'air une faible conductivité qui ne conduit pas immédiatement au claquage [14].

#### 1.2.1.3. Excitation : $e^- + A_2 \rightarrow A_2^* + e^-$

Lorsque les électrons sont suffisamment énergétiques pour provoquer l'ionisation, il y a généralement une réserve abondante d'énergies plus faibles qui peuvent exciter des atomes neutres sans libérer d'électrons. Lors du retour à l'état fondamental, ces atomes émettent une lumière visible ou ultraviolette. Cette propriété est largement utilisée pour montrer l'existence de l'ionisation [14].

#### 1.2.1.4. Recombinaison : $A^+ + e^- \rightarrow A + h\nu$

C'est le processus menant aux pertes des porteurs de charges dans le gaz. La recombinaison peut avoir lieu entre les ions positifs et les électrons, comme indiqué par la formule, ou entre les ions positifs et négatifs si ceux-ci existent dans le gaz comme dans le cas de l'air. L'énergie excédentaire de la réaction peut être transférée à un photon et à une troisième particule participant au processus [15].

#### 1.2.1.5. Attachement : $e^- + A \rightarrow A^-(+h\nu)$

Certains atomes ou molécules de gaz sont caractérisés par ce que l'on appelle une affinité électronique et peuvent recevoir des électrons dans leur enveloppe électronique externe. Ces particules ont une énergie potentielle inférieure pour les ions négatifs que celle de l'état fondamental. Dans le cas de l'air, les composants électronégatifs principaux sont les molécules O<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O. Les électrons libres dans le gaz peuvent être capturés pendant le processus d'attachement pour former les ions négatifs [15].

#### 1.2.1.6. Photo-ionisation : $A + h\nu \rightarrow A^+ + e^-$

En étant exposés à un champ électrique, les molécules de gaz neutres peuvent être excitées, par exemple par impact électronique. A la suite de la désactivation des états excités, des photons sont produits, dont l'énergie  $h\nu$  ( $h$  est la constante de Planck,  $\nu$  est la fréquence de rayonnement) correspond à l'énergie d'excitation de la molécule. Les photons peuvent être absorbés par des molécules voisines conduisant à leur excitation suivie d'une extinction et d'un rayonnement des photons et ainsi de suite en chaîne. Un tel processus est appelé transport par

rayonnement de résonance et est typique pour les décharges dans des gaz purs, par exemple l'azote. Dans les mélanges, l'énergie des photons libérés par des molécules excitées d'un certain type peut être supérieure au potentiel d'ionisation des molécules d'un autre type. Par conséquent, l'absorption du photon par une telle particule peut conduire à son ionisation qui est indiquée par la formule ci-dessus. Ce processus est typique de l'air où les molécules d'oxygène peuvent être ionisées par les photons libérés des molécules excitées de l'azote [15].

### 1.2.2. Décharge Townsend

Sur la partie ascendante de la caractéristique tension-courant correspondant à la décharge de Townsend (figure 1.1), les électrons gagnent suffisamment d'énergie entre les collisions pour provoquer l'ionisation par impact des molécules de gaz. L'intensité de l'ionisation par impact est représentée par le premier coefficient d'ionisation de Townsend  $\alpha$  [ $\text{cm}^{-1}$ ], qui est le nombre d'électrons générés par un électron initial dû à l'ionisation par unité de longueur de son trajet dans le champ électrique. En commençant par  $n_0$  les électrons initiaux, le nombre d'électrons à l'anode après avoir parcouru une distance  $d$  est  $n = n_0 e^{\alpha d}$ .

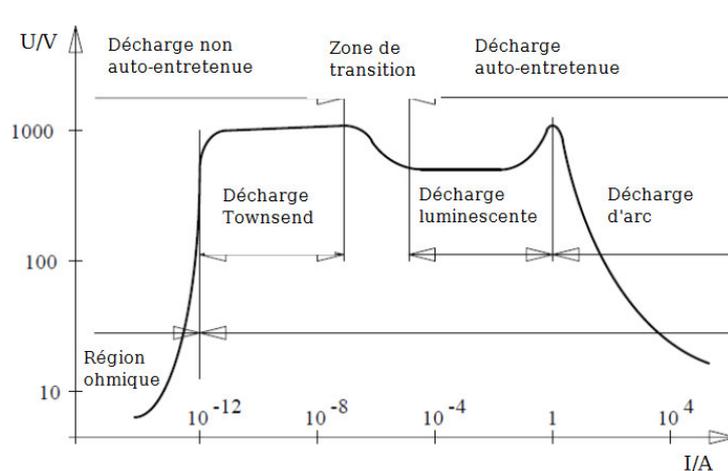


Figure 1.1 Esquisse d'une caractéristique tension-courant d'une décharge montrant une transition entre différents régimes [15].

Cette augmentation exponentielle des nombres d'électrons  $e^{\alpha d}$  est due au fait que chaque électron nouvellement produit gagne de l'énergie du champ et génère de nouveaux électrons. Ce processus est appelé une avalanche d'électrons dans la littérature et est représenté schématiquement à la figure 1.2 [16].

Le coefficient d'ionisation  $\alpha$  est une propriété unique du gaz et dépend du champ électrique  $\vec{E}$  et de la pression gazeuse  $p$  (ou densité  $N = p/kT$ ,  $k$  est la

constante de Boltzmann,  $T$  est la température du gaz) et est généralement présenté en fonction de la pression (densité) du champ réduit  $E/p$  (ou  $E/N$ ):

$$\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right) \quad (1.1)$$

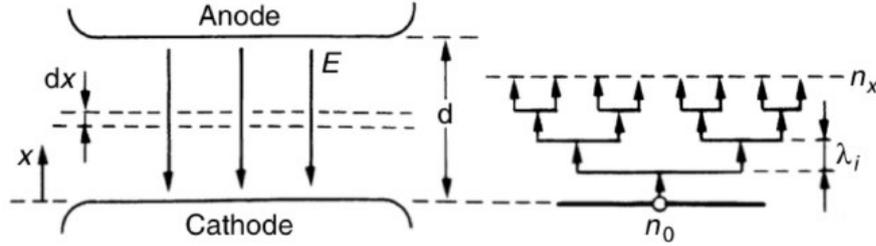


Figure 1.2 Processus de multiplication d'électrons menant à l'avalanche d'électrons [16].

Les gaz électronégatifs sont capables de capturer des électrons libres. L'intensité de ce processus est caractérisée par le coefficient d'attachement  $\eta$  [ $\text{cm}^{-1}$ ], qui est défini de la même manière que le 1<sup>er</sup> coefficient de Townsend mais en ce qui concerne l'attachement d'électrons. En pratique, l'intensité de la production d'électrons dans les gaz électronégatifs est décrite par ce qu'on appelle le coefficient d'ionisation efficace  $\bar{\alpha}$  défini comme :

$$\bar{\alpha} = \alpha - \eta \quad (1.2)$$

Dans des champs suffisamment forts, la production de nouveaux électrons et donc d'ions positifs dans la décharge de Townsend devient régulière et une quantité importante d'ions positif peut atteindre la cathode. Le bombardement de la surface de la cathode par des ions positifs conduit à un rendement d'électrons secondaires du métal. Ce processus est caractérisé par le second coefficient  $\gamma$  de Townsend, qui est un nombre d'électrons libérés par impact d'un seul ion positif. Comptant pour les électrons secondaires, leur nombre total à la distance «  $d$  » de la cathode est :

$$n = n_0 \frac{e^{\bar{\alpha}d}}{1 - \gamma(e^{\bar{\alpha}d} - 1)} \quad (1.3)$$

Le rendement en électrons de la cathode compense leurs pertes et à une certaine tension, une transition de Townsend à une décharge auto-entretenu a lieu. Cette transition est associée à la production des charges d'espace importantes et à des modifications du champ électrique dans l'espace inter-électrodes de telle sorte que le courant de la décharge accru peut être supporté par une tension appliquée beaucoup plus faible. Dans la figure 1.1, ce processus est indiqué comme une zone de transition et la tension la plus élevée atteinte sur

la branche de décharge de Townsend correspond à la tension de claquage. Sur le côté droit de la région de transition, il existe différents types de décharges auto-entretenues qui appartiennent à des classes de décharge luminescente et d'arc.

La condition pour le claquage est dérivée de (1.3) en supposant une augmentation infinie du nombre total d'électrons ayant lieu lorsque le dénominateur est égal à zéro:

$$\bar{\alpha}d = \ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right) \quad (1.4)$$

Cette expression est connue sous le nom de condition de claquage de Townsend et fournit une base pour dériver la loi de Paschen pour les tensions de claquage. Il indique que la rupture électrique d'un intervalle de gaz avec un champ électrique uniforme se produit à une certaine tension qui est fonction du produit de la pression du gaz et de la distance de séparation des électrodes comme illustré à la figure 1.3 pour l'air [16].

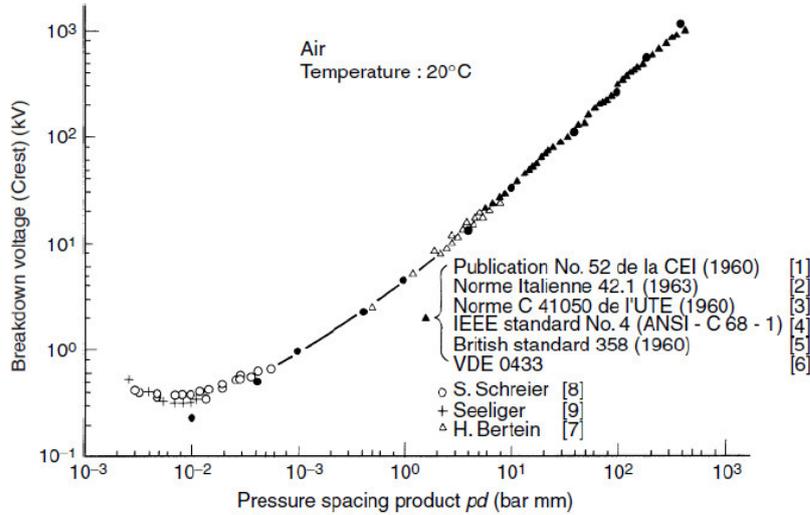


Figure 1.3 Courbe de Paschen pour l'air [16].

La condition (1.4) peut être étendue aux cas avec un champ légèrement non uniforme en prenant  $\int \bar{\alpha} dl$  le long de la ligne du champ électrique  $l$  et en le comparant avec l'amplitude du côté droit :

$$\int_l \bar{\alpha} dl = k = \ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right) \quad (1.5)$$

Une extension supplémentaire est possible pour les cas avec des champs fortement divergents, où même des décharges corona peuvent apparaître, par exemple, pour un arrangement d'électrodes pointe-plan. Dans de tels cas, la condition (1.5) nécessite une intégration à travers une partie seulement de

l'espace entre les électrodes, où l'ionisation a lieu, et fournit des tensions d'initiation dites corona. Pour de telles situations, la valeur de  $k$  à utiliser dans (1.5) a été (et est toujours) un sujet de discussion [17]. Typiquement, la valeur de 9.15 correspond bien aux données expérimentales pour des champs allant des champs uniformes à des champs non uniformes [18].

La théorie de Townsend prédit assez bien les tensions de claquage à des pressions de gaz moyennes à basses, de faibles distances et des champs électriques uniformes et légèrement uniformes [15]. Dans les autres cas, les valeurs de claquage prédites s'écartent du claquage réel. Cela est dû au fait que la décharge de Townsend ne tient pas compte de la variation du champ électrique due aux charges libres dans le milieu.

### **1.2.3. Décharge streamer**

A des pressions de gaz élevées (atmosphériques et supérieures), avec des  $pd > 10^3$  Torr.cm et des tensions suffisamment élevées, les charges d'espace générées dans les avalanches d'électrons sont suffisamment fortes pour produire leur propre champ qui masque le champ externe appliqué [15]. Ce phénomène peut être observé dans des configurations d'électrodes fournissant des distributions du champ uniformes aussi bien que non uniformes. Dans ce dernier cas, l'ionisation du gaz commence dans une zone du champ électrique élevé et entraîne la formation d'avalanches d'électrons, qui peuvent s'atténuer sur leur trajet vers la contre-électrode [15].

Si une avalanche d'électrons comprenant la décharge de Townsend est forte et que le taux de génération d'électrons à son extrémité est important, le champ électrique est amélioré en raison de la charge localisée dans la tête et ce champ peut provoquer une transition de l'avalanche [15]. Pour cela, le champ électrique local doit devenir comparable au champ appliqué et cela se produit lorsque le nombre des porteurs de charges (électrons) dans la tête d'avalanche devient supérieur à  $\sim 10^8$  (pour un diamètre typique de la tête de 100  $\mu\text{m}$  à la pression atmosphérique, cela correspond à la densité  $\sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  et le degré d'ionisation du gaz  $\sim 10^{-5}$ ) [15].

Selon les concepts communément admis, la génération locale d'espèces chargées à la tête du streamer est associée à la photo-ionisation du gaz (dans

l'air). Les molécules  $N_2$  sont excitées à des états plus élevés par un impact électronique (généralement de 1,2 à 12,65 eV). Certaines de ces espèces excitées reviennent à l'état fondamental en libérant des photons dont l'énergie dépasse le potentiel d'ionisation de l' $O_2$  (12,06 eV). Ces photons provoquent l'ionisation d' $O_2$  [15]. La photo-ionisation peut fournir suffisamment d'électrons libres pour la propagation des streamers et amplifier la génération des charges. Elle est la source d'électrons pour le front du streamer et conduit à l'amélioration du champ électrique local en raison de la séparation des charges entre les électrons à mouvement rapide et les ions à mouvement lent (notez que la mobilité des électrons est supérieure de 2 à 3 des ions donc ils dérivent beaucoup plus vite dans le gaz [16]). L'intensité du champ local à la tête du streamer est généralement comprise entre 50 et 200 kV/cm en raison du faible rayon du canal (10-50 micromètres dans l'air à la pression atmosphérique) et de la densité élevée des porteurs de charges pouvant atteindre  $10^{13}$ - $10^{15}$   $cm^{-3}$  [15].

Généralement, les investigations expérimentales des streamers sont réalisées en utilisant des configurations d'électrodes pointe-plan, pointe-pointe ou fil-cylindre coaxial, qui assurent un contrôle élevé sur le développement des streamers en faisant varier quelques paramètres, comme les rayons des électrodes, etc. [19]. Les caractéristiques tension-courant sont généralement enregistrées pendant le processus de décharge.

Dans certaines études, l'émission de lumière au cours du développement des streamers a également été enregistrée avec une résolution de microseconde et très récemment dans une plage de nanosecondes [20]. Capturer l'émission de lumière fournit un moyen simple de mesurer la vitesse de propagation des streamers au moyen d'expositions multiples. La vitesse de propagation mesurée à la tête du streamer est comprise entre  $10^7$  et  $10^8$  cm/s [21, 22] et dépend de nombreux facteurs, en particulier de la répartition du champ électrique entre les électrodes.

Les streamers peuvent être classés, selon les directions de propagation dans les électrodes, positifs (dirigés par la cathode) et négatifs (dirigés par l'anode). Le premier se produit typiquement à proximité d'une anode pointue (par exemple une pointe), où une charge d'espace positive apparaît après des

avalanches uniques fortes ou multiples. Ces charges d'espace génèrent un champ qui filtre le champ externe à l'anode et produit un pic devant le nuage des charges d'espace, où la photo-ionisation commence à créer des conditions pour la création du streamer.

Dans le cas des streamers négatifs, les avalanches peuvent atteindre un nombre critique des porteurs de charges sur leur trajet de la cathode à l'anode et le canal du streamer peut se développer à cause des avalanches secondaires produites par les électrons (il n'y a donc pas besoin de photo-ionisation). La poursuite de la progression des streamers dans le gaz nécessite une force du champ minimale, appelée champ de propagation dans la littérature. Ainsi, le champ appliqué nécessaire pour le streamer positif est dans la gamme de 4-6 kV/cm tandis que pour le streamer négatif, il est dans la gamme 10-20 kV/cm [16]. La différence dans le champ de propagation est due aux divers mécanismes secondaires soutenant le développement de la décharge comme mentionné ci-dessus.

Si la configuration du champ est caractérisé par des améliorations au niveau des deux électrodes (par exemple, des systèmes pointe-pointe ou sphère-sphère), la propagation du streamer peut être bidirectionnelle. Dans de tels cas, les têtes du streamer sont créés aux emplacements des champs forts à la fois à l'anode et à la cathode et les canaux de décharge des deux côtés de l'espace se propagent l'un vers l'autre et se rencontrent finalement dans le volume de gaz.

#### **1.2.4. Effet couronne**

L'expérience pratique montre que les streamers se ramifient, après avoir propagé de courtes distances, pour former ce qu'on appelle généralement la couronne qui peut alors se développer et s'étendre pour provoquer une étincelle dans l'espace. La ramification est supposée être causée par le développement d'avalanches latérales dans le champ d'une avalanche initiale, comme le montre l'exemple de la figure 1.4. Le mécanisme de ramification n'est pas entièrement compris. On pourrait penser que le flux de photons suffisant pour provoquer l'extension rapide du streamer par photo-ionisation serait suffisant pour provoquer une densité de rameaux beaucoup plus élevée que celle illustrée à la figure 1.4. L'absence d'une combinaison favorable entre le champ appliqué et le

champ de la charge d'espace peut être responsable, mais il a également été postulé que le modèle observé peut résulter d'une dépendance au photo-détachement des ions négatifs voisins, mais relativement rares, afin de produire les électrons libres nécessaires [14].

De nombreux tests avec différentes configurations d'électrodes montrent que les streamers, bien que provenant des champs très élevés, peuvent se propager dans des régions où le champ est bien inférieur à 5 kV/cm. La figure 1.4 est un exemple où les streamers dans la couronne progressent vers le plan, avec un champ électrique de l'ordre de 1 kV/cm.

Des mesures directes ont cependant montré que dans un tel cas, le champ dans le plan, au moment de l'arrivée des streamers, est d'environ 4,5 kV/cm [14]. La composante la plus importante du champ est donc due à la somme des charges d'espace positives à la tête d'un grand nombre de streamers qui, combinées, permettaient la propagation dans un champ appliqué relativement faible. Ce phénomène permet une propagation sur des distances de l'ordre de mètres.

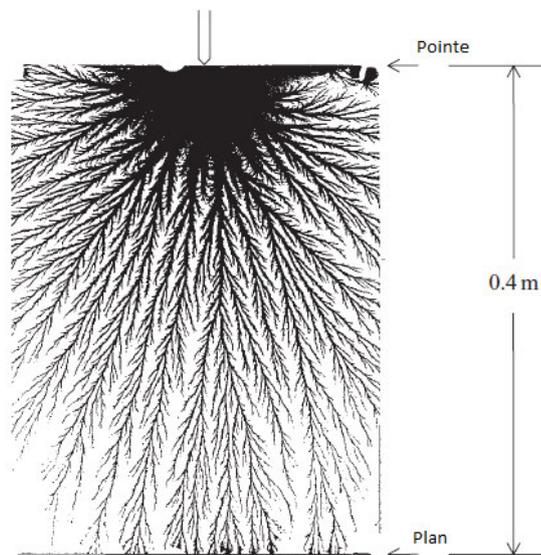


Figure 1.4 Décharge couronne positive [14].

### 1.2.5. Aperçu bibliographique sur les décharges électriques

Les phénomènes des décharges électriques, étudiés depuis près de deux siècles, font toujours l'objet de recherches actives avec les scientifiques. On peut s'en étonner, mais on comprend vite que ce n'est qu'en raison de la grande complexité du phénomène et des mécanismes qui le constituent.

Cependant, de grands progrès ont été réalisés au cours des dernières décennies dans l'amélioration des moyens de diagnostic des premiers instants de la décharge et donc dans l'étude des mécanismes de l'initiation. Cela a conduit à une meilleure connaissance du phénomène et à des progrès dans des applications qui ont connu des expansions beaucoup plus importantes [23].

La théorie des streamers a été développée suite aux travaux effectués par Loeb, Meek et Raether en 1940 [24, 25]. Dans leur modèle, l'avance de la décharge s'explique par celle d'un front d'ionisation qui se propage dans l'espace inter-électrode. Une fois la décharge initialisée observée, sa propagation est assurée sans l'aide d'aucun agent extérieur.

Plusieurs recherches ont été menées par un certain nombre d'auteurs pour étudier le déversement de streamers et de nombreux articles ont été publiés sur cet effet [26-30].

Les travaux récents sont ceux réalisés par Singh et al [15], ils ont utilisé différentes géométries d'électrodes pour l'étude d'un streamer dans l'air à pression atmosphérique. Ils ont considéré que le streamer a la forme d'un canal cylindrique de rayon fixe et que la charge est répartie uniformément sur toute la section du canal. Un modèle hydrodynamique est utilisé dans leur travail pour calculer les densités de particules. Le champ électrique est calculé en résolvant l'équation de Poisson en coordonnées cylindriques.

La simulation d'une décharge électrique n'est pas un problème nouveau. En effet, depuis de nombreuses années, les auteurs proposent d'abord des simulations dans une dimension en ne considérant que l'axe. Ces modèles unidimensionnels demeurent limités et ne tiennent pas pleinement compte de la physique des décharges. C'est pourquoi de nombreux auteurs ont étudié la modélisation bidimensionnelle. Ainsi, des simulations avec un champ uniforme (plan-plan) puis un champ non uniforme sont apparues successivement [31-33].

### **1.3. Modèles numériques des décharges électriques**

Au cours des dernières années, plusieurs méthodes numériques pour résoudre les équations aux dérivées partielles, incluant les équations de Laplace et de Poisson, sont devenues disponibles. Il y a des difficultés inhérentes en résolvant ces équations pour des champs bidimensionnels ou tridimensionnels

avec des conditions aux limites complexes, ou pour isoler des matériaux ayant des permittivités et / ou des conductivités différentes [34].

Une conception appropriée de tout appareil à haute tension exige une connaissance complète de la distribution du champ électrique. Pour un système physique simple avec une certaine symétrie, il est possible de trouver une solution analytique. Cependant, dans de nombreux cas, les systèmes physiques sont très complexes et, dans ce cas, des méthodes numériques sont utilisées pour le calcul des champs électriques.

À l'heure actuelle, les calculs des décharges streamers sont effectués à l'aide des modèles quasi-bidimensionnels [12,27], entièrement bidimensionnels [35-37] et même tridimensionnels [38]. La dimensionnalité du modèle est un facteur important déterminant l'authenticité des résultats concernant la structure détaillée du canal de décharge. En même temps, l'utilisation d'un modèle quasi-bidimensionnel relativement simple (modèle 1.5-D) permet de décrire qualitativement les processus de la décharge et d'étudier les principales propriétés importantes qui régissent son développement [39].

Les méthodes de simulation sont considérées comme l'une des méthodes les plus appropriées pour étudier le processus de décharge ; plusieurs méthodes de simulation sont utilisées, avec la configuration pointe-plan. La méthode des différences finies (FDM), est l'une des méthodes numériques utilisée pour résoudre les équations différentielles [40-44]. La méthode des éléments de frontière (BEM) est une méthode numérique de résolution d'équations aux dérivées partielles linéaires qui est basée sur l'intégrale de la frontière pour obtenir l'équation différentielle de contrôle [43, 45]. Elle peut être appliquée dans de nombreux domaines de l'ingénierie et de la science, y compris la mécanique des fluides, l'acoustique et l'électromagnétisme. Ainsi, la surface du domaine de problème est seulement nécessaire pour être modélisé.

La méthode de simulation de charge (CSM) [43, 46-52] est utilisée pour la simulation du champ électrique par plusieurs nombres discrets des charges imaginaires qui existent à l'intérieur des conducteurs. Ces charges sont déterminées en plusieurs points de contour sélectionnés sur les surfaces des conducteurs en vérifiant les conditions aux limites. Toutes ces charges sont

déterminées ; le champ électrique simulé peut être évalué à n'importe quel point autour des conducteurs en utilisant le principe de superposition. La méthode des éléments finis (FEM) utilise les techniques de génération de maillage pour distribuer un problème complexe à de petits éléments afin de résoudre les problèmes selon les conditions aux limites [41, 43, 53-55].

La méthode des éléments finis a pris un essor considérable avec le développement des moyens informatiques. Dès les années 1960, elle est devenue, par sa souplesse d'emploi et sa très grande généralité, une méthode numérique indispensable pour la résolution des problèmes aux dérivées partielles.

La FEM est l'approche la plus pratique pour le calcul des champs inhomogènes et pour les champs contenant des charges d'espace.

En général, le modèle de simulation à 1,5 D des streamers dépend de la représentation d'un filament de la charge d'espace par une série de disques chargés de rayon égal avec des densités uniformes de la charge d'espace [56,57]. Le modèle fluide à l'équilibre à 1,5 D a été étudié par Davies et al [58], Yoshida et Tagashira [59], et Morrow [60] pour l'observation de la décomposition électrique dans les gaz avec le développement spatio-temporel de l'ionisation. Dans le travail de [61], une méthode de Galerkin discontinue locale pour les simulations de décharge du streamer à 1,5 dimension est proposée.

L. Mokhnache et al [62] ont utilisé la MEF pour calculer le champ électrique dû aux ions positifs et aux électrons créés à la tête de l'avalanche dans un intervalle d'air pointe-plan.

Leur modélisation est basée sur la formulation du champ résultant obtenu par la sommation vectorielle du champ électrique appliqué  $\vec{E}_0$ , le champ des charges d'espace et le champ de polarisation d'une barrière isolante introduite dans l'intervalle d'air. Le champ résultant est obtenu grâce à la résolution des équations de Maxwell par la MEF.

Y. Serdyuk et al [63] ont utilisé dans leur travail un modèle quasi bi dimensionnel (1,5 D), pour l'étude d'un streamer négatif dans l'air à pression atmosphérique où ils ont considéré que le streamer a une forme d'un canal cylindrique d'un rayon fixe, et que la charge est distribuée uniformément sur toute la section transversale du canal.

S. Singh et al [64,65] ont utilisé un modèle 2D axisymétrique implémenté dans COMSOL Multiphysique pour représenter le processus de décharge de type streamer dans l'air atmosphérique. Les équations de dérive-diffusion de Boltzmann conservant la charge sont résolues dans une représentation logarithmique pour une stabilité numérique améliorée, tout en réduisant le besoin de termes de diffusion artificielle.

#### **1.4. Conclusion**

À travers la présentation de l'état de l'art, il est à constater que les phénomènes des décharges électriques dans l'air intéressent de plus en plus les chercheurs afin de bien dimensionner les systèmes de haute tension et minimiser les distances d'isolements.

Dans ce chapitre, nous avons présenté le processus de décharge dans l'air en élaborant les théories allant des électrons primaires jusqu'à la décharge couronne ainsi que les travaux de recherches effectués. Ensuite, nous avons fait une présentation des différents modèles utilisés et nous avons terminé par une description détaillée des méthodes numériques pour le calcul du champ électrique. Nous allons dans ce qui suit nous intéresser à la distribution du champ électrique dans les intervalles d'air pointe-barrière-plan.

# Chapitre 2

## Paramètres Influant sur la Distribution du Champ dans les Intervalles d'air Pointe-Barrière-Plan

---

*« Les auteurs les plus originaux d'aujourd'hui ne sont pas ceux qui apportent du nouveau, mais ceux qui savent dire des choses connues comme si elles n'avaient jamais été dites avant eux. »*

*Gabriel Senac*

## 2.1. Introduction

L'étude de la distribution du champ électrique dans les configurations à champ non uniforme, comme les arrangements pointe-plan, est d'une grande importance dans la conception des systèmes de haute tension. L'un des facteurs les plus déterminants de la rigidité diélectrique est la répartition de la charge d'espace dans l'air ainsi que l'insertion d'une barrière entre les électrodes.

Dans le chapitre présent, nous présentons l'influence de la charge d'espace et de la barrière dans les intervalles d'air pointe-plan. En premier lieu, nous commençons par une étude bibliographique des travaux effectués concernant l'influence de la charge d'espace dans les intervalles d'air. Ensuite, nous passerons à montrer l'effet de la barrière sur la rigidité diélectrique des systèmes de haute tension en décrivant tous les paramètres influençant la distribution du champ électrique.

## 2.2. Influence de la charge d'espace sur le champ électrique

La croissance des streamers résultants d'une seule avalanche critique a été étudiée de façon approfondie par Raether [66]. Il a suggéré que l'avalanche critique contiendrait environ  $10^8$  électrons à sa tête avant la transition vers les streamers.

De nombreux chercheurs [67-70] ont calculé la croissance d'une seule avalanche critique dans différents gaz et géométries d'espace pour calculer la tension d'apparition de la couronne. Cependant, dans ces calculs, le champ de la charge d'espace de l'avalanche pendant sa croissance a été négligé.

En 1949, Hopwood [71] a suggéré que lors de la croissance primaire de l'avalanche électronique, le champ de la charge d'espace ne doit pas être négligé. Selon lui, une fois que l'avalanche atteint une certaine taille, le champ de la charge d'espace des ions positifs créés pendant sa croissance (et laissés derrière comme une charge d'espace presque stationnaire) agirait en opposition au champ électrique appliqué de l'extérieur. En conséquence, la croissance de l'avalanche serait retardée. Il a suggéré que les valeurs de  $\alpha$  (ou  $\alpha - \eta$  pour les gaz électronégatifs) en amont de l'avalanche doivent être corrigées pour prendre en compte le champ de la charge d'espace des ions positifs.

Sur la base de la suggestion de Hopwood, Tholl [72] et Richter [73] ont corrigé le coefficient d'ionisation efficace ( $\alpha - \eta$ ) pour considérer l'effet du champ de la charge d'espace d'ions positifs.

Hepworth et al [74] ont calculé la croissance des avalanches d'électrons pour une sphère positive isolée dans l'espace. L'effet des ions positifs distribués a été considéré en les représentant comme une charge ponctuelle à une distance de  $1 / (\alpha - \eta)$  du centre du nuage d'électrons. Son amplitude est supposée être la moitié de la grandeur de la charge totale d'espace d'ions positifs distribués le long de la longueur de l'avalanche.

Honda [75] a également examiné l'effet du champ de la charge d'espace d'ions positifs sur la croissance d'une avalanche d'électrons. Il a représenté le nuage d'électrons à la tête de l'avalanche comme une charge ponctuelle. La charge distribuée d'ions positifs était également représentée par une charge ponctuelle. La distance entre les charges à deux points a été dérivée par une méthode de centre d'ions. Pour une géométrie du champ uniforme, cette distance est d'environ  $1 / (\alpha - \eta)$ .

Selon l'analyse de Honda, l'avalanche d'électrons commencerait en décomposition lorsque le champ de la charge d'espace des ions positifs agissant sur la charge ponctuelle d'électrons devient égal et opposé au champ électrique appliqué. Cette condition est supposée être le critère pour le développement du streamer.

Fletcher [76] fait une analyse mathématique rigoureuse sur la distribution des électrons et des ions positifs dans une avalanche. Sur la base de cette analyse, les électrons peuvent être supposés être dans une sphère de rayon  $\sqrt{6DT}$  où D est le coefficient de diffusion des électrons et T est le temps mesuré à partir de l'initiation de l'avalanche.

Rizk et al [77] ont calculé la croissance de l'avalanche en considérant le champ de la charge d'espace des électrons favorisant sa propre croissance. Le champ des ions positifs est négligé dans leurs calculs. Les détails de calcul ne sont pas entièrement décrits. Leurs résultats montrent une réduction significative de la tension de claquage, en particulier à des pressions plus élevées ( $p \geq 1,5$  atm), en raison de l'effet du champ des charges électroniques.

En 1979, A. Boubakeur [78] a utilisé une barrière trouée au centre pour vérifier l'influence de la charge électrique déposée sur la barrière. L'auteur a montré que la barrière est à la fois un obstacle électrostatique et géométrique. Aussi, il a étudié l'influence d'une barrière polluée recouverte d'une couche semi conductrice ou d'une couche conductrice, sur la rigidité diélectrique du système.

K. Hidaka [79] a également analysé l'influence de la charge d'espace en utilisant une sonde optique à effet pockels. Il a conclu que la charge d'espace accumulée sur la barrière est maximale au centre et décroît en s'éloignant de cet axe. En effet, la charge accumulée réduit le champ électrique entre la pointe et la barrière.

Mokhnache [80] a réalisé des modèles de simulation sur des intervalles pointe-barrière-plan en présence de la charge d'espace. Elle a développé un programme de calcul du champ électrique par la méthode des éléments finis pour les longs intervalles d'air pointe-barrière-plan. Ce modèle prend en compte l'effet du champ de polarisation de la barrière et l'influence de quelques paramètres tels que la tension appliquée, la largeur de la barrière, sa nature et sa permittivité, et le rayon de courbure de la pointe.

Serdyuk [81] a proposé un modèle de simulation décrivant le transfert des charges dans un système constitué de deux électrodes métalliques à plaques parallèles recouvertes de barrières diélectriques solides immergées dans un milieu gazeux. Il a constaté que la décharge électrique se produisait dans la phase gazeuse sous champ électrique appliqué, qui était initialement distribué uniformément dans le gaz et dans les barrières solides en fonction de leurs constantes diélectriques.

La décharge a commencé à partir des électrons initiaux au voisinage de la cathode sous la forme d'une avalanche d'électrons progressant vers l'anode et transformée davantage en un streamer dirigé vers la cathode.

Ramesh et al [18] ont appliqué le critère de création du streamer pour la configuration sphère-sphère employant une barrière diélectrique dans l'air. Pour un tel arrangement, un emplacement optimal de la barrière devrait exister, où la tension de claquage devient maximale. Cet effet de la barrière est généralement considéré être causée par la charge accumulée sur sa surface.

Bagheri et al [82] ont simulé la décharge streamer avec un domaine spatial de 1,25 x 1,25 cm. La charge positive immobile est utilisée pour obtenir un champ électrique similaire à la configuration pointe-plan. Les électrons sont simulés par une formulation de dérive-diffusion tandis que la charge positive est modélisée comme une équation différentielle ordinaire (ODE) sans aucun transport de flux. Les résultats sont comparés quantitativement et il y a une bonne correspondance pour les densités numériques, les charges, la dimension du streamer, etc.

Singh et al [83] ont utilisé un modèle de dérive-diffusion pour représenter la décharge électrique dans l'air. Le modèle est implémenté dans COMSOL Multiphysique basé sur la méthode des éléments finis. Ils ont montré que les EDP décrivant le transport de porteurs des charges peuvent être représentées sous forme logarithmique et que leurs solutions numériques peuvent être efficacement stabilisées par la méthode de Petrov-Galerkin (SUPG).

### **2.3. Influence de la barrière sur le champ électrique**

La connaissance de la condition d'ionisation et de propagation des décharges électriques présente un grand intérêt pour bien comprendre les mécanismes conduisant à la rupture [84-86]. Les barrières sont largement utilisées dans de nombreux dispositifs de haute tension. Il est bien connu que la rigidité diélectrique des longs intervalles est significativement augmentée par l'insertion d'une barrière isolante.

L'efficacité de la barrière dépend de la géométrie (la dimension, la position et la nature physique de la barrière) [87, 88]. L'investigation a été faite expérimentalement et simulée afin d'étudier les phénomènes de dégradation du diélectrique solide. La présence d'un trou dans la barrière réduit significativement la rigidité diélectrique du système. Des essais sont effectués pour mesurer la tension de claquage à 50 Hz des petits intervalles [89-91]. Les résultats des tests montrent comment la tension de claquage varie avec la distance entre les électrodes, la taille et le matériau de la barrière, ainsi que la position de la barrière dans l'intervalle entre les électrodes [92].

