

UNIVERSITÉ DU QUÉBEC

**MÉMOIRE PRÉSENTÉ À
L'UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À CHICOUTIMI
COMME EXIGENCE PARTIELLE
DE LA MAÎTRISE EN INGÉNIERIE**

**PAR
Ibrahima NDIAYE**

**INITIATION ET DÉVELOPPEMENT DES DÉCHARGES COURONNES SUR UNE
SURFACE DE GLACE**

Mai 2003



Mise en garde/Advice

Afin de rendre accessible au plus grand nombre le résultat des travaux de recherche menés par ses étudiants gradués et dans l'esprit des règles qui régissent le dépôt et la diffusion des mémoires et thèses produits dans cette Institution, **l'Université du Québec à Chicoutimi (UQAC)** est fière de rendre accessible une version complète et gratuite de cette œuvre.

Motivated by a desire to make the results of its graduate students' research accessible to all, and in accordance with the rules governing the acceptance and diffusion of dissertations and theses in this Institution, the **Université du Québec à Chicoutimi (UQAC)** is proud to make a complete version of this work available at no cost to the reader.

L'auteur conserve néanmoins la propriété du droit d'auteur qui protège ce mémoire ou cette thèse. Ni le mémoire ou la thèse ni des extraits substantiels de ceux-ci ne peuvent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

The author retains ownership of the copyright of this dissertation or thesis. Neither the dissertation or thesis, nor substantial extracts from it, may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

RÉSUMÉ

Les surfaces diélectriques exposées à des champs électriques tangentiels constituent généralement la partie la plus vulnérable des systèmes haute tension. Bien que le contournement de ces surfaces ait été largement étudié, et malgré le fait qu'on ait une bonne connaissance des décharges électriques dans les gaz, la compréhension physique de la décharge sur une surface de glace reste encore à explorer.

Les investigations entreprises dans ce projet visaient à explorer davantage les mécanismes physiques fondamentaux d'une décharge électrique sur une surface de glace. La compréhension de ces mécanismes pourra permettre de concevoir des équipements mieux adaptés au climat des régions froides et ainsi d'accroître la fiabilité des réseaux de transport d'énergie sous des conditions de givrage atmosphérique.

Des techniques de photographie ultra rapide ont été utilisées afin d'observer les premières nanosecondes du développement de la décharge. La forme des isolateurs réels étant complexe, un modèle physique de géométrie simple (tige-plan), avec différentes valeurs de rayons de courbure, a été utilisé. Le champ d'apparition des couronnes de streamers, leur vitesse de propagation et la distance axiale du volume critique ont été étudiés.

Les résultats ont été déterminés à l'aide de la loi empirique de Peek et comparés avec ceux obtenus dans le cas de l'air. Ils ont montré que la présence d'une surface de glace modifiait considérablement les paramètres d'initiation et développement des couronnes de streamers. Plusieurs hypothèses pouvant être à la base de l'initiation et de la propagation d'une décharge électrique sur une surface de glace ont été retenues. Il est possible que la décharge en interagissant avec la surface de glace fasse intervenir d'autres mécanismes physiques inexistantes dans le cas de l'air. L'hypothèse d'une éventuelle accumulation de charges à la surface de la glace nous a semblé très pertinente. La présence de ces charges surfaciques modifierait considérablement la distribution du champ électrique local, ce qui expliquerait la distorsion des paramètres d'initiation et de propagation de la décharge en présence d'une surface de glace. Des mécanismes qui pourraient être à la base du processus d'accumulation de ces charges ont été aussi identifiés.

ABSTRACT

Insulator surfaces exposed to tangential electric fields frequently constitute the weakest part of high voltage systems. Although a large body of experimental data on surface flashover has been accumulated and in spite of the fact that the breakdown of gas gaps has become a rather well understood phenomenon, a comprehensive physical understanding of ice surface discharge has not yet been achieved.

This project aimed at investigating further, with new measurements, the basic physical processes of ice surface discharge inception and propagation. The better understanding of these processes will enable to design equipments more adapted to cold regions weather and to increase the power networks reliability in icing atmospheric conditions.

Ultra high-speed photographic techniques have been applied to observe the first nanoseconds of visible discharge initiation and development on the ice surface. Since outdoors insulators have a very complex shape, a simplified physical model of rod-plane configuration has been used. The electric field inception of streamers, their propagation speed and the axial distance of critical volume have been studied.

The results have been derived from Peek's experimental law and compared with those obtained in air gaps. They showed that the presence of ice surface could modify considerably corona streamers inception and propagation parameters. Several hypotheses that could be related to the ice surface discharge inception and propagation have been retained. It's possible that the interaction between the discharge and the ice surface lets occur others mechanisms not existing in air case. Charges accretion hypothesis on the ice surface has seemed to be very pertinent. The presence of these surface charges can modify considerably the local field distribution and it distorts the discharge inception and propagation parameters. Several mechanisms related to the surface charge accretion processes have also been identified.

REMERCIEMENTS

Ce projet de recherche a été réalisé dans le cadre des activités de la Chaire Industrielle CRSNG/Hydro-Québec/UQAC, sur le Givrage Atmosphérique des Équipements des Réseaux Électriques (CIGELE). Je tiens alors à remercier avec ma plus profonde gratitude le **Professeur Masoud Farzaneh**, le titulaire de cette chaire, pour m'avoir accueilli au sein de son équipe de chercheurs et pour avoir supervisé mes travaux en qualité de directeur de recherche.

Je tiens aussi à témoigner toute ma reconnaissance au **Docteur Issouf Fofana**, mon co-directeur de mémoire, qui a su mettre à mon égard toute sa disponibilité et son aide sans jamais arrêter de m'encourager.

Je remercie particulièrement le **Professeur K. D. Srivastava** de l'Université de Colombie Britannique pour le grand intérêt qu'il a témoigné envers mes travaux et le **Docteur Christophe Volat** pour sa précieuse aide dans les simulations numériques de champ électrique.

Les membres du comité d'évaluation me font l'honneur d'accepter de sanctionner mes travaux, qu'ils en soient ici remerciés.

Je remercie aussi cordialement **Mlle Aïssatou Diop** pour son aide dans la relecture et les dernières vérifications de ce rapport.

Mes compatriotes, camarades étudiants et tous les membres de l'équipe de la CIGELE n'auront pas attendu ce moment pour savoir à quel point je tiens à leur amitié et à leur solidarité.

Je ne pourrais manquer de remercier profondément **M. Khadiyatoullah Fall** et sa femme **Soukeyna Sar** pour la grande chaleur familiale et la sollicitude qu'ils m'ont offertes.

Je dédie ce modeste travail

A mon cher père qui m'a quitté alors qu'il éclairait ma route vers le devenir qu'il m'avait prédit

A ma mère, plus que jamais irremplaçable, pour son amour, ses conseils, ses encouragements et ses prières.

Et à mes frères, pour la confiance qu'ils m'ont toujours témoignée.

TABLE DES MATIÈRES

Page titre	i
Résumé.....	ii
Abstract.....	iii
Remerciements.....	iv
Table des matières.....	vi

CHAPITRE I : INTRODUCTION GÉNÉRALE

I.1 Problématique et contexte scientifique	2
I.2 Objectifs de recherche	4
I.3 Travaux antérieurs	6
I.4 Originalité du projet	7
I.5 Méthodologie de travail.....	8
I.6 Organisation des chapitres	9

CHAPITRE II : MÉCANISMES D'INITIATION D'UNE DÉCHARGE ÉLECTRIQUE

II.1 Introduction	12
II.2 Électrons primaires.....	13
II.3 Ionisation, recombinaison et attachement électronique.....	13
II.4 Avalanche électronique.....	16
II.4.1 Notion de volume critique.....	16
II.4.2 Décharge sombre de Townsend.....	18
II.4.3 Théorie des streamers.....	21
II.5 Couronnes de streamers	26
II.5.1 Généralités sur les couronnes de streamers	26
II.5.2 Principales caractéristiques des couronnes de streamers.....	27
II.5.3 Quelques applications sur les couronnes de streamers	30
II.6 Effets des impuretés sur le processus de décharge	31
II.7 Décharges surfaciques.....	32
II.7.1 Aspect électrique.....	32

II.7.2 Décharge couronne en présence d'une surface diélectrique	35
II.8 Conclusion	36

CHAPITRE III : APPAREILLAGES ET MÉTHODOLOGIE EXPÉRIMENTALE

III.1 Introduction	39
III.2 Équipements de test et de mesure	40
III.2.1 Générateur d'impulsions.....	41
III.2.1.1 Forme d'onde.....	41
III.2.1.2 Principe de fonctionnement	43
III.2.2 Caméra à balayage de fente	45
III.2.3 Chambre climatique.....	49
III.2.4 Systèmes de mesures et d'acquisition de données.....	49
III.3 Modèle physique.....	50
III.3.1 Configuration géométrique.....	50
III.3.2 Procédure de formation de la couche de glace	52
III.4 Paramètres expérimentaux.....	54
III.4.1 Distance inter-électrodes et rayon de courbure	54
III.4.2 Conductivité de l'eau du canal inter-électrodes	55
III.4.3 Température de test.....	55
III.5 Investigations expérimentales.....	56
III.6 Conclusion	58

CHAPITRE IV: ÉTUDE FONDAMENTALE DU PROCESSUS DE DÉCHARGE SUR UNE SURFACE DE GLACE

IV.1 Introduction	60
IV.2 Techniques de calcul des paramètres de la décharge	61
IV.3 Paramètres d'initiation de la décharge électrique	63
IV.3.1 Champ d'apparition des premières couronnes de streamers	63
IV.3.2 Distance axiale du volume critique	67
IV.4 Vitesse de propagation des couronnes de streamers	71
IV.5 Conclusion	75

CHAPITRE V: ÉTUDE DE L'INFLUENCE DES CHARGES SURFACIQUES SUR LE DÉVELOPPEMENT D'UNE DÉCHARGE SUR UNE SURFACE DE GLACE

V.1 Introduction	77
V.2 Approche expérimentale sur l'effet des charges surfaciques	78
V.3 Résultats des investigations et discussions	79
V.4 Tentative d'explication physique de l'initiation d'une décharge électrique sur une surface de glace	82
V.5 Processus d'accumulation des charges surfaciques	84
V.6 Conclusion	87

CHAPITRE VI : CONCLUSIONS GÉNÉRALES ET RECOMMANDATIONS

VI.1 Conclusions générales	90
VI.2 Recommandations	94

REFERENCES	98
-------------------------	----

ANNEXE	106
---------------------	-----

APPENDICES

APPENDICE 1 : Éléments des systèmes de haute tension et de mesure	112
APPENDICE 2 : Données techniques de la caméra à balayage de fente	117
APPENDICE 3 : Données techniques de la chambre climatique	119

CHAPITRE I

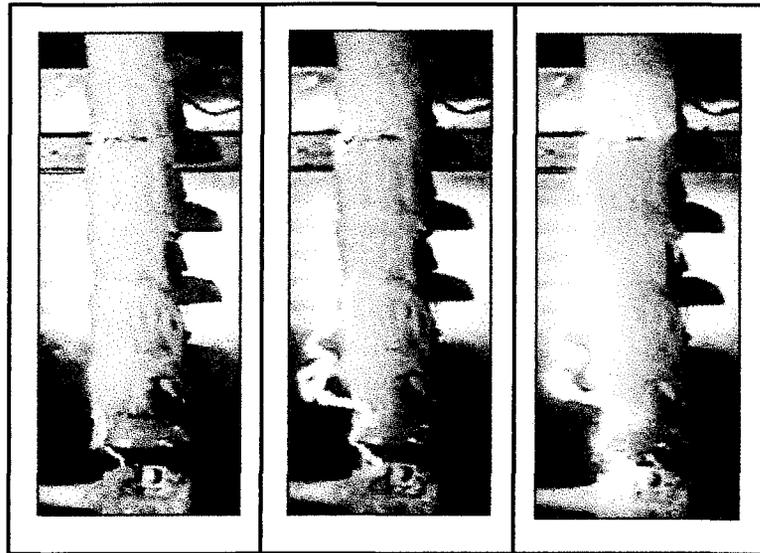
INTRODUCTION GÉNÉRALE

CHAPITRE I

INTRODUCTION GÉNÉRALE

I.1 Problématique et contexte scientifique

Les équipements des réseaux électriques sont exposés à diverses contraintes majeures principalement liées à la pollution, à la pression, à la température etc. Dans les régions froides, en plus de ces problèmes, il y a celui lié au givrage atmosphérique qui peut réduire davantage la fiabilité de ces équipements [1 - 3].



Aujourd'hui contrairement aux phénomènes mécaniques (forces statiques et dynamiques causées par le poids excessif de la glace) dont les études ont connu des avancées notoires [3 - 6], les phénomènes électriques et particulièrement celui du

contournement des isolateurs externes sous conditions givrantes sont encore sujets à beaucoup d'investigations e.g. [1, 7 - 9].

Il est bien connu que l'objectif de tout ingénieur chargé de concevoir l'isolement diélectrique d'un appareillage en haute tension est d'éviter, l'initiation d'une décharge partielle ou l'établissement de l'arc malgré l'apparition de phénomènes de pré-claquage (streamers, leaders). Cependant pour éviter les contournements, il faudrait au moins pouvoir les prévoir et l'élaboration de lois de prédétermination générales nécessiterait une meilleure compréhension des mécanismes physiques fondamentaux de la décharge électrique. Dans ce contexte, l'amélioration des connaissances sur les processus physiques fondamentaux des décharges électriques sur la surface des isolateurs recouverts de glace atmosphérique est nécessaire si l'on veut augmenter la fiabilité du transport d'énergie électrique par voie aérienne dans les régions froides. C'est ainsi que dans le cadre de ses activités visant à accroître les connaissances sur les processus physiques fondamentaux des décharges électriques, la Chaire Industrielle CRSNG/Hydro-Québec/UQAC sur le givrage des équipements des réseaux électriques (CIGELE) a entrepris un vaste programme de recherche basé sur l'étude et l'observation des décharges visibles à la surface de glace. Des investigations déjà menées, dans le cadre de ce programme ont d'ailleurs permis d'obtenir des résultats préliminaires sur des modèles physiques de faibles dimensions. Ces résultats ont mis en évidence la nette influence de plusieurs paramètres notamment électriques, physiques et environnementaux sur le processus d'établissement d'une décharge électrique sur une surface de la glace [7]. Cependant, il reste encore à déterminer des paramètres aussi importants que le champ d'initiation et la vitesse de propagation de la décharge ou encore à

utiliser des modèles physiques de plus grandes dimensions et de géométrie plus complexe. Ces nouvelles investigations permettraient d'approcher le contexte des isolateurs pour une application ultérieure des résultats. Ce projet s'inscrit dans le cadre de la continuité des travaux déjà effectués à la CIGELE et permettra ainsi de confirmer ou d'améliorer les résultats déjà obtenus [7] sur l'apparition des décharges visibles à la surface de la glace. De nouveaux résultats pourront aider à développer des modèles de prédiction des contournements des isolateurs recouverts de glace et à améliorer la conception des isolateurs de haute performance mieux adaptés au climat des régions froides.

Nous présenterons dans les paragraphes suivants les objectifs assignés à ce projet, les travaux qui ont déjà été effectués dans le même sens, la méthodologie qui accompagnera notre étude et enfin nous aborderons le plan élaboré pour ce mémoire.

I.2 Objectifs de recherche

Dans les perspectives de continuité des travaux déjà effectués à la CIGELE [7 – 9], plusieurs objectifs peuvent être portés à ce projet. Cependant, dans des limites de temps raisonnables et en tenant compte des capacités de nos équipements, les quelques points suivants peuvent être tenus primordiaux :

- **utilisation d'un modèle physique plus représentatif**

Les investigations avec des modèles physiques très réduits ont permis d'étudier chaque paramètre physique expérimentalement [7] mais les résultats obtenus s'avèrent difficilement exploitables au cas d'isolateurs réels. En effet, pour des systèmes aussi complexes que les isolateurs, différents processus peuvent rentrer en interaction et créer des

effets synergiques qui ne peuvent être étudiés avec des modèles trop simplifiés. Il devient alors primordial d'effectuer d'autres investigations avec des modèles physiques de plus grandes dimensions ou même sur de petits isolateurs sous conditions givrantes afin d'espérer reproduire, grossièrement, les caractéristiques réelles des isolateurs externes. Ainsi les résultats qui seront obtenus pourront être plus proches de ceux qui seraient attendus avec des isolateurs réels.

- **Étude de l'initiation et de la propagation de la décharge**

Dans nos investigations, nous déterminerons des paramètres aussi importants que le champ d'initiation de la décharge, le volume critique de l'intervalle inter-électrodes et la vitesse spatiale de propagation des streamers à la surface de la glace. Ces investigations seront effectuées avec un modèle physique de configuration tige-plan car ce type de géométrie fournit une seule région active, ce qui permet de mieux observer l'initiation de la décharge puis sa propagation jusqu'au plan. Une approche théorique incluant des calculs de champ à l'électrode haute tension pourra être couplée aux résultats expérimentaux afin d'expliquer l'influence de la couche de glace sur l'instant d'apparition de la décharge. Une autre approche sur la vitesse de propagation de la décharge tentera d'approfondir les explications sur l'interaction dynamique entre la décharge électrique et la surface de glace.

- **Approche expérimentale sur l'effet des charges surfaciques**

Un autre aspect essentiel à la compréhension de l'influence de la surface de glace sur le comportement de la décharge électrique est la détermination de l'effet d'éventuelles charges surfaciques. A ce stade des connaissances, vu la complexité du phénomène, seule une approche expérimentale pourrait permettre d'initier des investigations qui jetteraient les

bases d'une étude plus approfondie sur le sujet. Des méthodes expérimentales pour la mesure de charges surfaciques ont déjà été élaborées dans les cas des décharges sur des surfaces synthétiques [10 - 12]. Elles pourraient à partir de notre étude, être adaptées au cas de la glace dans des investigations futures.

I.3 Travaux antérieurs

Les travaux de recherche sur la performance des isolateurs recouverts de glace ont véritablement commencé, il y a juste une trentaine d'années [13, 14]. Depuis, une variété de résultats expérimentaux a été publiée sur les décharges électriques sur les surfaces de glace [15 – 23]. Cependant plusieurs investigations ont été effectuées sur les phénomènes à l'origine [7, 24 – 26] pour tenter d'expliquer les processus d'établissement des décharges partielles sur les isolateurs recouverts de glace. En ce sens, pour la première fois, des technologies de photographies à ultra haute vitesse ont été utilisées pour observer les premières nanosecondes du processus de développement de la décharge électrique à la surface de la glace [7]. Ces travaux réalisés à la CIGELE ont pris en compte plusieurs paramètres, notamment la conductivité de l'eau, la température de la glace, l'uniformité de la surface de la glace, le taux de refroidissement, le type d'accumulation de la glace, la polarité de la tension, la forme d'onde, la distance inter-électrodes, le rayon de courbure des électrodes, l'orientation de l'axe des électrodes et le champ électrique pendant la période de refroidissement. Les expériences révèlent aussi qu'il existe différents régimes relatifs à la distance inter-électrodes pour les premières étapes des processus de décharge à la surface de la glace. Les résultats montrent aussi que la technologie des photographies à ultra haute

vitesse est très adéquate pour l'étude des premières nanosecondes des décharges visibles. En dépit de ces grandes avancées, il y a encore une masse de nouvelles connaissances à acquérir et un écheveau de liens à établir entre les multiples facettes du phénomène pour aboutir à une application réelle des résultats des investigations dans l'industrie de la haute tension.

I.4 Originalité du projet

Ce projet va être principalement mené sur la base des recommandations qui ont été dégagées dans les investigations précédentes de la CIGELE [7]. Cependant, contrairement à ce qui a été fait jusqu'ici, les investigations vont s'intéresser aux phénomènes physiques fondamentaux de l'initiation et du développement des couronnes de streamers sur une surface de glace. En effet, pour la première fois l'étude des mécanismes d'une décharge électrique sur une surface de glace sera réalisée sur une base physique. Alors que les travaux antécédents se limitaient plutôt à une étude expérimentale du phénomène, ceux de ce projet vont tenter d'apporter une explication physique des observations faites à partir des tests de laboratoire. Des paramètres importants tels le champ d'apparition des couronnes de streamers, leur vitesse de propagation, le volume critique de l'intervalle inter-électrodes et l'interaction dynamique entre la surface de glace et la décharge seront étudiés. D'autre part, les modèles physiques utilisés dans ces investigations seront beaucoup plus grands que ceux qui ont été utilisés jusqu'ici à la CIGELE [7 – 9]. Ceci fait que les résultats obtenus vont mieux intégrer les effets synergiques des différents mécanismes en jeu dans le processus de décharge sur une surface de glace.