En conséquence, la tension de claquage varie en fonction de la taille des barrières et les tensions de claquages maximales sont observées lorsque les barrières sont positionnées au point le plus proche de l'électrode HT et que les

barrières de petite taille ne sont efficaces que dans de très petits intervalles [93-99].

Dans ce qui suit, nous discutons en détail les différents paramètres de la barrière influençant la distribution du champ électrique dans les intervalles d'air pointe-plan ainsi que les recherches déjà effectuées auparavant.

### **2.3.1. Influence de la barrière isolante**

L'introduction d'une barrière isolante dans les intervalles d'air a montré une augmentation de la rigidité diélectrique de l'air [78]. Cette augmentation est associée à une redistribution du champ dans l'intervalle. Cette redistribution est due à l'accumulation de la charge d'espace sur la barrière isolante [78].

Pour les tensions appliquées positives, l'ionisation a lieu dans la région autour de l'extrémité de la pointe. L'ionisation entraîne la formation de porteurs des charges positives, que sont les molécules de gaz ionisées et les porteurs négatifs, que sont les électrons. Les porteurs des charges positives, plus lourds et plus lents, s'attarderont plus longtemps autour de la pointe, ce qui réduira l'intensité du champ et augmentera la tension de claquage. Les ions positifs dériveront vers la barrière et finiront par se répartir uniformément [100]. Cette charge positive provoque un champ électrique quasi-uniforme entre la barrière et l'électrode mise à la terre, augmentant encore la tension de claquage [100].

L'influence des barrières sur la rupture diélectrique de l'air a été déjà observée vers les années 1920 par C.P. Steinmetz [62,78]. Des études antérieures de nombreux chercheurs ont été menées pour étudier l'influence des barrières isolantes sur la rigidité diélectrique et de nombreux travaux ont été publiés sur cet effet [78,101-105].

Les études expérimentales sont généralement les plus recherchées sur cet effet [101-111]. Avec le développement de dispositifs de mesure, des recherches plus récentes ont permis d'étudier le développement de la décharge en mesurant le champ électrique [112-116].

## **1. Influence du type de la tension appliquée**

La rigidité diélectrique a une relation avec l'amplitude et la forme de la tension appliquée. Beaucoup de recherches ont été effectuées sous tension de choc de foudre, sous tension continue et alternative.

D'autres recherches doivent prendre en considération les chocs de manœuvres qui représentent la contrainte de tension la plus défavorable [78].

## **2. Influence de la polarité de l'électrode pointe**

Avec la polarité positive ou bien dans le cas de la pointe sous tension alternative, l'influence de la barrière est bien remarquable [78]. Par contre, dans le cas de la polarité négative, la décharge se déroule par étapes pour toutes les positions de la barrière, et aucune amélioration de la rigidité diélectrique n'a été obtenue. Sous tensions de choc de foudre ou de manœuvre, la rigidité a une relation avec la position de la barrière et l'amélioration est obtenue pour des positions loin des deux électrodes.

## **3. Influence de la distance entre électrodes**

Plusieurs travaux de recherches ont montré que l'augmentation de la distance inter-électrodes entraîne un accroissement de la tension de claquage et une diminution de l'intensité du champ électrique [117].

## **4. Influence de la position de la barrière**

Pour les petits intervalles d'air, la rigidité diélectrique varie en fonction de la position de la barrière. L'amélioration de la rigidité est obtenue pour des positions de la barrière près de l'électrode de haute tension et particulièrement pour la position ( $a/d=20\%$ ) [78]. D'autres travaux ont trouvé que cette augmentation est obtenue lorsque la barrière est en contact avec la pointe pour des barrières de longueurs n'excèdent pas 50cm [118].

## **5. Influence des dimensions de la barrière**

La largeur de la barrière a une influence sur la rigidité diélectrique de l'arrangement pointe-barrière-plan. Lorsque des barrières de grandes largeurs sont utilisées tout en gardant ces dernières inférieures par rapport à la distance inter-électrodes, la rigidité du système a une relation avec la longueur du canal de la décharge qui est approximativement égale à la distance pointe-bord de la barrière et barrière-plan [78]. Quant à l'épaisseur de la barrière, son influence est beaucoup moins importante par comparaison à l'effet de la largeur [78].

## **6. Influence de la permittivité de la barrière**

La distribution des porteurs des charges positives sur la surface de la barrière et la chute de tension entre les faces opposées de la barrière sont

influencées par la permittivité de la barrière utilisée. Lorsque cette dernière aura des valeurs importantes, le champ électrique entre la barrière et le plan devient de plus en plus uniforme, mais son influence est beaucoup moins importante par comparaison à l'effet de la largeur et de la position de la barrière [118].

### **7. Influence du rayon de courbure de la pointe**

Le rayon de courbure de la pointe joue un rôle important sur la nature et la durée des phénomènes pré disruptifs. Plus ce rayon est faible, plus l'intensité du champ électrique obtenu est considérable. L'influence du rayon de courbure est remarquable pour les petites distances inter-électrodes. Par contre, son influence est presque négligeable pour les grandes distances inter-électrodes. Cela veut dire que l'augmentation du rayon de courbure de la pointe accroît l'uniformité du champ dans l'intervalle [118].

### **8. Influence du nombre de barrières**

La rigidité diélectrique des intervalles d'air augmente en insérant une seconde barrière entre les électrodes. Il améliore de 50% pour le système pointe-pointe et de 19% pour le système pointe-plan par rapport à celui où ces deux systèmes sont isolés par un seul écran et reste ensuite presque inchangé quel que soit le nombre de barrières ajoutées à ces systèmes [110].

### **9. Influence de la forme de la barrière**

La forme de la barrière utilisée est un paramètre important pour augmenter la rigidité diélectrique des intervalles d'air pointe-barrière-plan. Les recherches [80] ont montré que la tension de claquage peut être augmentée de 30 à 45% lorsque des barrières hémisphériques dont la cavité est en face l'électrode de haute tension sont utilisées à la place de la barrière plane. Ceci peut être dû à l'allongement du canal de la décharge. Par contre, pour les barrières hémisphériques dont la cavité est en face l'électrode mise à la terre, aucune amélioration n'est obtenue [118].

### **10. Influence des barrières perforées**

La présence d'une perforation sur la barrière diminue significativement son efficacité et par conséquent la rigidité diélectrique du système [117]. Cette diminution est en fonction de la position de la barrière et du rayon de courbure de la pointe. L'importance du rayon du trou est significative uniquement lorsque la

barrière est placée au voisinage de la pointe et lorsque ce trou est situé au milieu de la barrière en face de la pointe. Pour un trou effectué sur le bord de la barrière, son influence est presque négligeable.

### **2.3.2. Influence de la barrière conductrice**

La nature de la barrière joue un rôle très important sur la rigidité diélectrique des intervalles d'air. A. Boubakeur [78] a constaté que lorsque la barrière conductrice est en contact avec la pointe, la rigidité diélectrique augmente. Par contre lorsqu'elle est située au voisinage de la zone médiane de l'intervalle pointe -plan elle décroît.

Dans le cas où la barrière est suffisamment proche du plan, la rigidité diélectrique de l'arrangement pointe-barrière-plan reste voisine de celle de l'arrangement pointe-plan sans barrière.

L. Mokhnache [80] a constaté pour les trois types de tension que le champ est pratiquement uniforme entre la barrière conductrice et le plan lorsque la barrière est en contact avec la pointe ou proche du plan. Lorsque la barrière conductrice n'est pas en contact avec la pointe, le système pointe-barrière-plan serait pratiquement équivalent à l'association série du système pointe-plan et du système plan-plan. Cette remarque est surtout valable dans le cas de la tension continue positive et de la tension alternative.

S. Mouhoubi [118] a étudié l'influence de la barrière conductrice sur la tension disruptive de l'intervalle pointe-plan. Il en ressort que la tension disruptive est légèrement supérieure à celle sans barrière pour des rapports  $a/d$  allant de 0 à environ 40 %. Par contre, pour des positions de la barrière de 40 à 100 %, la barrière ne contribue pas à l'amélioration de la rigidité diélectrique du système.

### **2.3.3. Influence de la barrière polluée**

Dans le domaine de la haute tension, la pollution est un problème grave qui doit être pris en compte lors de la conception des systèmes d'isolation. Cela est dû à la formation des couches plus ou moins conductrices sur la surface des isolants. Ces dépôts polluants recouvrant les surfaces isolantes peuvent entraîner une réduction considérable de la tension de claquage des systèmes de haute tension. La connaissance du degré de pollution est donc une condition préalable

et indispensable pour évaluer le niveau d'isolement des systèmes de haute tension en vue de dimensionner convenablement l'isolation.

Awad [119] a étudié le comportement des barrières polluées dans les intervalles d'air pointe-pointe et pointe-plan qui n'excèdent pas 12 cm de distance. Les tensions utilisées étaient une tension alternative à fréquence industrielle de 50 Hz et une tension de choc de manœuvre. Il a été trouvé que la tension de claquage diminue lorsque la conductivité de surface augmente et tend alors vers une valeur constante pour une conductivité de surface supérieure ou égale à  $3 \mu\text{S}$  dans le cas où la surface polluée est en face de l'électrode HT.

En 1979, A. Boubakeur [78] a étudié l'influence d'une barrière polluée recouverte d'une couche semi-conductrice ou d'une couche conductrice sur la rigidité diélectrique du système. Dès que la conductivité superficielle des couches semi-conductrices dépasse  $1,6 \mu\text{S}$  [78], la décharge électrique se développe en deux étapes, comme dans le cas d'une barrière conductrice [78]. Avec une barrière qui a une surface semi-conductrice, la tension de claquage des intervalles d'air pointe-plan varie entre les valeurs obtenues avec la barrière isolante à surface propre et celles obtenues avec la barrière conductrice de même forme.

Les travaux les plus récents sont ceux réalisés par S. Mouhoubi [118] et concernent le cas des systèmes pointe-plan avec tension continue et alternative. La pollution appliquée à la surface supérieure de la barrière provoque une augmentation du champ électrique au niveau du plan, quelle que soit la position de la barrière.

Néanmoins, la barrière complètement polluée provoque une augmentation plus importante du champ électrique, par rapport au cas où la barrière n'est polluée que sur sa surface supérieure.

## **2.4. Conclusion**

Dans ce chapitre, une présentation détaillée des travaux de recherches antérieurs concernant l'influence de plusieurs paramètres sur la distribution du champ électrique a été faite. D'abord, nous avons commencé par présenter l'influence de la charge d'espace d'électrons et d'ions sur le champ électrique et nous avons conclu à partir des travaux de recherches antérieurs que la charge d'espace joue un rôle important sur la distribution du champ électrique.

Ensuite, et afin de nous permettre de mieux comprendre l'effet d'insérer une barrière entre la pointe et le plan, nous avons présenté les recherches effectuées auparavant par plusieurs auteurs concernant l'influence de cette dernière sur la distribution du champ électrique pour les trois différents cas : barrière isolante, barrière conductrice et même pour la barrière polluée.

Pour le cas d'une barrière isolante, la distribution du champ électrique est modifiée lors de l'insertion d'une barrière dans l'intervalle pointe-plan. Elle est influencée par plusieurs paramètres tels que la position, les dimensions et la permittivité de la barrière, le rayon de courbure de la pointe ainsi que la distance entre électrodes. L'utilisation des barrières conductrices permet de mieux comprendre l'influence de ces dernières sur la rigidité diélectrique en fonction de sa position et ses dimensions dans l'intervalle d'air pointe-barrière-plan. La grande différence entre l'influence de la barrière isolante et la barrière conductrice nous conduit à présenter les travaux relatifs aux barrières polluées.

Techniquement et économiquement parlant, le dimensionnement de l'intervalle d'air pointe-barrière-plan doit être optimisé en fonction des paramètres cités ci-dessus, afin d'assurer les meilleures performances techniques en parvenant à une meilleure qualité d'isolation.

# Chapitre 3

## Modélisation Numérique

---

*«...Les équations aux dérivées partielles sont la base de tous les théorèmes physiques. Dans la théorie des ondes dans les gaz, liquides et solides, dans l'étude de l'élasticité, dans les systèmes optiques, partout les équations aux dérivées partielles formulent les lois fondamentales de la nature qui peuvent être vérifiées par l'expérience. »*

***Bernhard Riemann***

### 3.1. Introduction

La complexité des tests effectués en laboratoire en raison de l'influence de différents paramètres sur ces essais les rend peu utiles. En outre, plusieurs travaux ont été réalisés dans le cadre de la modélisation des décharges pour améliorer la compréhension des processus fondamentaux des décharges électriques dans l'air, dont le but est d'obtenir de bons résultats.

Plusieurs modèles, techniques et méthodes ont été utilisés pour l'étude des décharges électriques dans la configuration pointe-plan [62, 86, 88, 94]. Les modèles mathématiques sont relativement complexes, en raison des divers phénomènes impliqués dans la décharge et de leur fort couplage. L'absence de solutions analytiques des équations différentielles, permettant de déterminer les caractéristiques essentielles de la décharge (champ électrique, densité de charge d'espace, etc.) a obligé les chercheurs à s'orienter vers l'utilisation d'outils informatiques où des solutions numériques et semi-analytiques de ces équations restent possibles [120].

Des simulations numériques peuvent contribuer à l'étude des décharges électriques et minimiser les coûts des essais expérimentaux. Plusieurs modèles et techniques numériques ont été utilisés dans ces études, tels que les différences finies, les éléments finis, les volumes finis, la méthode fractale, les méthodes de Monte Carlo, les techniques d'intelligence artificielle, les méthodes hybrides, etc. [87, 121]. Parmi ces méthodes, nous avons utilisé la méthode des éléments finis, qui a maintenant atteint un certain degré de maturité et est, en fait, l'un des outils analytiques les plus utilisés dans les disciplines de l'ingénierie.

Dans ce présent chapitre, nous présentons le modèle de simulation utilisé dans notre étude. Ensuite, nous le validons par deux modèles rapportés dans la littérature [80,116].

### 3.2. Modèle de simulation

La modélisation des processus physiques dans les décharges de gaz non thermiques est généralement réalisée à l'aide d'approches cinétiques, hydrodynamiques ou hybrides. L'approche hydrodynamique est la plus utilisée et est donc présentée en détail ci-dessous [22].

### 3.2.1. Equations du modèle

La modélisation est une étape indispensable qui doit précéder toute phase de dimensionnement, d'optimisation ou de simulation. La modélisation nécessite un ensemble d'équations caractérisant tous les éléments du système étudié.

#### 3.2.1.1. Equations de dérive-diffusion pour les porteurs de charges

Dans une approximation hydrodynamique, le comportement dynamique des porteurs de charges dans le gaz est considéré comme un mouvement des fluides correspondants (électroniques et ioniques), caractérisés par des densités volumiques des porteurs  $N$  [ $\text{m}^{-3}$ ] et contrôlés par des forces électrostatiques. Ces derniers définissent des flux convectifs d'espèces chargées  $N.W$  [ $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ] associés à leurs vitesses de dérive  $W$  [ $\text{m/s}$ ].

De plus, des flux diffusifs peuvent exister en raison des gradients de densité des porteurs  $\nabla N$ . Les concentrations des particules chargées peuvent changer localement en raison de différents mécanismes de génération et de perte, dont les taux des processus dans le plasma à décharge  $R$  [ $\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}$ ] dépendent typiquement de l'intensité du champ électrique local. Tout cela se traduit par des variations temporelles des densités d'électrons et d'ions qui peuvent être décrites par des équations de conservation de charges respectives « équations (1) », également connues sous le nom d'équations de continuité pour les flux correspondants.

Dans le cas de l'air, l'ensemble des EDP (équations de conservation de charges) peut être écrit comme suit en réduisant la considération des espèces ioniques dans le gaz à deux types génériques d'ions (positifs et négatifs) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_e}{\partial t} + \nabla \cdot (-N_e W_e - D_e \nabla N_e) &= R_e \\ \frac{\partial N_p}{\partial t} + \nabla \cdot (N_p W_p - D_p \nabla N_p) &= R_p \\ \frac{\partial N_n}{\partial t} + \nabla \cdot (-N_n W_n - D_n \nabla N_n) &= R_n \end{aligned} \quad (1)$$

Où, les indices e, p et n indiquent respectivement les quantités relatives aux électrons, aux ions positifs et aux ions négatifs.  $N$  représente la densité de porteurs de charges [ $\text{m}^{-3}$ ] ;  $D$  est le coefficient de diffusion [ $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ ] ;  $W$  est la vitesse de dérive, [ $\text{m s}^{-1}$ ] ; et  $R$  spécifie les termes sources (taux des processus dans le plasma à décharge), [ $\text{m}^{-3} \text{s}^{-1}$ ].

Les termes dits sources sur le côté droit de l'équation (1) incluent les taux de processus ayant lieu dans le volume de décharge. Ainsi, l'ionisation de fond, l'ionisation par impact électronique, l'attachement d'électron, la recombinaison électron-ion et la recombinaison ion-ion et la photo-ionisation sont les principaux phénomènes à considérer lorsque l'équation (1) est utilisée pour décrire le développement des avalanches d'électrons.

Les taux résultants des processus pour les différentes particules chargées peuvent être exprimés comme suit [22] :

$$\begin{aligned} R_e &= R_{ion} + R_{det} + R_0 - R_{att} - R_{ep} + R_{ph} \\ R_p &= R_{ion} + R_0 - R_{pn} - R_{ep} + R_{ph} \\ R_n &= R_{att} - R_{det} - R_{pn} \end{aligned} \quad (2)$$

Où  $R_0 = 1.7 \cdot 10^9 \text{ [m}^{-3}\text{s}^{-1}\text{]}$  représente le taux d'ionisation de fond ;  $R_{ion} = \alpha N_e W_e$  est le taux d'ionisation par impact électronique ( $\alpha$  représente le 1<sup>er</sup> coefficient d'ionisation de Townsend,  $\text{m}^{-1}$ ) ;  $R_{att} = \eta N_e W_e$  est le taux d'attachement d'un électron aux molécules électronégatives ( $\eta$  est le coefficient d'attachement,  $\text{m}^{-1}$ ) ; et  $R_{det} = k_{det} N_e N_n$  est le taux de détachement de l'électron des ions négatifs ( $k_{det}$  est le coefficient de détachement,  $\text{m}^3\text{s}^{-1}$ ). Deux types de recombinaison sont considérés, électron-ion et ion-ion, avec les taux  $R_{ep} = \beta_{ep} N_e N_p$  et  $R_{pn} = \beta_{pn} N_p N_n$ , respectivement ( $\beta$  signifie coefficient de recombinaison correspondant,  $\text{m}^3\text{s}^{-1}$ ). Notez que le signe positif en (2) indique les sources des espèces chargées tandis que le signe négatif indique les taux de pertes.

### 3.2.1.2. Equation de Poisson

Puisque la plupart des paramètres de (1) et (2) dépendent du champ électrique, les équations de dérive-diffusion doivent être couplées avec l'équation de Poisson.

$$(-\varepsilon_0 \varepsilon_r \nabla V) = q(N_p - N_e - N_n) \text{ avec } \vec{E} = -\nabla V \quad (3)$$

Ici,  $\varepsilon_0$  est la permittivité du vide,  $\varepsilon_r$  est la permittivité relative,  $V$  est le potentiel électrique et «  $q$  » est la charge élémentaire d'électron. Notez que le second membre de l'équation de Poisson comprend la densité de charge volumique, qui varie dans l'espace occupé par la décharge et peut entraîner des améliorations ou affaiblissements des champs locaux affectant ainsi différentes sources volumétriques d'espèces chargées et leurs flux. Ainsi, les équations (1) - (3) sont couplées via des dépendances du champ aux paramètres de problème.

L'approche hydrodynamique présentée (aussi appelée modèle de fluide ou de dérive-diffusion) est devenue populaire parmi les chercheurs traitant des simulations numériques de différents types de décharges de gaz non thermiques. Il a été largement utilisé pour étudier les avalanches et les streamers [12, 27, 122-124], les coronas [125-127], les décharges à haute fréquence [128, 129], les décharges à barrières [130, 131], etc. et a également été utilisé pour l'analyse dans de nombreuses applications pratiques [132-136].

### 3.2.1.3. Paramètres du modèle

Le terme source pour chaque type de particules de charge dans l'équation (1) représente l'effet net de plusieurs mécanismes de génération et de perte décrits plus haut au chapitre 1. Les taux de génération / perte de charge sont calculés en utilisant les coefficients correspondants énumérés dans le tableau 3.1.

Paramètre	Magnitude	Unité	Définition
$\mu_p$	$2 \cdot 10^{-4}$	$\text{m}^2\text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$	Mobilité des ions positifs
$\mu_n$	$2.2 \cdot 10^{-4}$	$\text{m}^2\text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$	Mobilité des ions négatifs
$D_p$	$5.05 \cdot 10^{-6}$	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$	Coefficient de diffusion ion +
$D_n$	$5.56 \cdot 10^{-6}$	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$	Coefficient de diffusion ion -
$\beta_{ep}$	$5 \cdot 10^{-14}$	$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$	Taux de recombinaison électron ion+
$\beta_{pn}$	$2.07 \cdot 10^{-12}$	$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$	Taux de recombinaison ion+ ion-
$k_{det}$	$10^{-18}$	$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$	Taux de détachement des électrons

Tableau 3.1 Paramètres du modèle [83].

La vitesse de dérive et le coefficient de diffusion des électrons en fonction du champ électrique sont approximés par [22] :

$$W_e = 3200 \left(\frac{E}{N}\right)^{0.8} \quad (4)$$

$$D_e = 0.07 + 8 \left(\frac{E}{N}\right)^{0.8} \quad (5)$$

Avec  $N = 2,5 \cdot 10^{25} \text{ [m}^{-3}\text{]}$  est la densité du gaz.

### 3.2.1.4. Photo-ionisation

La source additionnelle incluse dans l'équation de dérive-diffusion est la photo-ionisation, qui est une source d'électrons germes devant la tête du streamer pendant sa propagation.

Il existe plusieurs méthodes et solutions numériques pour obtenir le taux de photo-ionisation [137,138]. Parmi ces méthodes, nous utilisons l'approche

différentielle proposée dans [137] où elle se présente comme une somme de solutions d'équations de Helmholtz, qui sont utilisées pour représenter le vrai problème du transport de rayonnement dans un gaz :

$$\nabla^2 R_{\text{ph}}^j(r) - (\lambda_j p_{\text{o}_2})^2 R_{\text{ph}}^j(r) = -A_j p_{\text{o}_2}^2 I(r) \quad (6)$$

$$R_{\text{ph}} = \sum_j R_{\text{ph}}^j \quad (7)$$

Où  $R_{\text{ph}}^j(r)$  est l'intensité de la photo-ionisation par unité de volume ;  $p_{\text{o}_2}$  est la pression partielle d'oxygène (= 150 Torr à la pression atmosphérique) ;  $\lambda_j$  et  $A_j$  sont des paramètres d'ajustement et  $I(r)$  est le taux de production de photons proportionnel au taux d'ionisation.

Dans la présente étude, deux ajustements exponentiels sont utilisés avec les paramètres  $\lambda_j$  et  $A_j$  de [138] présentés dans le tableau 3.2. L'intensité locale de la génération de photons est une fonction du taux d'ionisation par impact électronique.

j	$A_j$ ( $\text{cm}^{-2} \text{Torr}^{-2}$ )	$\lambda_j$ ( $\text{cm}^{-1} \text{Torr}^{-1}$ )
1	0.0021	0.0974
2	0.1775	0.5877

Tableau 3.2 Paramètres de l'ajustement à deux exponentielles [138].

### 3.2.2. Modélisation de la pollution

Pour étudier l'influence de la pollution sur la distribution du champ électrique, la couche de pollution a été modélisée comme une couche mince conductrice répartie sur la barrière isolante. La couche conductrice mince peut être traitée de deux façons : la première approche est une approche volumique en considérant l'épaisseur de la couche de pollution. Dans ce cas, la couche conductrice est traitée comme un matériau conducteur [139]. L'approximation de la couche en tant que surface conductrice (la deuxième approche) peut être réalisée si la couche conductrice est très mince [139-141].

### 3.3. Méthode des éléments finis (FEM)

La méthode des éléments finis est largement utilisée dans la solution numérique des problèmes du champ électrique. Contrairement à d'autres méthodes numériques, la FEM est une méthode très générale et est donc un outil polyvalent pour résoudre un large éventail de problèmes de champs électriques [34,142-144].

Le principe de cette méthode consiste à diviser le domaine d'étude en plusieurs éléments finis (appelé maillage). C'est une étape très importante, puisque le choix de la forme de l'élément de maillage est primordial dans la précision des résultats obtenus. Il est donc nécessaire de trouver la forme et le degré d'approximation de celui-ci, qui soient les plus adaptés à la géométrie du domaine d'étude. Il existe un grand nombre de formes géométriques pour les éléments de maillage tels que :

- Des triangles, des rectangles, des quadrilatères arbitraires pour les problèmes à deux dimensions.
- Des tétraèdres, des hexaèdres, des cubes, des prismes pour des problèmes à trois dimensions.

L'analyse par éléments finis de tout problème implique essentiellement quatre étapes :

### 3.3.1. Discrétisation des éléments finis

Pour commencer, le domaine entier est fictivement divisé en petites zones / volumes appelés éléments (voir figure 3.1).

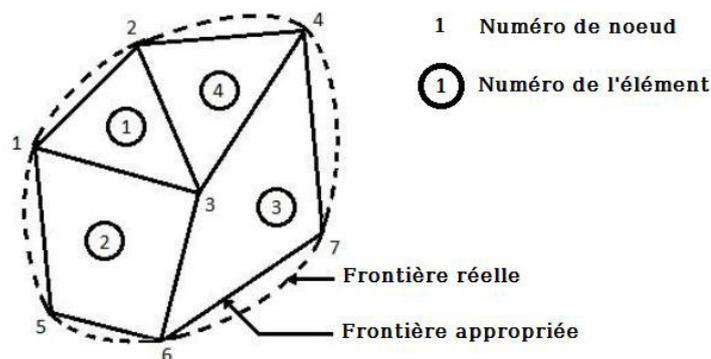


Figure 3.1 Une division typique en éléments finis d'un domaine irrégulier [145].

Le potentiel, inconnu dans tout le domaine du problème, est approché dans chacun de ces éléments en termes de potentiel à leurs sommets appelés nœuds. En conséquence, la fonction potentiel ne sera connue qu'aux nœuds. Normalement, une certaine classe de polynômes est utilisée pour l'interpolation du potentiel à l'intérieur de chaque élément en termes de leurs valeurs nodales. Le coefficient de cette fonction d'interpolation est ensuite exprimé en termes de potentiels nodaux inconnus. En conséquence, l'interpolation peut être directement effectuée en termes de valeurs nodales. Les fonctions algébriques

associées sont appelées fonctions de forme. Les éléments tirent leurs noms de leur forme, c'est-à-dire des éléments de barre dans une dimension (1D), des éléments triangulaires et quadrilatéraux en 2D, et des éléments tétraèdres et hexaèdres pour les problèmes 3D [145].

### 3.3.2. Equations gouvernantes

Le potentiel  $V_e$  dans un élément est d'abord approché, puis corrélé avec les distributions potentielles dans divers éléments, de sorte que le potentiel soit continu à travers les frontières inter-éléments. La solution approximative pour toute la région devient alors [145] :

$$V(x, y) = \sum_{e=1}^N V_e(x, y) \quad (8)$$

Où  $N$  est le nombre d'éléments dans lesquels la région de solution est divisée.

La forme d'approximation la plus courante de la tension  $V$  dans un élément est une approximation bilinéaire :

$$V_e(x, y) = a + bx + cy \quad (9)$$

Pour l'élément triangulaire et pour l'élément quadrilatéral, l'équation devient :

$$V_e(x, y) = a + bx + cy + dz \quad (10)$$

Le potentiel  $V_e$  en général n'est pas nul dans l'élément « e » mais il est nul en dehors de l'élément compte tenu du fait que les éléments quadrilatéraux sont des éléments non-conformes (voir figure 3.1).

Considérons un élément triangulaire typique montré dans la figure 3.2, les potentiels  $V_{e1}$ ,  $V_{e2}$  et  $V_{e3}$  aux nœuds 1, 2 et 3 sont obtenus à partir de l'équation (9), comme [145] :

$$\begin{bmatrix} V_{e1} \\ V_{e2} \\ V_{e3} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & x_1 & y_1 \\ 1 & x_2 & y_2 \\ 1 & x_3 & y_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a \\ b \\ c \end{bmatrix} \quad (11)$$

Les coefficients  $a$ ,  $b$  et  $c$  sont déterminés à partir de l'équation ci-dessus comme :

$$\begin{bmatrix} a \\ b \\ c \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & x_1 & y_1 \\ 1 & x_2 & y_2 \\ 1 & x_3 & y_3 \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} V_{e1} \\ V_{e2} \\ V_{e3} \end{bmatrix} \quad (12)$$

Substituer cette équation à l'équation (10), nous obtenons :

$$V_e = [1 \quad x \quad y] \quad 1/2A \quad (13)$$

$$\begin{bmatrix} x_2 y_2 - x_3 y_2 & x_1 x_1 - x_1 x_1 & x_1 x_1 - x_1 y_1 \\ y_2 - y_3 & y_3 - y_1 & y_1 - y_2 \\ x_3 - x_2 & x_1 - x_3 & x_2 - x_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_{e1} \\ V_{e2} \\ V_{e3} \end{bmatrix} \quad (14)$$

Où :

$$V_e = \sum_{i=1}^N \alpha_{i(x,y)} V_{ei} \quad (15)$$

L'énergie par unité de longueur associée à l'élément « e » est donnée par l'équation suivante :

$$W_e = 1/2 \varepsilon [V_e]^T [C^{(e)}] [V_e] \quad (16)$$

Où, T désigne la transposition de la matrice :

$$[V_e] = \begin{bmatrix} V_{e1} \\ V_{e2} \\ V_{e3} \end{bmatrix} \quad (17)$$

Et

$$[C^{(e)}] = \begin{bmatrix} C_{11}^{(e)} & C_{12}^{(e)} & C_{13}^{(e)} \\ C_{21}^{(e)} & C_{22}^{(e)} & C_{23}^{(e)} \\ C_{31}^{(e)} & C_{32}^{(e)} & C_{33}^{(e)} \end{bmatrix} \quad (18)$$

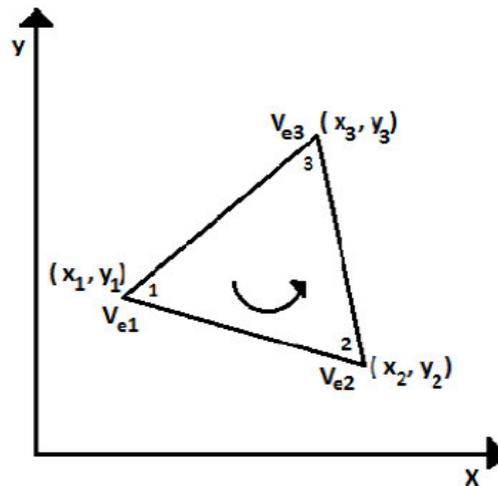


Figure 3.2 Élément triangulaire typique ; la numérotation des nœuds locaux 1-2-3 doit s'effectuer dans le sens antihoraire comme indiqué par la flèche [145].

### 3.3.3. Assemblage de tous les éléments

Après avoir considéré un élément typique, l'étape suivante consiste à assembler tous ces éléments dans la région de la solution. L'énergie associée à tous les éléments sera alors [145] :

$$W_e = \sum_{e=1}^N W_e = 1/2 \varepsilon [V]^T [C] [V] \quad (19)$$

### 3.3.4. Résolution des équations résultantes

Les équations résultantes sont résolues pour trouver les quantités nécessaires à différents nœuds.

## 3.4. Logiciel de simulation COMSOL Multiphysique

La connaissance de la distribution du champ électrique est nécessaire pour prédire où les streamers sont susceptibles d'être introduits et où ils se propagent.

Les calculs du champ peuvent être effectués par un code de calcul tel que COMSOL Multiphysique qui est utilisé ici. Le logiciel COMSOL permet de définir la géométrie, les conditions aux limites, les matériaux, etc. En résolvant numériquement les équations différentielles pertinentes, des informations sur le champ électrique peuvent être obtenues et présentées graphiquement.

COMSOL Multiphysique est un logiciel d'analyse et solveur par éléments finis, qui a diverses applications en physique et ingénierie en particulier les phénomènes couplés, ou multiphasiques. COMSOL Multiphysique offre aussi une vaste et bonne gérance d'interface MATLAB et ses boîtes à outils pour une grande variété de programmation. Une interface similaire est offerte COMSOL script. En plus de la physique classique à base d'interfaces utilisateur, COMSOL Multiphysique permet également d'entrer dans des systèmes couplés d'équations aux dérivées partielles [146].

COMSOL Multiphysique est un outil très employé dans des secteurs divers de recherche, car il facilite amplement les étapes de modélisation et de simulation, soit : la définition de la géométrie, des propriétés physiques des matériaux présents et des conditions aux frontières, le maillage, la résolution et l'affichage des résultats. Par ailleurs, le logiciel ne demande pas de connaissances approfondies dans les dynamiques ou les analyses numériques. En effet, toutes les équations nécessaires à la résolution sont déjà prédéfinies, il suffit alors de préciser dans quel domaine (électromagnétisme, transfert de chaleur, acoustique...) et dans quel régime (stationnaire, temporel...) le modèle doit être construit. Selon ce choix, la modélisation est disponible en 1D, 2D, 2D axisymétrique ou encore en 3D [146].

Plusieurs modèles spécifiques à l'application sont disponibles pour COMSOL Multiphysique :

- AC/DC Module.
- Acoustiques Module.
- CAD Import Module.
- Chemical Engineering Module.
- Structural Mechanics module.
- Earth Science Module.

### 3.4.1. Modèle AC/DC

Ce modèle simule les composants électriques et les dispositifs qui dépendent de l'électrostatique, magnétostatique et électromagnétique, associée à d'autres physiques [146].

### 3.4.2. Procédure de simulation

Les étapes essentielles de conception d'un modèle en utilisant COMSOL Multiphysiques sont [146] :

- Utilisation d'une physique prédéfinie.
- Implémentation et résolution d'un modèle Multiphysique.
- Définition de propriétés physiques dépendant de la solution recherchée.
- Analyse temporelle.

Les étapes de construction d'un modèle comprennent notamment :

- Définition de la géométrie.
- Définition de la physique et des conditions aux limites.
- Maillage.
- Résolution.
- Post-traitement et analyse des résultats.

### 3.4.3. Choix du mode d'application

Ce modèle commence par le choix de la dimension géométrique et d'un mode d'application dans la fenêtre Model navigateur qui s'ouvre lorsqu'on lance le logiciel COMSOL Multiphysique.

### 3.4.4. Définition de la géométrie

Une fois le mode choisi, l'interface graphique s'ouvre. On doit d'abord commencer par déterminer la géométrie du modèle qui définit concrètement l'espace où l'on doit résoudre notre problème.

### 3.4.5. Propriété des matériaux

Le logiciel COMSOL permet de visualiser la propriété standard, optiques, électriques, et mécanique du matériau, dans cette étude on définit les propriétés électriques : la permittivité relative et la conductivité qui définissent le sous-domaine.

Pour résoudre les EDP, il est nécessaire de définir un certain nombre de conditions aux limites cohérentes.

### 3.4.6. Maillage

Le maillage correspond à la discrétisation spatiale de la géométrie en volumes élémentaires (appelés mailles) définis par des points (appelés nœuds). Ces nœuds constituent les connexions entre les mailles, le maillage est réalisé automatiquement par le logiciel, l'algorithme prend comme point de départ les éléments de la géométrie et crée des nœuds supplémentaires jusqu'à satisfaire des critères prédéfinis comme le nombre de mailles ou la taille maximale des mailles. On peut utiliser les tailles prédéfinies (extra grossier, grossier, normale, fine, extra fine...) par le logiciel ou agir sur les paramètres de génération du maillage [146]. Dans ce travail on a choisi le maillage triangulaire (figure 3.3).

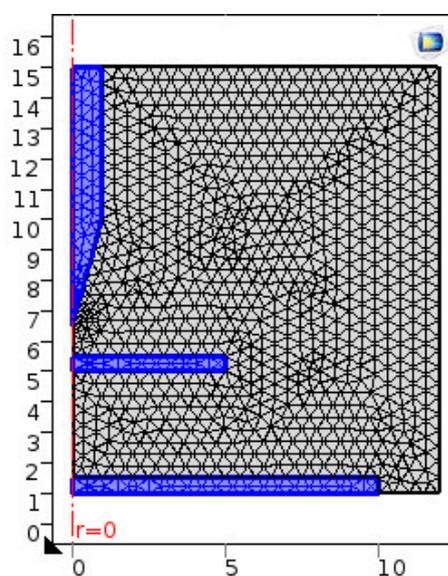


Figure 3.3 Maillage utilisé pour le système pointe-barrière-plan.

Dans le cadre de cette thèse, COMSOL a été utilisé pour calculer le champ électrique pour les intervalles d'air pointe-plan avec et sans barrière. Le modèle a été paramétré afin d'être capable de faire des calculs pour différents espacements et positions de la barrière rapidement. Le maillage a été affiné par des paramètres personnalisés pour obtenir des résultats précis. Les simulations ont été faites sur un modèle bidimensionnel et tridimensionnel exploitant la symétrie de la configuration.

## 3.5. Implémentation

Les équations de dérive-diffusion pour les flux d'espèces chargées ainsi que les équations de Helmholtz et de Poisson (respectivement pour le taux de photo-ionisation et le potentiel électrique) sont résolues dans COMSOL Multiphysique.

La géométrie du système d'électrodes pointe-barrière-plan, qui est la configuration d'électrodes sélectionnée pour cette étude, est simplifiée et réduite à une représentation bidimensionnelle, en utilisant sa symétrie de rotation. Le domaine de calcul résultant est illustré à la figure 3.4.

Le modèle d'étude est implémenté dans les modules AC/DC pour le champ électrique et Chemical Engineering Module pour le transport des espèces chargées. Les modes d'application "Convection et diffusion, analyses transitoires" et "Electrostatique" du paquet sont utilisés pour mettre en œuvre le système des équations (1)-(3) avec les conditions aux limites illustrées à la figure 3.4.

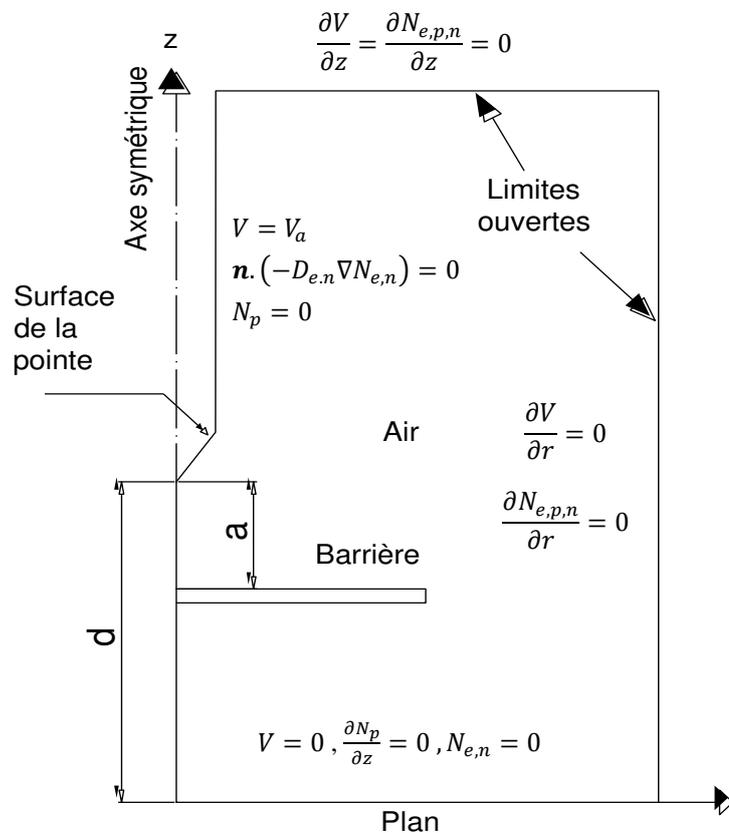


Figure 3.4 Domaine de calcul,  $\mathbf{n}$  est le vecteur unité normal à la limite.

Le choix des conditions aux limites est évident dans ce cas. Puisque la surface de l'électrode HT est définie sur le potentiel positif, les flux convectifs pour les électrons et les ions négatifs et la concentration zéro pour les ions positifs sont spécifiés ici. Les charges négatives sont repoussées à la surface du plan mis à la terre (par conséquent,  $N_e = N_n = 0$ ) et le flux de courant est uniquement dû à des ions positifs (condition du flux convectif). Sur les limites ouvertes, l'option « Zéro charge / Symétrie » est définie pour les flux potentiels et les porteurs de charge sont définis en tant que flux convectifs normaux.

### 3.6. Validation du modèle

Pour valider les résultats de la distribution du champ électrique obtenus par notre modèle, il a été vérifié dans un premier temps en comparant avec les résultats expérimentaux obtenus pour un système pointe-barrière-plan ayant une distance entre électrodes égale à 5cm [116,118]. En second lieu, nous avons également examiné nos résultats avec un modèle mathématique élaboré par L. Mokhnache [80,96] pour les moyens intervalles. Nous donnons ci-dessous l'algorithme développé pour calculer le champ électrique (figure 3.5).

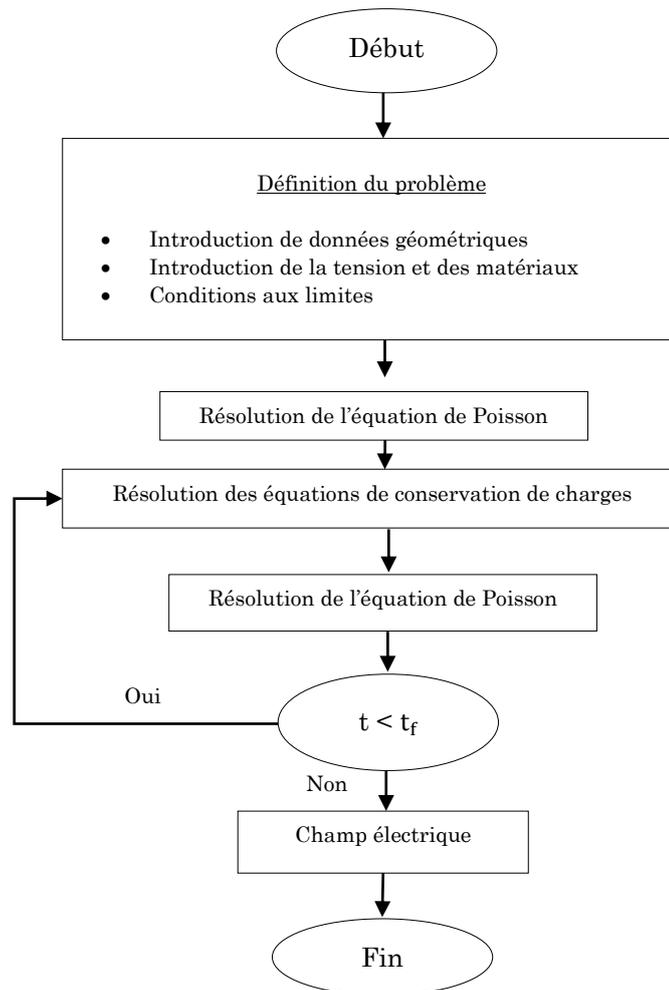


Figure 3.5 Algorithme de simulation.

D'abord, on définit le problème en introduisant les données géométriques, la tension, les matériaux et les conditions aux limites. Ensuite, on résout l'équation de Poisson après l'introduction des valeurs initiales (pour  $E=0$ ,  $N_e = N_p = 10^8$ ), la valeur du champ électrique obtenue est introduites dans les équations de conservation de charges pour obtenir des nouvelles valeurs des

porteurs de charges et ainsi de suite jusqu'à la fin de la simulation qui est définie par le temps  $t_f$ .

Pour une tension alternative, le temps  $t_f$  est égal à 100 ms et on prend la tension de pic pour les simulations. En tension continue, le potentiel est une fonction linéaire croissante en fonction du temps de 0 à la tension appliquée avec un pas de 1 kV/cm et on prend la valeur maximale de la tension, donc le temps  $t_f$  est égale à 22s pour une tension de 22kV (cas des petits intervalles) et 100s pour une tension de 100kV (cas des moyens intervalles).

La configuration expérimentale utilisée pour les mesures du champ électrique ainsi que le modèle mathématique développé sont présentés dans la section suivante.

### 3.6.1. Circuit expérimental « cas des petits intervalles »

Pour valider notre modèle, nous l'avons comparé aux résultats expérimentaux d'investigations déjà effectuées à l'aide d'une sonde capacitive réalisée à l'Université de Cardiff par Mouhoubi et Boubakeur [118].

Le modèle expérimental est composé d'une pointe, une barrière et un plan (figure 3.6). Les différents éléments de cette disposition sont décrits ci-après. L'arrangement pointe-barrière-plan se compose de deux électrodes. L'électrode haute tension (pointe) est constituée d'un tube cylindrique en cuivre de 11 mm de diamètre, terminé par une pointe conique d'un angle de 30 °, qui se termine par une surface hémisphérique de rayon de courbure 0,1 mm [118].

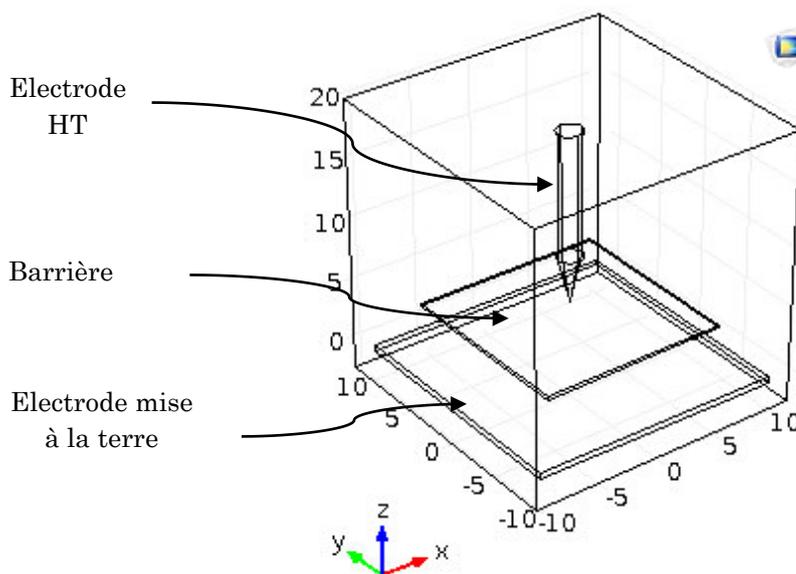


Figure 3.6 La configuration Pointe-barrière-plan.

L'électrode mise à la terre est constituée d'un plan en acier inoxydable de 20 cm de côté. La distance entre les électrodes est égale à 5cm. La barrière isolante de forme carrée est en bakélite avec une permittivité relative  $\epsilon_r = 5.8$  mesurée à l'aide d'un pont de Schering. Son côté est de  $2L = 15$  cm et son épaisseur  $e = 2,1$ mm et elle est en contact avec la pointe, c'est-à-dire ( $a/d = 0\%$ ) avec : 'a' la distance pointe-barrière et 'd' la distance pointe-plan [118].

Dans un premier temps, toutes les barrières isolantes utilisées sont propres (sans pollution) (figure 3.7 a). Ensuite, nous avons également étudié l'influence de la pollution uniforme (figure 3.7 b). Pour ce faire, nous avons fait varier les valeurs de conductivité et de permittivité de la pollution dans le tableau 3.3. Pour étudier l'influence de l'épaisseur de la pollution, nous changeons cette épaisseur  $e_p$  de 0.1 à 0.5mm par pas de 0.2 mm.

Le deuxième type de barrière est une barrière conductrice en cuivre qui a les mêmes dimensions que la barrière isolante en bakélite. La conductivité électrique de cette barrière est donnée par COMSOL et est égale à :  $\sigma = 58.1 \times 10^6$  [S m<sup>-1</sup>]. La permittivité relative est définie par l'utilisateur, dans notre simulation nous avons pris :  $\epsilon_r = 1$ .

Aussi et pour nous permettre d'examiner l'influence de la pollution non uniforme, nous avons varié le diamètre de la couche de pollution sur la barrière isolante (figure 3.8) en variant la conductivité pour étudier la différence entre la barrière partiellement polluée et la barrière complètement polluée.

Enfin, nous avons fait aussi une comparaison entre les différents types d'électrodes utilisés pour observer l'influence du type d'électrodes sur la distribution du champ électrique (figure 3.9).

	La permittivité [F m <sup>-1</sup> ]	La conductivité [mS cm <sup>-1</sup> ]
Barrière isolante propre	5.8	0
Barrière polluée (couche de pollution sur la barrière isolante propre)	15 et 80	0.0235
		0.45
		1
		2

Tableau 3.3 Paramètres de la pollution.

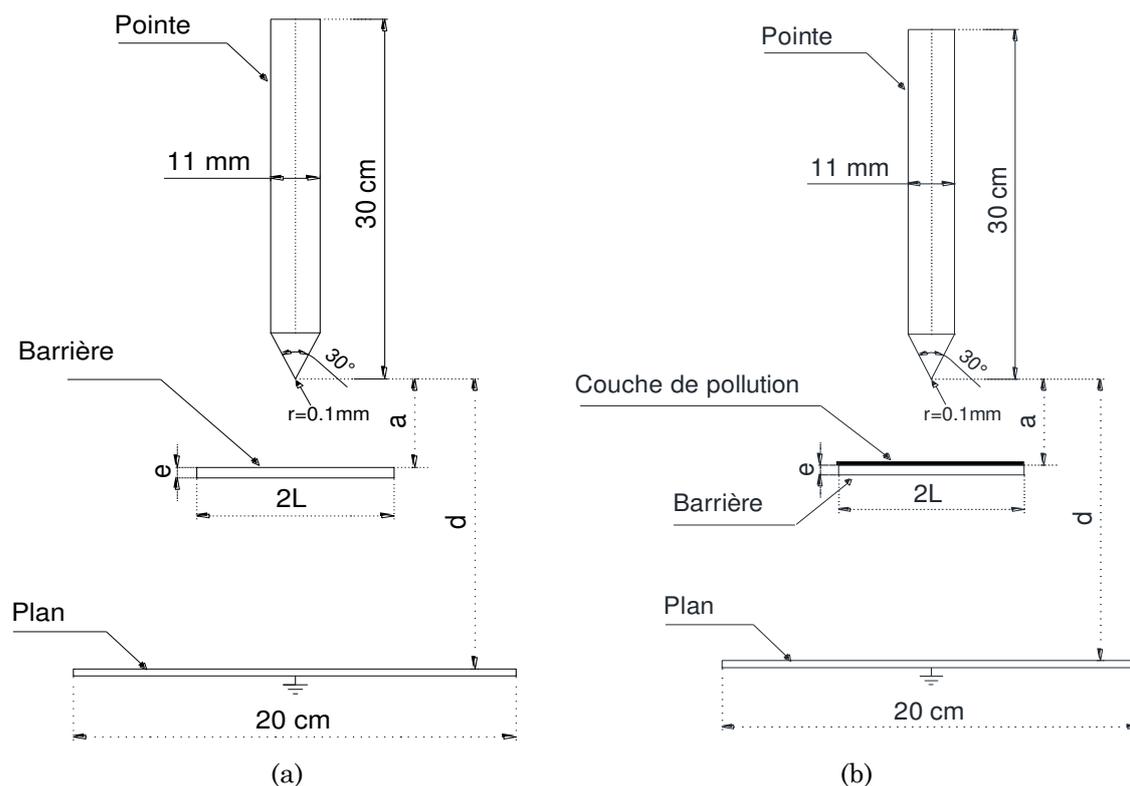


Figure 3.7 Les dimensions du système d'étude [118].  
 (a) Barrière propre; (b) Barrière polluée.

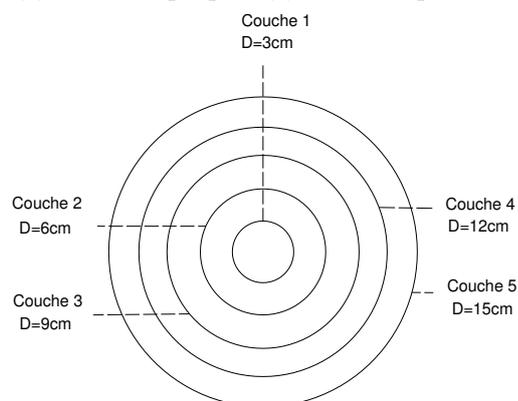


Figure 3.8 Influence de la pollution non uniforme ( $D \leq 2L$ ).

Nous avons utilisé quatre configurations d'électrodes : le système pointe-plan, pointe-pointe, sphère-plan et finalement le système sphère-sphère en gardant la distance entre électrodes égale à 5cm.

L'électrode pointue a un diamètre de 1,1 cm tandis que l'électrode sphérique a un diamètre de 3 cm. L'électrode plane est en acier inoxydable de 20 cm de large. La barrière isolante de forme carrée en bakélite est placée à une distance  $a/d = 40\%$ , avec : 'a' la distance pointe-barrière et 'd' la distance pointe-plan. Le choix de ces paramètres est effectué en se basant sur le modèle expérimental réalisé par Mouhoubi et al [116,118].

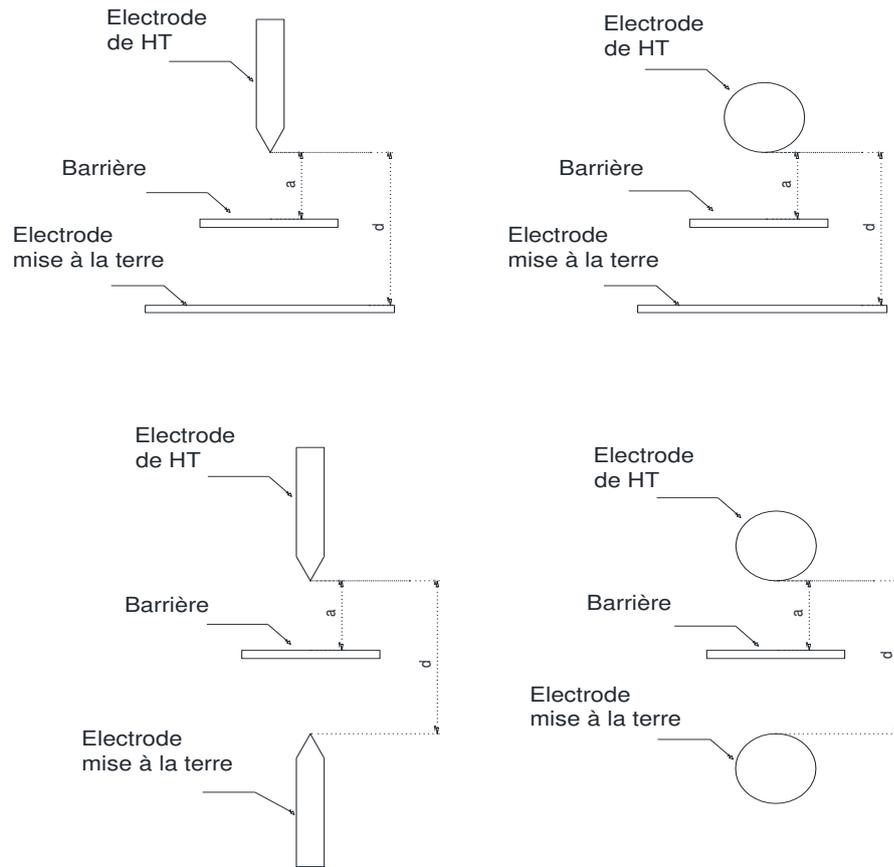


Figure 3.9 Différents types de configurations d'électrodes.

### 3.6.2. Modèle mathématique : « cas des moyens intervalles »

Une deuxième comparaison a été faite entre notre modèle numérique utilisant COMSOL et le modèle mathématique développé par L. Mokhnache et al [62, 80, 96] en utilisant un programme MATLAB pour calculer le champ électrique par la méthode des éléments finis. Le modèle est composé d'une pointe, une barrière et un plan (figure 3.10). Les différents éléments de cette disposition sont décrits ci-après.

L'électrode ponctuelle utilisée a une forme hyperboloïde ( $\alpha = 10^\circ$ ). L'électrode mise à la terre est constituée d'un plan de 4 m de côté. La distance entre les électrodes est égale à 100cm. La barrière isolante de forme carrée utilisée est en vinyle (plastique) de permittivité relative  $\epsilon_r = 4$ , côté  $2L = 1\text{m}$  et épaisseur  $e = 5\text{mm}$  et est placée à une distance de 20 cm de la pointe, soit  $a/d = 20\%$ , avec : 'a' la distance pointe-barrière et 'd' la distance pointe-plan [62, 80, 96].

Le deuxième type de barrière est une barrière conductrice en cuivre qui a les mêmes dimensions que la barrière isolante en vinyle.

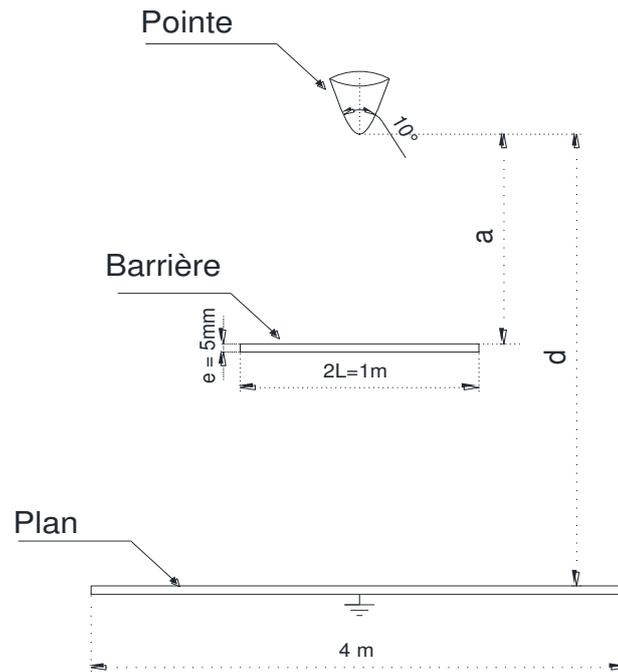


Figure 3.10 Les dimensions du système d'étude [80].

### 3.7. Conclusion

Nous avons exposé dans ce chapitre brièvement le modèle numérique utilisé dans notre simulation avec les équations correspondantes et les conditions aux limites appropriées. Ensuite, nous avons présenté l'implémentation de notre modèle dans le logiciel COMSOL Multiphysique utilisant la méthode des éléments finis.

Enfin, la validation des résultats de la distribution du champ électrique de notre modèle numérique en utilisant un circuit expérimental pour les petits intervalles et un modèle mathématique pour les moyens intervalles a été faite. Les divers résultats obtenus et leurs discussions font l'objet des chapitres suivants.

Chapitre

4

# Distribution du Champ Électrique dans les Petits Intervalles

---

*« ... Dans chaque recherche mathématique, la question se posera si nous pouvons  
appliquer nos résultats mathématiques au monde réel. »*

***V.I. Arnold***

## 4.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous analysons les résultats du modèle numérique proposé dans le chapitre 3. Ces résultats concernent la distribution du champ électrique d'un système pointe-barrière-plan dont l'intervalle entre la pointe et le plan est petit et soumis à une tension continue et alternative (50 Hz).

En tension alternative, pour une barrière propre, nous présentons les différents paramètres qui influencent le champ électrique tels que la tension, les dimensions de la barrière, sa position dans l'intervalle, la distance entre les électrodes, la permittivité de la barrière, et le rayon de courbure de la pointe ainsi que la nature de la barrière et le nombre des barrières utilisées. L'effet de la charge d'espace est également discuté dans ce chapitre.

Pour une barrière polluée, nous varions la conductivité, la permittivité, l'épaisseur et le diamètre de la couche de pollution pour étudier leur effet sur la distribution du champ électrique.

En tension continue, et pour les deux cas, avec et sans barrière, nous examinons l'influence de la configuration d'électrodes sur la distribution du champ électrique et nous terminons ce chapitre par la simulation d'une décharge streamer pour un système pointe-plan sans barrière.

Pour confirmer la validité de ce modèle, les résultats de la simulation sont comparés aux données expérimentales obtenues par Mouhoubi et Boubakeur [118].

## 4.2. Distribution du champ électrique -Tension alternative-

Dans cette partie, nous déterminons la distribution du champ électrique pour un système pointe-plan avec une barrière isolante en bakélite en présence d'une densité de charge d'espace dans le milieu varie entre  $\rho_v \in [12.8 - 3200] \times 10^{-9} \text{C/m}^3$ . Une simulation tridimensionnelle avec un modèle hydrodynamique a été réalisée en utilisant COMSOL Multiphysique basée sur la méthode des éléments finis.

### 4.2.1. Champ électrique avec barrière propre

Nous commençons nos résultats par étudier l'influence d'une barrière isolante propre (sans pollution) sur la distribution du champ électrique.

## 1. Champ électrique avec et sans barrière

A la figure 4.1, nous présentons l'influence de l'insertion d'une barrière diélectrique sur la distribution du champ électrique au plan. Les courbes montrent que le champ électrique au plan diminue de 35% lors de l'insertion d'une barrière isolante par rapport au système pointe-plan sans barrière, par conséquent la rigidité diélectrique augmente.

La figure 4.2 montre la distribution du champ électrique au plan pour le système pointe-plan avec une barrière isolante ( $a/d = 0\%$ ) en comparaison avec les résultats de Mouhoubi [118]. Nous notons une diminution du champ électrique en partant de l'axe symétrique vers le bord du plan [116]. Les résultats de la simulation montrent que la méthode donne une solution proche de l'expérience avec une erreur moyenne acceptable (erreur  $< 7\%$  pour  $V=9.2\text{kV}$  et  $18.5\text{kV}$  et erreur  $< 10\%$  pour  $V=22\text{kV}$ ).

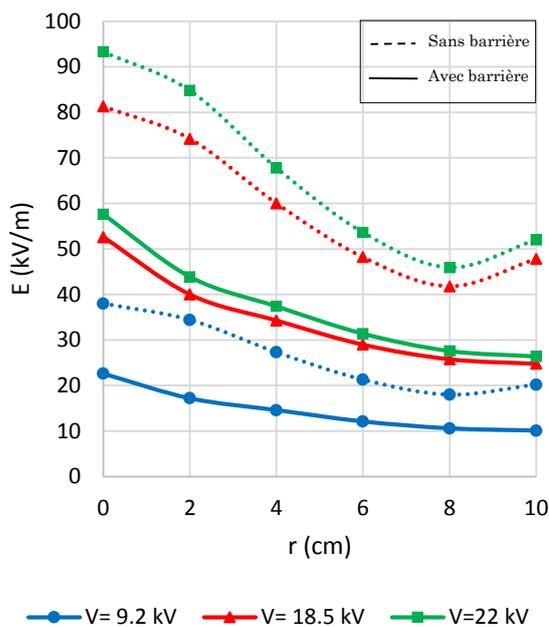


Figure 4.1 Distribution du champ électrique au plan ( $d = 5\text{ cm}$ ,  $a/d = 0\%$ ,  $2L = 15\text{ cm}$ ).

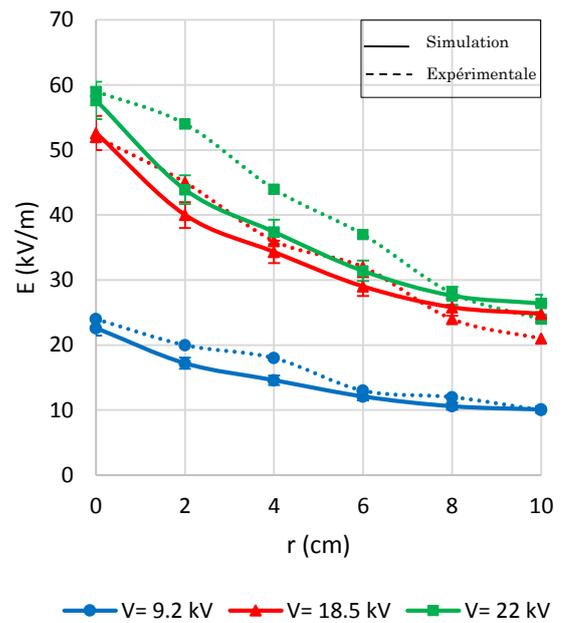


Figure 4.2 Distribution du champ électrique au plan ( $d = 5\text{ cm}$ ,  $a/d = 0\%$ ,  $2L = 15\text{ cm}$ ).

## 2. Influence de la tension appliquée

A la figure 4.3, nous représentons l'influence de la tension appliquée sur la distribution du champ électrique au plan pour une position de la barrière en contact avec la pointe, et ce, pour certaines distances ' $r$ ' au plan [118].

Nous notons que lorsque nous nous approchons de la zone juste en dessous de la pointe, correspondant à  $r = 0\text{ cm}$ , où le champ est plus intense, la pente des

lignes augmente (figure 4.3). En tension continue positive, S. Mouhoubi a trouvé ce résultat avec la géométrie fil-plan [115].

Une bonne corrélation entre les résultats expérimentaux et calculés a été trouvée pour les positions  $r = 0\text{cm}$  et  $r = 8\text{cm}$  (erreur moyenne  $< 5\%$ ), et une légère différence pour  $r = 2\text{cm}$  et  $r = 6\text{cm}$  (erreur moyenne  $< 12\%$ ).

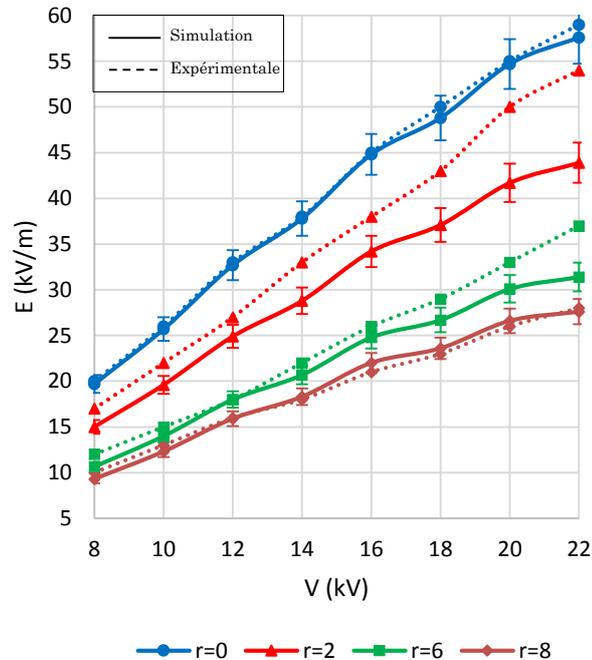


Figure 4.3 Influence de la tension appliquée sur le champ électrique au plan ( $2L = 15\text{ cm}$ ,  $e = 2.1\text{ mm}$ ,  $a/d = 0\%$ ,  $d = 5\text{ cm}$ ,  $\epsilon_r = 5,8$ ).

### 3. Influence de la distance entre électrodes

La figure 4.4 représente la répartition du champ sur le plan pour la position  $r=0$  en fonction de la distance entre les électrodes pour différentes tensions.

Pour une même distance inter-électrodes, nous notons que lorsque la tension augmente, le champ électrique au plan augmente. Ce résultat peut s'expliquer par le fait que la distribution du champ électrique présentée est sur le plan mis à la terre où la variation du champ est moins importante, comparée aux positions proches de l'électrode haute tension.

Nous notons également que lorsque la distance entre les électrodes diminue, le champ au plan sur l'axe symétrique devient plus intense. Les valeurs trouvées par la simulation coïncident avec celles expérimentales pour la distance inter-électrodes  $d = 5\text{cm}$  (erreur  $< 3\%$ ) et s'écartent légèrement de l'expérience pour  $d = 7\text{cm}$  (erreur  $< 6\%$ ).

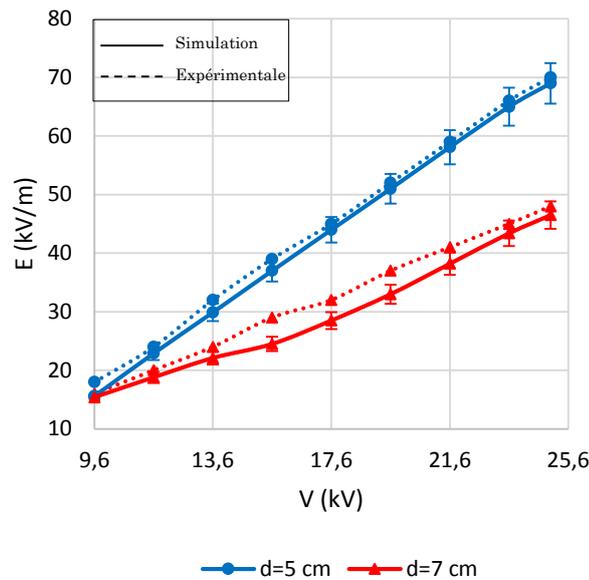


Figure 4.4 Influence de la distance “d” entre les électrodes sur la variation du champ électrique en fonction de la tension appliquée V ( $2L = 15$  cm,  $e = 2.1$  mm,  $a/d = 0\%$ ,  $\epsilon_r = 5,8$ ).

#### 4. Influence de la position de la barrière

Les courbes représentant la variation du champ électrique au plan sur l'axe symétrique ( $r=0$ ) en fonction de la position de la barrière pour différentes tensions sont données à la figure 4.5.

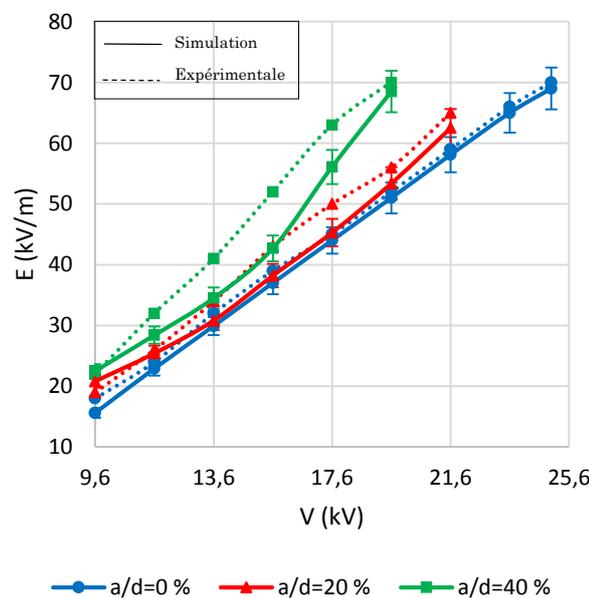


Figure 4.5 Influence de la position de la barrière sur le champ électrique au plan en fonction de la tension appliquée V ( $2L = 15$  cm,  $e = 2.1$  mm,  $d = 5$  cm,  $\epsilon_r = 5,8$ ).