I.5 Méthodologie de travail

Les tests de laboratoire qui seront effectués dans cette étude seront accompagnés d'une approche physique pour interpréter et analyser les enregistrements de processus de décharge obtenus à l'aide de la caméra à balayage de fente. Un modèle physique de configuration tige – plan et de dimensions plus représentatives que ceux utilisés jusqu'ici [7 – 9] sera utilisé dans nos tests. Nos investigations s'intéressent aussi à différentes valeurs de conductivité, dans le cas des tests sur une surface de glace, pour mieux étudier l'influence de ce paramètre sur la décharge et aussi pour ne pas limiter les résultats dans un contexte particulier. Une chambre climatique sera utilisée pour conserver le modèle physique dans une température ambiante fixe et prédéterminée. La forme d'onde appliquée à notre modèle de test sera une impulsion de foudre standardisée, produite par un générateur d'impulsions de haute tension pouvant être synchronisé avec la caméra à balayage de fente. L'instant et le champ d'initiation de la décharge et la vitesse axiale de propagation des streamers pourront être déterminés à partir des enregistrements de la caméra et des formes d'ondes relevées par un oscilloscope digital. Des tests seront aussi effectués dans le cas de l'air et les résultats pourront être comparés avec ceux fournis par les tests dans le cas d'une surface de glace. D'autres investigations incluant des calculs numériques de champ, fournis par un logiciel spécialisé, permettront de déterminer un paramètre signifiant de la décharge qui est le volume critique. D'autre part, pour mieux voir l'influence d'une éventuelle présence de charges surfaciques dans le processus de la décharge, on fera varier la température et augmentera la distance pour les modèles sur lesquels ce phénomène apparaîtra le plus apparu.

La caméra ultra rapide à balayage est l'élément essentiel de nos investigations expérimentales. Cet appareil très sophistiqué permet d'observer, d'analyser et d'enregistrer des phénomènes ultra rapides tels les streamers ou les leaders. Aujourd'hui, la technologie de la photographie à ultra haute vitesse offre des possibilités de capture d'images de l'ordre du milliard d'images à la seconde. Différentes applications de cette technologie dans le domaine de la physique des décharges et de l'ingénierie de la haute tension ont été effectuées dans le passé [7, 24, 27 – 32].

I.6 Organisation des chapitres

Nous venons d'aborder les grandes lignes d'une étude physique fondamentale du phénomène électrique du givrage des équipements des réseaux d'énergie. Nous avons aussi montré l'importance d'une telle étude pour l'amélioration de la gestion de l'énergie électrique dans les régions froides. Dans ce qui suit, nous traiterons tout d'abord au deuxième chapitre les mécanismes d'initiation d'une décharge électrique dans les gaz. Cette partie est divisée en deux grandes sections. La première traitera essentiellement la théorie des décharges électriques dans les gaz tandis que la seconde abordera les décharges surfaciques. Le troisième chapitre présentera les appareillages et la méthodologie expérimentale utilisés dans nos investigations. Les équipements de test seront présentés dans une première section, alors qu'une seconde sera consacrée au modèle physique utilisé, des dimensions géométriques jusqu'à la formation de la couche de glace. Une troisième section présente quant à elle la procédure suivie dans nos investigations expérimentales. Dans les quatrième et cinquième chapitres, nous présenterons les différents résultats

obtenus à partir de nos tests et les calculs des paramètres tels, le champ d'initiation de la décharge, le volume critique, la vitesse spatiale de propagation des streamers. Le cinquième chapitre traitera, plus spécifiquement d'une approche expérimentale sur l'influence des charges surfaciques sur le processus d'une décharge électrique sur une surface de glace. Les conclusions générales déduites des résultats et des discussions des chapitres précédents seront présentées dans le sixième et dernier chapitre. Ce chapitre comportera également les recommandations qui se dégageront de cette présente étude.

CHAPITRE II

MÉCANISMES D'INITIATION D'UNE DÉCHARGE ÉLECTRIQUE

CHAPITRE II

MÉCANISMES D'INITIATION D'UNE DÉCHARGE ÉLECTRIQUE

II.1 Introduction

Les phénomènes de décharge électrique, étudiés pourtant depuis près de deux siècles [32], font toujours l'objet de recherche active auprès des scientifiques. On pourrait s'étonner de cet état de fait mais on comprendrait vite que cela n'est dû qu'à la très grande complexité du phénomène et des mécanismes qui le constituent. Cependant de grandes avancées ont été faites ces dernières décennies dans l'amélioration des moyens de diagnostic des premiers instants de la décharge et donc dans l'étude des mécanismes d'initiation [32 – 34]. Cela a permis d'accroître les connaissances sur le phénomène et d'avancer dans les applications qui ont d'ailleurs connu de bien plus larges expansions e.g. [35 – 41].

Dans ce chapitre, nous élaborerons quelques grandes théories sur les mécanismes d'initiation d'une décharge électrique dans l'air. Nous traiterons tout d'abord la décharge dans les gaz, en élaborant sommairement les théories allant des électrons primaires jusqu'à la décharge couronne. Nous aborderons ensuite les décharges surfaciques pour parler de l'influence d'une surface diélectrique sur les phénomènes physiques fondamentaux d'une décharge électrique.

II.2 Électrons primaires

Il est tout à fait bien connu qu'aucune décharge électrique ne peut s'initier dans l'air sans la présence d'au moins un électron dans le volume de gaz couvrant l'espace inter-électrodes. Ces électrons, présents au tout début de la décharge sont communément appelés électrons germes ou encore électrons primaires. Ils permettent d'initier la première avalanche électronique sans laquelle aucun type de décharge ne peut prendre forme encore moins se maintenir. Ils peuvent être produits par radiation cosmique, par les sources naturelles d'ionisation, par les charges résiduelles issues des décharges précédentes ou encore par détachement des ions négatifs par effet de champ [33]. De ces sources de production d'électrons, il peut y avoir jusqu'à 20 paires d'ion-électron par mm^3 par seconde [42]. Dans la région d'accentuation du champ électrique, ces électrons primaires seront accélérés et pourront gagner de leur parcours une certaine énergie d'ionisation de quelques eV avant leur première collision. L'énergie nécessaire pour ioniser une molécule d'air (20% de O_2 , 80% de N_2) est d'environ une quinzaine d'eV (12.5 pour l'oxygène et 15.57 pour l'azote) [33, 43 – 45], au moins un des électrons primaires accélérés par le champ pourrait donc gagner l'énergie suffisante pour causer la première ionisation.

II.3 Ionisation, recombinaison et attachement électronique

L'existence d'une décharge électrique résulte du passage d'un courant dans le diélectrique gazeux et donc de la possibilité de créer des particules chargées ; essentiellement des électrons ; à partir des atomes ou molécules neutres du gaz [46]. Les principaux mécanismes régissant la génération des porteurs de charge dans les gaz sont : les

mécanismes d'ionisation, tendant à augmenter leur densité et les mécanismes de recombinaison et d'attachement, tendant à les réduire.

Le phénomène d'ionisation est un processus tout à fait aléatoire mais il peut être formellement lié au *libre parcours moyen pour l'ionisation*. Le processus est largement décrit dans la littérature scientifique [32, 42, 46, 47] et on peut noter que la nature du gaz et sa densité sont les paramètres les plus influents. Un électron peut ioniser une particule neutre par collision à condition qu'il ait une énergie supérieure à celle d'ionisation de la particule. Cependant à température élevée, surtout avec une forte pression, le gaz de remplissage peut s'ioniser lui-même et fournir ainsi d'autres électrons libres. Un photon suffisamment énergétique, généralement libéré par un atome métastable retrouvant son état d'équilibre peut également contribuer à l'ionisation des particules neutres selon le principe suivant :



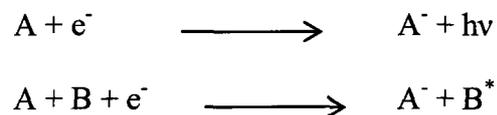
D'autre part, l'ionisation peut être également produite par les ions positifs, mais ce processus exige que la particule incidente ait un haut niveau énergétique, de l'ordre de 100 ou 200 eV [46]. Le phénomène n'intéresse que certains types de décharges à basse pression, dans lesquelles les ions accélérés par le champ électrique, peuvent acquérir une énergie importante entre deux collisions. Dans tous les cas, lors de la collision, l'excédent d'énergie de l'électron, de la particule, du photon ou de l'ion est fourni à l'électron nouvellement créé sous forme d'énergie cinétique.

La recombinaison a été beaucoup moins étudiée que son processus inverse, l'ionisation. Cependant elle reste d'une importance fondamentale pour la bonne

compréhension des mécanismes de développement de la décharge et tout particulièrement pour ceux de sa phase d'extinction [32]. La recombinaison est la neutralisation d'un ion positif par capture d'un électron ou d'ion négatif suivant le schéma ci-dessous.



Le taux des recombinaisons ion – ion est généralement beaucoup plus élevé que celui des recombinaisons électron – ion, ce qui est dû à la faible mobilité des ions positifs [46]. Les phénomènes de recombinaison sont en général négligés dans les calculs des paramètres des décharges électriques mais sous certaines conditions fixées évidemment par les caractéristiques du gaz et la pression, ils ne peuvent plus l'être. Il en est de même de l'attachement électronique qui est le phénomène se produisant quand un électron rentre en collision avec un atome ou une molécule de gaz neutre pour former un ion négatif stable. L'état de stabilité n'est pas toujours atteint car l'ion négatif formé peut rentrer dans un état intermédiaire avant de se dissocier. Par exemple O^- , O_2^- , NO_2^- , NO_3^- , OH^- , H^- et les ions halogènes négatifs sont formés de façon stable mais non N^- , N_2^- ou encore les ions négatifs des gaz rares [32, 47]. L'attachement électronique est d'autant plus important que la molécule présente une plus grande affinité électronique. Le processus d'attachement des électrons est le suivant :



L'excédent d'énergie fourni par l'électron incident (c'est-à-dire la différence entre son énergie cinétique et l'affinité électronique de la molécule) peut se retrouver sous forme

d'émission radiative dans le cas d'une collision entre deux corps ou sous forme de source d'énergie cinétique pour une troisième particule dans le cas d'une collision à trois corps.

Dans le seul contexte des mécanismes d'initiation de la décharge, la recombinaison et l'attachement électronique peuvent jouer un rôle très important. Ils peuvent d'une part retarder l'initiation de la décharge car favorisant la formation d'états intermédiaires et d'autre part l'inhiber tout simplement. Il est certain que sous n'importe quelles conditions, une multiplication électronique ne peut s'initier que dans une région où les phénomènes d'ionisation sont plus importants que ceux de recombinaison et d'attachement. Dans l'air, cette condition est fournie par un champ réduit égal à : $\frac{E}{p} = 34 \text{ V.cm}^{-1}.\text{torr}^{-1}$, soit 26 kV.cm⁻¹ à la pression atmosphérique [46]

II.4 Avalanche électronique

II.4.1 Notion de volume critique

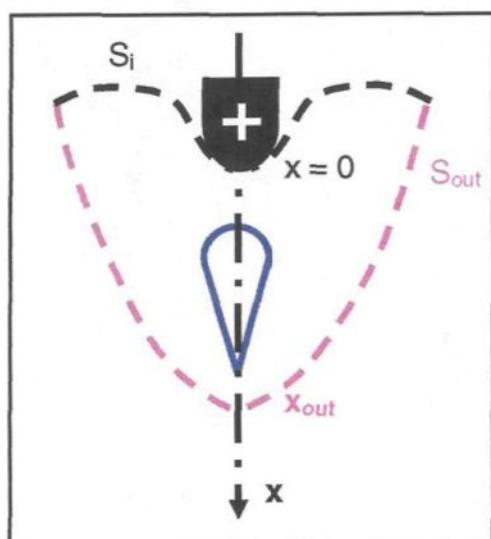
Pour initier une avalanche de taille critique (streamer), un électron germe doit être situé convenablement, c'est-à-dire dans une zone appelée *volume critique*. Le volume critique est le volume de gaz autour de l'électrode haute tension dans lequel des avalanches peuvent se développer pour atteindre la taille critique des streamers (la théorie des streamers sera élaborée au paragraphe II.4.3). Le volume critique peut être défini par ces deux conditions suivantes:

- Le champ électrique doit être assez grand, c'est-à-dire supérieur au champ disruptif du gaz de remplissage E_c et l'électron germe doit être placé dans une région où le coefficient d'ionisation net est supérieur à zéro ($\alpha - \eta \geq 0$) (α et η

étant respectivement les coefficients d'ionisation et d'attachement du gaz remplissage) ;

- l'avalanche initiée par l'électron germe dans ce volume doit pouvoir se développer sur une distance suffisante pour générer un streamer.

Les deux conditions définissant le volume critique permettent d'obtenir deux surfaces limites S_{in} et S_{out} .



$$S_{in} : x = 0 \text{ et } \exp \int_{x_{in}}^{x_0} (\alpha - \eta) dx \geq 10^8$$

(critère de Raether)

$$S_{out} : x \neq 0 \text{ et } E = E_c$$

(II.1)

Fig II.1 : Représentation du volume critique dans une séquence de décharge positive.

La première surface délimitant le volume critique est telle que tout électron germe situé entre elle et l'électrode haute tension ne peut créer une avalanche de taille critique. La deuxième surface est définie par le champ critique (E_c). Ces deux surfaces se déplacent durant le processus de décharge car la première peut se rapprocher de l'électrode haute tension puisque le coefficient α croît rapidement en fonction du champ électrique tandis que la seconde fixée par E_c peut s'éloigner de l'électrode haute tension du fait de la distorsion du champ électrique dues aux fortes densités de charges d'espace se trouvant dans les premières avalanches [46]. En se basant sur la loi de Peek [48], longtemps utilisée

pour la détermination du champ critique au niveau des lignes aériennes de transport d'énergie, on peut déduire que E_c dépend outre de la nature du gaz de remplissage, des caractéristiques des électrodes et des conditions atmosphériques.

II.4.2 Décharge sombre de Townsend

Quand la première ionisation, causée par un électron primaire, se produit, on peut considérer que deux électrons libres (l'un étant l'électron primaire et l'autre l'électron nouvellement créé) partiront de là avec une énergie ionisante nulle. Ils seront pris à leur tour dans la région d'accentuation du champ électrique et par ce processus, une multiplication électronique s'initiera dans l'intervalle inter-électrodes. La figure II.2 ci-dessous donne une schématisation de ce processus.

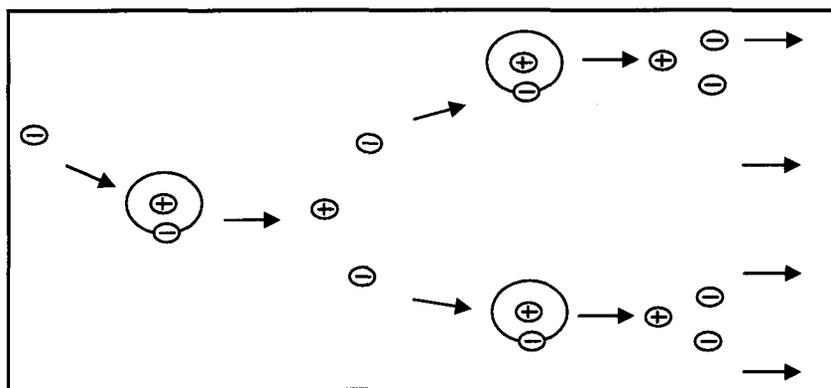


Fig II.2 : Processus de multiplication électronique initié par un électron primaire

N_{e0} électrons primaires dans un gaz de densité déterminée en présence d'un champ électrique E , vont dériver le long des lignes de champ dr , chacun produisant α nouvelles

paires d'ion – électron devant subir η attachements par unité de longueur de dérive. Le coefficient α , appelé *premier coefficient de Townsend*, est défini comme étant le nombre moyen de paires d'ion – électron créées par un électron primaire sur une distance de parcours d'un centimètre, dans la direction du champ. Le coefficient η représente le facteur d'attachement du gaz de remplissage.

Afin de mieux décrire la multiplication électronique dans les zones à faible champ, où l'attachement électronique ne peut plus être négligé, on est souvent amené à utiliser le coefficient net d'ionisation α' , ($\alpha' = \alpha - \eta$) pour déterminer le nombre d'électrons contenus dans les avalanches créées par N_{e0} électrons primaires [49].

$$N_e(r) = N_{e0} * \exp \int_{r_0}^r \alpha' * dr \quad (\text{II.2})$$

En exprimant le coefficient α comme une fonction de la distribution du libre parcours moyen des électrons (donc à la distribution d'énergie des électrons) et de la section efficace d'ionisation des atomes, Townsend a déduit l'expression approchée suivante [42, 46]:

$$\alpha = A * p * \exp\left(-\frac{B * p}{E}\right) \quad (\text{II.3})$$

Où p représente la pression du gaz de remplissage et E le champ électrique appliqué. Les coefficients A et B sont liés aux propriétés du gaz de remplissage. Pour l'air par exemple A est évalué à 14.6 dans la gamme $150 < E/p < 600 \text{ V.cm}^{-1}.\text{torr}^{-1}$ et B à $635 \text{ V.cm}^{-1}.\text{torr}^{-1}$ [46].

Dans le cas d'une décharge en polarité positive, les électrons dérivent vers l'anode et vont créer une région de très forte ionisation autour de l'électrode haute tension (région d'ionisation). Les ions positifs moins mobiles sont laissés derrière et se déplacent lentement

vers la cathode dans la zone de dérive. La vitesse de dérive des ions positifs est de l'ordre de 100 fois inférieure à celle des électrons [42, 46, 49].

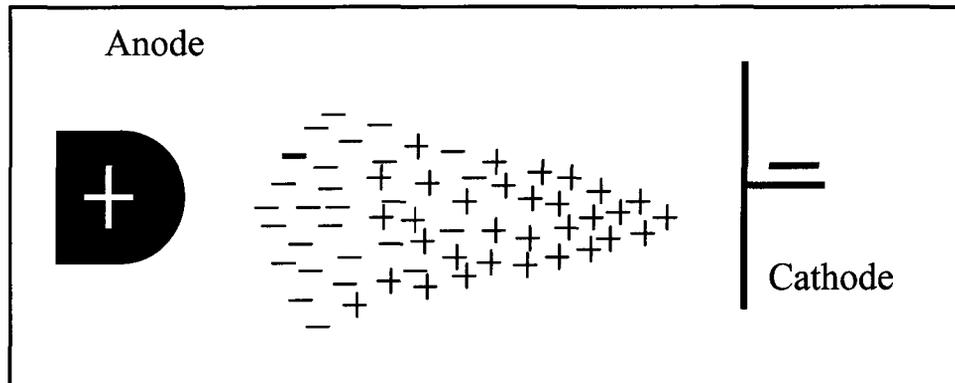


Fig II.3 : Schéma de l'allure d'une avalanche électronique dans un processus de décharge positive

Le processus de multiplication électronique peut se poursuivre jusqu'à ce que les charges d'espace positives laissées dans la région de dérive affaiblissent le champ électrique appliqué. Les charges d'espace positives créées par les avalanches primaires, diminuent le champ électrique entre elles et l'anode mais l'accroissent dans le sens de la cathode. Un électron libre situé à la bonne place dans ce renforcement pourrait initier une nouvelle avalanche. Toutefois, on peut s'attendre à ce stade de la décharge à ce que tous les électrons initialement positionnés dans une région voisine de la cathode aient disparu de la zone de dérive.

La génération des avalanches est accompagnée d'une augmentation significative du courant de décharge. Il n'y aura aucune limite à cette augmentation du courant tant que la tension appliquée maintiendra les conditions de création d'autres avalanches et ce jusqu'à ce qu'un arc de grande capacité de courant s'établisse dans l'intervalle inter-électrodes [46].

Pour que la décharge puisse passer en *régime de Townsend* qui est une décharge auto-entretenu, il faudrait qu'une succession d'avalanches puisse se produire en l'absence de tout agent ionisant. Townsend a été le premier à suggérer qu'en champ uniforme, l'entretien des phénomènes d'ionisation était principalement assuré par la création d'électrons secondaires arrachés à la cathode. Le passage à la décharge de Townsend signifierait que chacun des électrons primaires est remplacé par au moins un électron secondaire. Ces électrons secondaires peuvent être émis soit par la cathode par effet du bombardement direct des ions positifs soit par les molécules du gaz de remplissage s'ionisant sous l'effet du choc des photons, des électrons, ou des ions positifs contenus dans les avalanches primaires [32, 42, 49]. Ils peuvent aussi provenir d'autres sources telles la photo-ionisation dans le gaz, induite par les photons émis lors de la désexcitation de certains atomes ou encore la production d'électrons par action des atomes métastables [50]. Quand le nombre d'électrons dans une avalanche singulière atteint 10^6 à 10^8 , une zone intermédiaire où le champ électrique local est fortement accentué tend à se former entre les électrons à la tête de l'avalanche et les ions positifs traînant derrière [40, 41, 45]. Dans cette région, les charges positives et négatives s'accumulent en nombre égal et un plasma filamentaire appelé *streamer* tend à se former. La propagation de ce canal filamentaire est décrite dans ce qui suit.

II.4.3 Théorie des streamers

La théorie des *streamers* a été formulée initialement vers 1953 et elle permet d'expliquer l'observation de phénomènes précédant la mise en place de la décharge,

pendant un temps inférieur au temps de transit des électrons de la cathode à l'anode, donc bien inférieur au temps qui serait nécessaire au claquage de Townsend [50]. Les streamers sont des canaux « imaginaires » partiellement ionisés dans lesquels coexistent des charges positives et négatives. La formation d'un streamer s'explique par les phénomènes de photo-ionisation se produisant à l'intérieur des avalanches primaires. Les électrons de "grande énergie" s'activant à la tête des avalanches causent l'excitation des atomes du gaz environnant en les portant à des niveaux d'énergie élevés. Ces atomes, en retrouvant leur état stationnaire, libèrent des photons. Si ces photons ont une énergie inférieure à l'énergie d'ionisation des atomes du gaz environnant, ils peuvent être absorbés par ces atomes avant d'être émis de nouveau [33, 42]. Si leur énergie est supérieure à l'énergie d'ionisation des atomes du gaz, de nouveaux électrons peuvent être libérés. Dans l'air ceci est particulièrement causé par les molécules d'azote N_2 qui peuvent émettre des photons avec une énergie supérieure à 13 eV, susceptibles d'ioniser les molécules d'oxygène dont le potentiel d'ionisation n'est que de 12.2 eV [46]. Si les électrons ainsi produits sont situés au voisinage de l'avalanche primaire, ils vont créer de nouvelles avalanches dites secondaires.

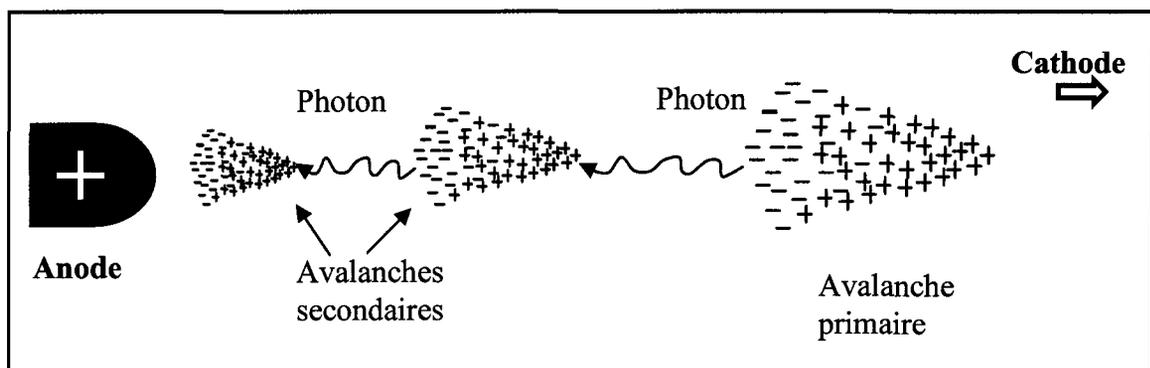


Fig II.4 : Génération d'avalanches secondaires dans un processus de décharge positive.

Les streamers positifs ont été beaucoup plus étudiés dans les investigations scientifiques [33, 46, 49] que les streamers négatifs des différences fondamentales peuvent être notées dans leur développement. Dans le cas du streamer positif, l'avalanche primaire initiée par un électron germe amène la présence d'une charge d'espace positive près de la cathode et une injection d'électrons devant l'électrode positive comme le montre la figure ci-dessous.

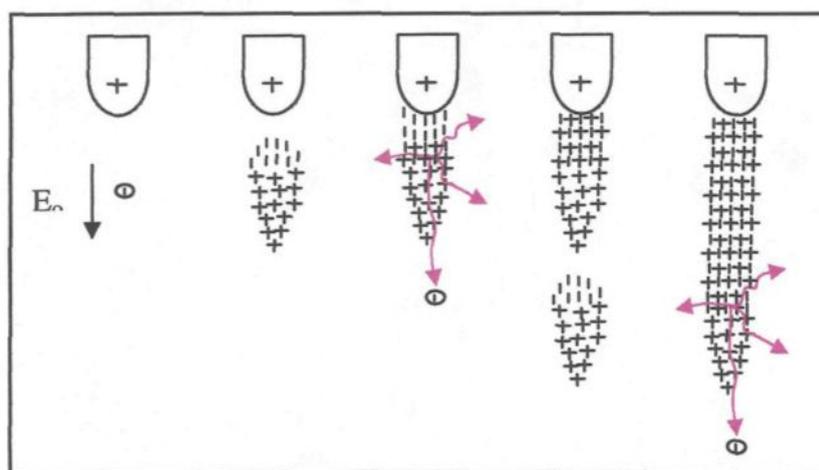


Fig II.5 : Représentation schématique du processus de développement d'un streamer positif

La croissance du nombre de paires d'électron-ion est exponentielle le long du parcours de l'avalanche et le profil de densité des ions positifs croît très rapidement vers la tête de l'avalanche. Une charge d'espace positive de très forte densité se crée ainsi dans le canal inter-électrodes. Elle entraîne une distorsion du champ électrique qui se traduit par une augmentation du champ entre elle et la cathode et un abaissement de celui-ci dans le sens de l'anode. Des électrons positionnés dans ce renforcement de champ vont pouvoir à leur tour créer des avalanches dites secondaires.

Dans le cas du streamer négatif, les ions positifs créés par les avalanches secondaires viennent extraire des électrons de la cathode qui neutralisent les ions positifs et donnent au streamer un excédent de charges négatives.

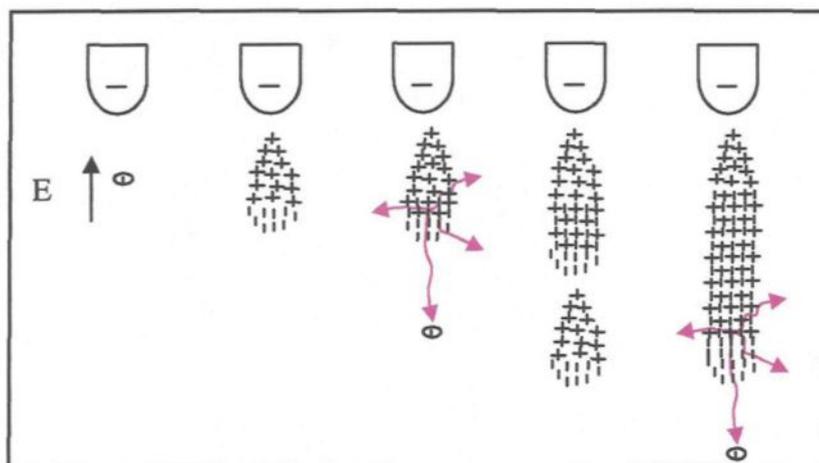


Fig II.6: Représentation schématique du processus de développement d'un streamer négatif.

A la différence du streamer positif où les avalanches se développent vers la tête du streamer, c'est-à-dire dans le sens où le champ de charge d'espace croît, les avalanches secondaires dans le streamer négatif se propagent vers l'anode, dans le sens où l'effet de la charge d'espace décroît rapidement [46].

La propagation des streamers est très rapide parce que l'ionisation se fait essentiellement par des photons. Ceci donne aux streamers leur caractère lumineux qui fait qu'ils apparaissent sur une photographie statique comme d'étroits filaments d'éclairs. L'aspect filamentaire résulte de l'intégration de cette lumière au cours du temps. Du fait de la nature aléatoire des mécanismes de photo-ionisation, les photoélectrons sont produits non seulement en tête du streamer dans la direction du champ maximal, mais aussi dans une

direction radiale par rapport à son avancement. Le streamer peut alors présenter une tortuosité ou même donner naissance à plusieurs branches secondaires si des photoélectrons produits simultanément dans des directions opposées créent des avalanches de taille comparable. La propagation d'un streamer étant la succession d'avalanches de taille critique, elle ne peut se maintenir sans les deux principes suivants:

- notion d'avalanche de taille critique ;
- création d'électrons secondaires en avant de la tête du streamer.

En présence d'un champ uniforme, la propagation des streamers conduit inéluctablement au contournement car le streamer rencontre au cours de son développement des conditions de champ électrique toujours plus favorables. Par contre en champ non-uniforme, la propagation des streamers dépend de la distorsion du champ électrique et elle peut être stoppée après une certaine distance si le champ résultant n'est pas suffisamment fort pour maintenir un processus d'ionisation suffisamment intense. Le champ électrique dans le canal de streamers dépend de la polarité de la tension appliquée. Il atteint $5 \cdot 10^5 \text{ V.m}^{-1}$ en polarité positive et est de l'ordre de 10^6 à $1.5 \cdot 10^6 \text{ V.m}^{-1}$ en polarité négative [51].

La propagation des streamers est une étape fondamentale dans le processus de décharge électrique. Son mécanisme est lié au nombre d'électrons et d'ions positifs créés par les avalanches, donc à la densité de la charge d'espace et à l'efficacité des photo-ionisations. Le développement soutenu des streamers conduit à un phénomène connu sous le nom *couronne de streamers*, expression qui a été utilisée pour décrire la classe générale des phénomènes lumineux produits par le regroupement des streamers autour de l'électrode de même polarité sous forme de couronnes.

II.5° Couronnes de streamers

II.5.1 Généralités sur les couronnes de streamers

S'il y a un phénomène dans le processus de la décharge électrique qui a été étudié avec un intérêt particulier dans les investigations scientifiques, c'est bien celui des couronnes de streamers. C'est probablement parce qu'il en est le premier phénomène visible mais aussi parce qu'il est d'une très grande complexité et sûrement parce que ses effets nuisent beaucoup à la tenue diélectrique des équipements des systèmes de haute tension. Le terme *effet couronne* englobe l'ensemble des phénomènes se produisant dans un gaz au voisinage d'un conducteur de faible rayon de courbure, porté à une tension élevée, suffisante pour que le champ électrique soit supérieur au champ électrique disruptif de ce gaz [46, 50]. L'initiation des couronnes de streamers est associée au passage du courant de quelques picoampères (10^{-12} A) à quelques dizaines de microampères (10^{-6} A), dans la phase de prédécharge [42, 49]. Elle est bien connue comme étant un phénomène tout à fait aléatoire [23, 34, 42, 49, 52, 53, 55, 57 – 60]. La première couronne survient du fait de la très forte activité de photo-ionisation se produisant à la tête des avalanches ou streamers primaires regroupés autour de l'électrode haute tension. Ce phénomène est très bref et apparaît en une durée de quelques centaines de nanosecondes [46]. Il est suivi d'une période sombre de durée variable dépendamment des caractéristiques de l'électrode haute tension et de la forme d'onde appliquée [61]. Cette période sombre est caractérisée par l'absence de toute activité lumineuse. Ceci est dû au fait que les électrons générés par les avalanches secondaires neutralisent les ions positifs issus des avalanches primaires. Le champ de charge d'espace diminue alors en dessous du champ disruptif du gaz avant de se

remettre à augmenter progressivement avec la tension appliquée. Le temps qui sera nécessaire pour que d'autres streamers se forment est appelé période sombre. Il est supposé que dans le cas d'une décharge positive, un champ électrique de 5 kV.cm^{-1} est suffisant pour maintenir la propagation de ces streamers [33]. Si les limites de champ sont respectées, la période sombre sera suivie d'un régime auto-stabilisé qui verra une forte densité de streamers autour de l'électrode haute tension et ainsi un canal de streamers se propager en direction de l'électrode opposée.

II.5.2 Principales caractéristiques des couronnes de streamers

Dans les investigations scientifiques, les couronnes en polarité positive ont été beaucoup plus étudiées que celles en polarité négative. Pour les couronnes positives, trois différentes caractéristiques peuvent être retenues durant leur propagation [42]. Juste après l'apparition de la première couronne, la région voisine de l'électrode haute tension est recouverte d'un spot lumineux apparaissant sous une forme incandescente. Ce spot devient particulièrement épais à des pressions élevées surtout juste après le régime auto-stabilisé. Au-delà de la période d'initiation, les streamers primaires apparaissent et le spot commence à s'étendre à travers l'intervalle d'air. A des tensions très élevées, proches de la tension de claquage, surtout dans les intervalles avec un faible ratio rayon de courbure sur distance inter-électrodes (r/d), un faisceau étroit de forte luminosité, composé souvent de plusieurs streamers filamenteux superposés, s'étend sur l'axe des électrodes. Ce fort branchage n'apparaît pas toujours avant le contournement. La figure II.7 ci-dessous montre un exemple de décharge couronne prise après un temps de développement de 100ns.

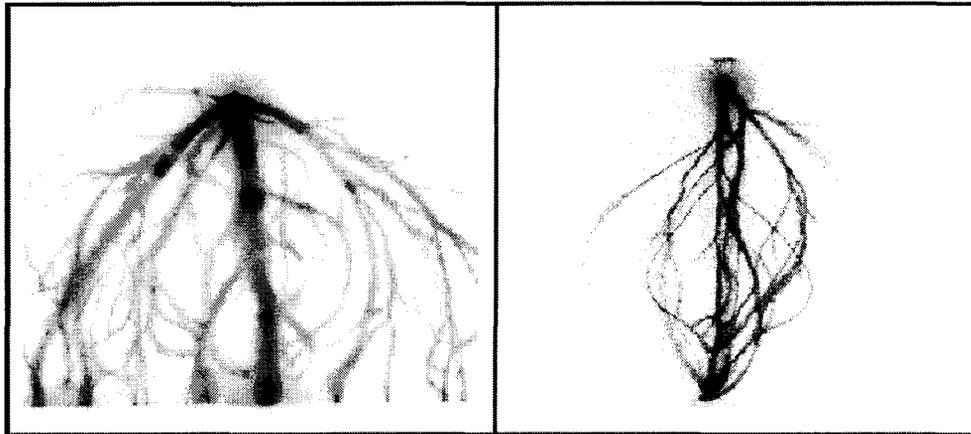


Fig II.7 : Photographies CCD d'une décharge couronne dans un dispositif pointe-pointe de 25 mm d'intervalle d'air [33]

Image de gauche : vue perpendiculaire

Image de droite : vue parallèle

Sur l'image de gauche, on peut voir les streamers s'étendre très largement à l'extérieur de l'axe des électrodes et celle de droite, on peut les voir se déployer à partir de la première pointe avant de venir se regrouper à la seconde électrode pour court-circuiter l'intervalle.

Plusieurs différences subsistent dans le développement des couronnes positives et négatives et selon le cas la cathode joue un rôle plus ou moins efficient. Pour les couronnes négatives, la cathode est située à la bordure de la région d'ionisation, ce qui fait que les mécanismes d'émission secondaires cathodiques sont très rapides et fortement efficaces même en présence d'un gaz électronégatif [49]. Par contre, dans le cas des couronnes positives, la cathode est plutôt isolée de la région d'ionisation par une région de très faible champ, qui souvent absorbe les photons et capte les électrons secondaires de la cathode par attachement. Ainsi, les couronnes négatives deviennent auto-maintenues par le simple mécanisme d'émission secondaire de la cathode décrit par Townsend alors que dans le cas des couronnes positives, les processus de photo-ionisation du gaz de remplissage dans la

région de dérive dominant largement. Dans le cas des couronnes négatives, les charges d'espace positives dominant la région d'ionisation alors que dans le cas positif, cette région est dominée par les charges d'espace négatives.

Dans le cas des couronnes positives, juste après l'initiation, il apparaît un phénomène connu sous le nom de *burst regime*, pour lequel le courant de décharge montre un comportement très erratique, avec de petites pulsations très irrégulières mixées avec de plus longues. Dans le cas des couronnes négatives, même en présence de gaz électronégatifs, la relation entre les charges d'espace positives et négatives conduit à des pulsations d'un autre type connues sous le nom de pulsations de Trichel [49, 62]. Les pulsations de Trichel sont beaucoup plus régulières que celles apparaissant dans le développement des couronnes positives. Elles ont des amplitudes, de l'ordre de quelques milliampères alors que celles dans le cas positif drainent des amplitudes de 10 à 200 mA et peuvent s'étendre jusqu'à 100 cm à l'extérieur des conducteurs dans le sens radial [63].

Du point de vue de l'isolation, les couronnes positives sont plus néfastes que celles négatives. Elles peuvent s'initier à des courants de 100 μA alors que celles négatives s'accompagnent généralement avec des courants de 200 μA [49]. Les aspects les plus spectaculaires des couronnes positives sont les très lumineux filaments de streamers qu'elles laissent apparaître, le bruit de craquement et l'ozone qu'elles produisent et les perturbations qu'elles causent dans les domaines des radios fréquences et de l'aérospatial. Elles sont de ce fait une source non négligeable de pertes d'énergie, de bruits électromagnétique et acoustique, de troubles symptomatiques et une cause sérieuse de défaillance pour les isolateurs [63].

II.5.3 Quelques applications sur les couronnes de streamers

Même si la totale compréhension des mécanismes à la base de la formation des couronnes de streamers n'a pas encore été atteinte, les applications à leur sujet peuvent néanmoins être trouvées dans plusieurs domaines. Aujourd'hui les couronnes de streamers sont probablement du point de vue industriel, le plus important type de décharge dans le gaz, même si l'arc électrique reste encore le plus populaire. Les applications sur les couronnes de streamers sont particulièrement présentes dans les domaines de la physique des plasmas, de la physique de la décharge naturellement, de la physique nucléaire et aussi de l'électrostatique [35 – 38, 49]. Par exemple, dans le contexte de l'analyse des gaz, le principe selon lequel la caractéristique courant – tension des couronnes de streamers change considérablement en présence d'impuretés est utilisé pour étudier la pureté du gaz [35]. Différentes applications de ce principe sont aussi présentes dans une variété de détecteurs tels les détecteurs de pollution, de fuite (surtout pour les appareils utilisés avec du SF₆), de fumée ou d'incendie.

Le principe des ondes électromagnétiques émises par les couronnes de streamers dans leur propagation est aussi utilisé dans plusieurs applications de détection des défauts d'isolation des isolateurs, des transformateurs on encore des condensateurs [39].

D'autres applications sont aussi basées sur la lumière émise par les couronnes pour générer des sources ponctuelles d'impulsions lumineuses en UV [40].

Il est connu que si des particules liquides ou solides passent à travers un intervalle inter-électrodes étant le siège d'une décharge couronne, elles peuvent être collectées par une électrode. Ce phénomène a mené vers différentes applications et les plus industrialisées

aujourd'hui sont les séparateurs électrostatiques [41], très utilisés dans l'industrie minérale. Dans l'industrie agroalimentaire par exemple, la décharge couronne est la clé de la séparation des mixtures granulées [49].