Nous observons que lorsque la barrière s'approche de la pointe, le champ électrique au centre du plan diminue. Ce résultat confirme l'hypothèse de la réduction du champ électrique lors de l'introduction d'une barrière dans un système pointe-plan, en particulier pour la position  $a/d = 0\%$  [118]. Nous

remarquons qu'il existe une différence entre les résultats de la simulation et les données expérimentales en particulier pour les positions de la barrière ( $a/d = 20\%$  et  $a/d = 40\%$ ) pour les faibles valeurs de la tension. Lorsque la tension augmente, les résultats obtenus par simulation sont plus proches des résultats expérimentaux.

## 5. Influence des dimensions de la barrière

L'influence des dimensions de la barrière (largeur, épaisseur) sur le champ électrique est donnée aux figures 4.6 et 4.7.

Nous observons à la figure 4.6 que le champ électrique au centre du plan diminue lorsque la largeur de la barrière augmente. En effet, ce résultat confirme encore une fois l'hypothèse d'obstacle géométrique lié à la largeur de la barrière [118]. Ce résultat a été trouvé par R. Vogelsang et al [147], et ils concluent que les barrières doivent être aussi larges que possible pour prolonger le temps de rupture et donc augmenter la rigidité diélectrique du système.

Quant à l'influence de l'épaisseur de la barrière, nous constatons une légère modification du champ électrique sur l'axe symétrique lorsque des barrières d'épaisseurs plus importantes sont utilisées (figure 4.7).

Nous pouvons conclure que la largeur de la barrière s'avère la dimension la plus importante sur la rigidité diélectrique du système pointe-plan et non pas son épaisseur. Les résultats obtenus expérimentalement et par simulation sont dans une tolérance d'erreur de +/- 10%.

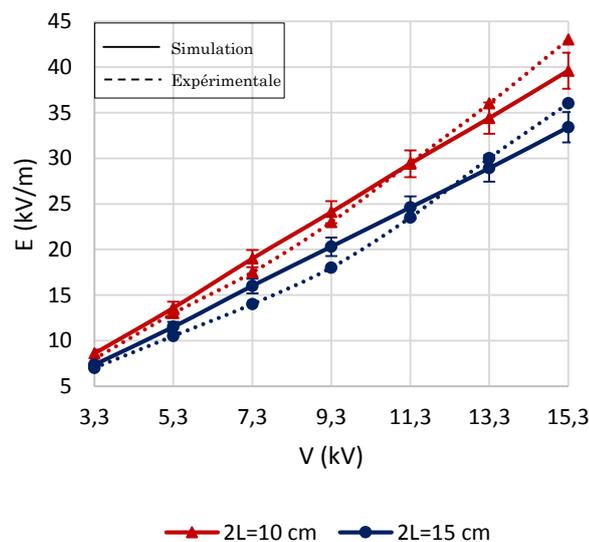


Figure 4.6 Influence de la largeur de la barrière sur la variation du champ électrique en fonction de la tension appliquée ( $a/d = 0\%$ ,  $d = 5$  cm,  $e = 2.1$  mm,  $\epsilon_r = 5,8$ ).

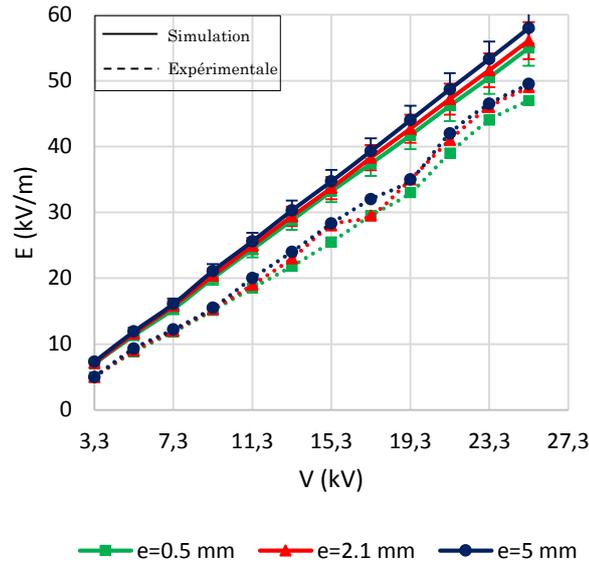


Figure 4.7 Influence de l'épaisseur de la barrière sur la variation du champ électrique en fonction de la tension appliquée ( $a/d = 0\%$ ,  $d = 5$  cm,  $2L = 15$  cm,  $\epsilon_r = 5,8$ ).

## 6. Influence de la permittivité de la barrière

Pour étudier l'effet de la permittivité de la barrière sur le champ électrique, nous avons utilisé deux types de matériaux diélectriques, le polyéthylène et la bakélite, avec une permittivité relative  $\epsilon_r = 2,5$  et  $6,2$  respectivement.

A partir de la figure 4.8, nous remarquons que plus la permittivité augmente, plus le champ électrique au plan sur l'axe symétrique ( $r=0$ ) devient plus élevé [96]. Nous observons à la figure 4.8 que les résultats de simulation sont proches de ceux obtenus expérimentalement, en particulier pour les faibles valeurs de la tension, et que l'erreur est inférieure à 5%.

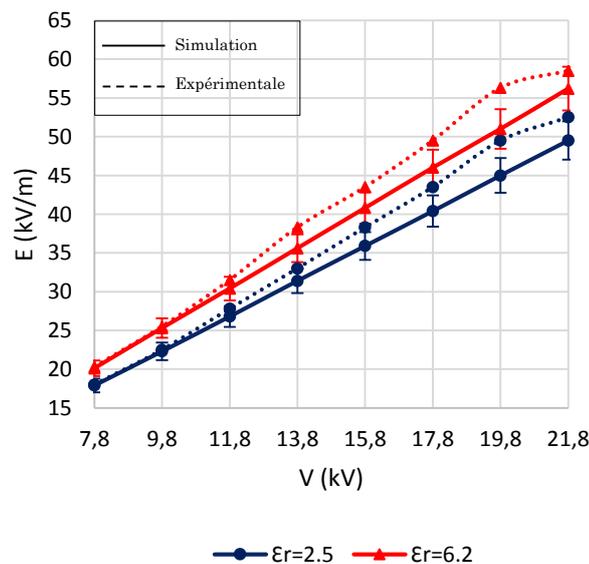


Figure 4.8 Influence de la permittivité relative  $\epsilon_r$  sur la variation du champ électrique au plan ( $d = 5$  cm,  $a/d = 0\%$ ,  $2L = 15$  cm).

## 7. Influence du rayon de courbure de la pointe

L'influence du rayon de courbure de la pointe est représentée à la figure 4.9. Nous remarquons que plus le rayon de courbure de la pointe 'alpha' augmente, moins le champ électrique est important. A. Boubakeur et al [148] ont également obtenu ce résultat par simulation avec la méthode des éléments finis pour les moyens intervalles.

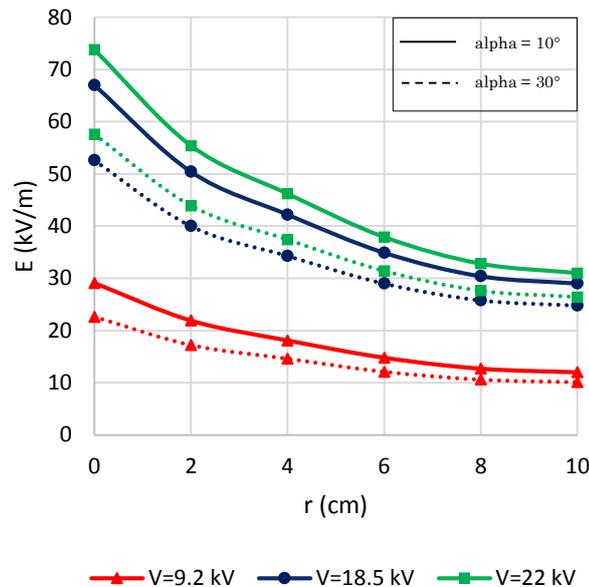


Figure 4.9 Influence du rayon de courbure de la pointe 'alpha' sur la variation du champ électrique au plan ( $a/d = 0\%$ ,  $d = 5$  cm,  $2L = 15$  cm,  $\epsilon_r = 5,8$ ).

## 8. Influence du nombre de barrières

Nous examinons maintenant l'influence de l'insertion d'une seconde barrière dans l'intervalle sur la rigidité diélectrique du système pointe-plan.

Les figures 4.10 et 4.11 montrent l'influence d'insérer deux barrières sur la distribution du champ électrique au plan. Une des deux barrières en bakélite est placée au contact avec l'électrode haute tension (largeur :  $2L = 15$  cm, épaisseur :  $e = 2.1$  mm), l'autre déplacée aux différentes positions de l'intervalle pointe-plan (largeur :  $2L = 10$  cm, épaisseur :  $e = 2.1$  mm).

A la figure 4.10, nous représentons la variation du champ électrique au plan, pour différentes tensions et pour une position de la barrière mobile proche de la barrière fixe ( $a/d = 20\%$ ), nous notons que l'insertion d'une seconde barrière améliore légèrement la rigidité diélectrique du système [110]. Cependant, la présence d'une seconde barrière permet de maintenir une bonne tenue diélectrique en cas de détérioration de la première.

L'influence de la position de la seconde barrière est montrée à la figure 4.11. Nous constatons à partir de cette figure que l'utilisation de deux barrières améliore significativement la tenue diélectrique notamment lorsque la barrière mobile est située à un rapport  $a/d$  compris entre 40 et 100% de la distance inter-électrodes [118]. Ceci est probablement dû à l'uniformité du champ électrique entre la barrière mobile et le plan.

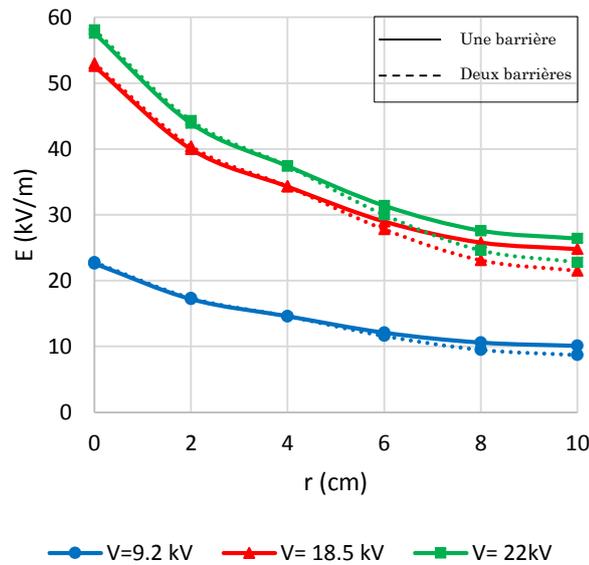


Figure 4.10 Influence du nombre des barrières sur le champ électrique ( $a/d=20\%$ ,  $d=5$  cm,  $2L=15$  cm,  $\epsilon_r=5,8$ ).

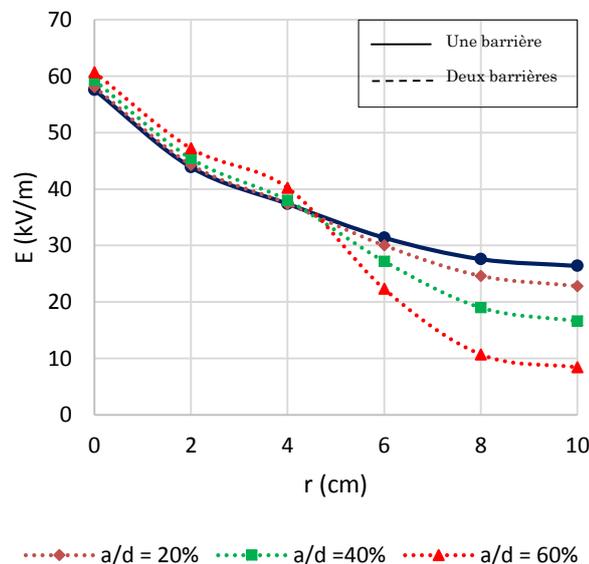


Figure 4.11 Influence de la position de la seconde barrière sur le champ électrique ( $V=22$  kV,  $d=5$  cm,  $2L=15$  cm,  $\epsilon_r=5,8$ ).

## 9. Influence des barrières perforées

Pour étudier l'effet d'une barrière perforée sur la distribution du champ électrique au plan, nous prenons une barrière en bakélite (largeur :  $2L=15$  cm,

épaisseur :  $e = 2.1\text{ mm}$ ,  $a/d = 20\%$ ) en maintenant la distance entre la pointe et le plan,  $d = 5\text{ cm}$ . Les diamètres de trous utilisés sont  $D_h = 2, 6, 10, 12$  et  $14\text{ mm}$ .

Nous commençons par étudier l'effet d'une barrière perforée au centre. A la figure 4.12, nous présentons la distribution du champ électrique au plan pour chaque diamètre du trou. Le champ prend un aspect linéaire pour les petits diamètres de trous (moins de  $6\text{ mm}$ ) presque identique à la forme du champ avec une barrière non perforée. Ce résultat pourrait être interprété par le fait que la charge électrique qui traverse le trou est faible.

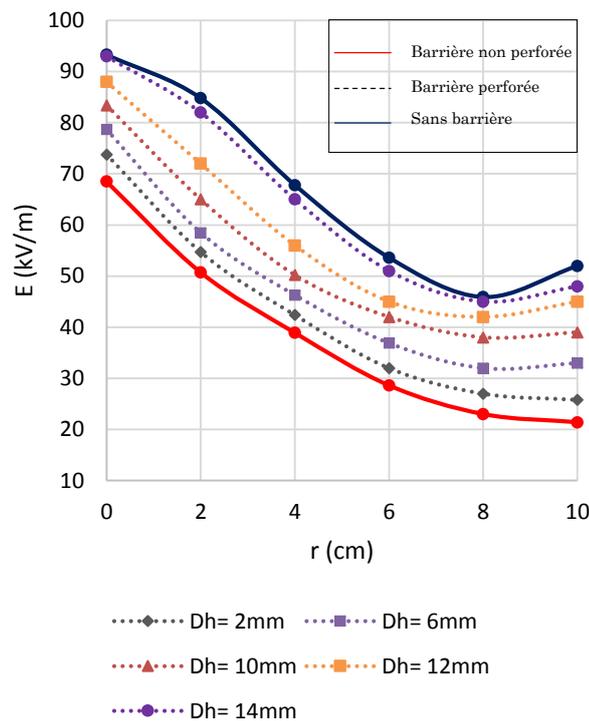


Figure 4.12 Influence de la barrière perforée au centre sur le champ électrique ( $V = 22\text{ kV}$ ,  $a/d = 20\%$ ,  $d = 5\text{ cm}$ ,  $2L = 15\text{ cm}$ ).

Pour un diamètre de trou plus grand, une grande partie de la charge d'espace passe à travers le trou et par conséquent, le champ électrique dans l'intervalle devient très élevé. Le diamètre du trou de  $12\text{ mm}$  constitue la limite supérieure où la charge d'espace agit comme un obstacle électrostatique.

Pour les plus grands diamètres du trou ( $D_h > 14\text{ mm}$ ), nous pouvons dire que nous sommes pratiquement en présence d'un système pointe-plan. Sur le plan, pour les grands diamètres du trou de la barrière, le champ électrique diminue puis augmente vers le bord du plan (en raison de la présence d'une concentration de la charge d'espace à ce niveau), puis décroît de nouveau lorsque nous nous éloignons de ce dernier.

Nous allons maintenant étudier l'influence d'une barrière perforée au bord (à la position qui correspond à  $L=6.5\text{cm}$ ). La distribution du champ électrique au plan pour chaque diamètre du trou est présenté à la figure 4.13.

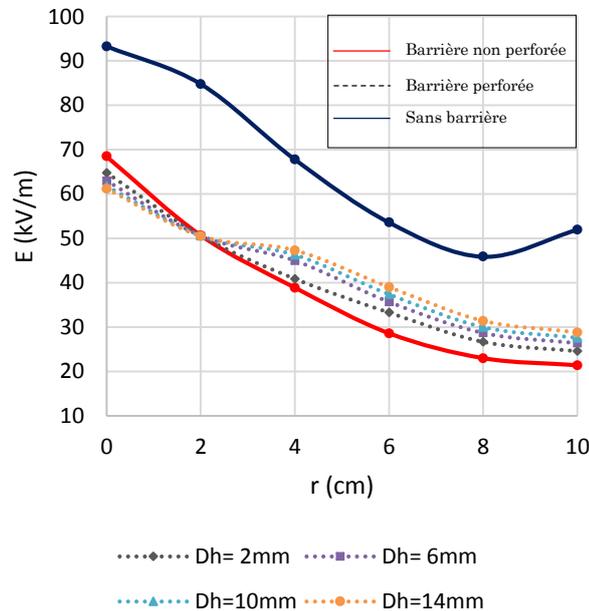


Figure 4.13 Influence de la barrière perforée au bord sur le champ électrique ( $V=22\text{ kV}$ ,  $a/d = 20\%$ ,  $d = 5\text{ cm}$ ,  $2L = 15\text{ cm}$ ).

Nous remarquons que le champ électrique augmente légèrement avec l'augmentation du diamètre du trou mais reste éloigné du champ électrique sans barrière, les courbes, dans ce cas, sont pratiquement confondues. Un trou situé loin de l'axe de la pointe n'est pas si important et la rigidité diélectrique du système reste assez élevée mais pas aussi élevée que sans le trou. Pour les petits intervalles, la perturbation du champ électrique devient significative sur l'axe de la pointe où les lignes du champ sont très denses [97]. Ce résultat a également été obtenu par simulation par Li Ming sous tension continue positive [102].

#### 4.2.2. Champ électrique avec et sans charge d'espace

Nous nous intéressons maintenant à l'observation de la forme et de l'amplitude du champ électrique sur l'axe de l'électrode haute tension et nous discutons l'effet de la charge d'espace (figure 4.14). Tout d'abord, nous présentons les valeurs de la tension d'apparition de l'effet couronne dans chaque cas :

$V_{\text{effet couronne}}$ (kV)	Avec barrière	Sans barrière
Avec charge d'espace	17	15
Sans charge d'espace	17.2	15.2

Tableau 4.1. Tension d'apparition de l'effet couronne.

Lorsque la tension appliquée est inférieure à la tension d'apparition de l'effet couronne (figure 4.14 a), nous observons que le champ électrique en présence de la charge d'espace est presque le même avec le champ sans charge d'espace. Nous pouvons noter que la densité de charge d'espace a une influence insignifiante à ces niveaux de tensions.

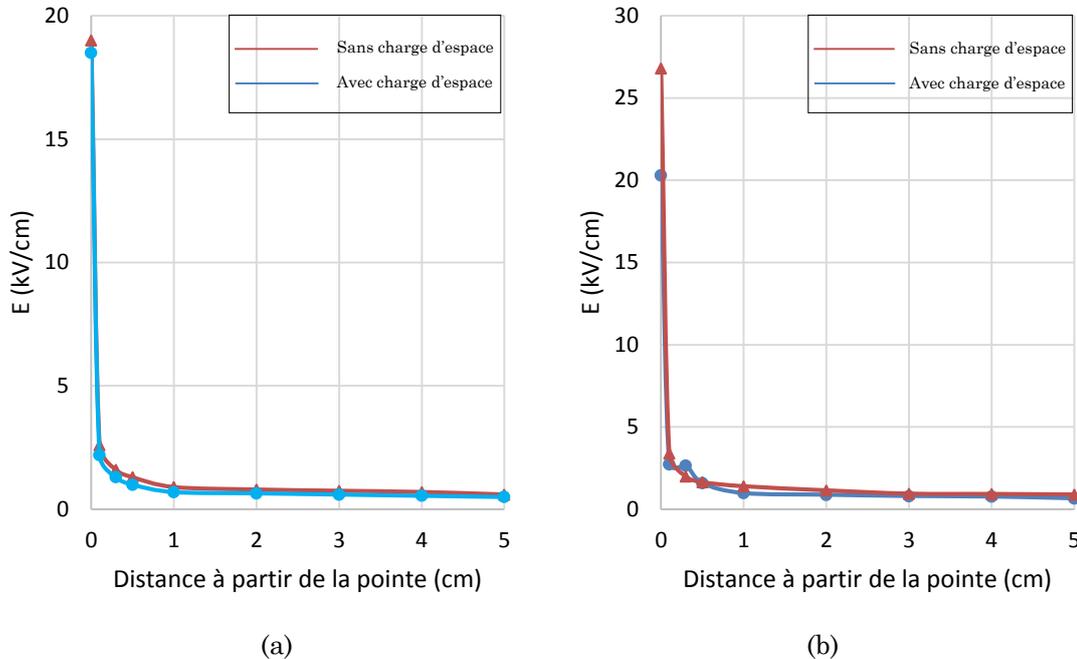


Figure 4.14 Influence de la charge d'espace sur le champ électrique le long de l'axe symétrique (a)  $V=12$  kV, (b)  $V=22$  kV ( $a/d = 20\%$ ,  $d = 5$  cm,  $2L = 15$  cm).

Nous observons à partir de la figure 4.14 b ( $V > V_{\text{effet couronne}}$ ) que le champ électrique en présence de la charge d'espace est réduit en comparant avec le champ sans charge d'espace en particulier près de l'électrode haute tension (pointe). Cela peut s'expliquer par la présence d'une charge superficielle sur la barrière, qui est la cause principale de l'amélioration de la rigidité des systèmes pointe-plan.

Ainsi, le champ dans l'intervalle est réduit car la charge qui s'accumule sur la barrière est positive, elle produit un champ électrique sur la surface de la barrière dans le sens opposé au champ appliqué. Nous pouvons observer que la charge d'espace a un effet réducteur et que la barrière joue un rôle d'obstacle électrostatique.

En conclusion, la densité de la charge d'espace dans l'intervalle inter-électrodes devient significative à partir d'un certain niveau de tension (qui dépasse légèrement la tension d'apparition de l'effet couronne «  $V_{\text{effet couronne}} = 17$  kV ») et le champ électrostatique est déformé par la charge d'espace.

A la figure 4.15, nous présentons les variations des distributions des densités des électrons (a), des ions positifs (b), des ions négatifs (c) et de la charge d'espace résultante (d) en fonction de la distance à partir de la pointe.

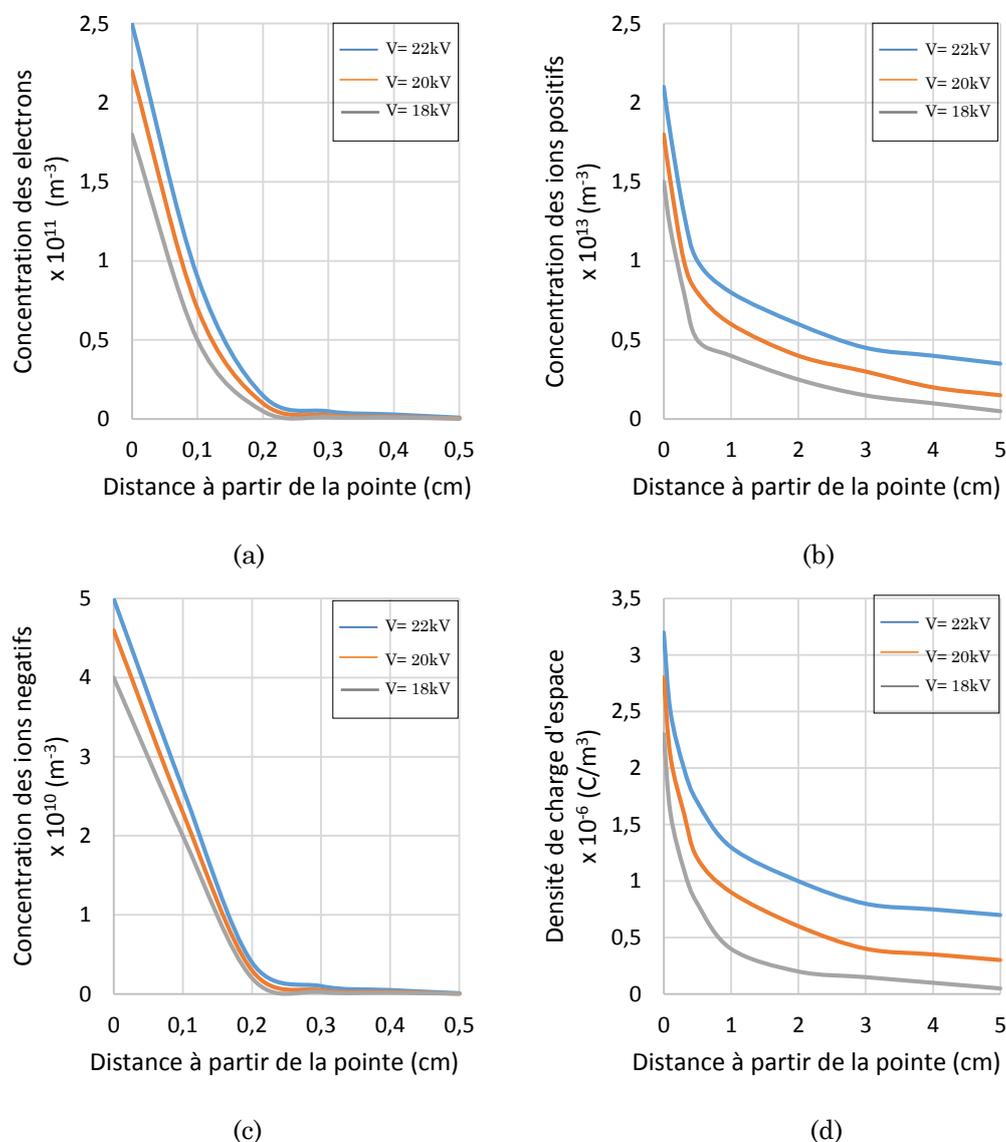


Figure 4.15 Les variations des densités des porteurs de charges le long de l'axe symétrique: (a) électrons, (b) ions positifs, (c) ions négatifs et (d) la charge d'espace résultante ( $d = 5 \text{ cm}$ ,  $2L = 15 \text{ cm}$ ,  $a/d=0\%$ ).

D'après la figure 4.15 a, nous notons que les concentrations des porteurs de charges dépendent à la fois de la configuration du champ et de la tension appliquée. La tension croissante entraîne une augmentation de la densité électronique au voisinage de l'électrode haute tension en raison de l'augmentation de l'intensité du champ et, par conséquent, de l'intensité de l'ionisation [22].

Cependant, comme observé à la figure 4.15 b, les niveaux des concentrations d'électrons, aux tensions correspondantes, sont très inférieurs aux densités des

ions positifs. Nous pouvons expliquer cela par la perte d'électrons à la surface de la pointe par leur attachement aux composants électronégatifs de l'air [22].

A la figure 4.15 c, nous présentons la variation de la densité d'ions négatifs dans le milieu entre les électrodes. Ces ions auront lieu lorsque les électrons libres dans l'air sont attachés aux composants électronégatifs de l'air. Cet attachement donne lieu à des densités accrues d'ions négatifs (figure 4.15 c), qui restent cependant encore plus faibles que celles des électrons.

En conséquence, la charge d'espace positive domine dans tout l'espace de la décharge (figure 4.15 d) à l'exception d'une couche très mince autour de la surface de l'électrode haute tension où la concentration des ions positifs est mise à zéro [22]. Nous remarquons aussi que la charge d'espace varie entre  $10^{-10}$  et  $10^{-15}$  C/cm<sup>3</sup> qui est en accord avec plusieurs recherches expérimentales et numériques récentes [149-157].

### **4.2.3. Cas d'une barrière conductrice**

Afin d'étudier l'influence de la nature de la barrière sur le champ électrique au plan, nous avons déterminé la distribution du champ électrique dans le cas d'une barrière conductrice en cuivre ( $2L = 15\text{cm}$ ,  $e = 2.1\text{mm}$ ) qui a les mêmes dimensions que la barrière isolante en bakélite.

Les figures 4.16 et 4.17 montrent l'influence de la barrière conductrice sur la distribution du champ électrique au plan. A la figure 4.16, nous constatons que le champ électrique au plan est moins important pour une barrière isolante, donc la rigidité diélectrique du système est meilleure pour la barrière isolante que pour la barrière conductrice.

Nous observons également une légère amélioration de la rigidité diélectrique du système après l'introduction d'une barrière conductrice en contact avec la pointe (figure 4.17) par rapport au système pointe-plan sans barrière [118].

Nous remarquons également que lorsque nous nous approchons du bord du plan, le champ électrique augmente et devient presque égal au système sans barrière, ce qui n'est pas bon pour la rigidité diélectrique du système et cela est dû à l'effet des bords.

Il est donc important de choisir une électrode plane suffisamment grande pour éviter l'effet des bords [158,159].

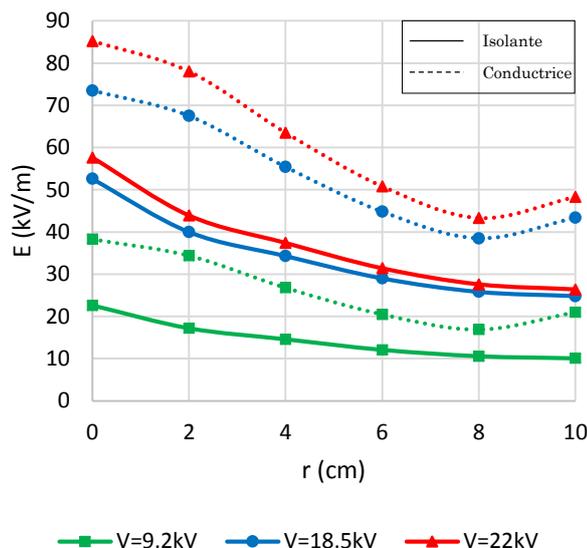


Figure 4.16 Influence de la nature de la barrière sur le champ électrique au plan ( $a/d = 0\%$ ,  $d = 5$  cm,  $2L = 15$  cm).

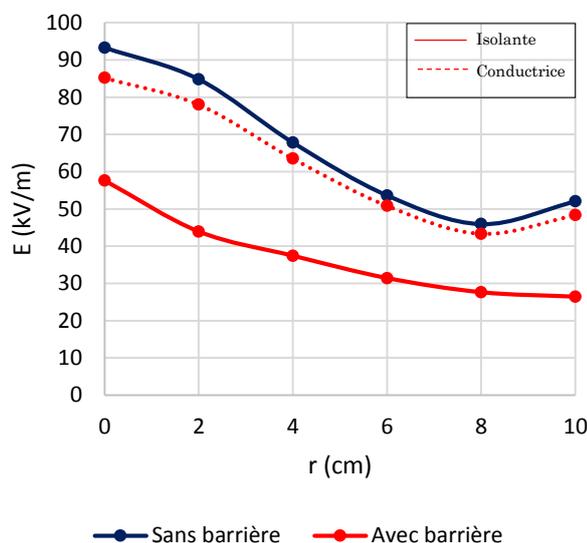


Figure 4.17 Influence de la nature de la barrière sur le champ électrique au plan ( $V = 22$  kV,  $a/d = 0\%$ ,  $d = 5$  cm,  $2L = 15$  cm).

#### 4.2.4. Champ électrique avec barrière polluée

Après avoir terminé le cas d'une barrière propre, nous passons maintenant à l'étude de l'influence de l'état de surface de la barrière sur la distribution du champ électrique pour deux cas de la pollution : uniforme et non-uniforme.

##### 4.2.4.1. Pollution uniforme

Dans ce qui suit, nous examinons l'influence de plusieurs paramètres, tels que la conductivité, la permittivité et l'épaisseur de la couche de pollution. Nous avons étudié l'influence de ces paramètres sur un côté de la barrière (en face de la pointe et en face du plan) et aussi dans les deux côtés de la barrière.

## 1. Influence de la barrière polluée

### a) Influence de la tension appliquée

Nous commençons par étudier l'influence d'une barrière polluée sur sa surface supérieure sur la distribution du champ électrique au centre du plan par rapport aux résultats expérimentaux obtenus par S. Mouhoubi [118].

La figure 4.18 montre l'influence de l'état de surface de la barrière isolante, propre ou polluée, sur la variation du champ électrique au plan en fonction de la tension  $V$ . Nous notons que le champ électrique au centre du plan augmente en augmentant la tension appliquée. Nous notons également que la pollution augmente le champ électrique au plan par rapport à la barrière propre. Une bonne corrélation entre les résultats expérimentaux et calculés pour la barrière isolante et une légère différence (erreur moyenne  $< 9\%$ ) pour la barrière polluée a été trouvée.

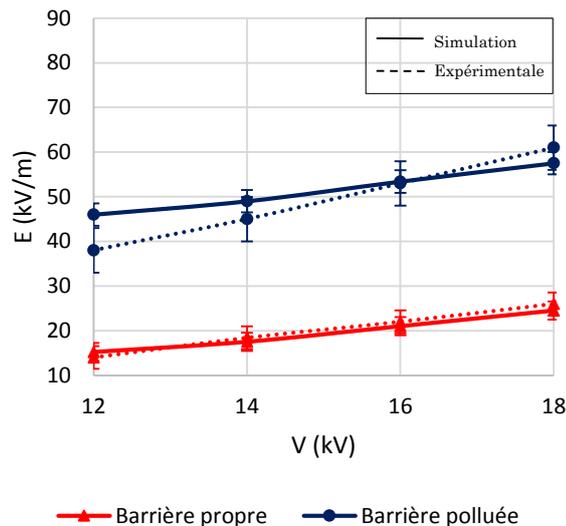


Figure 4.18 Influence de la barrière polluée sur la variation du champ électrique au centre du plan en fonction de la tension  $V$  ( $d = 5$  cm,  $a/d = 0\%$ ,  $2L = 15$  cm,  $e=2.1$ mm,  $\sigma=0.45$  mS/cm).

### b) Influence de la position de la barrière polluée

La figure 4.19 présente l'influence de la position de la barrière polluée sur la variation du champ électrique au centre du plan en fonction de la tension  $V$ . Nous constatons que la pollution provoque l'augmentation du champ électrique au plan sur l'axe symétrique ( $r=0$ ), quelle que soit la position de la barrière en comparaison avec la barrière propre (figure 4.19) [160].

Nous observons aussi que plus la barrière polluée s'éloigne de la pointe, plus le champ électrique est important. Les résultats de simulation s'écartent

légèrement de données expérimentales pour les deux positions de la barrière (erreur moyenne < 10%).

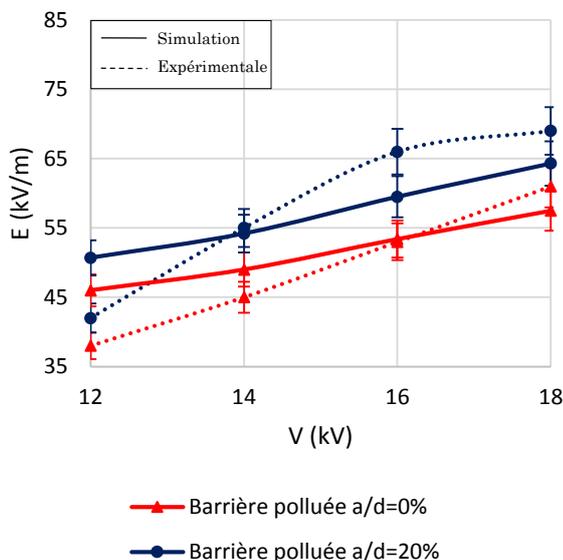


Figure 4.19 Influence de la position de la barrière polluée sur la variation du champ électrique au centre du plan en fonction de la tension  $V$  ( $d = 5$  cm,  $2L = 15$  cm,  $e=2.1$ mm,  $\sigma=0.45$  mS/cm).

### c) Influence du mode de pollution

Nous représentons à la figure 4.20 la variation du champ électrique au centre du plan en fonction de la tension  $V$  pour les deux cas de la barrière isolante : propre et polluée. De cette figure, nous pouvons remarquer que le champ électrique pour une barrière polluée est plus élevé que celui de la barrière propre quel que soit le mode de pollution appliqué à la barrière.

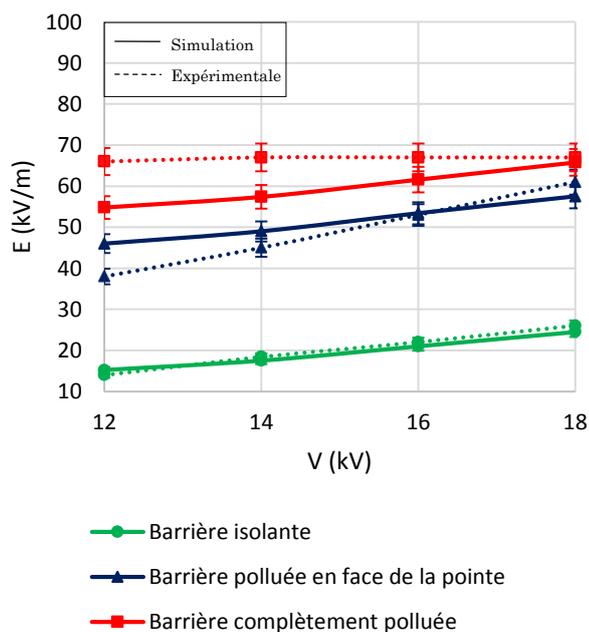


Figure 4.20 Influence du mode de la pollution sur la variation du champ électrique au centre du plan en fonction de la tension  $V$  ( $d = 5$  cm,  $a/d = 0\%$ ,  $2L = 15$  cm,  $e=2.1$ mm,  $\sigma=0.45$  mS/cm).

En particulier, l'augmentation du champ électrique est plus importante dans le cas de la barrière complètement polluée par rapport au cas où la barrière est seulement polluée sur sa surface supérieure. Nous observons que les résultats de la simulation sont proches de l'expérience, en particulier lorsque la tension augmente.

## 2. Influence de la permittivité de la couche de pollution

Afin d'étudier l'influence de la permittivité de la couche de pollution sur la distribution du champ électrique au plan, des simulations supplémentaires ont été réalisées en gardant l'épaisseur de la pollution constante égale à 0,1 mm.

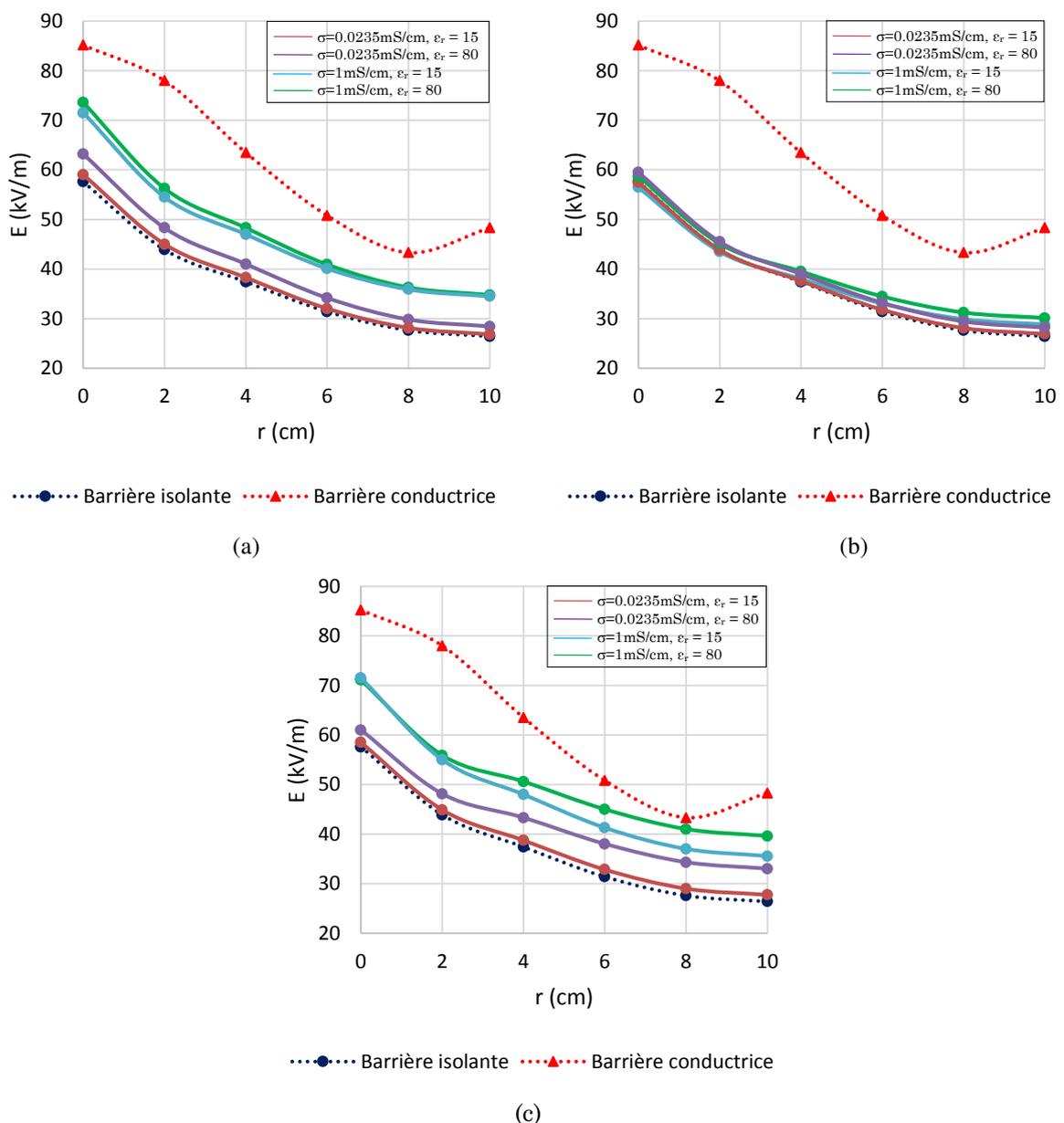


Figure 4.21 Influence de la permittivité de la couche de pollution sur la distribution du champ au plan (a) pollution en face de la pointe (b) pollution en face du plan (c) barrière complètement polluée ( $d = 5$  cm,  $a/d = 0\%$ ,  $2L = 15$  cm,  $e=5\text{mm}$ ,  $e_p = 0.1\text{mm}$ ).

Nous avons utilisé deux valeurs de conductivité :  $\sigma = 0,0235\text{mS/cm}$  et  $\sigma = 1\text{mS/cm}$ . Les valeurs de la permittivité relative de la couche mince sont respectivement 15 et 80.

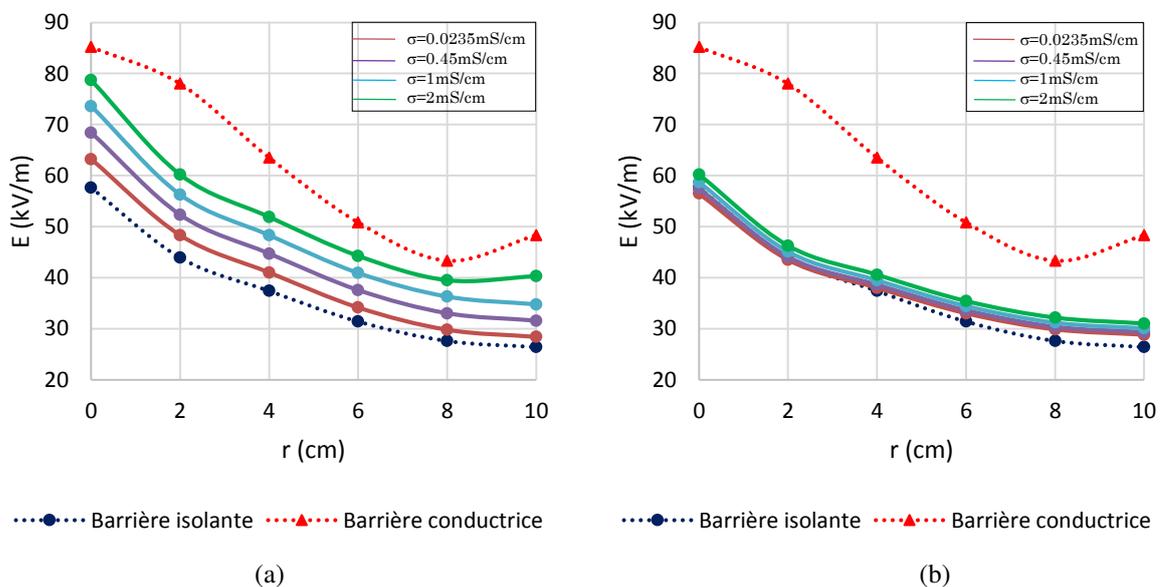
Sur la base des résultats de la simulation (figure 4.21), il a été observé que l'influence de la permittivité sur le champ électrique est remarquable pour les faibles valeurs de la conductivité. Avec la croissance de la valeur de la conductivité, l'effet de la permittivité diminue. Ce résultat est plus clair sur les figures 4.21 a et 4.22 c. Pour la barrière polluée face à l'électrode mise à la terre, les courbes, dans ce cas, sont pratiquement confondues (figure 4.21 b).

### 3. Influence de la conductivité de la couche de pollution

Nous examinons maintenant l'effet de la conductivité de la couche de pollution sur la distribution du champ électrique au plan pour les trois cas : barrière polluée face à la pointe, face au plan, et complètement polluée.

Les résultats, présentés à la figure 4.22, ont été obtenus pour une tension alternative égale à 22 kV, des valeurs de la conductivité de 0 S/m (barrière propre), 0,0235 mS/cm, 0,45 mS/cm, 1 mS/cm et 2 mS/cm, et pour une valeur de permittivité de la couche mince égale à 80. L'épaisseur de la couche de pollution a été maintenue constante à 0,1 mm. A partir de ces figures, nous notons que le champ électrique dépend de la conductivité de la couche de pollution.

En première observation, une barrière polluée augmente le champ par rapport à celle de la barrière propre, quel que soit le mode d'application de la pollution mais reste supérieure à celle de la barrière conductrice.



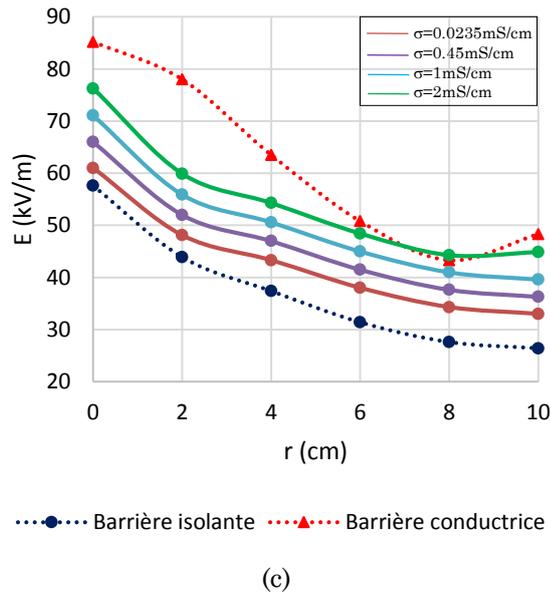


Figure 4.22 Influence de la conductivité de la couche de pollution sur la distribution du champ au plan (a) pollution en face de la pointe (b) pollution en face du plan (c) barrière complètement polluée ( $d = 5$  cm,  $a/d = 0\%$ ,  $2L = 15$  cm,  $e=5$ mm,  $\epsilon_r = 80$ ,  $e_p = 0.1$ mm).

Cependant, cette augmentation est faible lorsque la pollution est appliquée à la surface en face du plan (figure 4.22 b). D'autre part, la pollution du côté de la pointe réduit fortement la qualité d'isolation de la barrière (figure 4.22 a). Notons que la pollution sur la surface de la barrière en face du plan mise à la terre n'affecte pas significativement la rigidité diélectrique du système [161]. En effet, si la barrière aurait été complètement recouverte d'une couche de pollution (figure 4.22 c), c'est la surface en face de la pointe qui décidera de la valeur de la tension de claquage de l'arrangement pointe-barrière-plan.

#### 4. Influence de l'épaisseur de la couche de pollution

L'étude de l'effet de l'épaisseur de la pollution sur la distribution du champ électrique au plan est d'une grande importance pour déterminer la rigidité diélectrique de l'arrangement pointe-barrière-plan.

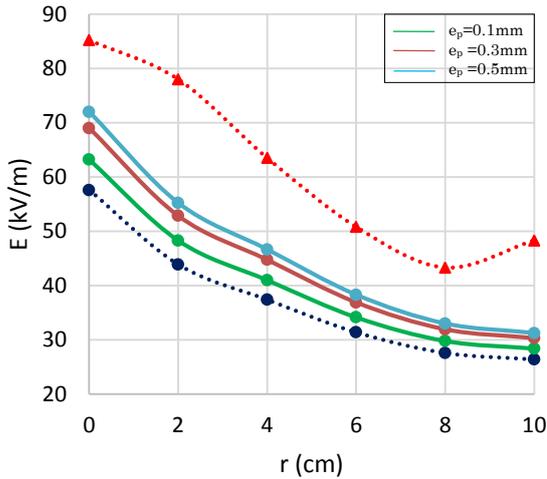
Pour ce faire, nous avons utilisé trois épaisseurs  $e_p = 0.1, 0.3$  et  $0.5$ mm. Nous avons également utilisé deux valeurs de conductivité  $\sigma = 0,0235$  et  $\sigma = 1$ mS/cm qui représentent deux niveaux de pollution différents. La valeur de la permittivité a été maintenue constante et égale à 80.

A partir des figures (4.23, 4.25, 4.27), nous observons que lorsque l'épaisseur de la pollution augmente, le champ électrique augmente. Cette augmentation de l'intensité du champ est beaucoup plus grande lorsque la conductivité de la couche de pollution augmente (4.24, 4.26, 4.28). Pour des faibles valeurs de la conductivité

et dans le cas d'une barrière polluée sur sa face supérieure (figure 4.23), nous remarquons que le champ électrique augmente mais reste éloigné du champ électrique obtenu dans le cas de la barrière conductrice.

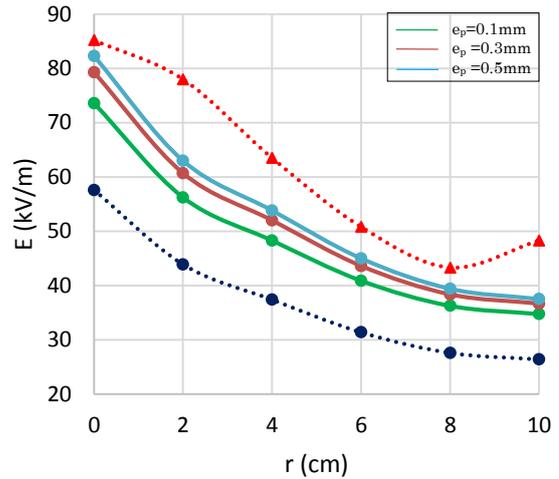
**a) Barrière polluée sur un coté (en face l'électrode HT)**

Si la conductivité et l'épaisseur augmentent en même temps (figure 4.24), la distribution du champ électrique augmente et converge vers la valeur de la barrière conductrice.



..... Barrière isolante ..... Barrière conductrice

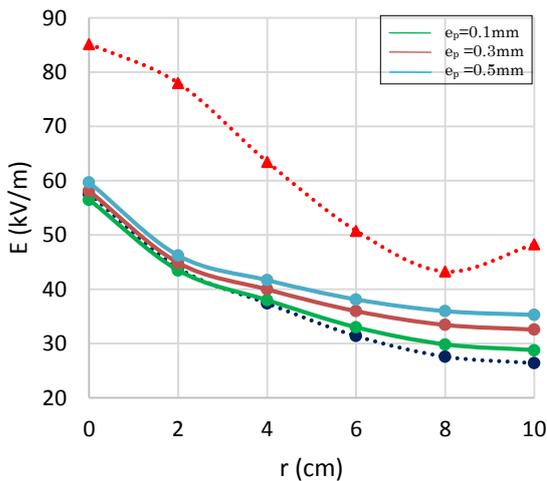
Figure 4.23 Distribution du champ électrique au plan ( $d = 5 \text{ cm}$ ,  $a/d = 0\%$ ,  $2L = 15 \text{ cm}$ ,  $e=5\text{mm}$ ,  $\sigma=0.0235\text{mS/cm}$ ,  $\epsilon_r = 80$ ).



..... Barrière isolante ..... Barrière conductrice

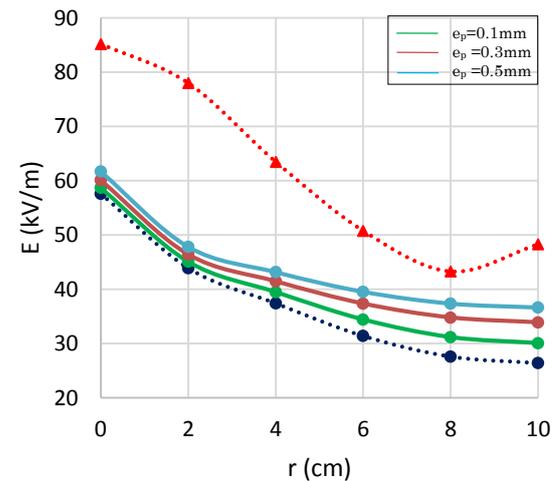
Figure 4.24 Distribution du champ électrique au plan ( $d = 5 \text{ cm}$ ,  $a/d = 0\%$ ,  $2L = 15 \text{ cm}$ ,  $e=5\text{mm}$ ,  $\sigma=1\text{mS/cm}$ ,  $\epsilon_r = 80$ ).

**b) Barrière polluée sur un coté (en face l'électrode mise à la terre)**



..... Barrière isolante ..... Barrière conductrice

Figure 4.25 Distribution du champ électrique au plan ( $d = 5 \text{ cm}$ ,  $a/d = 0\%$ ,  $2L = 15 \text{ cm}$ ,  $e=5\text{mm}$ ,  $\sigma=0.0235\text{mS/cm}$ ,  $\epsilon_r = 80$ ).



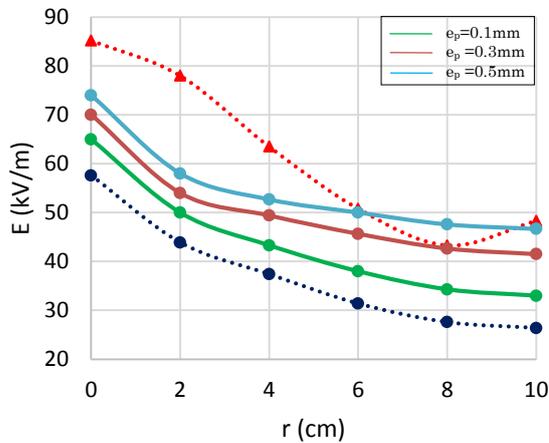
..... Barrière isolante ..... Barrière conductrice

Figure 4.26 Distribution du champ électrique au plan ( $d = 5 \text{ cm}$ ,  $a/d = 0\%$ ,  $2L = 15 \text{ cm}$ ,  $e=5\text{mm}$ ,  $\sigma=1\text{mS/cm}$ ,  $\epsilon_r = 80$ ).

Dans le cas de la barrière polluée en face de l'électrode mise à la terre (figures 4.25, 4.26), l'augmentation de l'épaisseur et de la conductivité de la pollution entraîne une légère augmentation du champ électrique au plan. Notons que la pollution sur la surface de la barrière en face du plan n'affecte pas significativement la rigidité diélectrique du système.

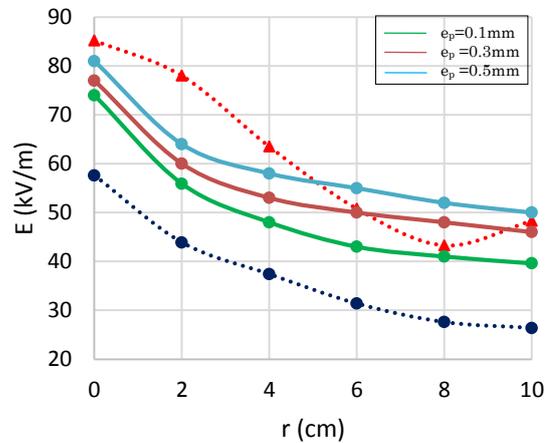
### c) Barrière complètement polluée

La barrière complètement polluée (figures 4.27, 4.28) provoque une augmentation plus importante du champ électrique, par rapport au cas où la barrière est seulement polluée sur sa surface supérieure. Ce résultat concorde avec les tests de claquage présentés par S. Mouhoubi [118].



●●● Barrière isolante    ▲▲▲ Barrière conductrice

Figure 4.27 Distribution du champ électrique au plan ( $d = 5$  cm,  $a/d = 0\%$ ,  $2L = 15$  cm,  $e=5$ mm,  $\sigma=0.0235$ mS/cm,  $\epsilon_r = 80$ ).



●●● Barrière isolante    ▲▲▲ Barrière conductrice

Figure 4.28 Distribution du champ électrique au plan ( $d = 5$  cm,  $a/d = 0\%$ ,  $2L = 15$  cm,  $e=5$ mm,  $\sigma=1$ mS/cm,  $\epsilon_r = 80$ ).

## 5. Comparaison entre barrière polluée et barrière conductrice

Pour compléter notre étude, nous déterminons la valeur limite de la conductivité à partir de laquelle la barrière polluée donne le même résultat que la barrière conductrice. Nous prenons le cas d'une barrière polluée face à la pointe car c'est cette surface qui décidera de la valeur de la tension de claquage de l'arrangement pointe-barrière-plan. La distribution du champ électrique au plan pour chaque valeur de la conductivité est présentée à la figure 4.29.

A partir de cette figure, nous pouvons dire qu'il existe une valeur limite à partir de laquelle la barrière polluée donne le même résultat que la barrière conductrice [160]. Dans notre étude, nous observons que cette valeur est égale à 2,25 mS/cm.

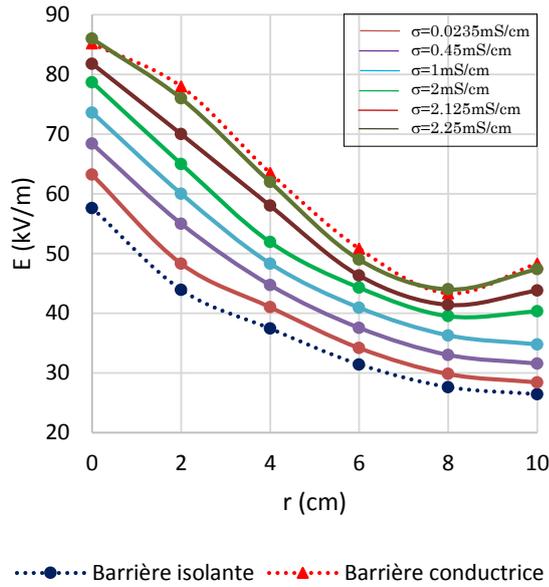


Figure 4.29 Distribution du champ au plan pour une barrière polluée et une barrière conductrice ( $d = 5$  cm,  $a/d = 0\%$ ,  $2L = 15$  cm,  $e=5$ mm,  $e_p = 0.1$ mm).

### 6. Champ électrique sur l'axe symétrique

Dans cette dernière partie, nous allons présenter la distribution du champ électrique sur l'axe symétrique (figures 4.30-4.32) qui est critique pour la rigidité diélectrique ainsi que les concentrations des porteurs de charges dans le milieu (figure 4.33). D'après la figure 4.30, nous pouvons observer que plus la conductivité de la couche augmente, plus le champ électrique sur l'axe de l'électrode HT augmente.

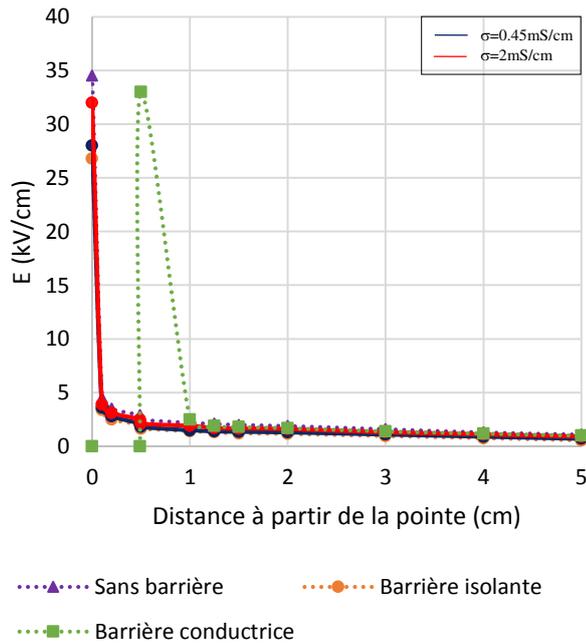


Figure 4.30 Influence de la conductivité de la couche de pollution sur la distribution du champ le long de l'axe symétrique ( $d = 5$  cm,  $a/d = 0\%$ ,  $2L = 15$  cm,  $e=5$ mm,  $\epsilon_r = 15$ ,  $e_p = 0.1$ mm).

L'influence de la permittivité est représentée à la figure 4.31. A partir de cette figure et pour une faible conductivité, nous remarquons une légère augmentation du champ électrique lorsque la permittivité augmente mais son influence reste inférieure à celle de la conductivité (figure 4.30).

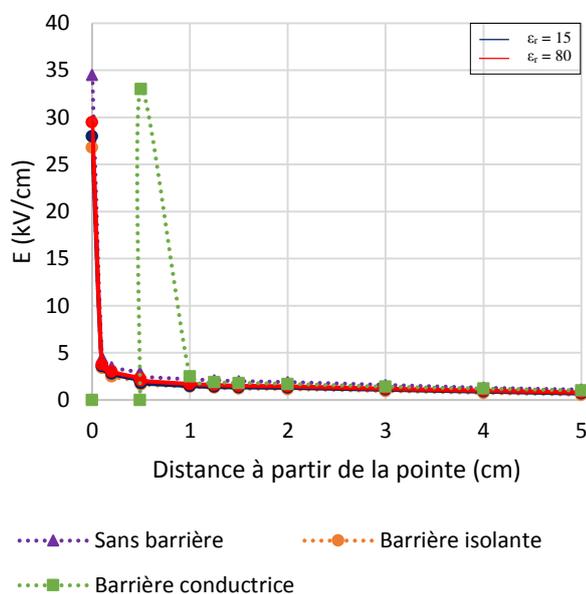


Figure 4.31 Influence de la permittivité de la couche de pollution sur la distribution du champ le long de l'axe symétrique ( $d = 5$  cm,  $a/d = 0\%$ ,  $2L = 15$  cm,  $e=5$ mm,  $\sigma=0.45$ mS/cm,  $e_p = 0.1$ mm).

En ce qui concerne l'influence de l'épaisseur de la couche de pollution qui est représentée à la figure 4.32, nous observons qu'il y a un changement de la distribution du champ électrique lorsque l'épaisseur de la couche de pollution augmente.

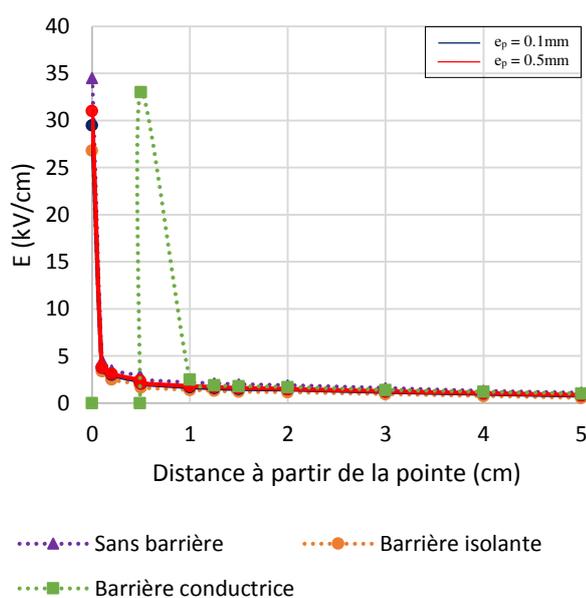


Figure 4.32 Influence de l'épaisseur de la couche de pollution sur la distribution du champ le long de l'axe symétrique ( $d = 5$  cm,  $a/d = 0\%$ ,  $2L = 15$  cm,  $e=5$ mm,  $\sigma=0.45$ mS/cm,  $\epsilon_r = 80$ ).

Ces résultats confirment que la conductivité est le paramètre le plus influent sur la répartition du champ électrique au plan ou dans l'axe de l'électrode haute tension par rapport à la permittivité et à l'épaisseur de la couche de pollution.

A la figure 4.33, nous présentons les variations des distributions des densités des électrons (a), des ions positifs (b), des ions négatifs (c) et de la charge d'espace résultante (d) en fonction de la distance à partir de la pointe.

En comparaison avec la figure 4.15 (cas d'une barrière propre), nous remarquons que la concentration des porteurs de charges est plus élevée lorsque la pollution existe. Cette augmentation des densités de porteurs de charges est due à l'augmentation de l'intensité du champ et, par conséquent, de l'intensité de l'ionisation. En conséquence, la densité de la charge d'espace résultante augmente dans l'intervalle (figure 4.33 d).

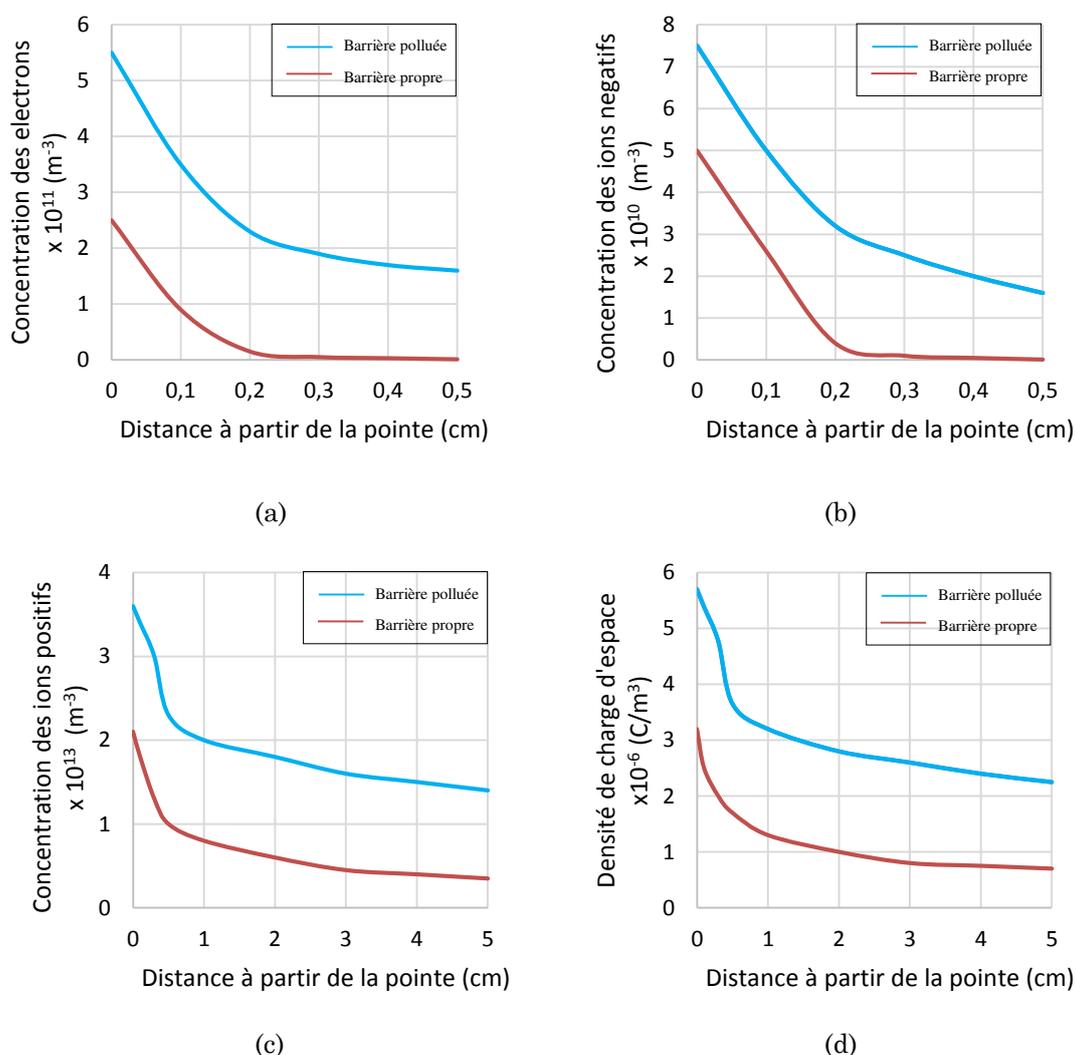


Figure 4.33 Les variations des densités des porteurs de charges le long de l'axe symétrique: (a) électrons, (b) ions positifs, (c) ions négatifs et (d) la charge d'espace résultante. ( $V=22$  kV,  $d = 5$  cm,  $2L = 15$  cm).

#### 4.2.4.2. Pollution non uniforme

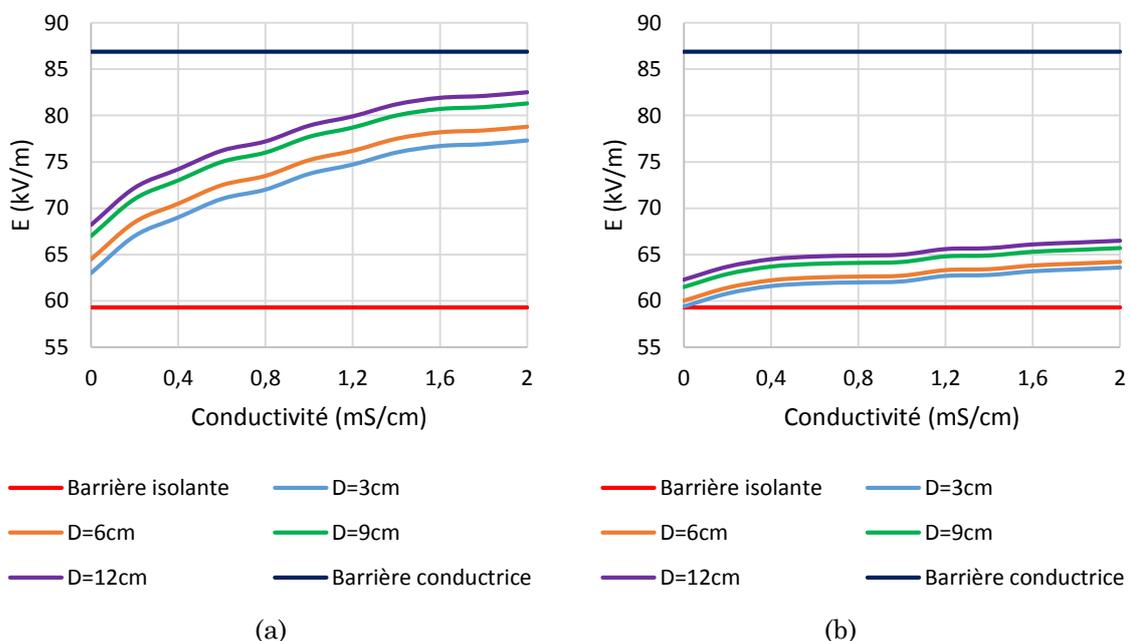
Nous étudions la distribution du champ électrique en fonction de la nature (conductivité) et de la répartition de la couche de pollution (le diamètre). Une comparaison de la distribution du champ électrique dans le cas de barrières polluées et de la barrière conductrice est faite.