II.6 Effets des impuretés sur le processus de décharge

Dans la littérature scientifique, on peut noter que les phénomènes observés dans l'étude des mécanismes d'initiation des décharges électriques peuvent être largement influencés par les effets des impuretés présentes dans le gaz de remplissage de l'intervalle inter-électrodes. Les mécanismes physiques qui peuvent souvent être affectés sont :

- la multiplication électronique, les vitesses de dérive des charges d'espace, les coefficients de diffusion et l'absorption des photons. Dans ces processus, les effets des impuretés sont proportionnels à leur quantité relative dans le gaz ;
- l'attachement électronique : la présence d'impuretés fortement électronégatives dans un gaz "non-attachant" a un effet proportionnel à leur quantité (n), pour des niveaux de contamination faible. Cependant à de faibles valeurs de E/n , un niveau de saturation peut être rapidement atteint ; niveau pour lequel les électrons vont être en permanence attachés même dans la région d'ionisation, ce qui va fortement modifier le processus de la décharge [49] ;
- l'ionisation et la photo-ionisation : dans les gaz ayant un faible niveau d'énergie métastable, un taux d'impuretés de l'ordre 10^{-8} à 10^{-4} par rapport au volume total du gaz, aura des effets dramatiques sur les coefficients d'ionisation effectifs [49].

II.7 Décharges surfaciques

Les surfaces diélectriques exposées à des champs électriques tangentiels constituent fréquemment la partie la plus vulnérable de l'isolation des systèmes haute tension. Bien qu'une grande quantité de données expérimentales ait été rassemblée sur le contournement de ces surfaces et malgré le fait que la décharge dans les gaz soit devenue un phénomène plutôt bien connu [32, 52, 64 – 66], aucune interprétation physique satisfaisante de la décharge sur les surfaces diélectriques n'a encore été proposée. Cependant il est certain que ces surfaces affectent grandement la croissance des avalanches [65, 66]. La compréhension des mécanismes d'initiation et de propagation des décharges surfaciques aiderait beaucoup dans la conception d'isolateurs de haute performance [64, 67]. Par ailleurs, du fait de l'absence de modèles mathématiques fiables pour étudier ces types de décharges, beaucoup de méthodes expérimentales traitant de divers matériaux diélectriques ont été utilisées dans l'objectif d'améliorer les connaissances sur le phénomène [8, 52, 61, 64, 66].

II.7.1 Aspect électrique

Beaucoup de phénomènes physiques sont issus de l'interaction entre une décharge électrique et une surface diélectrique. Parmi ceux-ci, on peut noter la distorsion du champ électrique comme c'est mis en évidence par la figure II.8 ci-dessous. Les calculs de champ pour ces courbes ont été effectués par méthode numérique [61]. Ils montrent qu'une surface diélectrique placée le long de l'axe inter-électrodes déforme les lignes de champ en les dirigeant vers elle et accentue le champ aux alentours de l'électrode haute tension. La ligne de champ radiale part du point ayant le champ le plus élevé sur l'électrode haute tension et

longe la surface diélectrique placée parallèlement à l'axe des électrodes. Les tensions d'initiation sont grandement réduites par rapport à celles obtenues dans le cas de l'air. Toutefois, les tensions de claquage restent légèrement modifiées [65].

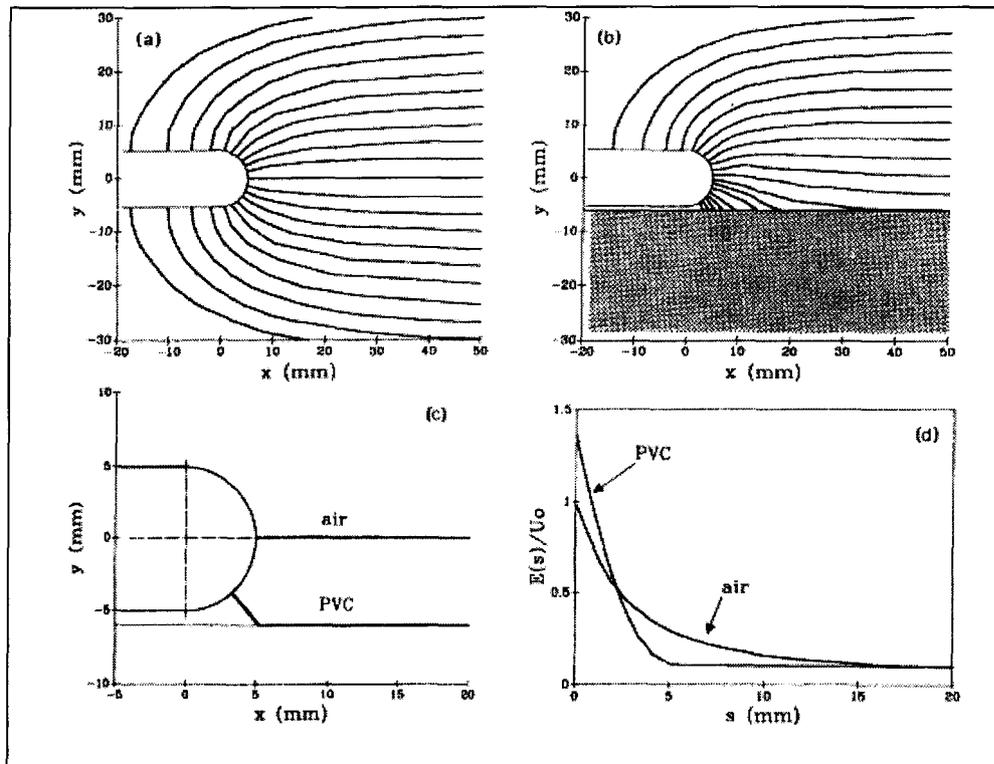


Fig II.8 : Comparaison du champ électrique autour de l'électrode haute tension dans l'air et en présence d'une surface diélectrique [65]

- (a) : lignes de champ dans un intervalle d'air
- (b) : lignes de champ en présence d'une surface de PVC ($\epsilon = 4$)
- (c) : champ maximum en présence d'une surface de PVC et dans l'air
- (d) : distributions du champ dans les cas de l'air et d'une surface de PVC.

II.7.2 Décharge couronne en présence d'une surface diélectrique

La structure d'une décharge couronne sur une surface diélectrique est plus complexe que celle dans l'air. Ce fait peut être attribué à l'augmentation du phénomène

de photo-ionisation dû au bombardement de la surface par les photons, ce qui favorise la probabilité de générations d'avalanches dans différentes directions. La propagation d'avalanches de toute part conduit à un branchage plus abondant des couronnes, ce qui rend moins évident la détermination des paramètres d'initiation de la décharge. Pour la même tension appliquée, l'extension des couronnes est toujours plus grande en présence d'une surface diélectrique et la tension nécessaire pour que les couronnes traversent l'intervalle d'air est sensiblement plus faible [65]. A des tensions proches de celle de contournement, la formation d'un canal de streamers peut être observée au niveau de l'électrode haute tension. Dans le cas de l'air, ce canal arrive toujours à court-circuiter l'intervalle alors qu'en présence de surface diélectrique, il se développe dans l'air loin des charges déposées sur la surface par les couronnes. Dans l'air, l'arrivée des couronnes de streamers à l'électrode plane provoque inévitablement un contournement alors qu'en présence d'une surface diélectrique, la propagation des streamers peut être stoppée avant le claquage. L'apparition et la propagation des streamers dans le cas d'une surface diélectrique, comme dans le cas de l'air, seront fortement contrôlées par les coefficients d'attachement et d'ionisation [65, 66]. Seulement ces coefficients seront grandement affectés par la présence de cette surface. Une surface diélectrique peut modifier les coefficients d'ionisation et d'attachement de deux façons élaborées par la théorie proposée par Gallimberti et al. [65].

- Elle peut émettre des électrons par effet du bombardement des photons, ce qui contribue à fournir davantage d'électrons déclencheurs d'avalanches et à favoriser davantage d'ionisations collisionnelles par augmentation de la quantité

d'électrons présents dans le processus de décharge. Cet effet a d'ailleurs été expérimentalement démontré sur les surfaces PTFE en présence de SF₆ [66].

- Elle peut aussi attacher les électrons dans des pièges extérieurs et les ions positifs par attraction électrostatique causant ainsi davantage d'attachement en plus de celui déjà induit par le gaz de remplissage de l'intervalle inter-électrodes.

La figure II.9 ci-dessous présente les coefficients d'ionisation et d'attachement dans le cas de l'air et ceux modifiés par la présence d'une surface de PVC. Les valeurs ont été déterminées par méthode numérique.

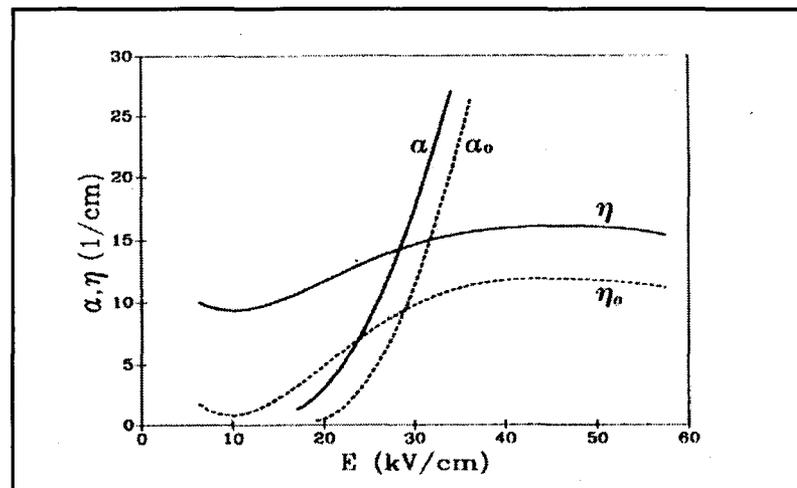


Fig II.9: Coefficients d'ionisation et d'attachement de l'air respectivement α_0 et η_0 (courbes en pointillés) et ceux accentués par la présence d'une surface en PVC (courbes en lignes) [65]

Les recombinaisons des ions positifs peuvent aussi occasionner des émissions de photons ayant une certaine énergie d'ionisation. Si ces recombinaisons se produisent

dans une zone très voisine de la surface diélectrique, elles peuvent contribuer à extraire des électrons de la surface diélectrique ou du gaz environnant par photo-ionisation et ainsi augmenter le coefficient d'ionisation. Partant de ces hypothèses, on peut s'attendre à ce que l'initiation et la propagation des couronnes de streamers le long d'une surface diélectrique soient contrôlées par des coefficients d'ionisation et d'attachement, plus grands que ceux dans l'air.

II.8 Conclusion

Les études qui ont jusqu'ici concerné les mécanismes d'initiation de la décharge électrique ont montré que le phénomène était d'une très grande complexité. Malgré les grandes avancées effectuées dans les applications [35 – 41], beaucoup de processus physiques fondamentaux sont toujours sujets à des investigations. Les résultats pourraient éventuellement améliorer les connaissances sur le phénomène et ainsi aider plus tard dans la conception d'isolateurs de hautes performances.

Les phénomènes d'ionisation et d'attachement se sont révélés être d'un intérêt particulier car étant les principaux phénomènes contrôlant la décharge. Ils sont aussi, d'une certaine façon, à la base du processus de formation des couronnes de streamers. Ils sont d'autant plus déterminants que dans le cas d'une décharge sur une surface diélectrique, comme par exemple les isolateurs, leurs effets peuvent s'avérer plus importants que dans le cas d'une décharge dans l'air. Des travaux ont d'ailleurs déjà montré qu'une surface diélectrique ayant une certaine conductivité pouvait beaucoup affecter les phénomènes de photo-ionisation en émettant des électrons dus aux bombardements des photons [65]. Les

phénomènes d'attachement pouvaient aussi être influencés car la surface peut capter des électrons dans les pièges extérieurs et des ions positifs par attraction électrostatique [52, 65]. Il sera utile, voire nécessaire, d'étudier davantage le processus de développement de la décharge sur une surface diélectrique sous différentes conditions atmosphériques pour améliorer les performances des isolateurs surtout que les formes de ceux qui sont actuellement utilisés aussi bien les matériaux qui les constituent, ne tiennent compte que de la pollution et de la pluie. L'étude des phénomènes physiques fondamentaux de la décharge sur une surface de glace s'avèrerait donc nécessaire pour la conception d'isolateurs mieux adaptés au climat des régions froides.

CHAPITRE III

APPAREILLAGES ET MÉTHODOLOGIE EXPÉRIMENTALE

CHAPITRE III

APPAREILLAGES ET MÉTHODOLOGIE EXPÉRIMENTALE

III.1 Introduction

Dans les perspectives de continuité des travaux déjà effectués à la CIGELE, davantage d'investigations ont paru nécessaires pour une meilleure compréhension des processus physiques fondamentaux d'une décharge électrique sur une surface de la glace. Pour cela, des techniques sophistiquées de photographie ultra-rapide, ayant déjà démontré leur potentialité dans les investigations précédentes [7], ont été utilisées afin de pouvoir observer et enregistrer les toutes premières nanosecondes de la décharge. Le modèle physique utilisé a été conçu de sorte à pouvoir faciliter cette étude et à pouvoir mieux mettre en évidence certains paramètres tels le rayon de courbure de l'électrode haute tension, la conductivité de la glace dans l'intervalle inter-électrodes, jugés déterminants.

Ce chapitre traitera tout d'abord des différents équipements utilisés pour la production, l'observation et l'enregistrement d'une décharge électrique dans l'intervalle inter-électrodes de notre modèle de test. Nous présenterons ensuite nos différents paramètres expérimentaux et finalement nous aborderons les procédures suivies dans nos investigations expérimentales.

III.2 Équipements de test et de mesure

Le dispositif expérimental utilisé pour nos investigations est tel que présenté par la figure III.1 ci-dessous.

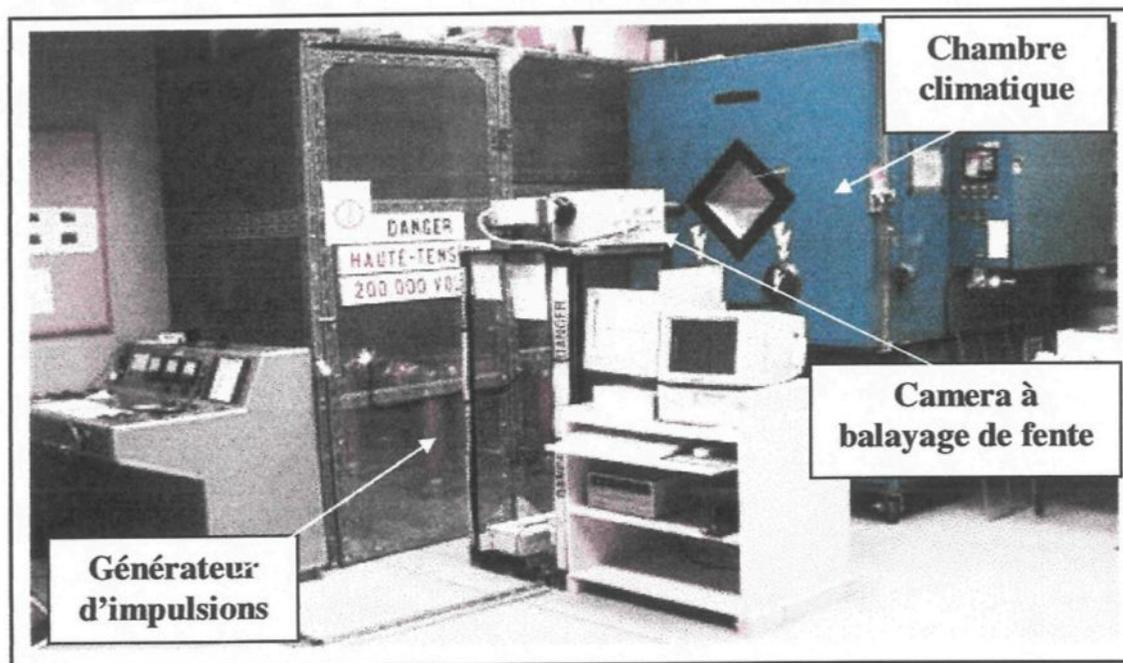


Fig III.1 : Dispositif de test pour les investigations expérimentales

Il est constitué d'un générateur d'impulsions qui délivre la haute tension, d'une chambre climatique pour le maintien du modèle de test à une température fixe, d'une caméra ultra-rapide à balayage de fente pour l'observation des phénomènes lumineux, d'un ordinateur d'acquisition de données et d'un oscilloscope digital respectivement pour le stockage des images et des formes d'onde en vue de leur traitement ultérieur. Le schéma de d'interconnexion de tout ce dispositif est présenté sur le diagramme de la figure III.2

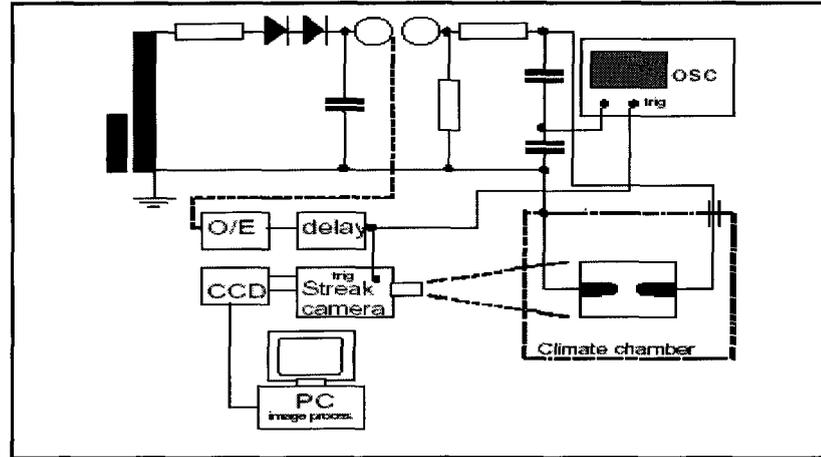


Fig III.2: Diagramme schématique de la connexion des équipements de test.

III.2.1 Générateur d'impulsions

III.2.1.1 Forme d'onde

La forme d'onde de tension utilisée dans nos investigations expérimentales est celle d'une impulsion positive de foudre standardisée. Elle est très appropriée pour nos tests car elle a une caractéristique événementielle très précise, nécessaire pour le contrôle du déclenchement de la caméra. Aussi, du fait que la foudre, dans beaucoup de pays, est l'une des premières causes de dommages au niveau des équipements des réseaux électriques, sa forme d'onde est très utilisée dans les applications en haute tension. Elle peut être décrite mathématiquement par la fonction bi-exponentielle suivante :

$$v(t) = V_1 \left[e^{-\frac{t}{\tau_2}} - e^{-\frac{t}{\tau_1}} \right] \quad V_1 = V_{\max} * e^{\frac{t_1 * \ln 2}{t_2}} \quad (\text{III.1})$$

$$\tau_1 = \frac{t_1}{5} = 0.2 * t_1 \quad \tau_2 = \frac{t_2}{\ln 2} = 1.443.2 * t_2 \quad (\text{III.2})$$

La figure III.3 et le tableau III.1 présentent respectivement l'allure d'une impulsion positive de foudre et ses valeurs caractéristiques standardisées.

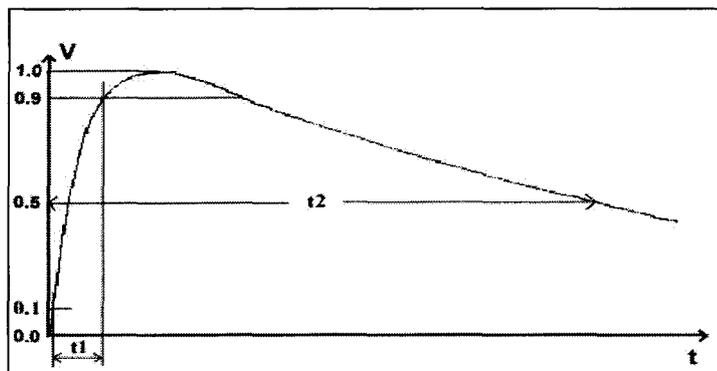


Fig III.3 : Forme d'onde d'une impulsion positive de foudre [68]

	Valeur	Précision
t1 Temps de montée	1.2 μ s	$\pm 30\%$
t2 temps à 50% de La valeur maximale	50 μ s	$\pm 20\%$

Tab III.1 : Valeurs standards d'une impulsion positive de foudre [68]

Pour délivrer une onde de tension de ce type, nous utilisons un générateur d'impulsion de haute tension, monté avec des éléments spécifiques de test en haute tension fabriqués par *MessWandlerBau GmbH*.

III.2.1.2 Principe de fonctionnement

Pour toutes nos expériences, le générateur haute tension est ajusté pour fournir une onde d'impulsion positive de foudre standardisée. Le circuit électrique équivalent du montage du générateur est présenté par la figure III.4 ci-dessous. Il consiste en un seul étage d'éléments pouvant fournir une tension crête de 130 kV avec une énergie de l'impulsion égale à 50 Joules. Néanmoins pour des besoins de tension plus élevée, un second étage peut être monté pour une tension totale maximale de 240 kV.

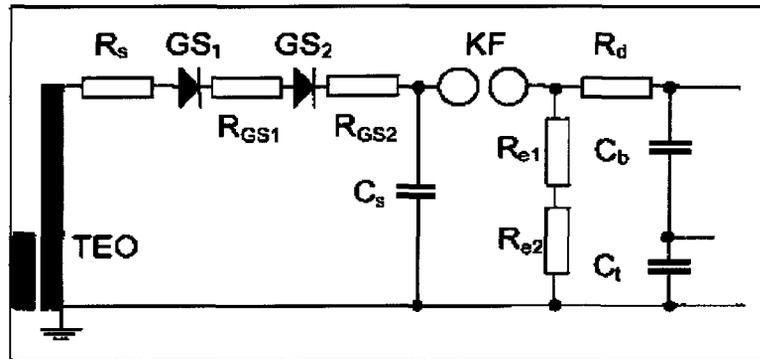


Fig III.4 : Circuit équivalent du générateur d'impulsions de haute tension

Pour produire l'onde impulsionnelle, le condensateur C_S est tout d'abord chargé à travers la résistance R_S par une source (transformateur) de haute tension. Les diodes GS_1 et GS_2 permettent une charge complète positive de C_S et l'empêche de se décharger vers la source. Un éclateur (KF) permet de commander la décharge de C_S à l'aide d'un déclencheur laser. Ce laser est appliqué à une des électrodes de KF qui comporte un circuit interne de déclenchement qui permet de créer une ionisation artificielle dans l'intervalle de l'éclateur. Un court-circuit s'installe alors et C_S se décharge vers C_b à travers la résistance

R_d , largement inférieure à $R_e = R_{e1} + R_{e2}$. C'est la première phase de l'onde impulsionnelle (de $t = 0$ jusqu'à $t = t_1$). Dans la seconde phase (t supérieur à t_1), C_s et C_b se déchargent simultanément à travers les résistances R_e .

Les valeurs de t_1 et t_2 peuvent être calculées à l'aide des équations ci-dessous :

$$\begin{aligned} t_1 &= 2.96 \cdot R_d \cdot \frac{C_b \cdot C_s}{C_b + C_s} \\ t_2 &= 0.73 \cdot R_e \cdot (C_b + C_s) \end{aligned} \quad (\text{III.3})$$

Avec les éléments du kit existants au laboratoire, les valeurs de t_1 et t_2 sont les suivantes.

$$\begin{aligned} t_1 &= 1.11 \mu s & \tau_1 &= 222 ns \\ t_2 &= 64.1 \mu s & \tau_2 &= 92.3 \mu s \end{aligned} \quad (\text{III.4})$$

Ces résultats montrent que la valeur de t_2 dépasse de 7% les limites fixées par les standards mais que celle de t_1 reste correcte. Cela est tout de même acceptable dans le cas de notre étude car elle s'intéresse surtout aux mécanismes d'initiation de la décharge. La figure III.5 ci-dessous présente le montage réel du générateur d'impulsions.

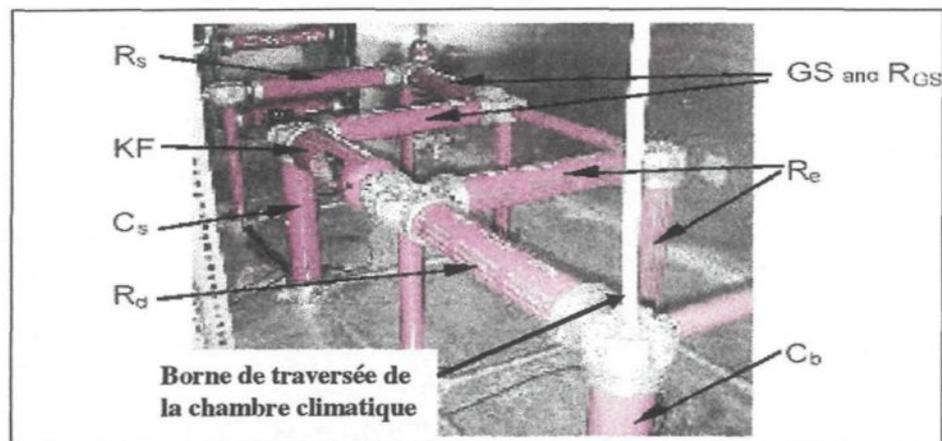


Fig III.5 : Photographie du montage réel du générateur d'impulsions de HT.

Les spécifications techniques pour les différents éléments du générateur d'impulsions peuvent être trouvées en appendice 1.

III.2.2 Caméra à balayage de fente

Une caméra à balayage de fente de modèle Hamamatsu C2830 a été utilisée pour l'observation des phénomènes lumineux à l'initiation de la décharge. Elle a été couplée avec une caméra CCD de modèle C3640 permettant de stocker les images sur un ordinateur en vue de leur traitement ultérieur. La figure III.6 ci-dessous présente une photo d'une caméra à balayage de fente.

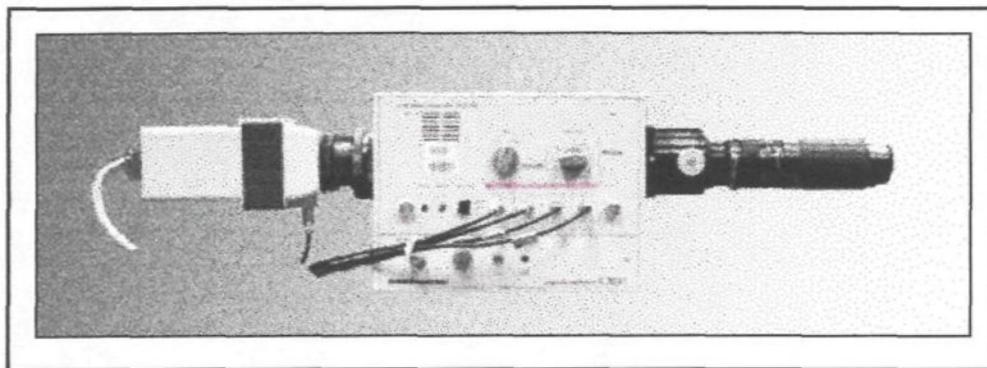


Fig III.6 : Photographie d'une caméra à balayage de fente

Une caméra à balayage de fente est un appareil qui permet de détecter des phénomènes lumineux ultra rapides et de les représenter en fonction du temps. Cet appareil est utilisé pour la détection directe de lumière. Il a une très bonne résolution temporelle. Le temps de balayage de la fente peut varier de 10ns à 1ms. C'est à dire que la caméra peut prendre jusqu'à l'équivalent d'un milliard d'images par seconde. C'est l'une des raisons

pour lesquelles elle est présente dans plusieurs applications et notamment dans le domaine de la physique de la décharge où elle offre de bonnes aptitudes pour le diagnostic des phénomènes lumineux ultra-rapides à l'initiation de la décharge électrique. De plus la camera à balayage de fente a été conçue pour faire des détections de lumière allant de l'ultraviolet à une région très proche de l'infrarouge (200 à 850 nm) [69] comme le suggère la figure III.7. Elle permet par conséquent de pouvoir détecter l'initiation des streamers puisque leur spectre d'émission se trouve entre 300 et 400 nm [60].

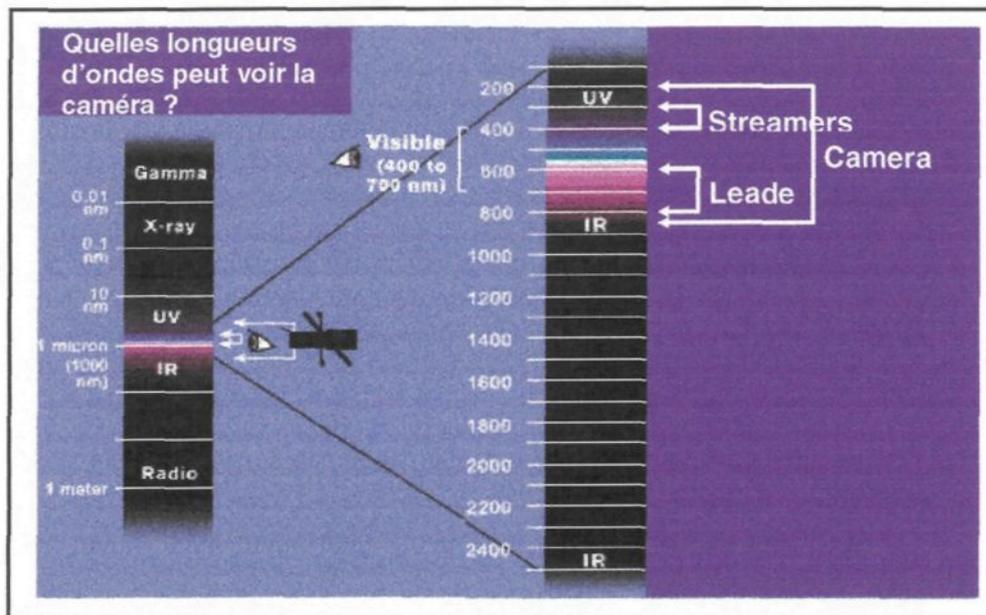


Fig III.7 : Longueurs d'onde visibles par la caméra à balayage de fente.

La seule faiblesse de ce type de caméra est qu'elle ne permet de visualiser le développement du phénomène lumineux que suivant une dimension géométrique. Les données techniques additionnelles sur la caméra à balayage de fente sont présentées en appendice 2.

Le principe de fonctionnement d'une caméra à balayage de fente est de transformer la variation temporelle d'un signal lumineux en une répartition spatiale qui peut être enregistrée à l'aide d'une caméra CCD. La résolution temporelle dépend beaucoup de la qualité de la synchronisation entre l'impulsion lumineuse et l'ouverture de la caméra, d'où l'importance du système de déclenchement qui délivre le signal électrique de commande du processus de balayage de fente. La lumière émise par la décharge électrique entre dans la caméra à travers une fente et passe dans un système de lentilles qui crée une image de la fente sur une photocathode. La photocathode émet des électrons qui seront accélérés par la grille d'extraction. Ils sont ensuite déviés par le système de déflexion et frappent sur un écran phosphorescent en passant à travers une plaque micro-canaux (MCP). Cette plaque multiplie le nombre d'électrons incidents par un facteur de 10^4 environ [69] afin d'amplifier l'intensité de la tache lumineuse sur l'écran de phosphore. Une caméra CCD accolée à l'écran digitalise l'image obtenue pour un traitement ultérieur. La figure III.8 ci-dessous présente schématiquement le principe de fonctionnement de la caméra à balayage de fente.

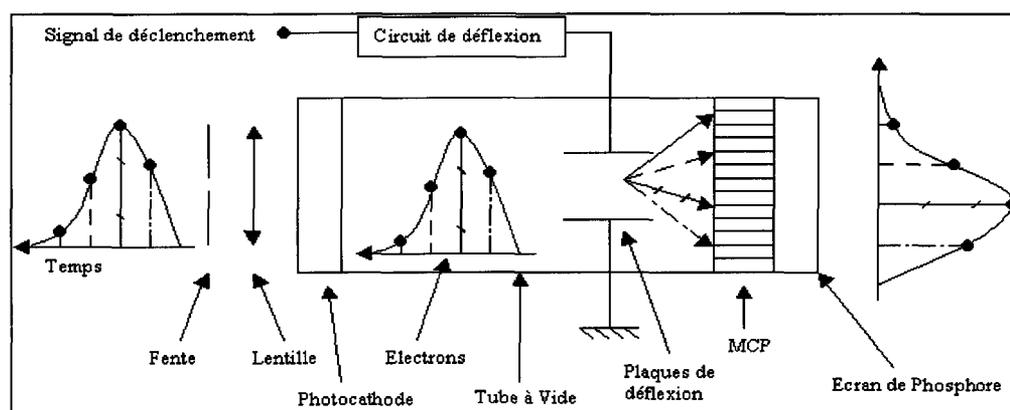


Fig III.8 : Représentation schématique du principe de fonctionnement de la caméra à balayage de fente [69]

L'élément essentiel de ce type de camera est le système de déflexion puisque c'est lui qui transforme l'information temporelle contenue dans l'impulsion lumineuse en une répartition spatiale sur l'écran. Chaque fraction de l'impulsion donne lieu à un paquet d'électrons qui passe entre les plaques de déflexion. La rampe de haute tension appliquée entre ses électrodes dévie plus ou moins les électrons selon leur instant d'arrivée. L'intervalle de temps séparant deux signaux lumineux est ainsi transformé en un espace sur l'écran phosphorescent. Cependant, pour obtenir une image précise et de grande qualité sur l'écran, il est nécessaire de bien déclencher la rampe de tension sur l'arrivée d'une impulsion. Le circuit de déclenchement devra donc être le plus stable possible pour avoir une bonne synchronisation. Il est aussi primordial pour la résolution temporelle de la camera que le déclencheur réagisse exactement de la même manière à toutes les impulsions lumineuses de façon à ce que les fluctuations entre deux acquisitions soient minimales.

Le système de déclenchement utilisé pour la commande de la caméra est basé sur la détection d'un signal optique apparaissant lors du claquage de l'éclateur KF (figure III.4). Ce signal est ensuite transmis par fibre optique vers une photodiode qui le transforme en un signal électrique repris ensuite par un retardateur qui permet d'assurer le contrôle du déclenchement de la caméra. L'essentiel de la transmission du signal, de la détection jusqu'à la caméra, se fait par fibre optique. Puisque la fibre optique a un très faible temps de retard, son utilisation permet d'optimiser le temps de réponse et ainsi la synchronisation entre l'apparition du phénomène lumineux et l'ouverture de la caméra. Davantage de détails sur le processus d'enregistrement d'images utilisant ce type de caméra sont largement disponibles dans la littérature [34].

III.2.3 Chambre climatique

Toutes les expériences de notre étude seront effectuées à l'aide d'une chambre de type Envirotronics EH40-2-3. Elle est équipée d'un microprocesseur basé sur un programme de contrôle température-humidité offrant une précision de $\pm 1^\circ\text{C}$. Les températures à l'intérieur de la chambre ont été ajustées selon que nos tests s'effectuaient à $T = -12^\circ\text{C}$, -8°C ou -4°C . Les données techniques additionnelles sur cet appareil peuvent être trouvées en appendice 3.

Pour pouvoir observer et enregistrer à partir de la caméra à balayage de fente les phénomènes lumineux se produisant dans l'intervalle inter-électrodes, une vitre est construite sur la façade avant de la chambre climatique (voir figure III.1). Un support sur lequel devra être placé le modèle physique est aussi nécessaire pour que celui-ci soit visible à partir de la caméra.

III.2.4 Systèmes de mesures et d'acquisition de données

La tension délivrée par le générateur haute tension est mesurée à l'aide d'un pont diviseur capacitif. La capacité de charge C_b du système de haute tension est utilisée en même temps comme partie du diviseur capacitif. La partie basse tension, relevée par C_t , est ajustable pour offrir un rapport de division approprié pour les mesures. Les spécifications relatives à C_t sont fournies en appendice 1. Un oscilloscope digital 500 MHz est utilisé pour l'affichage des formes d'ondes de tension appliquées au modèle de test. L'enregistrement des courbes relevées sur l'oscilloscope est effectué à l'aide d'une imprimante pour leur utilisation ultérieure.

Pour des besoins de protection de l'oscilloscope, une diode zener, couplée avec un éclateur, est branchée en amont du canal de lecture de la basse tension. Les données techniques de l'oscilloscope digital et de la diode zener sont présentées en appendice 1.

Les images enregistrées à l'aide de la caméra CCD sont stockées sur un ordinateur d'acquisition de données qui sert en même temps d'appareil de contrôle de la caméra à balayage de fente.

III.3 Modèle physique

III.3.1 Configuration géométrique

Puisque nos investigations s'intéressent essentiellement à l'étude des phénomènes à l'initiation de la décharge électrique, nous ne perdons rien en généralité en choisissant de travailler avec un modèle physique de faibles dimensions mais beaucoup plus grandes que celles étudiées dans les précédentes investigations de la CIGELE [7 – 9, 23]. Ainsi en voulant améliorer ou même encore confirmer les résultats issus de ces investigations, nous avons pensé utiliser un modèle physique qui permettait de contrôler certains paramètres géométriques s'étant révélés extrêmement influents dans les phases d'initiation et de propagation de la décharge. Il s'agit du rayon de courbure de l'électrode haute tension et de la distance inter-électrodes [1, 7 – 9]. Alors notre modèle de test consistera en une configuration tige-plan avec l'électrode plane reliée à la masse. Quatre différentes valeurs de rayon de courbure, $r = 1.5, 3, 6$ et 9 mm, ont été utilisées pour l'électrode haute tension. La figure III.9 ci-dessous présente les photographies du modèle physique avec les différents rayons de courbure.

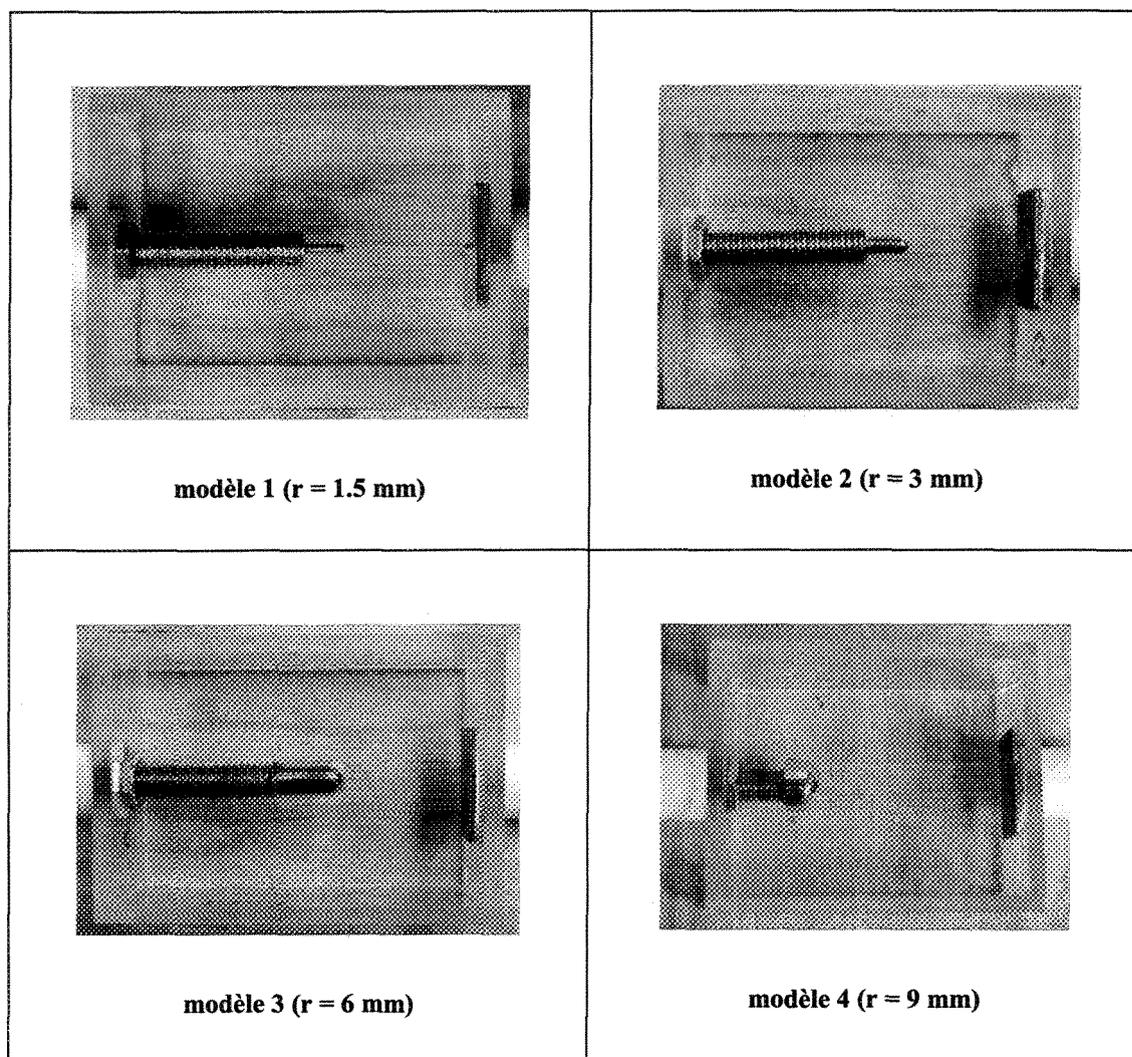


Fig III.9 : Photographies du modèle physique avec différentes valeurs de rayons de courbure de l'électrode haute tension

La distance inter-électrodes a été prise pour l'essentiel des tests à $d = 35 \text{ mm}$ mais des investigations se sont aussi effectuées pour $d = 70 \text{ mm}$ pour étudier l'effet de la distance sur certains phénomènes. Sur l'électrode plane est ajoutée une très légère pointe de sorte à augmenter les chances d'obtenir une décharge la plus rectiligne possible. Ceci est d'ailleurs est une caractéristique essentielle pour un usage efficace de la caméra à balayage de fente

(cf : paragraphe III.2.2). Les deux électrodes, construites en acier inoxydable, sont fixées sur un boîtier en plexiglas qui les maintient sur un axe droit.