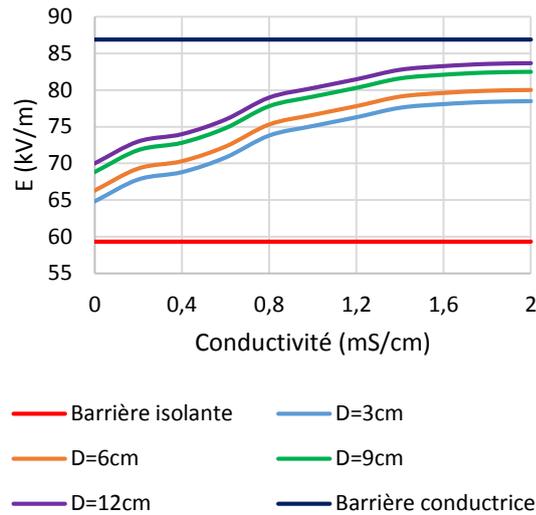
##### 1. Influence de la conductivité de la couche de pollution

La figure 4.34 montre l'influence de la conductivité de la couche de pollution sur la répartition du champ électrique au centre du plan pour les trois cas : pollution du côté de la pointe, pollution du côté du plan et pollution des deux côtés de la barrière.

Pour une barrière polluée sur le côté de l'électrode haute tension (figure 4.34 a), nous notons que plus la conductivité de la couche de pollution est élevée, plus le champ électrique au centre du plan est important, donc la rigidité diélectrique du système diminue.

Contrairement à ce résultat, la pollution appliquée sur le côté inférieur de la barrière face au plan mise à la terre (figure 4.34 b) n'entraîne pas de variation importante sur la valeur du champ électrique. De plus, quelle que soit la valeur de la conductivité appliquée, le champ électrique est éloigné de la barrière conductrice. Pour une barrière polluée des deux côtés (figure 4.34 c), nous constatons une légère augmentation du champ électrique par rapport aux résultats d'une barrière polluée sur le côté de la pointe.





(c)

Figure 4.34 Influence de la conductivité de la couche de pollution sur le champ électrique au plan  
 (a) Barrière polluée sur un côté (en face de la pointe)  
 (b) Barrière polluée sur un côté (en face du plan)  
 (c) Barrière complètement polluée  
 ( $V=22$  kV,  $d = 5$  cm,  $a/d = 20\%$ ,  $D_b = 15$  cm,  $e=5$ mm).

Nous pouvons conclure que le côté de la barrière en face de l'électrode haute tension est le plus influent en ce qui concerne la rigidité diélectrique du système pointe-barrière-plan.

## 2. Influence du diamètre de la couche de pollution

Nous allons maintenant étudier l'influence du diamètre de la couche de pollution sur la barrière en face de la pointe sur la distribution du champ électrique au plan pour une conductivité constante. D'après la figure 4.35, nous observons que lorsque le diamètre de la couche de pollution augmente, le champ électrique augmente.

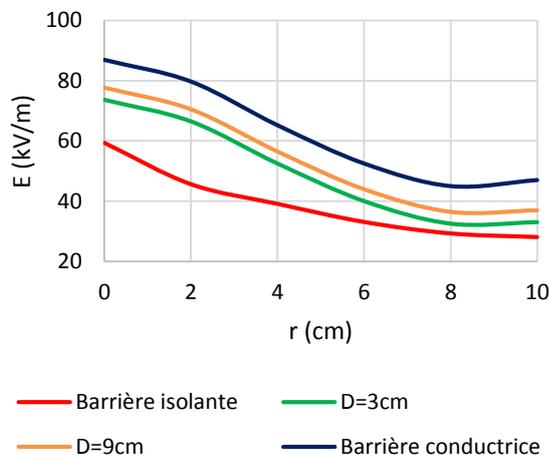


Figure 4.35 Influence du diamètre de la couche de pollution sur le champ électrique au plan  
 ( $V=22$  kV,  $d = 5$  cm,  $a/d = 20\%$ ,  $D_b = 15$  cm,  $e=5$ mm,  $\sigma=1$  mS/cm).

### 3. Comparaison entre pollution uniforme-non uniforme

Pour observer l'influence d'une barrière recouvrant toute sa surface supérieure d'une couche polluée, nous avons effectué une simulation de la distribution du champ électrique au plan pour deux diamètres différents par rapport à la barrière complètement polluée sur sa surface supérieure.

A partir de cette figure, nous remarquons que la distribution du champ électrique est importante dans le cas de la barrière totalement polluée sur sa surface supérieure, ce qui représente le cas extrême de la pollution par rapport à la barrière partiellement polluée (figure 4.36).

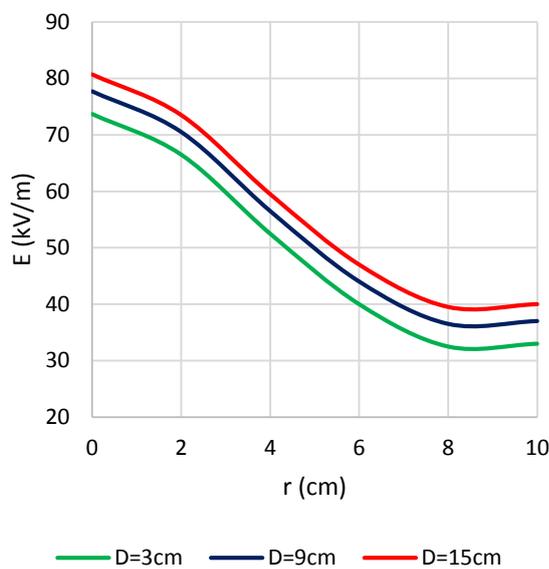


Figure 4.36 Influence de la nature de la pollution sur le champ électrique ( $V=22\text{ kV}$ ,  $d = 5\text{ cm}$ ,  $a/d = 20\%$ ,  $D_b = 15\text{ cm}$ ,  $e=5\text{mm}$ ,  $\sigma=1\text{ mS/cm}$ ).

### 4. Comparaison entre barrière polluée et barrière conductrice

Afin de comparer la variation du champ électrique entre une barrière polluée et une barrière conductrice, nous avons utilisé une barrière conductrice en cuivre ( $D_b = 15\text{cm}$ ,  $e = 2.1\text{mm}$ ) qui a les mêmes dimensions que la barrière isolante en bakélite.

A la figure 4.37, nous remarquons que le champ électrique augmente en augmentant la couche de pollution sur la barrière. Nous observons aussi que plus la conductivité de la couche de pollution augmente, plus la valeur du champ électrique converge vers celle de la barrière conductrice. Il existe une valeur limite de la conductivité à partir de laquelle la barrière polluée donne le même résultat que la barrière conductrice ( $\sigma=2,25\text{ mS/cm}$ ).

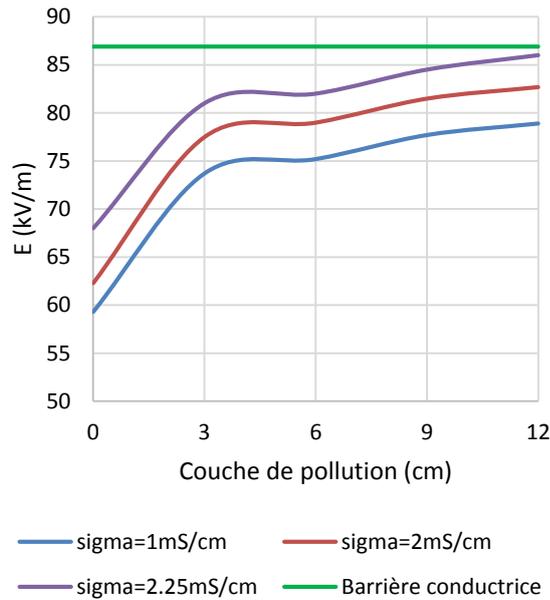


Figure 4.37 Distribution du champ pour une barrière polluée et une barrière conductrice ( $V=22$  kV,  $d = 5$  cm,  $a/d = 20\%$ ,  $Db = 15$  cm,  $e=5$ mm).

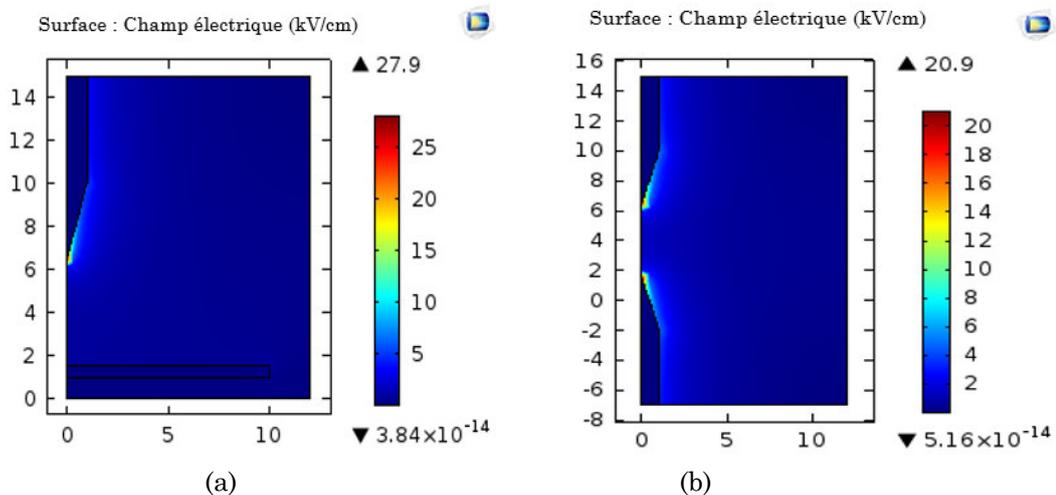
### 4.3. Distribution du champ électrique -Tension continue-

Dans cette partie, nous déterminons l'influence de la configuration d'électrodes sur la distribution du champ électrique. Une tension continue a été appliquée ; une simulation à deux dimensions avec un modèle hydrodynamique a été réalisée en utilisant COMSOL Multiphysique basée sur la méthode des éléments finis.

#### 4.3.1. Influence de la configuration des électrodes

##### 4.3.1.1. Distribution du champ sans barrière

A la figure 4.38, nous présentons la distribution du champ électrique pour différents types d'électrodes.



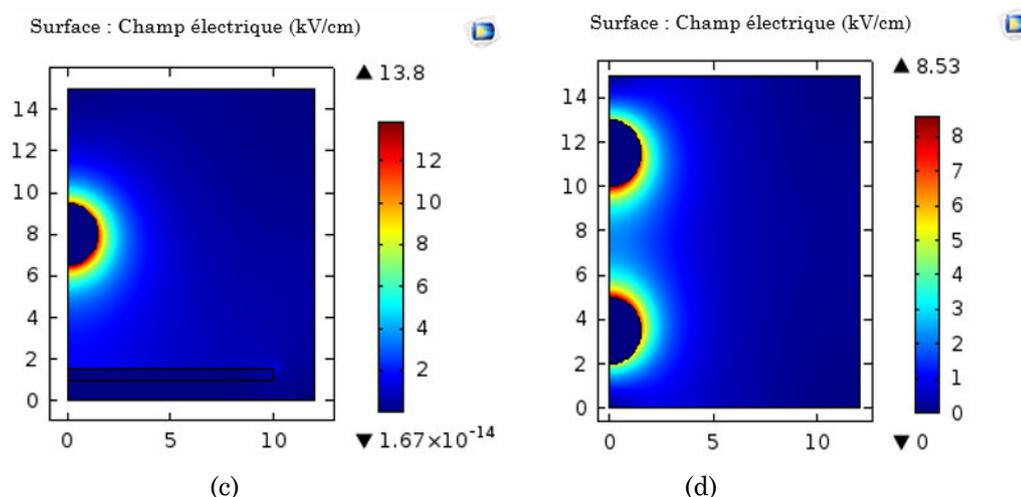


Figure 4.38 Simulation de la distribution du champ électrique pour différentes électrodes; (a) pointe-plan, (b) pointe-pointe (c) sphère-plan et (d) sphère-sphère sous une tension appliquée de 22 kV.

Premièrement, le champ électrique dans l'arrangement pointe-plan (figure 4.38 a) est observé. A partir de cette figure, nous remarquons que la distribution du champ électrique est non uniforme pour cette configuration d'électrodes. Le champ électrique est plus élevé sous l'électrode pointue, puis diminue en s'éloignant vers l'électrode mise à la terre [162].

La distribution du champ électrique pour le système pointe-pointe est représentée à la figure 4.38 b. Cette figure montre aussi que la distribution du champ électrique est non uniforme pour le système pointe-pointe et que le champ électrique est symétrique par rapport à l'axe  $y$ . Le champ électrique est maximal à l'extrémité de la pointe et diminue en s'éloignant de cette électrode [145]. Le champ électrique pour l'arrangement pointe-pointe est moins hétérogène que dans le cas du système pointe-plan [162].

Pour observer la distribution du champ électrique de l'arrangement sphère-plan, la figure 4.38 c est faite. Cette figure montre que la distribution du champ électrique est plus importante près de l'électrode sphérique et décroît lorsque l'on s'éloigne de cette électrode [163]. Nous notons aussi que la non-uniformité du champ électrique est moins importante par rapport au système pointe-pointe.

Enfin, nous avons déterminé la distribution du champ électrique dans le cas d'un système d'électrodes sphère-sphère. Comme le montre la figure 4.38 d, le champ électrique est symétrique entre les deux électrodes. Nous observons également que le champ électrique tend vers l'uniformité dans l'arrangement sphère-sphère [162].

Nous allons maintenant examiner l'intensité du champ électrique le long de l'axe de symétrie du modèle. Tout d'abord, pour l'arrangement pointe-plan (figure 4.39 a), nous observons que le champ électrique est très élevé à l'extrémité de l'électrode pointue et diminue brusquement vers l'électrode mise à la terre [164]. Contrairement à la figure 4.39 c, la courbe de l'amplitude du champ électrique dans la configuration sphère-plan diminue moins fortement depuis l'extrémité de l'électrode sphérique jusqu'à l'électrode mise à la terre.

Pour les deux autres configurations, les systèmes d'électrodes pointe-pointe et sphère-sphère, la distribution du champ électrique est maximale près des deux électrodes et décroît en s'éloignant de ses deux électrodes.

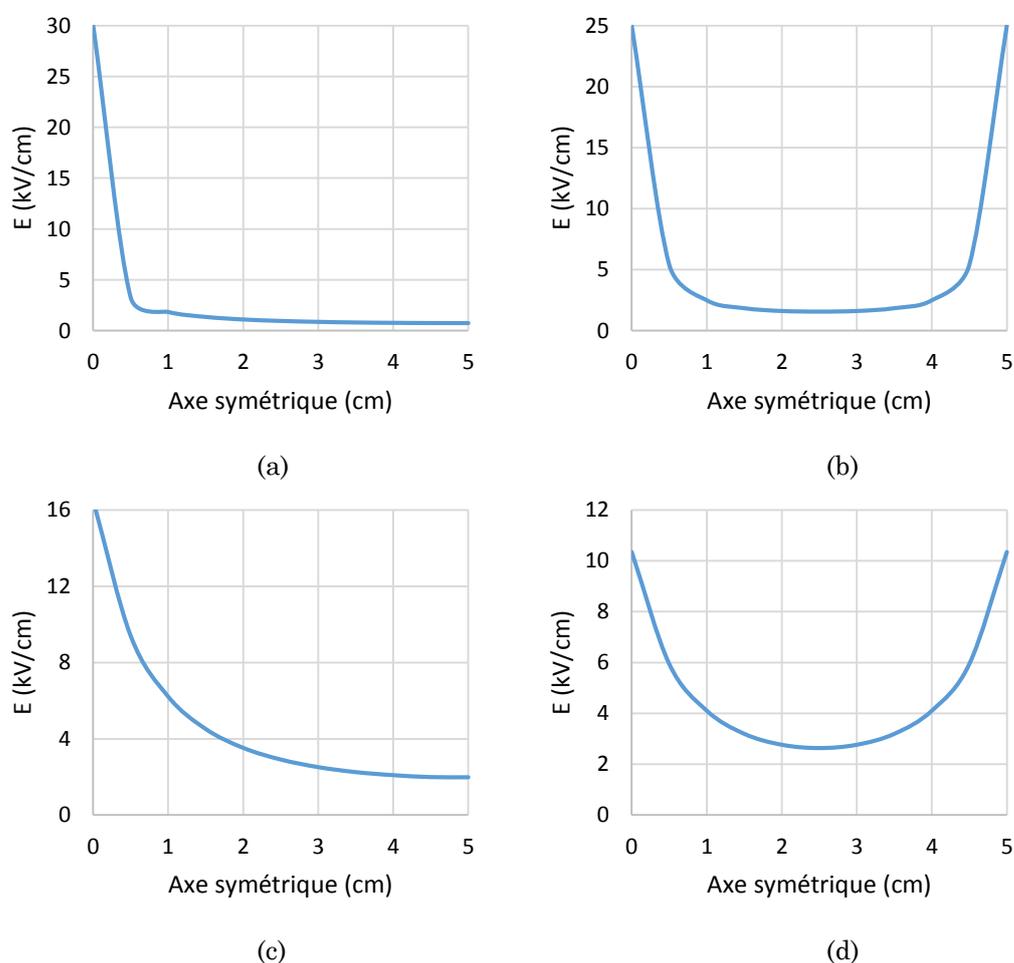


Figure 4.39 Distribution du champ électrique le long de l'axe symétrique ; (a) pointe-plan, (b) pointe-pointe (c) sphère-plan et (d) sphère-sphère sous une tension appliquée 22 kV.

Nous terminons notre travail par représenter les lignes équipotentielles pour les quatre configurations d'électrodes. A la figure 4.41, nous remarquons que les lignes équipotentielles sont concentrées sur les électrodes haute tension et décroissent loin de ses électrodes.

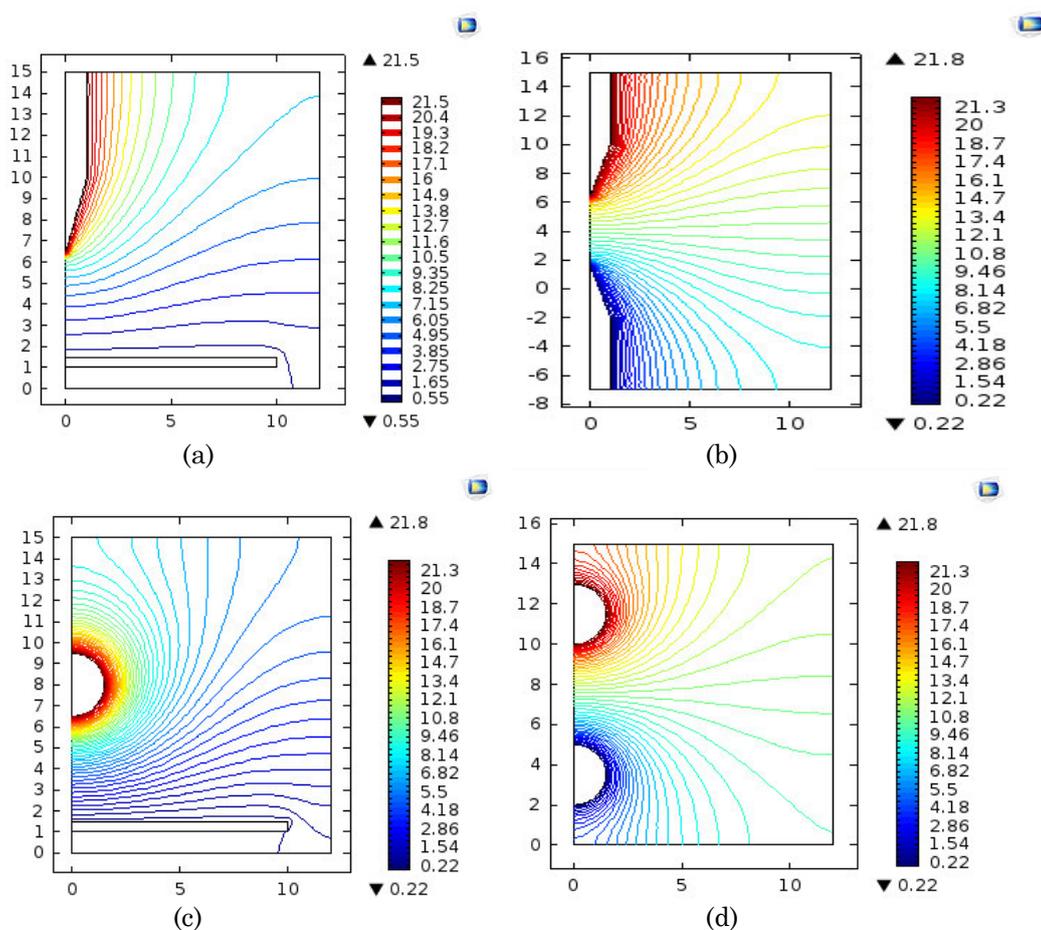


Figure 4.40 Représentation des lignes équipotentielles pour différents systèmes électrodes ; (a) pointe-plan, (b) pointe-pointe (c) sphère-plan et (d) sphère-sphère sous une tension appliquée de 22 kV.

Nous observons également que dans un champ non uniforme, les lignes équipotentielles divergent lorsque l'intensité du champ diminue. Pour les configurations d'électrodes pointe-pointe et sphère-sphère (figures 4.40 b et 4.40 d), les lignes équipotentielles sont symétriques entre les deux électrodes. D'un autre côté, les lignes équipotentielles sont asymétriques pour les systèmes pointe-plan et sphère-plan.

#### 4.3.1.2. Distribution du champ avec barrière

Afin de nous permettre d'étudier l'influence de la barrière, nous montrons à la figure 4.41 la distribution du champ électrique pour les quatre configurations d'électrodes.

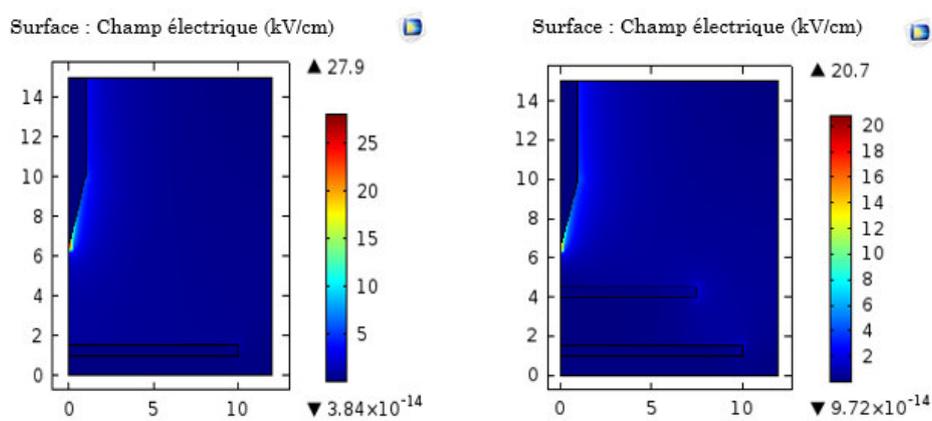
Pour les systèmes pointe-plan et sphère-plan (figures 4.41 a et 4.41 c), nous remarquons pour les deux cas, avec et sans barrière isolante, que la distribution du champ électrique est concentrée près de l'électrode haute tension et décroît au fur et à mesure qu'elle s'éloigne de cette électrode. Nous observons également que

l'intensité du champ électrique diminue lorsqu'une barrière isolante est insérée entre les électrodes, donc la rigidité diélectrique du système augmente [165].

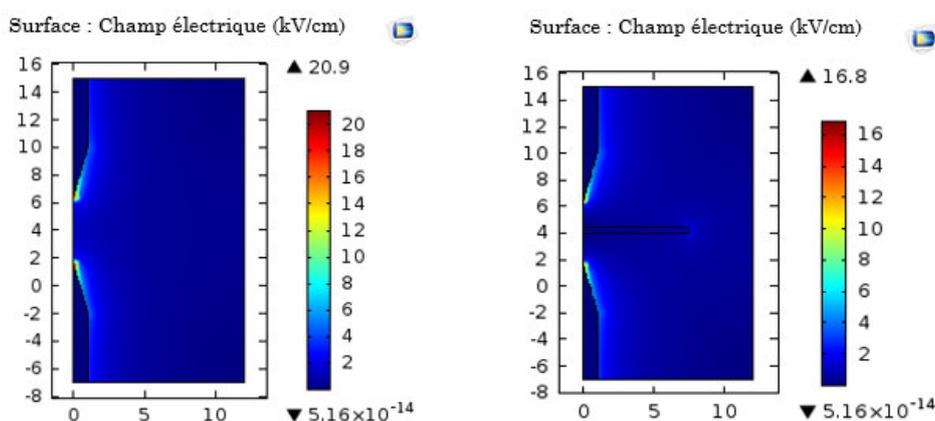
Pour les deux autres configurations, pointe-pointe et sphère-sphère (figures 4.41 b et 4.41 d), nous observons que la distribution du champ électrique est concentrée près des deux électrodes et décroît au fur et à mesure qu'on s'éloigne de ses électrodes [145]. De plus, la diminution de l'intensité du champ électrique en insérant une barrière est très remarquable.

En comparant les quatre types d'électrodes utilisées, nous pouvons dire que l'intensité du champ électrique est plus élevée pour les systèmes pointe-pointe et pointe-plan par rapport aux deux autres configurations.

De toutes ces configurations, la géométrie pointe-plan est la plus défavorable. En effet, le claquage diélectrique de l'air se manifeste dans ce cas aux plus faibles tensions lorsque la pointe est positive. Cette découverte a déjà été vérifiée avec des résultats expérimentaux par plusieurs chercheurs [166]. Nous pouvons conclure que l'intensité du champ électrique dépend du type d'électrode utilisé et de la présence ou de l'absence d'une barrière dans l'intervalle.



(a)



(b)

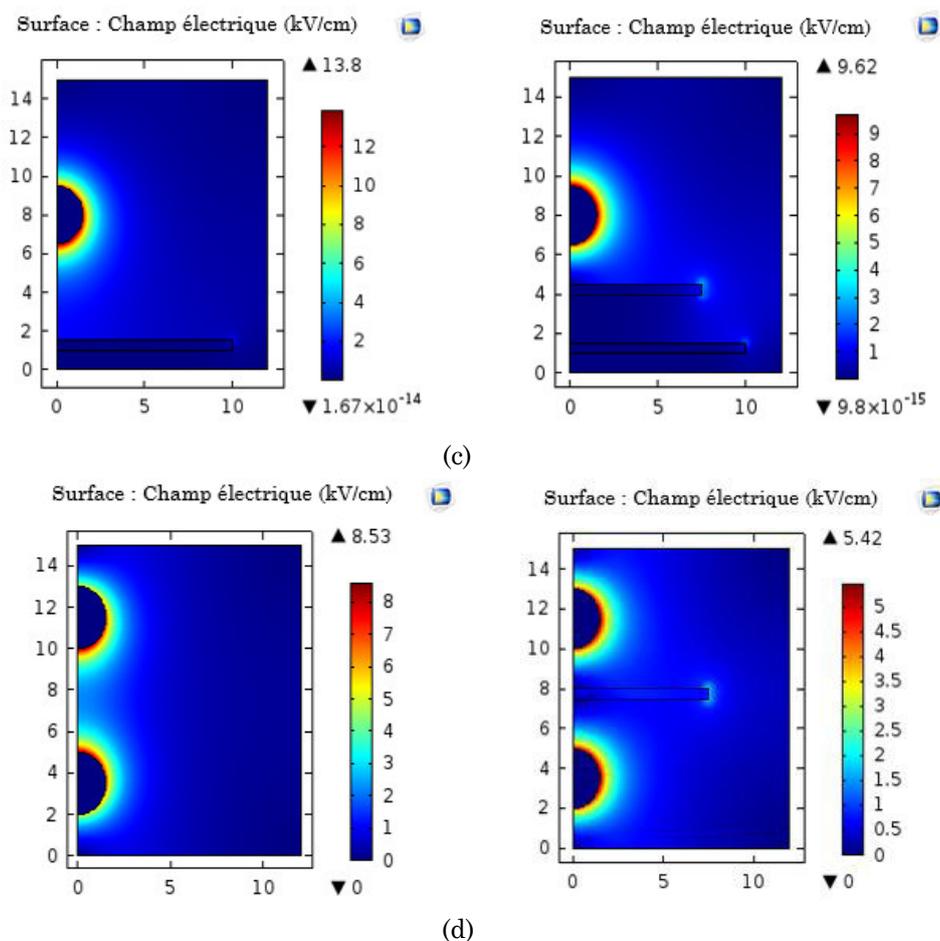


Figure 4.41 Simulation de la distribution du champ électrique pour différents électrodes ; (a) pointe-plan, (b) pointe-pointe (c) sphère-plan et (d) sphère-sphère sous une tension appliquée 22 kV.

L'intensité du champ électrique le long de l'axe de symétrie du modèle pour les deux cas avec et sans barrière est représentée à la figure 4.42.

Nous remarquons à partir de cette figure que la grandeur du champ électrique est très élevée sous l'électrode haute tension et diminue fortement vers l'électrode mise à la terre pour les arrangements d'électrodes pointe-plan et sphère-plan (figures 4.42 a et 4.42 c) [164]. Nous notons également que l'insertion d'une barrière dans l'intervalle réduit la grandeur du champ électrique entre les deux électrodes. Pour les systèmes pointe-pointe et sphère-sphère, nous notons que l'amplitude du champ électrique n'est pas élevée par rapport aux deux autres configurations (pointe-plan et sphère-plan) respectivement. Nous remarquons également que la valeur maximale est observée près des deux électrodes et diminue en s'éloignant de ses électrodes.

Pour toutes les configurations, nous pouvons conclure que l'insertion d'une barrière diélectrique dans l'intervalle entre deux électrodes réduit la grandeur du champ

électrique par rapport aux systèmes sans barrière. De plus, le champ électrique est plus grand pour les systèmes d'électrodes non-uniformes (pointe-plan) et diminue lorsque les systèmes d'électrodes tendent vers l'uniformité (sphère-sphère).

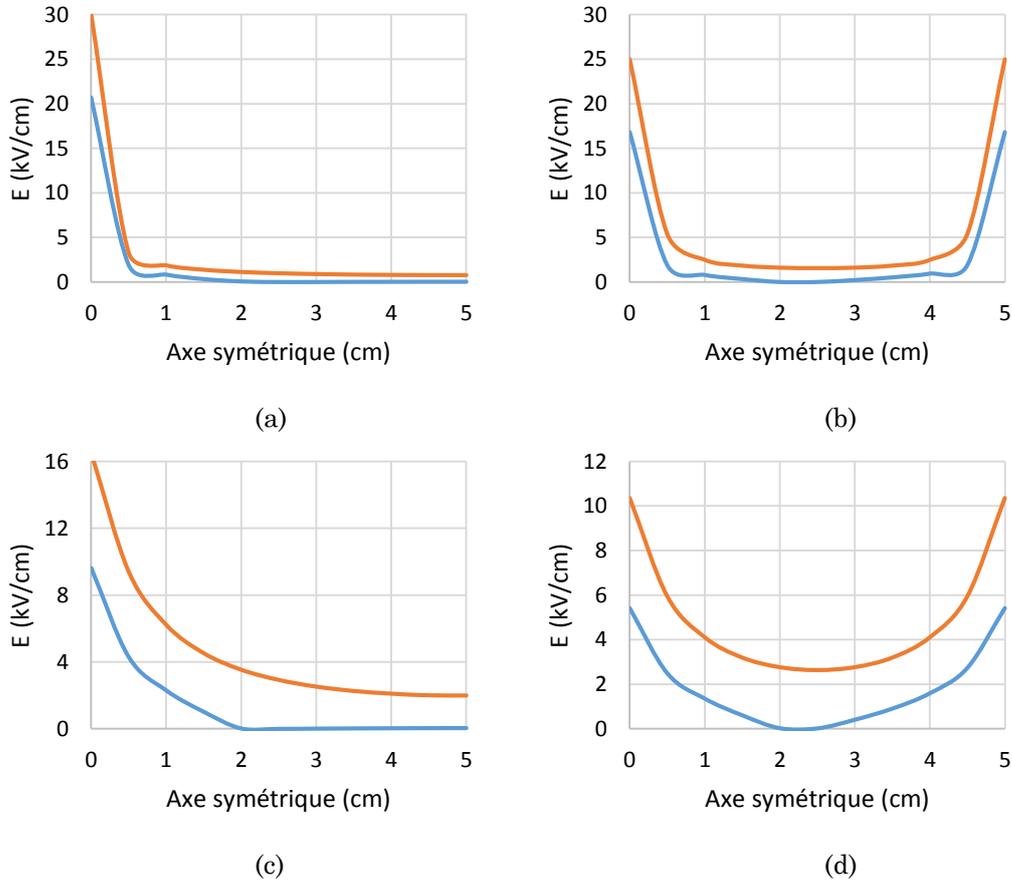
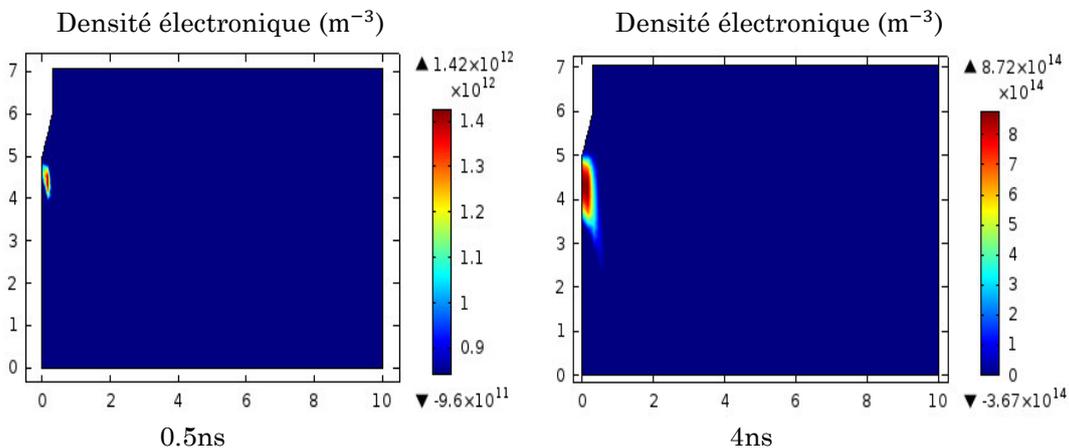


Figure 4.42 Distribution du champ électrique le long de l'axe symétrique avec et sans barrière ; (a) pointe-plan, (b) pointe-pointe (c) sphère-plan et (d) sphère-sphère sous une tension appliquée 22 kV.