Pour pouvoir enregistrer le phénomène optique émis par la décharge, l'axe des électrodes est placé dans une position horizontale parallèlement à la fente de la caméra à balayage. Cette position des électrodes permet d'observer le phénomène optique sans avoir à utiliser des miroirs réfléchissants pour changer l'orientation des images.

III.3.2 Procédure de formation de la couche de glace

Nos spécimens de test ont été le plus souvent réalisés avec une couche de glace placée le long de l'axe des électrodes. En les comparant avec ceux effectués dans le cas de l'air, ces tests ont permis de voir au premier constat l'influence d'une surface de glace sur le processus de la décharge. La couche de glace est conçue en plusieurs étapes qui lui permettront d'avoir une surface la plus lisse possible [7, 51, 70]. Tout d'abord le bac de plexiglas du modèle est rempli d'une légère couche d'eau dé-ionisée, d'une épaisseur d'environ 15 mm. Le modèle est ensuite placé dans un congélateur maintenu à -12°C pendant une durée de trois heures. Une fois la première couche de glace formée, une couche d'eau dé-ionisée d'environ 6 mm est ajoutée. Le modèle est alors remis dans le congélateur. Environ une heure après, une dernière couche d'eau dé-ionisée très légère est ajoutée sur la glace déjà formée de sorte à amener le niveau de la glace à mi-hauteur des deux électrodes. Après que la dernière couche de glace est formée, un canal, d'une très faible profondeur, est creusé dans l'axe des électrodes. Il est tracé le plus droit possible de sorte à amener la décharge à se propager le long de l'axe des électrodes. Une fois ce canal

rempli avec de l'eau d'une conductivité prédéterminée, le modèle est ensuite retourné au congélateur pour encore environ une heure. Ainsi on accroît les chances de la caméra à enregistrer une décharge se propageant dans l'intervalle inter-électrodes. De plus, étant donné que la couche de glace est réalisée avec de l'eau dé-ionisée, la décharge aura tendance à se propager seulement dans le canal qui présente alors une plus grande conductivité.

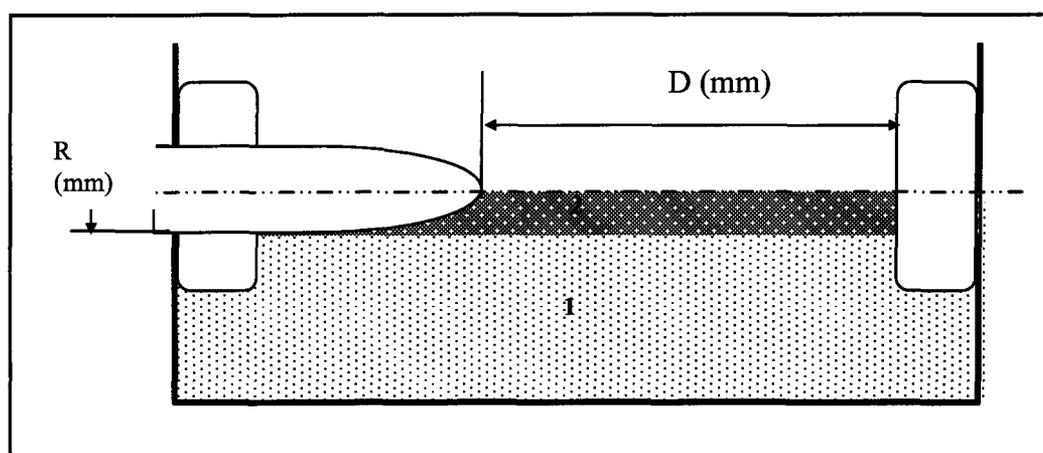


Fig III.10: Coupe longitudinale du modèle physique en présence d'une surface de glace.
 (1) : Canal inter-électrodes de conductivité prédéfinie
 (2) : Couche de glace sèche formée avec de l'eau dé-ionisée.

Beaucoup de précautions sont prises pour que la surface de glace soit la plus lisse possible.

Au besoin, une lame de plexiglas est utilisée pour polir la couche de glace.

Au moins trente minutes avant le début des tests, le modèle physique est placé dans la chambre climatique "Envirotronics EH40-2-3", dans laquelle la température reste maintenue à celle désirée pour le test. Cette durée nous semble suffisante pour baigner le modèle dans la température de l'air ambiant, à l'intérieur de la chambre climatique.

III.4 Paramètres expérimentaux

Nos paramètres expérimentaux ont été choisis en tenant compte des résultats obtenus des études précédentes dans le même domaine [7, 16, 17, 71, 72]. De ces investigations, on pouvait tirer que la distance inter-électrodes, le rayon de courbure des électrodes, la température de test et la conductivité du canal inter-électrodes étaient des paramètres très influents.

III.4.1 Distance inter-électrodes et rayon de courbure de l'électrode haute tension

Les valeurs de distance utilisées dans nos tests ont été choisies dans l'objectif d'approfondir les résultats obtenus dans les investigations précédentes de la CIGELE [7, 23]. Ces travaux avaient déjà établi la nette influence de la distance inter-électrodes sur le processus de la décharge. Nos valeurs de distance inter-électrodes sont $d = 35$ mm et $d = 70$ mm. Elles nous permettent d'étudier des modèles physiques beaucoup plus grands que ceux qui ont été utilisés jusqu'ici à la CIGELE. Il faut aussi dire que ces valeurs ont été choisies en fonction des limites d'observation de la caméra à balayage de fente. Car plus la distance est grande, plus décharge suit un chemin aléatoire et ainsi a plus tendance à se propager en dehors de la zone d'observation de la caméra. Par conséquent les valeurs de distance choisies nous semblent être un parfait consensus entre l'importance de ce paramètre et les performances de la caméra.

Le rayon de courbure des électrodes s'étant révélé être un paramètre très important dans le développement de la décharge, quatre valeurs de rayon de courbure de l'électrode haute

tension ($r = 1.5 \text{ mm}$, 3 mm , 6 mm et 9 mm) ont été utilisées dans nos investigations. En effectuant des tests avec la même distance inter-électrodes (d), ces différentes valeurs de rayon de courbure (r) permettent d'analyser un autre paramètre, le rapport d/R

III.4.2 Conductivité de l'eau du canal inter-électrodes

Les différentes valeurs de conductivité utilisées dans nos investigations sont $\sigma = 2.5$, 30 , 80 et $160 \text{ } \mu\text{s.cm}^{-1}$. Elles ont été choisies en accord avec celles obtenues sur les sites naturels de givre [14, 73]. Ces valeurs ayant déjà servi dans les investigations précédentes [7, 16, 17, 74], il paraît tout à fait naturel de les utiliser à nouveau dans nos tests pour des raisons de comparaison et d'analyse. Pour obtenir de l'eau avec une certaine conductivité, du chlorure de sodium (NaCl) est progressivement ajouté dans de l'eau dé-ionisée jusqu'à atteindre la valeur désirée. La conductivité obtenue est attribuée à la couche de glace puisqu'il est très difficile de mesurer avec précision la conductivité de la glace.

III.4.3 Température de test

Les valeurs de température choisies pour nos tests ont été déjà utilisées dans des investigations précédentes [7, 74]. Le choix de ces mêmes valeurs permettra d'approfondir les résultats déjà obtenus sur l'effet de la température sur les paramètres d'apparition de la décharge. Nos tests ont été effectués pour la plus part à la température $T = -12^\circ\text{C}$. Cependant deux autres valeurs, $T = -8^\circ\text{C}$ et $T = -4^\circ\text{C}$, ont aussi été utilisées dans le but d'approfondir les investigations. Ces valeurs permettent de maintenir la couche de glace à un *état sec*. Toutefois durant le processus de la décharge, la température locale du canal

emprunté par la décharge pourrait changer et occasionner la présence d'un extrême léger film d'eau. Mais nous pouvons juger le contrôleur de température de la chambre climatique suffisamment précis et les températures de test suffisamment basses pour remettre la couche de glace du spécimen de test dans les conditions initiales, avant le passage de la prochaine décharge.

La température de la couche de glace est toujours considérée égale à celle de la chambre climatique. Le modèle est toujours placé suffisamment longtemps dans la chambre avant le début des tests pour que la couche de glace puisse adopter la température ambiante.

III.5 Investigations expérimentales

Le processus d'enregistrement d'une décharge complète à l'aide de la caméra est assez délicat. En effet l'initiation d'une décharge électrique étant largement stochastique, elle le serait davantage si on doit l'observer simplement dans la période d'ouverture de la fente de la caméra. Beaucoup de tentatives sont souvent nécessaires pour obtenir une image satisfaisante. Un nombre d'une dizaine d'images par spécimen de test a été jugé suffisant pour la détermination des paramètres d'initiation de la décharge. La figure III.11 présente des exemples de photographies prises par la caméra. Les images sont prises respectivement en présence d'une surface de glace et dans le cas de l'air, pour un temps de balayage de 100 nanosecondes. Le rayon de courbure du modèle physique utilisé est de 3 mm et son intervalle d'air est de 35 mm. La conductivité du canal inter-électrodes est de $80 \mu\text{s}\cdot\text{cm}^{-1}$. L'axe vertical des photographies est aligné avec celui des électrodes tandis que l'axe horizontal représente la base de temps. À partir des enregistrements, il est possible de

déterminer l'instant d'initiation (t_{inc}) de la décharge en tenant compte du temps de retard total mis par la caméra pour commencer à opérer. Ce délai est de 80 ns (25 ns + 25 ns pour le temps de circulation du signal optique de l'éclateur jusqu'au retardateur puis du retardateur jusqu'à la caméra et 30 ns pour le délai interne de la caméra).

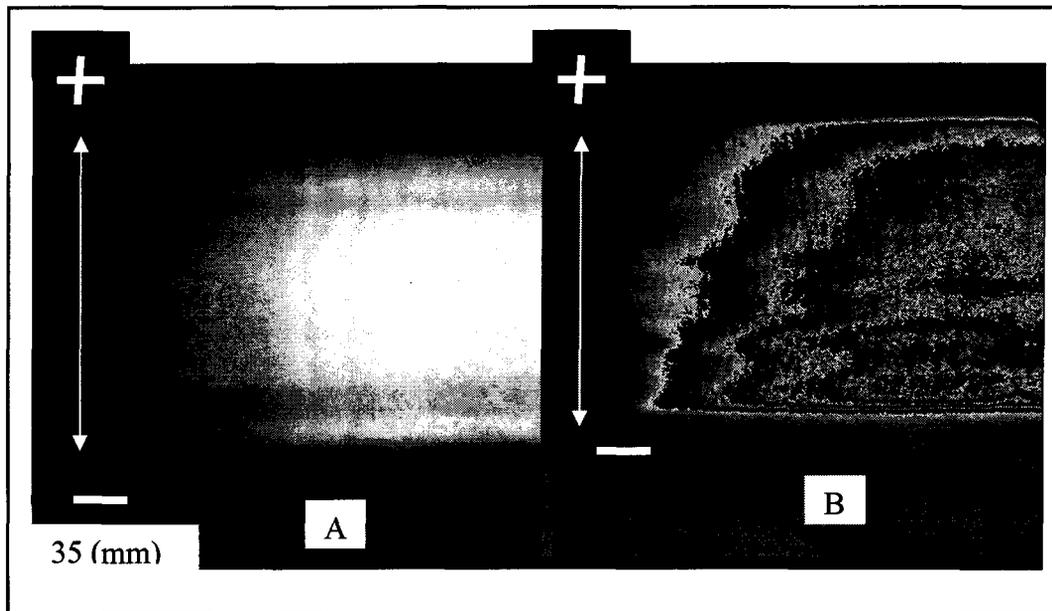


Fig III.11: Enregistrements typiques d'une séquence de décharge obtenus à l'aide de la caméra.

- (a) décharge en présence d'une surface de glace
- (b) décharge dans l'air

À partir des oscillogrammes relevés par l'oscilloscope digital, on peut retrouver la valeur de la tension d'initiation U_{inc} correspondant à l'apparition des premières couronnes de streamers. Le rapport de division du pont capacitif est de 3850. La vitesse de propagation de la décharge est obtenue en calculant à partir des enregistrements de la caméra, le temps pour lequel le signal optique joint les deux électrodes. Cette valeur est

ramenée sur la base du temps de balayage de la caméra et connaissant la distance inter-électrodes, on peut calculer la vitesse par son expression classique (distance/temps).

III.6 Conclusion

Les équipements utilisés pour nos investigations expérimentales sont d'une grande efficacité et ont déjà servi dans plusieurs investigations précédentes à la CIGELE [7 – 9, 23]. Le processus d'enregistrements d'images exploitables requiert un grand soin dans la mise en marche des équipements. Les tests dans le cas d'une surface de glace ne sont régis jusqu'ici par aucun standard définitif. La préparation d'une couche de glace parfaite et intrinsèquement identique pour tous les modèles et toutes les séries de tests peut souvent être alors très délicate.

La caméra à balayage de fente est l'élément essentiel de nos investigations expérimentales. Même si d'autres technologies plus sophistiquées telles les caméras *frame* se sont montrées plus performantes, la caméra à balayage de fente nous permet de relever des images de qualité sur lesquelles une bonne interprétation des premiers instants d'une décharge électrique peut être réussie.

CHAPITRE IV

ÉTUDE FONDAMENTALE DU PROCESSUS DE DÉCHARGE SUR UNE SURFACE DE GLACE

CHAPITRE IV

ÉTUDE FONDAMENTALE DU PROCESSUS DE DÉCHARGE SUR UNE SURFACE DE GLACE

IV.1 Introduction

Comme il a été montré dans le cas d'autres surfaces diélectriques [62], le développement d'une décharge électrique sur une surface de glace se révèle être aussi d'une très grande complexité [7, 8, 27, 74]. Les études sur les décharges visibles qui ont été déjà menées à la CIGELE [7, 23] ont été plutôt expérimentales et servaient plus à initier des investigations fondamentales sur le sujet. Ces études ont tout de même révélé un aspect important qui est le suivant : dans le cas de l'air, la décharge s'initie toujours autour de l'électrode active alors qu'en présence de glace, elle peut prendre naissance dans n'importe quelle zone de l'intervalle inter-électrodes. Dans le cadre de la continuité de ces travaux, cette présente étude cherche à corroborer les premiers résultats déjà obtenus et à approfondir ensuite à travers de nouvelles mesures, les connaissances sur le phénomène. De nouveaux paramètres tels le champ d'initiation de la décharge, le champ critique de chaque modèle, le volume critique pour chaque intervalle inter-électrodes et la vitesse spatiale de propagation des streamers ont été évalués.

Dans ce chapitre, nous présenterons tout d'abord les différentes techniques de calculs utilisées pour la détermination des paramètres d'initiation et de propagation de la

décharge électrique. Ensuite seront présentés les résultats obtenus sur le champ d'initiation, le volume critique et la vitesse de propagation des streamers dans le cas de l'air et en présence d'une surface de glace. L'influence de la surface de glace sera parallèlement abordée pour tenter d'apporter une explication physique sur le comportement des paramètres obtenus dans le cas de la décharge sur une surface de glace.

IV.2 Techniques de calcul des paramètres d'initiation de la décharge

La détermination de l'instant d'initiation de la décharge et la vitesse de propagation des streamers a été réalisée avec le contour de la décharge. Le traitement des images enregistrées par la caméra est effectué à l'aide du logiciel Adobe Photoshop 6.0. Le contour permet d'obtenir une meilleure précision des paramètres calculés comparativement à l'enregistrement de la caméra qui peut être flou et imprécis. La figure IV.1 ci-dessous présente une photographie de la décharge sur une surface de glace de conductivité $80 \mu\text{s}\cdot\text{cm}^{-1}$ et le contour de celle-ci montrant les limites du phénomène lumineux.

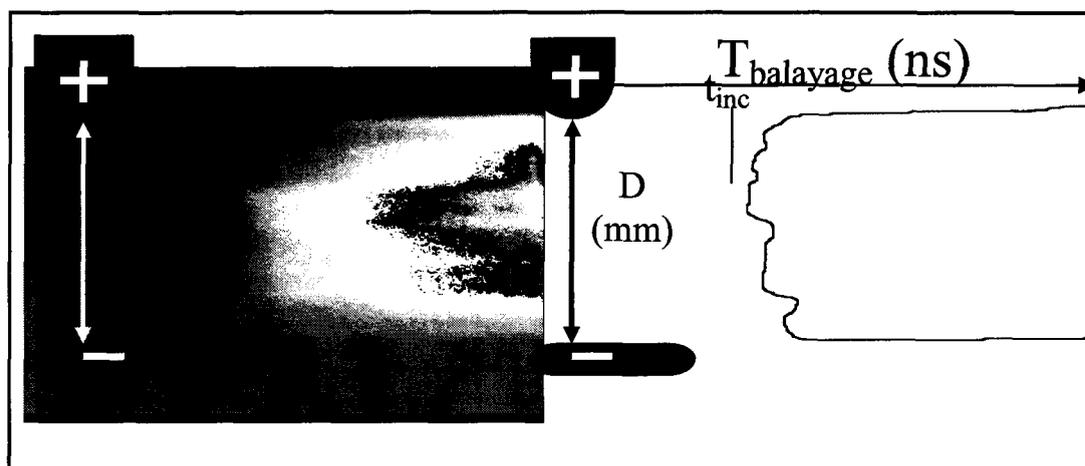


Fig IV.1: Photographie d'une décharge électrique et son contour.

L'instant d'apparition de la première couronne (t_{inc}) est le temps à partir duquel la caméra détecte le premier phénomène lumineux. Le temps de balayage est déterminé avant chaque série de test sur la caméra. Plus il est faible mieux est l'image enregistrée.

Pendant longtemps, la loi de Peek [48] a été utilisée pour déterminer le champ critique au niveau des lignes aériennes de transport d'énergie. La formule approchée de cette loi, pour une électrode sphérique est la suivante [75]:

$$E_c = 31 * \delta \left(1 + \frac{0.0436}{\sqrt{\delta * r}} \right) \quad (IV.1)$$

Où r et δ représentent respectivement le rayon de courbure de l'électrode haute tension et le facteur de densité relatif de l'air. $\delta = \frac{0.392b}{T} = \frac{2.92c}{T}$; avec b en mmHg et c en kPa.

Cette formule du champ critique est applicable dans nos investigations puisque la décharge, même en présence d'une surface de glace, se produit essentiellement dans l'air. Nos tests étant effectués à la pression atmosphérique alors $b = 760$ mmHg et $c = 101.3$ kPa. Durant tous les tests, la température à l'intérieur de la chambre climatique a été fixée à -12°C .

Des simulations de champ ont été effectuées à l'aide du logiciel Coulomb 3D [76]. Les courbes de champ obtenues permettent de déduire le champ d'initiation E_{inc} correspondant à la tension d'initiation U_{inc} appliquée à l'électrode haute tension. La figure IV.2 montre les résultats de ces simulations, obtenus pour une tension appliquée de 1 V, pour les quatre différentes valeurs de rayon de courbure. Connaissant la distorsion du champ pour une tension de 1 V, il est possible de déterminer par une simple règle de trois, le champ qui correspondrait à la tension d'initiation obtenue à l'aide des enregistrements de la caméra.

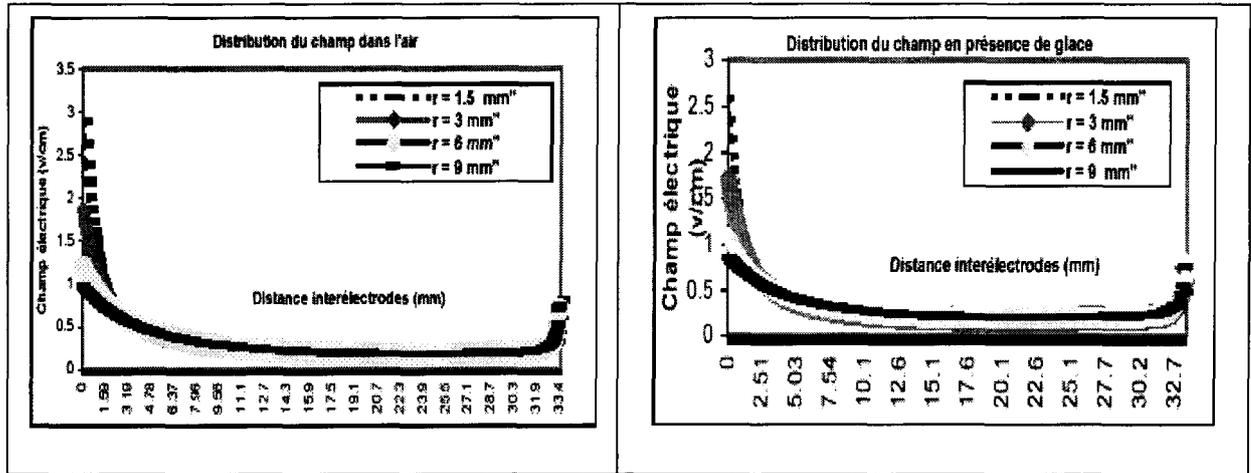


Fig IV.2: Distribution du champ électrique le long de la distance axiale de l'intervalle inter-électrodes pour chaque modèle.

Des calculs du champ d'initiation ont aussi été effectués par une méthode basée sur la formule de l'approximation hyperboloïde [56]. Le champ électrique au bout de l'électrode haute tension E_R , en kV.m^{-1} , est donné par :

$$E_R = \frac{2 * U_{inc}}{r * \ln\left(4 * \frac{(d - r)}{r}\right)} \quad (\text{IV.2})$$

où U_{inc} , d et r représentent respectivement la tension d'initiation en kV, la distance inter-électrodes et le rayon de courbure de l'électrode haute tension en mètres.

IV.3 Paramètres d'initiation de la décharge électrique

IV.3.1 Champ d'apparition des premières couronnes de streamers

Les résultats expérimentaux sur la détermination du champ d'initiation de la décharge ont été obtenus à partir de ceux des tensions d'initiation.

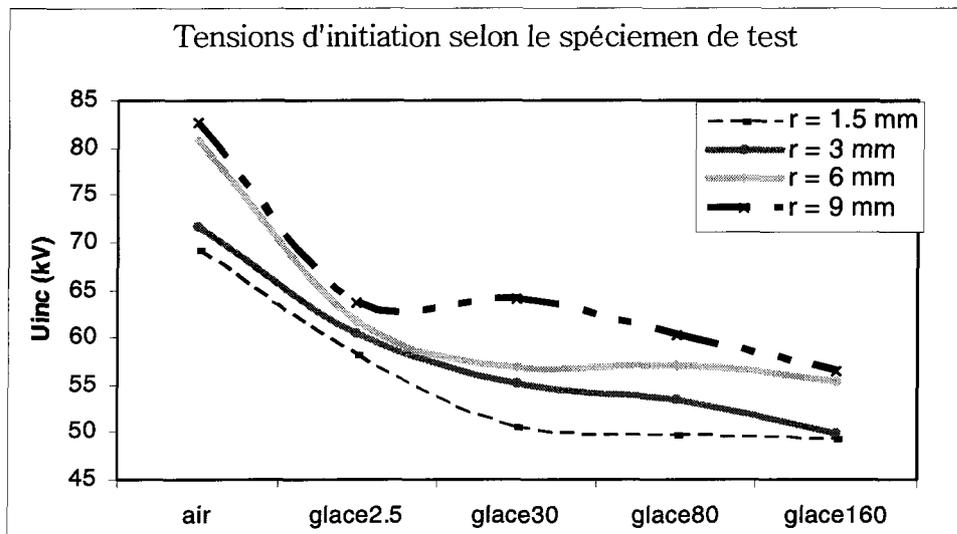


Fig IV.3: Tensions d'initiation de la décharge dans le cas de l'air et en présence d'une surface de glace avec différentes valeurs de conductivité.

Indication : Dans tout le long de ce chapitre, glaceX sur les figures fait référence au modèle en présence d'une surface de glace avec une conductivité X ($\mu\text{s}\cdot\text{cm}^{-1}$).

Les résultats ci-dessus permettent de constater, une grande diminution des tensions d'initiation de la décharge en présence d'une surface de glace comparativement à celles relevées dans le cas de l'air. Ceci est dû à la très grande permittivité de la glace ($\epsilon = 75$) qui déforme les lignes de champ et favorise davantage l'établissement d'une décharge dans l'intervalle inter-électrodes. Les résultats des calculs de champ d'initiation, déterminés à l'aide des courbes de simulation numérique de champ (figure IV.2), sont présentés sur la figure IV.4 ci-dessous. Ils montrent que le champ d'initiation est plus élevé dans le cas de l'air qu'en présence d'une surface de glace. En effet, les courbes de simulation de champ montrent que l'accentuation du champ électrique au bout de l'électrode haute tension est plus élevée dans le cas de l'air qu'en présence d'une surface de glace. Par exemple pour l'électrode de rayon de courbure 1.5 mm, cette accentuation est de 2.89 fois le champ

appliqué dans le cas de l'air alors qu'en présence d'une surface de glace, elle n'est que de 2.58 fois (cf : fig IV.2).

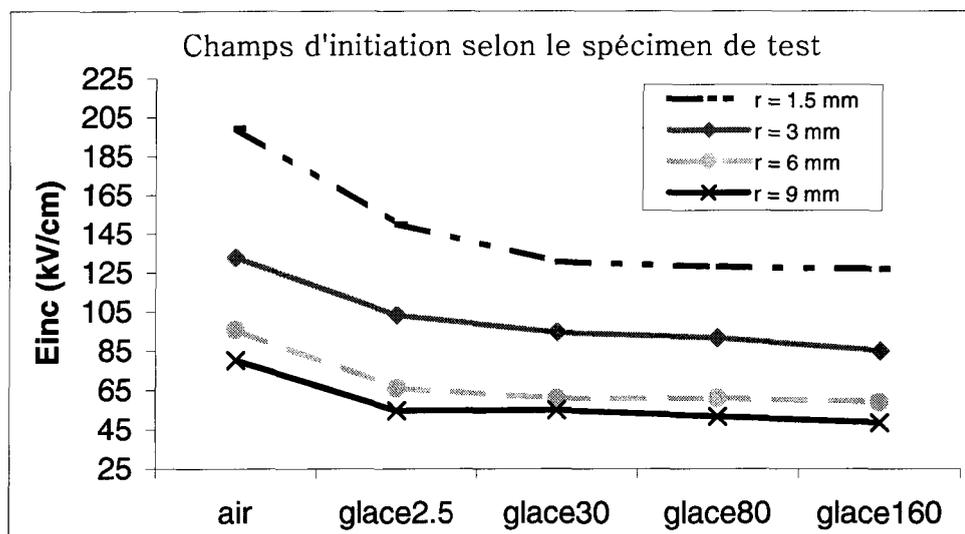


Fig IV.4: Champs d'initiation de la décharge dans le cas de l'air et en présence d'une surface de glace avec différentes valeurs de conductivité.

Il peut être supposé que la surface de glace joue un rôle fondamental dans l'initiation de la décharge en émettant des électrons germes supplémentaires. Le mécanisme d'émission d'électrons secondaires par une surface diélectrique a été décrit dans le paragraphe II.6.2 du chapitre II. Le même principe peut s'appliquer dans le cas d'une surface de glace. Aussi, puisque la surface de glace n'est jamais parfaitement lisse, il peut y avoir une très forte accentuation du champ électrique local au niveau de fines aspérités apparaissant sur la glace. L'accentuation de ce champ pourrait favoriser ainsi la génération d'électrons par détachement des ions négatifs présents à la surface de la glace. Cette hypothèse est largement confortée par le fait que d'après les résultats expérimentaux présentés sur la figure IV.4, plus la conductivité du canal inter-électrodes augmente, plus le champ

d'initiation de la décharge diminue. On sait que la conductivité du canal a été obtenue selon le processus décrit dans le paragraphe III.3.2 du chapitre III et qu'elle est réalisée en ajoutant simplement du chlorure de sodium (NaCl) à de l'eau dé-ionisée. Les atomes de sodium (Na) et de NaCl, éjectés vers l'extérieur de la couche de glace lors du processus de congélation [71] ont une énergie d'ionisation faible [43 – 45]. Ils peuvent donc libérer facilement des électrons en présence d'un champ électrique suffisamment intense. Alors plus la quantité de NaCl va augmenter dans le canal inter-électrodes, plus la probabilité de générations d'électrons supplémentaires augmentera aussi.

Les résultats présentés à la figure IV.4 montrent aussi que la variation du champ d'initiation de la décharge est très liée à la taille de l'électrode haute tension pour un diélectrique donné (air ou glace). Plus la taille de l'électrode haute tension est petite plus le champ d'initiation de la décharge est élevé. Ceci est dû au fait que plus le rapport d/r devient faible, plus l'intervalle inter-électrodes tend à être uniforme. Donc moins les lignes de champ au niveau de l'électrode haute tension sont déformées et moins le champ électrique au bout de l'électrode haute tension est accentué (cf: figure IV.2). Les ionisations dans la région voisine de l'électrode haute tension sont donc moins favorisées mais cependant la distribution du champ électrique, le long de l'intervalle inter-électrodes, est moins distordue. Une avalanche primaire initiée par un électron germe va rencontrer au cours de sa propagation des conditions de champ toujours plus favorables pour atteindre sa taille critique. Le champ électrique nécessaire alors pour initier une avalanche capable de déclencher une décharge, c'est-à-dire ayant une taille critique, devient ainsi plus réduit avec une électrode de plus grand rayon de courbure.

Les calculs effectués avec la formule de l'approximation hyperboloïde donnent des valeurs très proches de celles obtenues à l'aide des courbes de simulation de champ (figure IV.2). La différence maximale entre les valeurs n'est que de 13%, relevée dans le cas de l'air avec l'électrode de plus petite taille. Les autres valeurs varient seulement de 5%. Le tableau général des résultats est présenté en annexe [cf : page 106].

IV.3.2 Distance axiale du volume critique

Dans notre étude, nous avons défini la distance critique comme étant la distance axiale entre l'électrode haute tension et la position du champ critique (E_c) de l'intervalle d'air. Elle représente la position de la surface extérieure S_{out} du volume critique (cf : figure II.1, chapitre II), dans l'intervalle inter-électrodes à l'instant d'apparition des premières couronnes de streamers. La figure IV.5 présente les résultats de nos calculs.

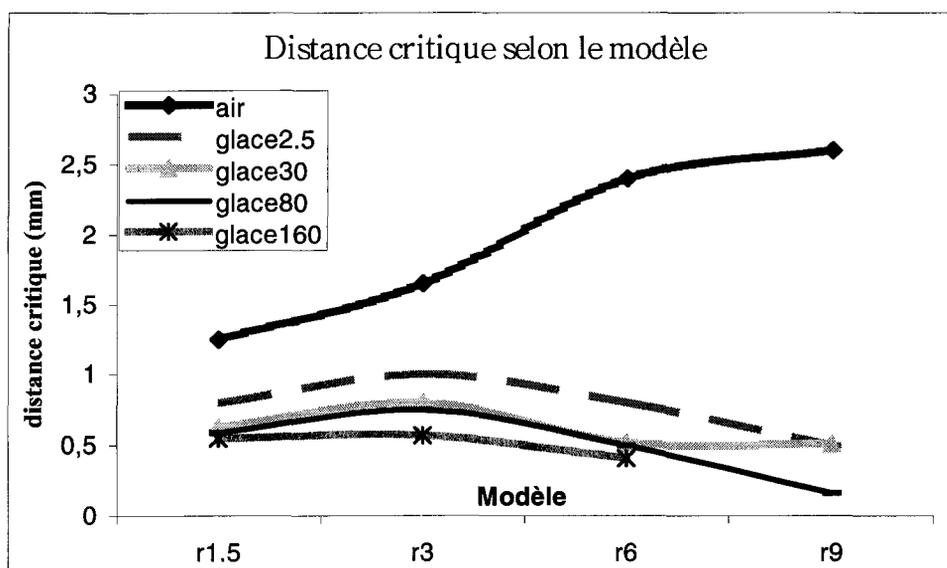


Fig IV.5: Résultats des calculs sur la distance critique dans le cas de l'air et en présence d'une surface de glace.

Le champ critique a été déterminé à l'aide de l'approximation [75] faite de la loi de Peek [48] et définie au paragraphe IV.2. Les courbes de résultats montrent qu'en présence d'une surface de glace, le volume critique est substantiellement réduit. Cette réduction peut être principalement due :

- au décalage du champ critique vers l'électrode haute tension en présence de surface de glace. Les courbes de simulation champ présentées à la figure IV.2 montrent qu'en présence d'une surface de glace, la position du champ critique E_c est plus proche de l'électrode haute tension comparativement au cas de l'air;

- à la très grande permittivité de la glace. En effet, c'est parce que la glace a une très grande permittivité ($\epsilon = 75$) qu'il y a une distorsion des lignes de champ;

- à la réduction du volume d'air disponible dans lequel des ionisations pourraient être initiées. Rappelons que même en présence d'une surface de glace, la décharge électrique se produit essentiellement dans l'air. La réduction du volume d'air va ainsi réduire les possibilités d'ionisations et de générations d'avalanches;

- au fait que les ions présents à la surface de la glace disposent de moins de temps pour initier des ionisations. En effet, puisque la tension d'initiation devient plus faible en présence d'une surface de glace, l'instant d'initiation devient aussi plus faible. Alors le temps laissé aux électrons pour initier des avalanches de taille critique devient réduit.

La réduction du volume critique en présence d'une surface de glace indique que pour une tension donnée, la probabilité de trouver un électron autour de l'électrode haute tension, capable d'initier des avalanches de taille critique est réduite. En d'autres termes, en présence d'une surface de glace, la tension requise pour initier une couronne de streamers

en un instant donné devrait être plus grande. Toutefois, ces résultats viennent s'opposer avec le fait qu'en réalité les couronnes de streamers se forment, en présence d'une surface de glace à des champs plus faibles que dans le cas de l'air. Ceci est d'ailleurs plus en conformité avec les résultats des investigations menées par Allen et al. sur d'autres surfaces diélectriques [55]. Ces investigations ont établi une comparaison entre les paramètres d'initiation des couronnes de streamers dans le cas de l'air et ceux obtenus en présence de surfaces diélectriques telles la porcelaine et le téflon. Par conséquent dans le cas de la glace, les possibilités suivantes subsistent :

- il y aurait une forte concentration d'ions négatifs à la surface de la glace, capables de libérer des électrons par détachement. Ces électrons libérés dans une zone de champ intense, seront capables d'initier des avalanches;

- ces avalanches ainsi produites, dans une région très petite comprise entre l'électrode haute tension et la limite intérieure du volume critique S_{int} (cf : paragraphe II.4.1 du chapitre II) se trouvent être très faibles pour initier des streamers;

- néanmoins elles produisent des photoélectrons à l'intérieur du volume critique. Ces électrons seront quant à eux, capables d'initier des streamers. Cette production supplémentaire d'électrons augmenterait la probabilité de générations des streamers et donc le champ nécessaire pour initier une décharge.

Les résultats obtenus dans cette étude du volume critique montrent que dans l'air, la distance critique augmente avec le rayon de courbure alors qu'en présence d'une surface de glace, elle passe par un maximum. Ce constat peut s'expliquer par le fait que le champ critique est fortement lié à la taille de l'électrode haute tension (voir paragraphe IV.2). De

plus, en sur les courbes de simulation champ (figure IV.2), on peut voir que le champ électrique au voisinage de l'électrode haute tension diminue plus ou moins fortement en fonction de la taille de celle-ci. Pour les faibles rayons de courbure, le champ critique résultant resterait suffisamment grand pour entretenir au voisinage de l'électrode haute tension des phénomènes de détachement et d'ionisation à la surface de la glace. Au-delà d'une certaine valeur du rayon de courbure, le champ critique, dont la valeur va diminuer, deviendrait insuffisant pour entretenir ces phénomènes. Les mécanismes d'attachement et de capture des électrons seraient alors plus importants, ce qui va entraîner une diminution de la distance critique de l'intervalle inter-électrodes. En présence de glace, la formule du champ critique s'applique toujours au modèle puisque la décharge se produit principalement dans l'air. Alors tant que le champ électrique restera suffisamment grand pour maintenir des conditions favorables d'ionisation et de détachement des ions négatifs à la surface de la glace, la distance axiale du volume critique va croître avec le rayon de courbure, comme dans le cas de l'air. Seulement pour des valeurs plus grandes de rayon de courbure, le champ critique diminue et il devient certainement insuffisant pour favoriser ces mêmes phénomènes de détachement des ions négatifs à la surface de la glace.

Le phénomène de détachement des ions négatifs s'est révélé être une notion déterminante dans notre approche physique de la décharge sur une surface de glace. Les électrons issus de cette activité contribuent largement à l'initiation et la propagation de la décharge sur un tel diélectrique.

Les résultats présentés à la figure IV.5 montrent aussi que la distance critique décroît quand la conductivité du canal inter-électrodes augmente. Cette observation

s'explique par le fait que la distance critique décroît avec le champ d'initiation de la décharge. En augmentant la conductivité, la décharge s'initie à des tensions plus faibles, ce qui conduit à une réduction du champ d'initiation et donc de la distance critique.

IV.4 Vitesse de propagation des couronnes de streamers

Une caractéristique essentielle dans la compréhension de l'interaction dynamique entre la décharge et la surface de glace elle-même est la vitesse de propagation des streamers. La figure IV.6 ci-dessous présente les valeurs des différentes vitesses de propagation obtenues dans le cas de l'air et en présence d'une surface de glace.