#### 4.3.2. Décharge streamer pour un système pointe-plan

La figure 4.43 montre la distribution de la densité électronique dans le cas d'un streamer positif pour les temps d'application de la tension de 0.5, 4, 20, 34 et 40 ns, la tension appliquée est égale à 40 kV.



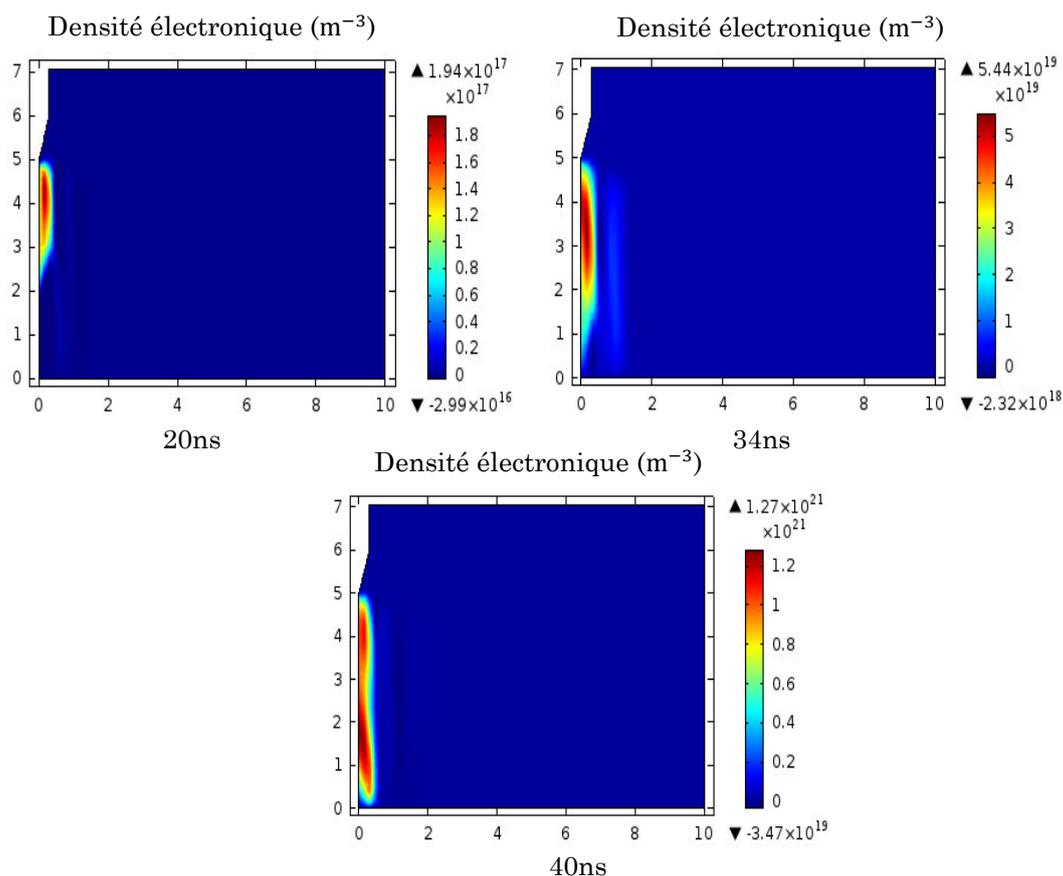


Figure 4.43 Distributions de la densité d'électron pour différents temps d'application de la tension ( $V=40$  kV).

La première figure montre le système dans l'état initial lorsque la tension est appliquée. A 4ns, on voit l'effet des avalanches ionisantes. L'électron germe se déplaçant vers l'anode a provoqué l'ionisation de l'air, ce qui a conduit à une augmentation de la densité électronique dont la valeur maximale est sous la pointe.

Dans les figures suivantes, nous suivons la progression de la décharge à travers la création d'avalanches électroniques. Au temps 40ns, le streamer atteint la cathode, et nous observons une augmentation de la densité maximale des électrons à la cathode.

Nous terminons notre travail en représentant la distribution du champ électrique et les lignes équipotentielles au temps 0.5ns (figure 4.44).

A partir de la première figure (figure 4.44 a), nous observons que le champ électrique a une valeur maximale sous la pointe égale à 34,2 kV/cm induite par le potentiel appliqué à l'électrode haute tension et décroît lorsque l'on s'éloigne de l'axe de la pointe. Il n'y a pas encore de décharge et la forme de la pointe, équipotentielle, est clairement visible (figure 4.44 b).

La valeur du champ électrique obtenue est supérieure à 30 kV/cm définie comme la valeur du champ électrique à partir de laquelle la probabilité d'ionisation d'une molécule par un électron libre est supérieure à celle de l'attachement dans l'air et dans les conditions de référence .

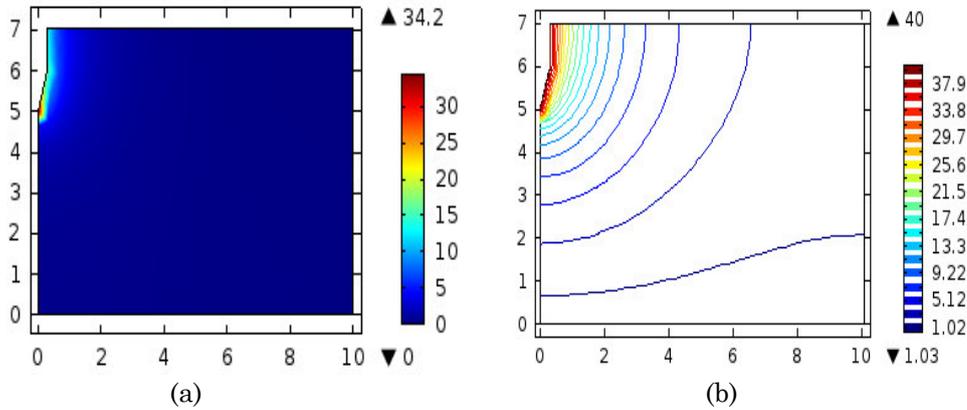


Figure 4.44 Système pointe-plan à 0.5ns.  
 (a) Distribution du champ électrique (kV/cm)  
 (b) Lignes équipotentielles (kV)

#### 4.4. Conclusion

Ce chapitre a été consacré à la simulation numérique de la distribution du champ électrique en utilisant un modèle hydrodynamique tridimensionnel puis bidimensionnel dans le logiciel de simulation COMSOL Multiphysique. Le modèle est adopté pour un système pointe-plan avec une barrière diélectrique et validé en utilisant des résultats expérimentaux disponibles dans la littérature.

D'abord, nous avons commencé par étudier le cas d'une barrière propre (sans pollution), les paramètres, qui influencent le champ électrique, sont nombreux ; nous avons pris dans ce travail (la tension, les dimensions de la barrière, sa position dans l'intervalle, la distance entre les électrodes, la permittivité de la barrière, et le rayon de courbure de la pointe). De plus, nous avons complété nos résultats en ayant simulé d'autres paramètres qui sont la nature de la barrière, le nombre des barrières utilisés et les barrières perforées. L'effet de la charge d'espace a été également discuté dans ce chapitre.

Ensuite, nous avons examiné l'effet de l'état de surface de la barrière (pollution uniforme, non-uniforme) sur la distribution du champ électrique, nous avons varié la conductivité, la permittivité et l'épaisseur ainsi que le diamètre de la couche de pollution pour étudier leur effet sur la distribution du champ électrique.

Après, l'influence de la configuration d'électrodes sur la distribution du champ électrique avec et sans barrière ainsi que la représentation des lignes équipotentielles pour les différents systèmes a été investigué.

Enfin, nous avons terminé ce chapitre par simuler le cas d'une décharge streamer pour un système pointe-plan. Nous avons conclu que nos résultats de simulation sont en bonne concordance avec les résultats expérimentaux utilisés par les références citées.

# Chapitre 5

## Distribution du Champ Électrique dans les Moyens Intervalles

---

*«... Puisqu'une solution générale doit être jugée impossible par biais de l'analyse, nous devons être contents avec la connaissance de quelques cas spéciaux, puisque le développement de divers cas semble être le seul moyen de nous amener enfin à une connaissance plus parfaite... »*

*Leonhard Euler*

## 5.1. Introduction

Après avoir complété la distribution du champ électrique dans les petits intervalles, le présent chapitre sera consacré à l'étude de la variation du champ électrique dans les moyens intervalles. Nous procédons, dans un premier temps à étudier l'influence de la barrière sur le champ électrique dans le système pointe-plan.

En deuxième lieu, nous présentons l'influence des différents paramètres de la barrière à savoir : la tension appliquée, la position et la permittivité de la barrière, le rayon de courbure de la pointe, le nombre et la nature de la barrière, sur la distribution du champ électrique.

En dernier lieu, et pour nous permettre d'observer l'effet de la charge d'espace sur la distribution du champ électrique, nous avons étudié le cas d'une barrière perforée au milieu. Pour interpréter les résultats de ce modèle, la simulation a été comparée au modèle de L. Mokhnache [62,80,96].

## 5.2. Distribution du champ électrique

Dans cette section, nous déterminons la distribution du champ électrique pour un système pointe-plan avec une barrière isolante en présence d'une densité de charge d'espace dans le milieu varie entre  $\rho_v \in [1 - 47] \times 10^{-6} \text{C/m}^3$ . Une tension continue a été appliquée ; une simulation 3D avec un modèle hydrodynamique a été réalisée en utilisant COMSOL Multiphysique basée sur la méthode des éléments finis.

### 1. Champ électrique avec et sans barrière

Nous commençons notre simulation par étudier l'influence de l'insertion d'une barrière isolante dans l'intervalle d'air pointe-plan sur le champ électrique au niveau de l'électrode plane.

Dans les deux cas, avec et sans barrière, nous observons que le champ électrique est plus important au centre du plan, puis décroît en s'éloignant de cet axe (figure 5.1). Nous remarquons aussi que le champ électrique au plan est réduit avec l'insertion de la barrière isolante dans l'intervalle [165].

A partir de ce résultat, nous pouvons dire que la barrière permet d'augmenter la rigidité diélectrique du système pointe-plan.

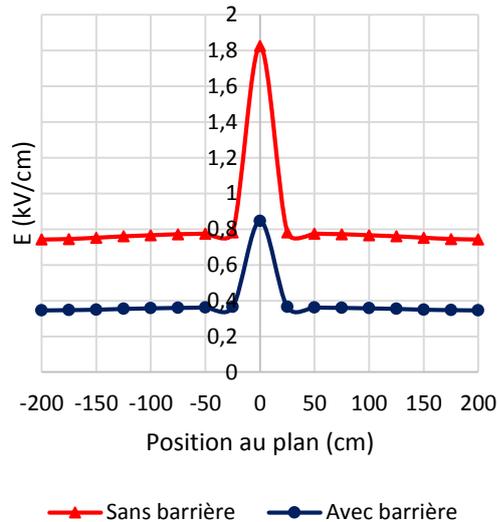


Figure 5.1 Champ électrique avec et sans barrière.  
( $V=100$  kV,  $\alpha = 10^\circ$ ,  $d= 1$  m,  $2L= 1$  m,  $a/d = 20\%$ ,  $\epsilon_r= 4$ )

## 2. Influence de la tension appliquée

A la figure 5.2, nous montrons la comparaison entre les deux modèles concernant la distribution du champ électrique sur la face supérieure de la barrière par rapport à la tension appliquée. Nous constatons que plus la tension appliquée est élevée, plus le champ électrique sur la face supérieure de la barrière est intense.

Nous observons également que le champ électrique est plus important sous l'axe de l'électrode de haute tension puis décroît lorsque nous nous éloignons de l'axe de cette électrode [165].

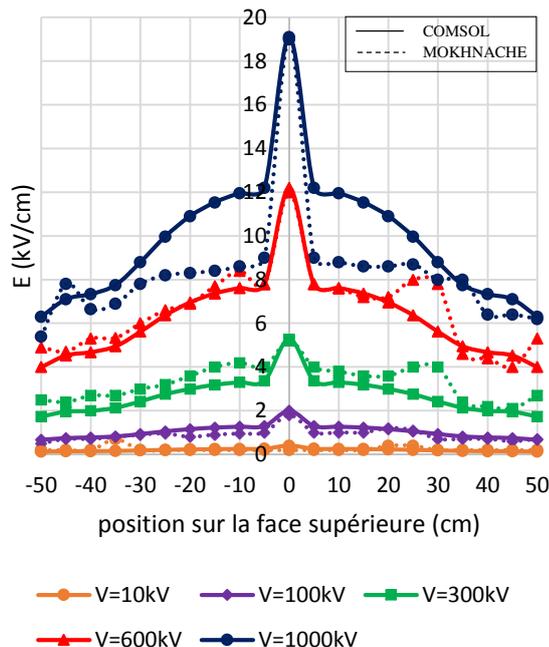


Figure 5.2 Champ électrique sur la face supérieure de la barrière pour différentes tensions.  
( $\alpha = 10^\circ$ ,  $d= 1$  m,  $2L= 1$  m,  $a/d = 20\%$ ,  $\epsilon_r= 4$ )

### 3. Influence de la position de la barrière

La figure 5.3 montre l'influence de la position de la barrière sur la distribution du champ électrique au plan. Nous remarquons que le déplacement de la barrière de la pointe (zone avec un champ fort) vers le plan (zone avec un champ électrique relativement faible) influe sur le champ électrique [165].

Nous observons que plus la barrière est proche de la pointe, moins le champ électrique est important, c'est-à-dire que la rigidité diélectrique du système augmente [101].

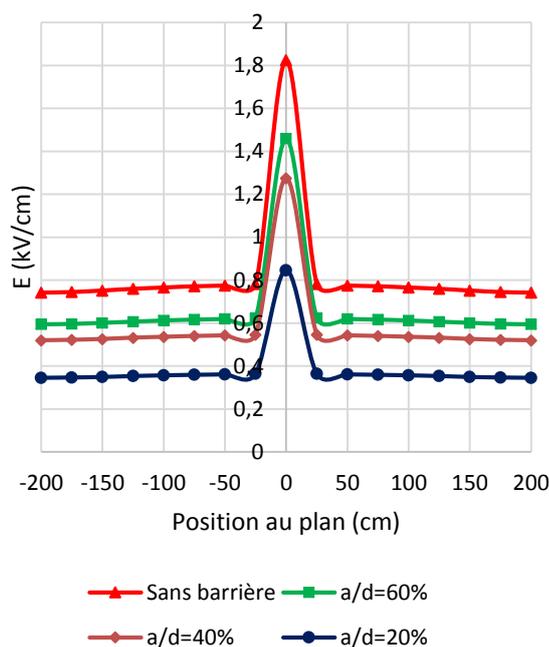


Figure 5.3 Champ électrique pour différentes positions de la barrière.  
( $V=100\text{kV}$ ,  $\alpha = 10^\circ$ ,  $d=1\text{m}$ ,  $2L=1\text{m}$ ,  $\epsilon_r = 4$ )

### 4. Influence de la permittivité

A la figure 5.4, une comparaison entre les deux modèles concernant la distribution du champ électrique sur la face supérieure de la barrière pour différentes permittivités a été faite.

Nous avons utilisé trois matériaux, Téflon, vinyle et verre de permittivités relatives égales à 2, 4 et 8 respectivement.

Nous remarquons que l'intensité du champ électrique sur la face supérieure de la barrière est plus grande pour le matériau ayant la permittivité relative la plus élevée [165].

Nous observons qu'il y a une différence entre les deux modèles surtout quand on s'éloigne de l'axe de l'électrode de haute tension.

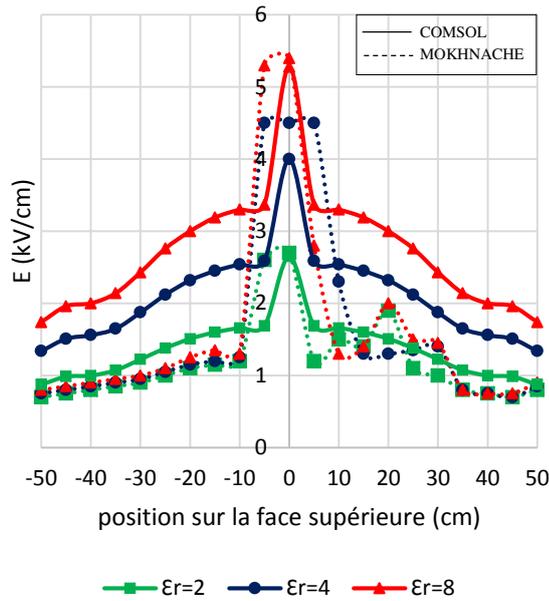


Figure 5.4 Champ électrique sur la face supérieure de la barrière pour différentes permittivités.  
( $V=100\text{kV}$ ,  $d=1\text{m}$ ,  $2L=1\text{m}$ ,  $a/d=20\%$ ,  $\alpha=10^\circ$ )

### 5. Influence du rayon de courbure de la pointe

Nous observons que le champ électrique est moins important lorsque le rayon de courbure de la pointe augmente (figure 5.5). Les résultats montrent une réduction du champ électrique en s'éloignant du centre de la barrière. Les valeurs du champ électrique sous la pointe sont presque égales pour les deux modèles (notre modèle et celui de L. Mokhnache) et il y a une différence entre ces deux modèles quand on s'éloigne du centre de la barrière.

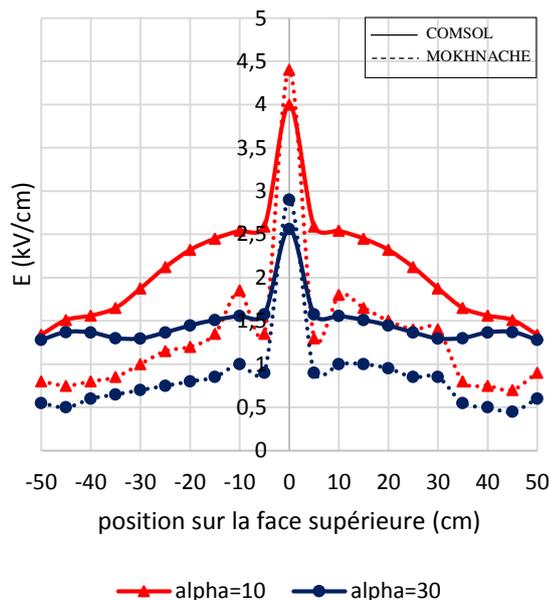


Figure 5.5 Champ électrique sur la face supérieure de la barrière pour différents rayons de courbure de la pointe.  
( $V=100\text{kV}$ ,  $d=1\text{m}$ ,  $2L=1\text{m}$ ,  $a/d=20\%$ ,  $\epsilon_r=4$ )

## 6. Influence de la forme de la barrière

La figure 5.6 montre l'influence de la forme de la barrière sur la distribution du champ électrique au plan. Les résultats montrent que le champ électrique diminue de 30% pour une barrière hémisphérique et dont la cavité est en face de la pointe par rapport à la barrière plane [167]. Pour la barrière hémisphérique dont la cavité est orientée vers le plan, la valeur du champ électrique est légèrement plus élevée par rapport à la barrière plane et décroît en s'éloignant de l'axe de l'électrode de haute tension.

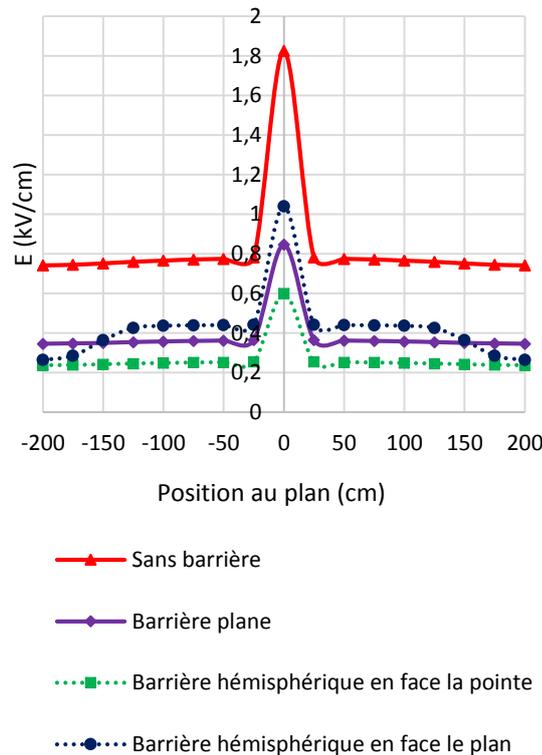


Figure 5.6 Champ électrique en fonction de la forme de la barrière.  
( $V=100\text{kV}$ ,  $\alpha = 10^\circ$ ,  $d= 1\text{m}$ ,  $\epsilon_r = 4$ )

## 7. Influence du nombre de barrières

A la figure 5.7, nous montrons les résultats de la distribution du champ électrique sur le plan en fonction du nombre de barrières et de leur position dans les intervalles d'air.

Nous notons que l'insertion d'une seconde barrière dans l'intervalle entre les électrodes augmente la rigidité diélectrique [110] surtout si elle est située près du plan mise à la terre. Nous observons également que les diminutions du champ électrique au plan entre un système à une seule barrière et un système à deux barrières augmentent lorsqu'on s'éloigne de l'axe de la pointe [167].

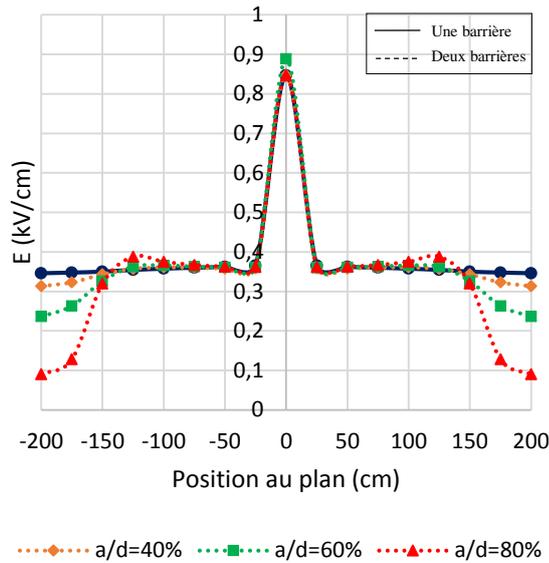


Figure 5.7 Champ électrique en fonction du nombre des barrières.  
( $V=100\text{kV}$ ,  $\alpha = 10^\circ$ ,  $d= 1\text{m}$ ,  $2L= 1\text{m}$ ,  $\epsilon_r = 4$ )

### 8. Cas d'une barrière conductrice

Afin d'étudier l'influence d'une barrière conductrice en cuivre, nous avons déterminé la distribution du champ électrique sur la face supérieure de la barrière (figure 5.8). A partir de cette figure, nous pouvons remarquer que le champ sur la face supérieure de la barrière est plus faible pour une barrière conductrice que dans le cas d'une barrière isolante [165].

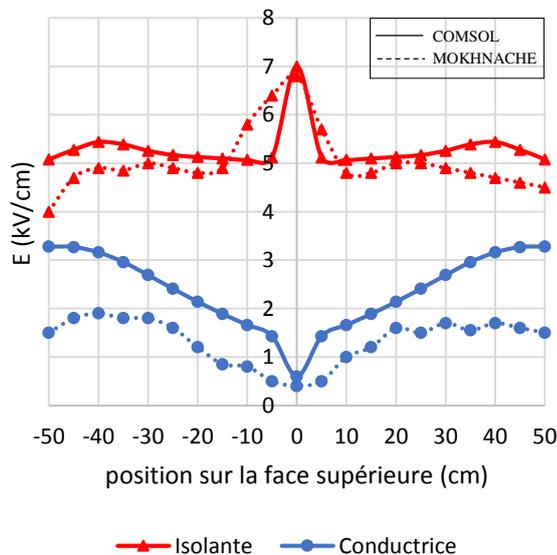


Figure 5.8 Champ électrique sur la face supérieure de la barrière.  
( $V= 700\text{kV}$ ,  $d= 1\text{m}$ ,  $2L= 1\text{m}$ ,  $a/d = 20\%$ ,  $\epsilon_r = 4$ ,  $\alpha = 10^\circ$ )

Ce résultat pourrait être interprété par le fait que le champ dans la barrière conductrice est nul, donc le champ sur la surface de la barrière conductrice est inférieur à celui d'une barrière isolante. Nous notons également que l'effet des

bords est plus remarquable pour une barrière conductrice. La forme des courbes est cohérente entre les deux cas, mais nous remarquons qu'il y a une différence dans les valeurs surtout pour celles correspondant au cas de la barrière conductrice.

### 9. Influence des barrières perforées

La majorité des études réalisées sur l'influence de la barrière isolante ont montré que cette barrière joue principalement le rôle d'un obstacle géométrique au développement direct de la décharge disruptive [78].

L'influence de la barrière perforée au centre sur le champ électrique est donnée à la figure 5.9. Lorsque la barrière est perforée, le champ électrique de l'arrangement pointe-barrière-plan a tendance à augmenter lorsque le diamètre du trou augmente [167]. A la limite, il devient égal à celui du système pointe-plan pour les trous supérieurs à 30 mm de diamètre (figure 5.9).

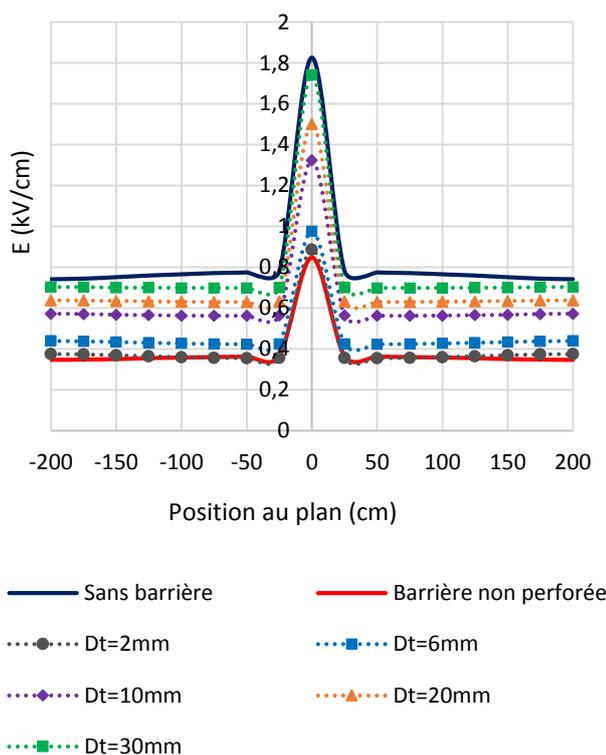


Figure 5.9 Influence de la barrière perforée sur le champ électrique.  
( $V= 100$  kV,  $d= 1$  m,  $2L= 1$  m,  $a/d = 20\%$ ,  $\epsilon_r = 4$ )

### 5.3. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons comparé les résultats de notre modèle avec un autre modèle mathématique disponible dans la littérature. Les différents paramètres qui influencent le champ électrique sont discutés en détail.

La distribution du champ électrique dans les moyens intervalles dépend de plusieurs paramètres tels que la position, la permittivité, la nature, la forme et le nombre de barrières utilisées. L'étude des barrières perforées nous permet de mieux comprendre l'effet de la charge d'espace sur la rigidité du système pointe-barrière-plan.

Les interprétations de nos résultats de simulation avec le modèle de L. Mokhnache nous a permis de confirmer que notre approche est non seulement valable pour les petits intervalles, mais elle est également valable pour les grands intervalles.

# Conclusion Générale et Perspectives

---

*« Mille choses avancent, neuf cent quatre-vingt-dix-neuf reculent, c'est là le progrès. »*

**Charles Monselgt**

Le travail que nous avons effectué a porté sur l'étude de la distribution du champ électrique dans un système d'électrodes divergent « système pointe-barrière-plan » en présence de la charge d'espace. Nous nous sommes intéressés à l'établissement d'un modèle hydrodynamique pour simuler numériquement la variation du champ électrique. Les résultats de la simulation sont comparés à ceux obtenus auparavant par d'autres chercheurs.

Tout d'abord, nous avons commencé par une présentation de l'état de l'art sur les différents mécanismes de décharge dans l'air. Nous avons présenté aussi l'influence des différents paramètres sur la rigidité diélectrique des systèmes d'électrodes non-uniformes.

Dans la partie suivante, nous avons fait une description détaillée du modèle numérique utilisé dans notre simulation. Les équations régissant ce modèle ainsi que les conditions aux limites appropriées sont présentées en détail. Pour valider notre modèle, une comparaison a été faite avec d'autres modèles disponibles dans la littérature.

Notre travail s'est ensuite dirigé vers une analyse de la distribution du champ électrique dans les petits et moyens intervalles. Grâce à ces simulations, nous avons déduit les principales conclusions suivantes :

- L'insertion d'une barrière isolante à surface propre (haute résistivité) diminue l'intensité du champ électrique lorsqu'elle est proche de la pointe et en particulier pour la position ( $a/d = 0\%$ ).
- La variation du champ électrique est influencée par des paramètres concernant la barrière (la nature du matériau, ses dimensions, etc.). Elle est également influencée par la configuration de l'intervalle (longueur de l'intervalle, position de la barrière, etc.). Nous pouvons observer quel paramètre a le plus d'influence sur le champ électrique pour pouvoir optimiser les dimensions et le coût d'un système d'isolation dans les intervalles pointe-barrière-plan.
- L'insertion d'une seconde barrière améliore légèrement la rigidité diélectrique du système. Cependant, la présence d'une seconde barrière permet de maintenir une bonne tenue diélectrique en cas de détérioration de la première.

- L'intensité du champ électrique dépend du type d'électrode utilisé. De toutes les configurations choisies, la géométrie pointe-plan est la plus défavorable.
- D'après nos résultats avec la barrière conductrice, nous pouvons déduire que l'état de surface de la barrière aurait une influence majeure sur l'utilisation des barrières pour augmenter la rigidité diélectrique des systèmes pointe-plan.
- Pour les barrières perforées, la rigidité diélectrique du système dépend de la position et du diamètre du trou. L'utilisation des barrières perforées contribue à la réduction du champ électrique si la charge d'espace traversant le trou est faible.
- La charge d'espace positive a un effet réducteur du champ électrique et par conséquent l'augmentation de la rigidité diélectrique du système pointe-plan.

L'effet de l'état de surface de la barrière sur la distribution du champ électrique pour un système pointe-plan donne les résultats suivants :

- Lorsque la barrière est entièrement recouverte d'une couche de pollution, c'est la surface en face de la pointe qui déterminera la valeur de la tension de claquage de l'arrangement pointe-barrière-plan.
- Le champ électrique augmente avec l'augmentation de la conductivité de la couche recouvrant la barrière.
- L'influence de la permittivité de la couche de pollution sur le champ électrique est remarquable pour les petites valeurs de la conductivité.
- A partir de nos résultats avec différentes épaisseurs de couches de pollution, nous pouvons déduire que ce paramètre a une influence importante sur la distribution du champ électrique et donc sur la rigidité diélectrique du système.
- Il y a une valeur limite de la conductivité à partir de laquelle la barrière polluée donne le même résultat que la barrière conductrice.

Finalement, et en se basant sur le modèle hydrodynamique bidimensionnel, la formation et la propagation du streamer dans une configuration pointe-plan a été étudiée en introduisant l'effet de la photo-

ionisation. Les résultats de la simulation montrent que le processus de décharge commence à partir de l'électrode de haute tension jusqu'au plan mise à la terre, les streamers ont tendance à se propager verticalement. Les résultats obtenus sont cohérents avec ceux donnés par différents auteurs en ce qui concerne le développement de la décharge du streamer dans les intervalles pointe-plan et représentent une première étape d'un travail menant à des applications industrielles. L'avantage de l'approche numérique est la réduction du temps, du coût et l'obtention de résultats proches de la réalité.

Ce travail non exhaustif offre quelques perspectives que nous présentons ci-dessous :

- ◆ Continuation des simulations du champ électrique pour les autres types de tensions « chocs de foudre et de manœuvres ».
- ◆ Investigations sur l'effet de la charge d'espace pour les longs intervalles d'air avec des barrières.
- ◆ Etude de la rigidité diélectrique des systèmes à champ non uniforme sous conditions atmosphériques contrôlées.

# Références Bibliographiques

---

*« J'ai vu plus loin que les autres parce que je me suis juché sur les épaules des géants. »*

***Isaac Newton***

- [1] I. Fofana. "Modélisation de la décharge positive dans les grands intervalles d'air. Energie électrique", Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 1996.
- [2] M. Guenfoud, D. Mida, "Influence de la largeur des écrans isolants sur l'amorçage des intervalles d'air pointe-plan", Projet de fin d'études, Ecole Nationale Polytechnique, 1996.
- [3] Mamadou Coulibaly. Caractérisation des décharges électriques se propageant aux interfaces gaz/solide - Relation entre propriétés des matériaux et dimension fractale. Ecole Centrale de Lyon, 2009.
- [4] M. Kherchouche, "Calcul numérique du champ électrique dans les intervalles d'air Tige-Barrière-Plan", Projet de fin d'études, Ecole Nationale Polytechnique, 1995.
- [5] J. L. Jakubowski, A. Boubakeur, "Rigidité des moyens intervalles d'air dans les systèmes isolants pointe-plan avec barrières", Bulletin de l'Académie Polonaise des Sciences (Polish Academy of Sciences Bulletin), Vol.28, N°9-10, pp.141-147, 1980.
- [6] L. Ming, M. Leijon, T. Bengtsson, "Barriers effect in air-gaps under DC voltage", Proc. Nordic Ins. Symp., pp. 7.2/315-24, Vaasa, Finland, 1994.
- [7] P. A. Bruyn, R. G. van Heeswijk, "Influence of a dielectric barrier on the DC and AC breakdown strength of a point-to-plane gap in air", Conf. Rec., IEEE Int. Symp. Electr. Ins., pp. 234-238, Montreal, Canada, 1984.
- [8] A. Boubakeur, M. Boutlendj, "Screen size influence on the AC breakdown voltage of a point-screen-plane arrangement", Journal of Technology, Ecole Nationale Polytechnique, Algiers, N°1, pp.3-10, 1986.
- [9] S. M. Lebedev, O. S. Gefle, D. P. Agoris, Yu P. Pokholkov, "Barrier effect in dielectrics", 6th Int. Conf. Prop. And Appl. Diel. Mat, pp. 895-898, China, 2000.
- [10] M. Hairour, "Etude diélectrique d'une isolation hybride gaz-solide pour appareillage haute tension", Thèse de Doctorat, Université Montpellier II, 2007.
- [11] J. J. Lowke and R. Morrow, "Theory of electric-corona including the role of plasma chemistry", Pure and Applied Chemistry, vol. 66, pp. 1287-1294, 1994.
- [12] N. L. Aleksandrov and E. M. Bazelyan, "Simulation of long-streamer propagation in air at atmospheric pressure," Journal of Physics D: Applied Physics, vol. 29, pp. 740-752, 1996.
- [13] M. S. Benilov and G. V. Naidis, "Modeling of low-current discharges in atmospheric pressure air taking account of non-equilibrium effects", Journal of Physics D: Applied Physics, vol. 36, pp. 1834-1841, 2003.
- [14] A. Haddad and D. Warne "Advances in High Voltage Engineering", published by IET 1st edition, 2004.

- [15] S. Singh, "Computational framework for studying charge transport in high-voltage gas-insulated systems", thesis for the degree of philosophy, Sweden, 2017.
- [16] E. Kuffel, W. S. Zaengl, and J. Kuffel, "High voltage engineering: Fundamentals", 2<sup>nd</sup> ed. Oxford; Boston: Butterworth-Heinemann, 2000.
- [17] W. S. Zaengl and K. Petcharaks, "Application of streamer breakdown criterion for inhomogeneous fields in dry air and SF<sub>6</sub>", in *Gaseous Dielectrics VII*, pp. 153-159, 1994.
- [18] M. Ramesh, R. Summer, S. Singh, Y. Serdyuk, S. Gubanski, S. Kumara, "Application of streamer criteria for calculations of flashover voltages of gaseous insulation with solid dielectric barrier", *Proc. 18th Int. Symp. High Voltage Eng.*, Aug. 25-30, Seoul, Korea, pp. 1258-1263, 2013.
- [19] H. M. Ryan, D. Lightle, and D. Milne, "Factors influencing dielectric performance of SF<sub>6</sub> insulated GIS", *IEEE transactions on Power Apparatus and Systems*, vol. PAS- 104, pp. 1526-1535, 1985.
- [20] A. Starikovskiy, A. Nikipelov, and A. Rakitin, "Streamer breakdown development in under critical electric field," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 39, pp. 2606- 2607, 2011.
- [21] Y. V. Serdyuk, "Propagation of cathode-directed streamer discharges in air," *Proceedings of the COMSOL Conference*, Rotterdam, 2013.
- [22] Y. V. Serdyuk, "Numerical simulations of non-thermal electrical discharges in air: Lightning Electromagnetics", *IET power and energy series*, pp. 87-138, 2012.
- [23] S. Y. Li, K. D. Srivastava and G. D. Theophilus, "Nanosecond Streak Photography of Discharges on Spacer Surface in Gases", *IEEE Transactions on Electrical Insulations Magazine*, 2(1), pp. 114- 120, 1995.
- [24] J.M. Meek, J.D. Graggs, "Electrical breakdown of gases", Clarendon, Oxford, 1953.
- [25] L. B. Loeb, "Electrical Coronas, Their Basic Physical Mechanisms", University of California Press, United States, 1965.
- [26] P. Domens, A. Gibert, J. Dupuy, and B. Hutzler, "Propagation of the positive streamer-leader system in a 16.7 m rod-plane gap," *J. Phys. D. Appl. Phys.*, Vol. 24, No. 10, pp. 1748-1757, 1991.
- [27] A. Pedersen, T. Christen, A. Blaszczyk, and H. Böhme, "Streamer inception and propagation models for designing air insulated power devices," in *IEEE Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*, 2009. CEIDP '09, pp. 604-607, Oct. 2009.
- [28] S. Gu, W. Chen, J. Chen, H. He, and G. Qian, "Observation of the streamer– leader propagation processes of long air-gap positive discharges," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol. 38, No. 2, pp. 214–217, 2010.

- [29] M. Becerra, "On the estimation of the charge of positive streamers propagating in air," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, Vol. 21, No. 2, pp. 627–634, 2014.
- [30] Abd Elatif El-Zein, Mohamed Talaat, Ashraf Samir. Positive Streamer Simulation in Air Using Finite Element Method. *American Journal of Modern Energy*. Vol. 3, No. 5, pp. 95-100, 2017.
- [31] G. Le Roy, C. Gary, B. Hutzler, J. Lalot, Ch. Dubanton, "Les propriétés diélectriques de l'air et les très hautes tensions", Edition Eyrolles, Paris 1984.
- [32] S. Singh, "Computational framework for studying charge transport in high-voltage gas-insulated systems", Chalmers University of Technology, Sweden, 2015.
- [33] A.A Kulikovsky "The role of photoionization in positive streamer dynamics" in *J. Phys. D: Appl Phys* 33, Num 12, pp.1514-1524, 2000.
- [34] M.S. Naidu and V. Kamaraju, "High Voltage Engineering", published by Tata McGraw-Hill 3rd edition, 2004.
- [35] A.A. Kulikovsky, "Positive streamer in a weak field in air: A moving avalanche-to-streamer transition", *Phys. Rev. E* 56, pp. 7066-7074, 1998.
- [36] N.Y. Babaeva and G.V. Naidis, "Two-dimensional modelling of positive streamer dynamics in non-uniform electric field in air", *J. Phys. D: Appl. Phys.* 29, pp. 2423-2431, 1996.
- [37] G.E. Georghiou, R. Morrow and A.C. Metaxas, "Two-dimensional simulation of streamers using the FE-FCT algorithm", *J. Phys. D: Appl. Phys.* 33 L27-L32, 2000.
- [38] A.A. Kulikovsky, "Three-dimensional simulation of a positive streamer in air near curved anode", *Phys. Lett. A* 245, pp. 445-452, 1998.
- [39] E.M. Bazelyan and Y.P. Raizer, "Spark Discharge", (Boca Raton, FL: CRC Press), p 295, 1998.
- [40] A. Kulikovsky, "Two-dimensional simulation of the positive streamer in N2 between parallel-plate electrodes", *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 28, p. 2483, 1995.
- [41] W.G. Min, H.S. Kim, S.H. Lee, and S.Y. Hahn, "An investigation of FEM-FCT method for streamer corona simulation," *IEEE transactions on magnetics*, vol. 36, pp. 1280-1284, 2000.
- [42] X. Wang, F. Wang, W. Pfeiffer, and N. Kouzichine, "Simulation of Two-Dimensional Streamer Discharge in Uniform Field in Low SF6 Content Mixtures," in *Electrical Insulation*, 2008. ISEI 2008, pp. 324-326, Conference Record of the 2008 IEEE International Symposium on, 2008.
- [43] M. N. Sadiku, "Numerical techniques in electromagnetics", 2nd ed.: CRC press, 2001.
- [44] H. Mengmin, "Numerical Methods and Comparison for Simulating Long Streamer Propagation", 2014.

- [45] A. Peyda, "Numerical and experimental investigation to determine corona inception electric field for rod-plane electrode configuration", in *Masters Abstracts International*, 2006.
- [46] L. F. Fouad, M. Abdel-Salam, A. G. Zeitoun, and M. K. Gohar, "Performance Characteristics of Alpha-Particle Corona-Streamer Counter", *IEEE Transactions on Industry Applications*, pp. 510-515, 1978.
- [47] M. Abdel-Salam and M. El-Mohandes, "Combined method based on finite differences and charge simulation for calculating electric fields", *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 25, pp. 1060-1066, 1989.
- [48] M. M. El-Bahy, "A numerical modelling of microdischarge threshold in uniform electric fields", *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 38, p. 103, 2004.
- [49] M. El-Bahy, M. Abouelsaad, N. Abdel-Gawad, and M. Badawi, "Onset voltage of negative corona on stranded conductors", *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 40, p. 3094, 2007.
- [50] M. Gaber, M. Trlep, and B. Štumberger, "Successful 3D simulation of branching streamer in air bridging the gap between main electrodes using charge simulation method", in *Electromagnetic Field Computation (CEFC), 14th Biennial IEEE Conference on*, 2010, pp. 1-1, 2010.
- [51] L. Arevalo, V. Cooray, D. Wu, and B. Jacobson, "A new static calculation of the streamer region for long spark gaps", *Journal of electrostatics*, vol. 70, pp. 15-19, 2012.
- [52] M. Talaat, "Electrostatic field calculation in air gaps with a transverse layer of dielectric barrier", *Journal of Electrostatics*, vol. 72, pp. 422-427, 2014.
- [53] H.J. Ju, H.D. Hwang, J.H. Park, and K.C. Ko, "2-dimensional simulation of corona discharge using FEM-FCT method in wire-cylinder reactor", in *Plasma Science, 2003. ICOPS 2003. IEEE Conference Record-Abstracts. The 30th International Conference on*, p. 290, 2003.
- [54] O. Eichwald, O. Ducasse, D. Dubois, A. Abahazem, N. Merbahi, M. Benhenni, et al., "Experimental analysis and modelling of positive streamer in air: towards an estimation of O and N radical production", *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 41, p. 234002, 2008.
- [55] A. Luque and U. Ebert, "Density models for streamer discharges: beyond cylindrical symmetry and homogeneous media", *Journal of Computational Physics*, vol. 231, pp. 904-918, 2012.
- [56] R. Morrow, "Theory of negative corona in oxygen", *Physical Review A*, vol. 32, p. 1799, 1985.
- [57] V. Shveigert, "Ionization wave at streamer gas breakdown. Drift diffusion approximation", *Teplofiz. Vys. Temp*, vol. 28, pp. 1056-1063, 1990.
- [58] A. Davies, C. Evans, and F. L. Jones, "Electrical breakdown of gases: the spatio-temporal growth of ionization in fields distorted by space charge", in

- Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, pp. 164-183, 1964.
- [59] K. Yoshida and H. Tagashira, "Computer simulation of a nitrogen discharge at high overvoltages", *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 9, p. 491, 1976.
- [60] R. Morrow, "Properties of streamers and streamer channels in SF6", *Physical Review A*, vol. 35, p. 1778, 1987.
- [61] C. Zhuang and R. Zeng, "A local discontinuous Galerkin method for 1.5-dimensional streamer discharge simulations", *Applied Mathematics and Computation*, vol. 219, pp. 9925-9934, 2013.
- [62] L. Mokhnache, A. Boubakeur, S. Boukhtache, "Numerical model describing the effect(s) of a barrier and the space charge fields on the electrical strength of a point-plane air gap using the finite elements", *IEEE Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*, pp. 466-469, 2000.
- [63] Y. Serdyuk, S. Gubanski, "Modeling of Negative streamer propagation in a Weak uniform electric field", *Proc. XXVI Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases*, 3 pp. 81-82, 2003.
- [64] S. Singh, Y. V. Serdyuk and R. Summer, "Adaptive Numerical Simulation of Streamer Propagation in Atmospheric Air", *COMSOL Conf.*, Rotterdam, Netherlands, 2013.
- [65] S. Singh, Y. Serdyuk, R. Summer, "Streamer propagation in air in non-axially symmetric electric field", *Proc. 19th Int. Symp. High Voltage Eng.*, Pilsen, Czech Republic, 2015.
- [66] H. Raether, "Electron Avalanches and Breakdown in Gases", Butterworth and Co. (Publishers) Ltd., 1964.
- [67] M. M. A. Salama, H. Parekh and K. D. Srivastava, "A comment on the methods of calculation of corona onset voltage", *Applied Physics Letters*, Vol. 30, No. 3, pp. 139-141, February 1, 1977.
- [68] A. Pedersen, "Criteria for spark breakdown in SF6" *IEEE Transaction on Power Apparatus and Systems*, Vol. 89, No. 8, pp. 2043-2048, November-December 1970.
- [69] T. Nitta and Y. Shibuya, "Electrical breakdown of long gaps in SF6", *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, Vol. 90, No. 3, pp. 1065-1070, May-June 1971.
- [70] C. M. Cooke, "Ionization, electrode surfaces and discharges in SF6 at extra-high voltages", *IEEE Transaction on Power Apparatus and Systems*, Vol. 94, No. 5, pp. 1518-1523, September-October 1975.
- [71] W. Hopwood, "The positive streamer mechanism of spark breakdown", *Proc. Phys. Soc.*, Vol. 62B, pp. 657-664, 1949.

- [72] H. Tholl, "Der Ubergang der Elektronenlawine in den Kanalaufbau bei hoher Überspannung in Stickstoff (mit geringem CH<sub>4</sub> - Zusatz) ", Z. Natur. J., Vol. 18A, pp. 587-590, 1963.
- [73] K. Richter, "Über die Wahrscheinlichkeit der Kanalbildung aus einer grossen Elektronenlawine", Z. Phys., Vol. 158, pp. 312-321, 1960.
- [74] J. K. Hepworth, R. C. Klewe and B. A. Tozer, "Calculation of electron avalanche growth towards an isolated sphere", International Conference on Ionized Phenomena in Gases Oxford, p. 90, 1971.
- [75] K. Honda, "Streamer breakdown criterion for a SF<sub>6</sub> uniform air gap", Electrical Engineering in Japan, Vol. 85, No. 8, pp. 43-50, 1965.
- [76] R. C. Fletcher, "Impulse breakdown in the 10-9 sec. range of air at atmospheric pressures", Physical Review, Vol. 76, pp. 1501-1511, 1949.
- [77] F. A. M. Rizk, C. Masetti and R. P. Comsa, "Particle-initiated breakdown in SF<sub>6</sub> insulated systems under high direct voltage", IEEE PES 1978 Summer Meeting, Paper No. F 78 651-2, Los Angeles, July 1978.
- [78] A. Boubakeur, "Influence des barrières sur la tension de décharge disruptive des moyens intervalles d'air pointe-plan", Thèse de Doctorat, E.P. Varsovie, Pologne, 1979.
- [79] K. Hidaka, "Progress in Japan of space charge field measurement in gaseous dielectric using a pockels sensor", IEEE. Electrical Insulation Magazine, Vol.12, N°1, pp17-28. 1996.
- [80] L. Mokhnache, "Contribution à l'étude de l'influence des barrières dans les intervalles d'air pointe-plan par le calcul numérique du champ à l'aide de la méthode des éléments finis avec et sans charge d'espace", Thèse de magister, ENP d'Alger 1997.
- [81] Y. V. Serdyuk, and S. M. Gubanski, "Computer modeling of interaction of gas discharge plasma with solid dielectric barriers", IEEE Trans. On Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 12, no. 4, pp. 725-735, Aug2005.
- [82] B. Bagheri, J. Teunissen, U. Ebert, S. Singh, Y. V. Serdyuk, "Comparison study of different simulation codes for positive streamers propagating into a region below breakdown", 2017 Int. Conf. Phen. Ionized Gases (ICPIG), Lisbon, Portugal, July 9-14, 2017.
- [83] S. Singh, Y.V. Serdyuk, S.M. Gubanski, "Simulations of Electrical Discharges in Air Using Stabilized Drift-Diffusion Model", IEEE Transactions On Plasma Science, 2018.
- [84] J.P. Holtzhausen, W.L. Volsov, "High Voltage Engineering Practice and Theory". Stellenbosch. 2014.
- [85] A. Haddad, D. Warn, "Advanced in High Voltage Engineering", The institution of engineering and technology, London, 2007.
- [86] Y. Bourek, L. Mokhnache, N. Nait Said, R. Kattan, "Determination of Ionization Conditions Characterizing the Breakdown Threshold of a Point

- Plane Air Interval Using Fuzzy Logic", *Electric Power Systems Research*; 81: 2038-2047, 2011.
- [87] K. Adamiak, P. Atten, "Simulation of corona discharge in point-plane configuration", *Elsevier Journal of Electrostatics*, vol. 61, pp. 85-98, 2004.
- [88] O. Ducasse, L. Papageorghiou, O. Eichwald, N. Spyron, M. Yousfo, "Critical Analysis on two Dimensional Point-to Plane Streamer Simulation Using Finit Element Method and Finit Volume Method", *IEEE Trans Plasm.* 35(5):1287-1300, 2007.
- [89] I. Gallimiberti, G. Bachiega, A. Boudiou, P. Lalanche, "Fondamentale Processus in Long air Gap Discharge", *Compte rendu physique.* 3(1): 1135-1359, 2002.
- [90] G.U. Chen, Z.W. Liang, F.J. Bin, et al. "Influence of Rod Electrode Structure on Switching Impulse Discharge Characteristics of Rod Plane air Gap", *Proceeding on the CSSE*, pp.120-127, 2011.
- [91] H. Kojma, K. Hotia, T. Twata, N. Hayakara, N. Yanjita, et al. "Influence of Gap Length on Discharge Channel Propagation and Breakdown Mechanism in Air", *Proceeding 17 the ISH*, 2011.
- [92] L. Arvello, et al. "A New Static Calculation of the Streamer Region for Long Spark gaps", *Journal on electrostatic.*70:15-19, 2012.
- [93] K. Ottia, H. Kgma, N. Hayakawo, et al. "Impulse Breakdown Mechanism Based on Discharge Propagation Process Under non Uniform Electric Field in Air", *CEIDP.5. B-9*, 2011.
- [94] A. Rouini, D. Mahi, "Investigation on the Insulating Barriers Influence in the Air Gap Pointe-Plane by Field Estimatement in Presence Space Charge using Finite Volume", *XII Annuel Seminario on Automation Industriel and Instrumentation, Tangier. Maroc*, 2014.
- [95] L. Dascalescu, A. Mihalciou, "Determination of the breakdown voltage of an industrial frequency test method", *Norme Internationale. Insulating liquids, Second Edition, CEI 156, 1995 (in French)*.
- [96] A. Boubakeur, L. Mokhnache, A. Feliachi, "Theoretical Investigation on the Barrier Effect on Pointe-Plane air gap Breakdown Voltage Based on Streamer Criterion", *IEE Proc SCI Meas, Technol.* 151(3): 167-174, 2004.
- [97] F.V. Topalis, M.G. Danikas, "Breakdown in air gaps with Solid Insulating Barrier Under Impulse Voltage Stress", *Facta Unversitas, SA, Electrical Engineering.* 18: 87-104, 2005.
- [98] M.A. Abd Allah, Sayed.A. Ward, Amr.A. Youssef, "Effect of Functionally Graded Material of Disc Spacer with Presence of Multi-Contaminating Particles on Electric Field inside Gas Insulated Bus Duct", *International Journal of Electrical and Computer Engineering (IJECE).* 3(6): 831-848, 2013.
- [99] M.A. Abd Allah, Sayed.A. Ward, Amr.A. Youssef, "Effect of Coating of Earthed Enclosure and Multi Contaminating Particles on Breakdown

- Voltage inside Gas Insulated Bus Duct", *International Journal of Electrical and Computer Engineering (IJECE)*. 4(4): 471-485, 2014.
- [100] S.M. Lebedev, O.S. Gee, and Y.P. Pokholkov, "The barrier effect in dielectrics: the role of interfaces in the breakdown of inhomogeneous dielectrics", *Dielectrics and Electrical Insulation*, *IEEE Transactions on*, 12(3):537-555, 2005.
- [101] F. V. Topalis and I. A. Stathopoulos, "Barrier Effect on Electrical Breakdown in Non-uniform Small and Medium Air Gaps", *IEE 6th Int. Conf. Dielectric Materials, Measurements and Applications*, Manchester, pp. 439–442, 1992.
- [102] L. Ming, M. Leijon, and T. Bengtsson, "Factors Influencing Barrier Effects in Air Gaps", *9th Int. Symposium on High Voltage Engineering*, Graz, Austria, Vol. 2, pp. 2168-1 - 2168-4, 1995.
- [103] A. Zouaghi and A. Beroual, "Discharge Structure and Dielectric Strength of Long Oil Gaps in the Presence of an Insulating Barrier", *1997 IEEE Annual Report - Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*, Minneapolis, pp. 660-663, 19-22 October 1997.
- [104] S. Sebo, J. Kahler, S. Hutchins, C. Meyers, D. Oswiecinski, A. Eusebio, and W. Que, "The Effect of Insulating Sheets (Barriers) in Various Gaps the Study of AC Breakdown Voltages and Barrier Factors", *11th Int. Symposium on High Voltage Engineering*, London, Vol. 3, pp. 144-147, 1999.
- [105] M. Nemamcha, "Effect of a Dielectric Plate on the Discharge in a Needle to Plane System Submitted to AC Voltage", *the 11th High Voltage Engineering Symposium*, London, Vol. 3, p. 175, 22-27 August 1999.
- [106] B. Tetchaumnat and T. Takuma, "Analysis of the Electric Field and Force in an Arrangement of a Conducting Sphere and a Plane Electrode with a Dielectric Barrier", *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation* Vol. 13, No. 1, pp. 336-344, February 2006.
- [107] A. Kara, E. Onal, O. Kalenderli, K. Mardikyan, "The Effect of Insulating Barriers on AC Breakdown Voltage in Inhomogeneous Field", *IEEE MELECON 2006 Mediterranean Electrotechnical Conference*, Benalmádena (Málaga), Spain, pp. 1206-1208, 16-19 May 2006.
- [108] A. Kara, O. Kalenderli and K. Mardikyan, "DC breakdown voltage characteristics of small air gaps with insulating barriers in non-uniform field", *International Conference on High Voltage Engineering and Application*. New Orleans, America, pp. 425-428, 2010.
- [109] N. Phloymuk, A. Pruksanubal, N. Tanthanuch, "DC breakdown voltage of solid dielectric barrier under non-uniform electric field", *Electrical Insulation and Dielectric Phenomena (CEIDP) 2013 IEEE Conference on*, pp. 834-837, 2013.

- [110] S. Merabet, R. Boudissa, S. Slimani and A. Bayadi, "Optimisation of the dielectric strength of a non-uniform electric field electrode system under positive DC voltage by insertion of multiple barriers", *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 21, pp. 74-79, February 2014.
- [111] Y. Chen, Y. Zheng, X. Miao, "AC breakdown characteristics of air insulated point-plane gaps with polycarbonate barriers", *IEEE International Conference on High Voltage Engineering and Application (ICHVE)*, pp. 1-4, 2016.
- [112] T. Takuma, T. Kouno, and H. Matsuda, "Field behaviour near singular point in composite dielectric arrangements", *IEEE Trans. Electrical Insulation*, vol. 13, no. 6, pp. 426-435, 1978.
- [113] T. Kouno, "Breakdown of composite dielectrics, the barrier effect", *IEEE Trans. Electrical Insulation*, vol. 15, no. 3, pp. 259-261, 1980.
- [114] K. Hidaka, M. Chiba, and T. Kouno, "Barrier effect on electrical breakdown in air", in *Proc. 9th Int. Conf. Gas Discharges and their Applications, Venezia*, pp. 479-482, 1988.
- [115] S. Mouhoubi, "Mesure du champ électrique avec la sonde polarisée de Tassicker lors de la décharge couronne en géométrie fil-plan", *Thèse de magister. Université de Bejaia*, 1996.
- [116] S. Mouhoubi, A. Boubakeur, "Partial discharges behaviour in a rod-plane arrangement with an insulating barrier", *Archives of Elect Eng.* vol. I.VI. no. 3-4, pp. 187-196, 2007.
- [117] F. Kadri, H. Rahali, "Influence Des Barrières Isolantes Sur La Tension De Décharge Disruptive Des Intervalles D'huile Sous Tension Alternative", *Mémoire de Master, Ecole Nationale Polytechnique*, 2008.
- [118] S. Mouhoubi, "Etude de l'influence d'une barrière dans un intervalle pointe-plan, par la mesure de la tension disruptive, du champ électrique et des décharges partielles", *Thèse de Doctorat en Sciences - Ecole Nationale Polytechnique, Algeria*, 2008.
- [119] M. Awad, "Disruption d'un intervalle d'air pointe-plan avec barrière polluée", *Elektrie* 29, H10, pp.559, 1975.
- [120] Y. Bourek, "Etude de la décharge électrique par l'intelligence artificielle", *Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Polytechnique, Algérie*, 2016.
- [121] K. Yanallah, F. Pontiga, "A semi-analytical stationary model of a point-to-plane corona discharge", *IOP science journal, Plasma Sources Science and Technology*, vol, no. 4, 2012.
- [122] M. C. Wang and E. E. Kunhardt, "Streamer dynamics", *Phys. Rev. A*, vol. 42, no. 4, pp. 2366-2373, 1990.
- [123] N. Y. Babaeva and G. V. Naidis, "On streamer dynamics in dense media", *J. Electrostatics*, vol. 53, no. 2, pp. 123-133, 2001.

- [124] A. A. Kulikovskiy, "The mechanism of positive streamer acceleration and expansion in air in a strong external field", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 30, pp. 1515-1522, 1997.
- [125] R. Morrow, "Theory of electrical corona in SF<sub>6</sub>", *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.*, vol. A382, pp. 57-65, 1996.
- [126] R. Morrow, "The theory of positive glow corona", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 30, pp. 3099-3114, 1997.
- [127] C. Soria, F. Pontiga and A. Castellanos, "Plasma chemical and electrical modelling of a negative DC corona in pure oxygen", *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 13, pp. 95-107, 2004.
- [128] G. E. Georghiou and A. C. Metaxas, "Simulation of RF coronas using the FE-FCT method", *J. Microw. Power Electromagn. Energy*, vol. 35, pp. 151-164, 2000.
- [129] A. Salabas, G. Gousset and L. L. Alves, "Two-dimensional fluid modelling of charged particle transport in radio-frequency capacitively coupled discharges", *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 11, pp. 448-465, 2002.
- [130] Yu. B. Golubovskii, V. A. Maiorov, J. Behnke and J. F. Behnke, "Modeling of the homogeneous barrier discharge in helium at atmospheric pressure", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 36, pp. 39-49, 2003.
- [131] Y. V. Yurgelenas and M. A. Leeva, "Development of a barrier discharge in air in highly non-homogeneous electric field caused by the residual dielectric surface charges", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 37, no. 6, pp. 809-815, 2009.
- [132] J. P. Boeuf, "Plasma display panels: physics, recent developments and key issues", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 36, pp. R53-R79, 2003.
- [133] A. Oda, Y. Sakai, H. Akashi and H. Sugawara, "One-dimensional modeling of low-frequency and high-pressure Xe barrier discharges for the design of excimer lamps", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 32, pp. 2726-2736, 1999.
- [134] O. Eichwald, N.A. Guntoro, M. Yousfi and M. Benhenni, "Chemical kinetics with electrical and gas dynamics modelization for NO<sub>x</sub> removal in an air corona discharge", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 35, pp. 439-450, 2002.
- [135] U. Kogelschatz, "Dielectric-barrier discharges: Their history, discharge physics, and industrial applications", *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 23, pp. 1-46, 2003.
- [136] H. C. Kim, F. Iza, S. S. Yang, M. Radmilovic-Radjenovici and J. K. Lee, "Particle and fluid simulations of low-temperature plasma discharges: benchmarks and kinetic effects", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 38, pp. R283-R301, 2005.
- [137] P. Ségur, A. Bourdon, E. Marode, D. Bessieres, and J. H. Paillol, "The use of an improved Eddington approximation to facilitate the calculation of

- photoionization in streamer discharges", *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 15, pp. 648-660, 2006.
- [138] A. Bourdon, V. P. Pasko, N. Y. Liu, S. Célestin, P. Ségur, and E. Marode, "Efficient models for photoionization produced by non-thermal gas discharges in air based on radiative transfer and the Helmholtz equations", *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 16, pp. 656-678, 2007.
- [139] C. Volat, "Comparison Between the Use of Surface and Volume Conductivity to Compute Potential Distribution along an Insulator in Presence of a Thin Conductive Layer", *Electrical Insulation Conference (EIC), IEEE*, p.5, 2013.
- [140] D.S. Lopes, J.M.B. Bezerra, "Potential Distribution Along a 500kV Polymer Insulator in Presence of a Pollution Layer", *Proceedings of the COMSOL Conference in Curitiba*, 2015.
- [141] E. Asenjo , N. Morales and A. Valdenegro, "Solution of Low Frequency Complex Fields in Polluted Insulators by Means of the Finite Element Method", *IEEE Trans. on Dielectric and Electrical Insulation*, p.6, 1997.
- [142] Matthew N. O. Sadiku, "A Simple introduction finite element analysis of electromagnetic problems", *IEEE transactions on education*, vol. 32, no. 2, may 1989.
- [143] O.W. Andersen, "Finite element solution of complex potential electric fields", *IEEE Transactions on Paver Apparatus and Systems*, Vol. PAS-96, no. 4, July/August 1977.
- [144] James.F. Hoburg, "A student-oriented finite element program for electrostatic potential problems", *IEEE transactions on education*, vol. e-26, no. 4, november 1983.
- [145] A Srikant, "Simulation Of Air Breakdown Mechanism Using Different Electrodes", Bachelor thesis, Department of Electrical Engineering National Institute of Technology, Rourkela Odisha, 2011.
- [146] A. Dilmi, A. Maarouf, "Influence de la pollution sur le comportement d'un modèle plan d'isolateur sous haute tension", thèse de Master, Université de M'sila, 2017.
- [147] R. Vogelsang, T. Farr, K. Froehlich, "The effect of barriers on electrical tree propagation in composite insulation materials", *IEEE Trans. Dielect. Electr. Insul.* vol. 13, no. 1, pp. 373-382, 2006.
- [148] A. Boubakeur, L .Mokhnache, S. Boukhtache, "Theoretical investigation on barrier effect in point-plane air gap using finite elements method in presence of space charge", *Int. Conf. Power System Technology*, vol.1, pp. 116-121, 1998.
- [149] H. Liu, R. Liao, Q. Zhu, X. Zhao, K. Liu, and X. Li, "Calculation of Space Charge Density in Negative Corona Based on Finite-Element Iteration and

- Sound Pulse Method", IEEE Transactions on Magnetism, Vol. 54, No. 3, March 2018.
- [150] H. Liu, R. Liao, K. Liu and X. Zhao, "Measuring the Charge Density along the Radius in Concentric Cylinders Configuration by Sensing System", IEEE Transactions on dielectric and electrical insulation, Vol. 25, No. 1, February 2018.
- [151] Povilas Marciulionis, "Analysis of Space Charge Distribution in dc Corona Discharge Field Computed With Finite-Element Method", IEEE Transactions On Plasma Science, 2017.
- [152] R. Liao, H. Liu, K. Liu, X. Zhao, "Development of a one-dimensional distribution of space charge measurement system", International Conference on Condition Monitoring and Diagnosis - Xi'an - China, 2016.
- [153] R. Liao, K. Liu, H. Liu, "Measurement of Space Charge in Negative Corona on a Small Corona Cage", IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation Vol. 23, No. 4; August 2016.
- [154] L. Wang, T. Lu, W. Ma, X. Qi, Z. Zou, S. Sun, X. Bian, "Measurement of Corona-generated Space Charge Density Under DC Test Wire", IEEE 11th International Conference on the Properties and Applications of Dielectric Materials (ICPADM), 2015.
- [155] Z. Zou, X. Cui, T. Lu, "Measurement method of charge densities at ground level under high-voltage direct current conductor", IET Science, Measurement & Technology, 2015.
- [156] K. Liu, R. Liao, H. Liu, X. Liao, "Research on the Measurement of Space Charge Based on Sound Impulse", IEEE 11th International Conference on the Properties and Applications of Dielectric Materials (ICPADM), 2015.
- [157] C. J. Biagi, M. A. Uman, J. Gopalakrishnan, J. D. Hill, V. A. Rakov, T. Ngin, and D. M. Jordan, "Determination of the electric field intensity and space charge density versus height prior to triggered lightning", J. Geophys. Res., 116, 2011.
- [158] B. Boubekki, "Mesure du champ électrique dans un système pointe-plan avec barrière isolante sous tension de choc de foudre", Mémoire de Magister, École nationale polytechnique d'Alger, 2006.
- [159] **M.A. Benziada, A. Boubakeur, A. Mekhaldi, "Numerical Simulation with Experimental Validation of the Electric Field Distribution in Point-Barrier-Plane Air Gaps", IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 25, No. 6, pp. 2093-2102, 2018.**
- [160] S. Mouhoubi, R. Boudissa, O. Iamarene, "Influence d'une barrière isolante polluée sur la rigidité diélectrique d'un système d'électrodes pointe-plan", 6ème Conférence Nationale sur la Haute Tension CNHT'07, Taghit 2007.
- [161] S. Mouhoubi, R. Boudissa, A. Boubakeur, "Etude de l'influence de la pollution sur la tenue d'un intervalle d'air pointe-plan sous tension

- continue positive", 5th International Conference on Electrical Engineering (CEE'08), Batna 2008.
- [162] **M.A. Benziada, A. Boubakeur, A. Mekhaldi, "Effect of barrier on electric field distribution for different types of electrodes arrangement under DC voltage", CNHT 2019, pp. 1-6, 29-30 April, Oran, Algeria, 2019.**
- [163] P.B. Sankar, "Measurement of air breakdown voltage and electric field using standard sphere gap method", Master of technology, India, 2011.
- [164] G. Altamimi, H.A. Illias, N. Mokhtar, H. Mokhlis, A.H.A. Bakar, "Corona discharges under various types of electrodes", IEEE International Conference on Power and Energy, 2014.
- [165] **M.A. Benziada, A. Boubakeur, A. Mekhaldi, "Numerical Simulation of the Barrier Effect on the Electric Field Distribution in Point-Plane Air Gaps using COMSOL Multiphysics", the International Conference on Electrical Engineering (ICEE), Boumerdes, Algeria, pp. 1-6, 29-31 Oct. 2017.**
- [166] A. Boubakeur, "Influence des barrières sur l'amorçage des moyens intervalles d'air pointe plan", Rozprawy Elektryczne (Polish Academy of Sciences), Vol.27, N°3, pp.729-744, 1981.
- [167] **M.A. Benziada, A. Boubakeur, A. Mekhaldi, "Influence of insulating barrier on the electric field distribution in a point-plane air gap using COMSOL Multiphysics", CISTEM 2018, Algiers, Algeria, pp. 1-5, 29-31 Oct. 2018.**

Liste des **P**ublications  
et des **C**ommunications

---

### **Publication Internationale:**

1. M.A. Benziada, A. Boubakeur, A. Mekhaldi, "Numerical Simulation with Experimental Validation of the Electric Field Distribution in Point-Barrier-Plane Air Gaps", IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 25, No. 6, pp. 2093 – 2102, 2018. (DOI: 10.1109/TDEI.2018.007160)

### **Communications Internationales:**

1. M.A. Benziada, A. Boubakeur, A. Mekhaldi, "Numerical simulation of the barrier effect on the electric field distribution in point-plane air gaps using COMSOL Multiphysics", the 5th International Conference on Electrical Engineering (ICEE), Boumerdes, Algeria, pp. 1-6, 29-31 Oct. 2017.
2. M.A. Benziada, A. Boubakeur, A. Mekhaldi, "Influence of insulating barrier on the electric field distribution in a point-plane air gap using COMSOL Multiphysics", CISTEM 2018, Algiers, Algeria, pp. 1-5, 29-31 Oct. 2018.
3. M.A. Benziada, A. Boubakeur, A. Mekhaldi, "Numerical Modelling of Electric Field Distribution in Point-Barrier-Plane Air Gaps under AC Voltage using Finite Element Method", the International Conference on Advanced Electrical Engineering (ICAEE), Algiers, pp. 1-6, 19-21 Nov. 2019.
4. M.A. Benziada, A. Boubakeur, A. Mekhaldi, "Investigations of Non-uniform Pollution Impact on Electric Field Distribution in a Point-Barrier-Plane Arrangement under AC Voltage", the International Conference on Advanced Electrical Engineering (ICAEE), Algiers, Algeria, pp. 1-4, 19-21 Nov. 2019.
5. M.A. Benziada, A. Boubakeur, A. Mekhaldi, "Numerical Simulation of Streamer Propagation in Point-Plane Air Gaps Computed With Finite Element Method", the Electrical Engineering International Conference (EEIC), Bejaia, Algeria, pp. 1-5, 04-05 Dec. 2019.

### **Communication Nationale:**

1. M.A. Benziada, A. Boubakeur, A. Mekhaldi, "Effect of barrier on electric field distribution for different types of electrodes arrangement under DC voltage", CNHT 2019, Algeria, pp. 1-6, 29-30 Apr. 2019.