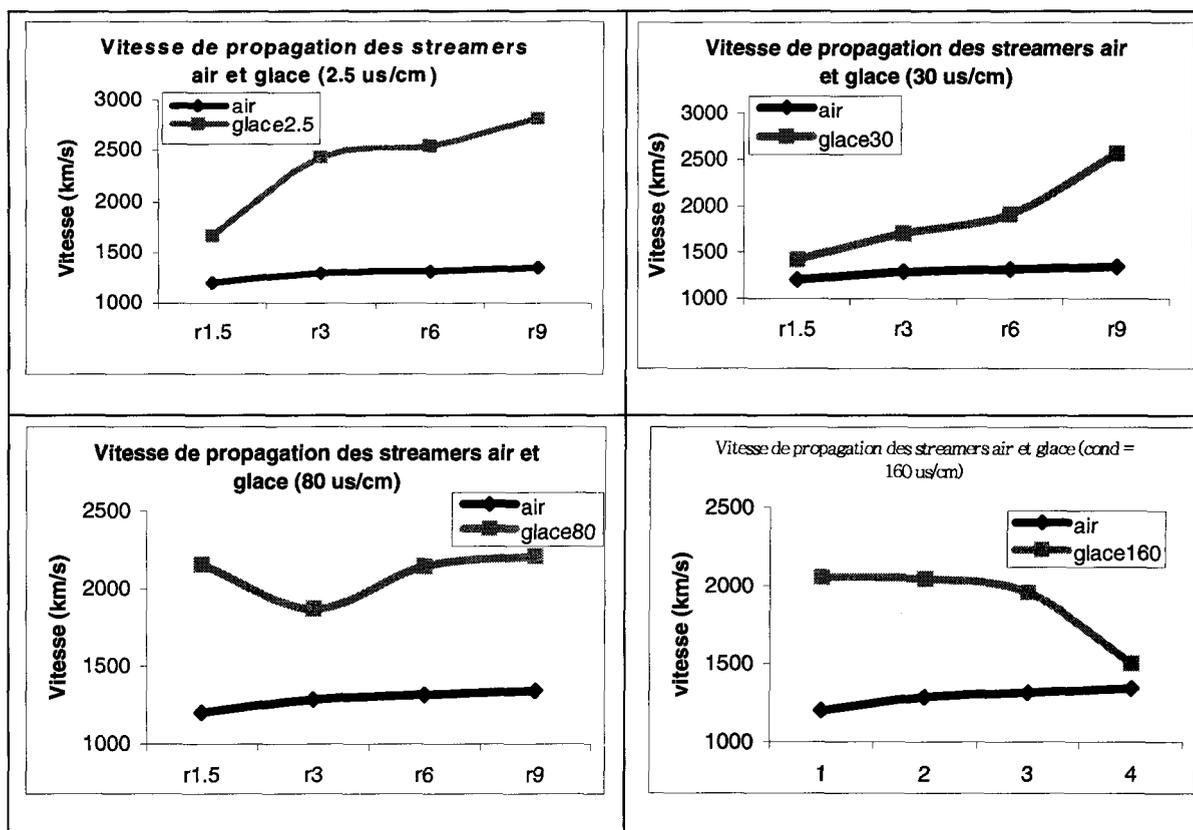


Fig IV.6: Vitesses moyennes de propagation de la décharge dans le cas de l'air et en présence d'une surface de glace.

Les calculs ont été effectués à partir des contours des photographies de la décharge, enregistrées par la caméra à balayage de fente. Les résultats sont de l'ordre de 10^8 à 10^9 cm.s^{-1} et restent très proches des valeurs relevées dans la littérature scientifique [46]. Ils montrent que la vitesse de propagation de la décharge en présence d'une surface de glace est plus grande que celle dans le cas de l'air.

Différents facteurs peuvent affecter la vitesse de propagation des streamers sur une surface diélectrique. Le plus déterminant serait, comme mentionné précédemment, l'accentuation du champ électrique au voisinage de la surface de la glace. La surface produit ainsi des électrons par détachement des ions négatifs ou par effet du bombardement ionique ou photonique. Ces deux phénomènes produisent davantage d'électrons, ce qui favorise les activités d'ionisation. La fréquence des ionisations est une fonction du champ électrique local. La vitesse de propagation des streamers connue comme étant liée au phénomène d'ionisation va ainsi être plus grande que dans l'air. Les travaux effectués par Gallimberti et al. [65] soulignaient déjà qu'en présence d'une surface diélectrique, les couronnes de streamers sont caractérisées par un branchage plus abondant et ont une extension plus grande dans l'intervalle d'air. Ceci permet de dire que dans le cas d'une surface de glace, le streamer pourrait donner naissance à plus de branches secondaires qui peuvent se propager aléatoirement et loin dans une direction radiale par rapport à l'avancement du streamer. Les photoélectrons créés par ces branches secondaires vont augmenter les ionisations et ainsi la vitesse de propagation du streamer qui leur a donné naissance. Dans le cas de l'air, puisque ce phénomène de branchage est moins important, la vitesse de propagation des streamers sera plus faible qu'en présence d'une surface de glace.

Les résultats sur l'étude de la vitesse montrent aussi que plus la taille des électrodes est grande, plus la vitesse des streamers est grande. Le champ électrique devient plus uniforme avec une plus grande taille des électrodes. Alors le streamer rencontre au cours de sa propagation de meilleures conditions de champ, qui favoriseront davantage les ionisations à sa tête et donc la génération de plus d'avalanches secondaires. Ceci contribuera comme mentionné plus haut à accentuer son avancement.

Une plus grande conductivité, semble dans un sens général, abaisser la vitesse de propagation des streamers. Les phénomènes d'attachement à la surface de la glace dus à la forte présence des atomes de chlore dans le canal inter-électrodes et la diminution du champ d'initiation de la décharge (paragraphe IV.4) pourraient être l'explication. La précision des résultats obtenus en fonction de la conductivité reste cependant trop faible pour permettre de dégager de grandes conclusions.

L'étude de la vitesse de propagation des streamers reste néanmoins beaucoup plus complexe car l'influence diélectrique de la surface de la glace n'est pas encore tout à fait maîtrisée. Un aspect intéressant est le fait que la décharge influence la surface de glace qui peut alors rentrer dans un état de transition de phase et générer une légère couche de film d'eau. L'ionisation des atomes dans la colonne de décharge, les recombinaisons des ions positifs, tout comme les bombardements des ions, électrons ou photons à la surface de la glace sont des mécanismes qui peuvent émettre une certaine quantité d'énergie et donc favoriser l'apparition de ce film d'eau. Cette couche de film d'eau serait très conductive avec la présence abondante d'atomes de sodium (Na), de chlorure de sodium (NaCl) et d'autres molécules issues des potentielles impuretés de la surface de glace. En raison de la

faible énergie d'ionisation des atomes de sodium, de l'effet des impuretés et de la forte électronégativité des atomes de chlore, la couche de film d'eau pourrait modifier considérablement les coefficients d'ionisation et d'attachement dans la colonne de décharge. Elle semble être d'ailleurs la principale cause de contournement des isolateurs recouverts de glace [23, 71]. La figure IV.7 ci-dessous présente une schématisation de l'interaction dynamique entre la couche de glace et de la décharge électrique. Ce mécanisme est basé sur le même principe décrit dans le cas d'autres surfaces diélectriques [65].

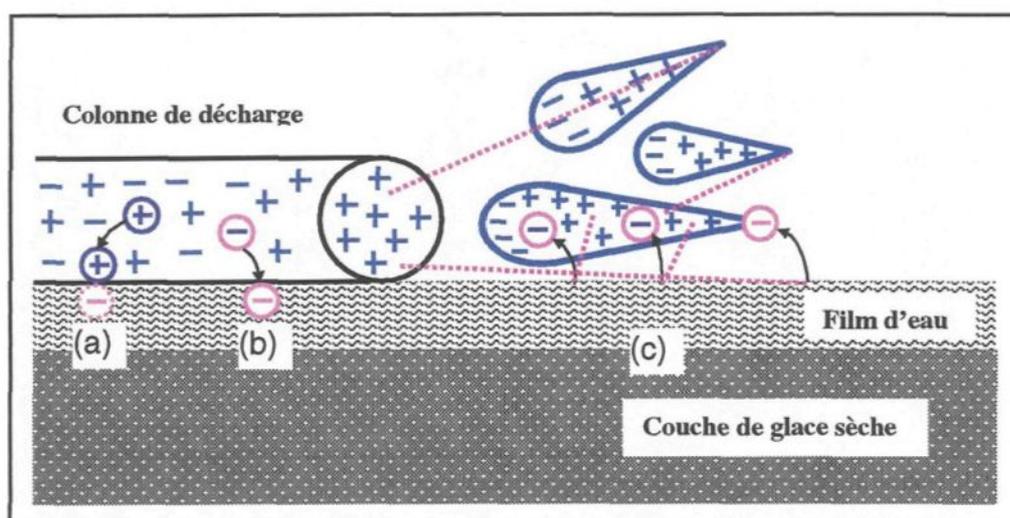


Fig IV.7 : Processus fondamentaux contribuant aux phénomènes d'ionisation et d'attachement dans la propagation d'un streamer sur une surface de glace.
 (a) : ion positif capturé par les forces électrostatiques
 (b) : électron capturé à travers les pièges surfaciques (surface sèche)
 (c) : extraction d'un photoélectron

Ainsi, comme il a été montré dans l'exemple de la figure II.9 du chapitre II pour un diélectrique en PVC, les coefficients d'ionisation et d'attachement dans le cas d'une décharge sur une surface de glace pourraient être quantitativement modifiés par les effets

synergiques de tous les phénomènes (émission d'électrons, capture d'électrons et d'ions, génération de film d'eau etc.) pouvant se produire sur la surface de glace. Dans le cas de la glace, les mécanismes qui régissent ces phénomènes pourraient être plus complexes à cause de la transition de phase pouvant s'opérer en tête de la colonne de décharge.

IV.5 Conclusion

Manifestement, la présence d'une surface de glace dans un intervalle d'air accroît beaucoup la complexité d'une décharge électrique. Elle a les effets suivants sur les mécanismes physiques fondamentaux de la décharge :

- elle cause une distorsion du champ électrostatique, ce qui accroît la non-uniformité du champ dans l'intervalle inter-électrodes, abaisse le champ d'initiation de la décharge et augmente la vitesse de propagation des streamers;

- elle interagit avec la colonne de décharge, ce qui conduit à l'apparition d'un film d'eau qui pourrait modifier les quantités effectives d'ionisation et d'attachement du gaz.

Les investigations dans le cas d'une décharge en présence d'une surface de glace ont aussi permis de mettre en évidence la distorsion du volume critique. En présence d'une surface de glace la définition du volume critique prend d'ailleurs une autre dimension et devient même une aberration car la décharge pouvant s'initier au centre de l'intervalle d'air, loin de la zone de l'électrode haute tension. Une hypothèse pertinente qui pourrait expliquer cette observation serait la présence d'éventuelles charges surfaciques à l'instant d'initiation de la décharge. Leur effet direct serait la distorsion du champ électrique local et donc la modification des paramètres d'initiation des couronnes de streamers.

CHAPITRE V

ÉTUDE DE L'INFLUENCE DES CHARGES SURFACIQUES SUR LE DÉVELOPPEMENT D'UNE DÉCHARGE SUR UNE SURFACE DE GLACE

CHAPITRE V

ÉTUDE DE L'INFLUENCE DES CHARGES SURFACIQUES SUR LE DÉVELOPPEMENT D'UNE DÉCHARGE SUR UNE SURFACE DE LA GLACE

V.1 Introduction

Dans l'étude des paramètres d'initiation et de propagation d'une décharge électrique sur une surface de glace, élaborée dans le chapitre précédent, les résultats obtenus ont suggéré des investigations plus approfondies. Étant donné le niveau de complexité du phénomène, plusieurs hypothèses se sont dégagées mais celle qui porte le plus d'intérêt est sans doute l'influence des charges surfaciques sur le processus de la décharge. Il est aussi évident que l'exploitation de cet axe de recherche nécessiterait des équipements plus sophistiqués et une meilleure compréhension des mécanismes physiques et chimiques, à la base de la génération des charges électriques sur la surface de glace. Cependant dans le cadre de notre étude, une approche expérimentale a été effectuée et celle-ci pourra permettre de jeter les bases d'une recherche plus fondamentale dans le domaine.

Ce chapitre présente tout d'abord la démarche expérimentale utilisée pour analyser davantage l'influence des charges surfaciques dans le cas d'une décharge sur une surface de glace. Ensuite seront présentés les résultats expérimentaux de nos investigations puis notre étude sur l'influence diélectrique de la couche de glace sur le processus de la décharge.

V.2 Approche expérimentale sur l'effet des charges surfaciques

Les investigations menées dans cette approche expérimentale ont été plus de nature à mettre en exergue l'effet des charges surfaciques dans un processus de décharge électrique sur une surface de glace. Les investigations expérimentales déjà menées à la CIGELE avaient révélé qu'à cause de la présence de charges surfaciques, le premier phénomène lumineux de la décharge se produisait sur la surface de glace, à une certaine distance de l'électrode haute tension [7]. Ce résultat se confirma dans nos investigations avec des modèles physiques de plus grandes dimensions. Les calculs de champ effectués par méthode numérique (cf : figure IV.2 du chapitre IV) laisseraient pourtant déduire que le champ électrique est toujours plus accentué dans la région voisine de l'électrode haute tension, même en présence d'une surface de glace. Seulement ils ne tiennent pas compte de l'accumulation des charges surfaciques qui modifieraient la distribution du champ électrique local. Le champ électrique serait alors plus accentué dans une autre zone de l'intervalle d'air, ce qui favoriserait l'apparition des premières couronnes de streamers partout ailleurs mais loin de la région de l'électrode haute tension.

Notre approche expérimentale consistait à identifier grossièrement sur l'ensemble des tests réalisés avec différentes valeurs de conductivité, les modèles avec lesquels l'apparition des premières décharges visibles se manifestait plus au milieu de l'intervalle d'inter-électrodes et ceux avec lesquels ce phénomène se produisait le moins. La distance inter-électrodes des modèles choisis a été portée à 70 mm et les tests se sont effectués à différentes températures – 12°C, - 8°C et – 4°C. A l'aide des enregistrements de la caméra à balayage, les spécimens pouvaient être choisis aisément.

Le choix des deux paramètres expérimentaux que sont la distance et la température se justifie par le fait qu'ils ont été retenus dans les investigations précédentes comme facteur pouvant accentuer l'effet des charges surfaciques [7, 73, 77]. Dans les travaux récemment entrepris à la CIGELE [7], il a été identifié que dépendamment de la distance inter-électrodes, différents régimes pouvaient être observés dans le développement de la décharge sur une surface de glace. Pour les faibles distances, la décharge s'initiait toujours dans les environnements de l'électrode haute tension alors pour des distances plus grandes l'apparition de la décharge pouvait s'observer souvent n'importe où dans l'intervalle inter-électrodes à cause de l'effet des charges surfaciques. En augmentant donc la distance, il se pourrait qu'il y ait une plus nette manifestation du phénomène.

L'augmentation de la température ambiante dans laquelle baigne la surface de glace résulte en une diminution significative de la tension de contournement. Ce résultat a été observé dans les études menées sur les caractéristiques de contournement des surfaces de glace en AC et DC [73, 77]. La température sur la surface de glace est donc un paramètre important. Son augmentation génère une quantité plus abondante de film d'eau dont la présence devient de plus en plus considérée dans les investigations [23] et semble d'ailleurs être la principale cause du contournement au niveau isolateurs recouverts de glace [17 – 19].

V.3 Résultats des investigations et discussions

Les investigations ont été menées avec le même procédé décrit dans le chapitre III. Les résultats des tests sont présentés ci-dessous. Le spécimen de test avec lequel on a constaté le plus d'occurrence du phénomène d'apparition de la décharge au milieu de

l'intervalle inter-électrodes était le modèle 1 (rayon de courbure 1.5 mm) en présence d'une surface de glace de conductivité $2.5 \mu\text{s}.\text{cm}^{-1}$, soit la plus petite. Le spécimen avec lequel ce phénomène apparaissait le moins est le modèle 2 (rayon de courbure 3mm) en présence d'une surface de glace de conductivité $80 \mu\text{s}.\text{cm}^{-1}$. Les deux autres spécimens ont été testés juste à des fins de comparaison et d'extrapolation.

(A) - Distance $d = 70 \text{ mm}$ et Température $t = - 12^\circ\text{C}$

	Modèle1 (cond.= $2.5\mu\text{s}/\text{cm}$)	Modèle 2 (cond.= $80\mu\text{s}/\text{cm}$)	Modèle 3 (cond.= $80\mu\text{s}/\text{cm}$)	Modèle 4 (cond.= $160\mu\text{s}/\text{cm}$)
U_{inc} (kV)	97.5 ± 3.54	96.1 ± 1.32	98.9 ± 2.52	100.12 ± 2.84
Vitesse (km/s)	2500 ± 720	1950 ± 1000	1790 ± 390	2790 ± 860

(B) - Distance $d = 70 \text{ mm}$ et Température $t = - 8 \text{ C}$

	Modèle1 (cond.= $2.5\mu\text{s}/\text{cm}$)	Modèle 2 (cond.= $80\mu\text{s}/\text{cm}$)	Modèle 3 (cond.= $80\mu\text{s}/\text{cm}$)	Modèle 4 (cond.= $160\mu\text{s}/\text{cm}$)
U_{inc} (kV)	96.64 ± 2.26	93.17 ± 2.03	100.95 ± 2.63	98.21 ± 2.07
Vitesse (km/s)	1627 ± 386	1464 ± 223	2238 ± 533	1550 ± 338

(C) - Distance $d = 70 \text{ mm}$ et Température $t = - 4^\circ\text{C}$

	Modèle1 (cond.= $2.5\mu\text{s}/\text{cm}$)	Modèle 2 (cond.= $80\mu\text{s}/\text{cm}$)	Modèle 3 (cond.= $80\mu\text{s}/\text{cm}$)	Modèle 4 (cond.= $160\mu\text{s}/\text{cm}$)
U_{inc} (kV)	96.06 ± 1.52	93.55 ± 2.17	99.75 ± 2.46	95.9 ± 1.26
Vitesse (km/s)	1710 ± 267	1321 ± 103	1953 ± 261	1280 ± 286

Tab V.1 : Résultats des investigations de l'influence de la température sur les paramètres de la décharge.

Le premier constat qui peut être fait au vu de ces résultats est que les paramètres d'initiation de la décharge ne varient pas de façon significative pour des températures comprises entre -12°C et -4°C , à l'exception d'une surface de glace avec une grande conductivité. Cependant les paramètres de propagation, notamment la vitesse, semblent être très liés à la température de la surface de la glace et à la distance inter-électrodes. En effet, les vitesses de propagation obtenues avec une distance inter-électrodes de 35 mm (cf : paragraphe IV.4 du chapitre IV) sont plus faibles que celles obtenues avec une distance de 70 mm. Ceci pourrait s'expliquer par le fait qu'il y aurait une présence plus abondante de charges surfaciques dans la colonne de décharge, ce qui renforcerait l'activité des ionisations dans l'intervalle inter-électrodes. De plus, l'augmentation du taux d'ionisation conduirait à une génération plus abondante de film d'eau, ce qui augmenterait davantage la conductivité du chemin de la décharge. Des calculs numériques de champ ont révélé que les charges surfaciques modifient considérablement la distribution du champ électrique le long d'une surface diélectrique [44]. Comme conséquence de cela, la probabilité de générations d'avalanches secondaires en tête des streamers sera accentuée. La vitesse de propagation des streamers étant liée au taux d'ionisation en serait alors augmentée. Durant le processus de congélation de l'eau du canal inter-électrodes, les impuretés (incluant les atomes de chlorure de sodium, NaCl) sont rejetés de l'intérieur de la couche solide de glace vers la fine portion de liquide toujours présente à la surface de la glace [71]. Les atomes de NaCl et ceux de sodium (Na), ayant une énergie d'ionisation faible (cf : Tab V.2) vont accroître la quantité des ionisations du fait de leur présence abondante dans la colonne de décharge. La chaleur générée localement en tête de la décharge et des premiers streamers augmentera

l'épaisseur du film d'eau qui peut en plus être vaporisée si la quantité de chaleur est suffisante. Paradoxalement, la vapeur d'eau présente aux alentours de la tête de la décharge pourrait aussi inhiber la propagation des streamers dans le sens axial comme sur le plan du branchage en absorbant une grande quantité des photons émis par le streamer. Il en résulterait la réduction de la vitesse de propagation du streamer. Les résultats obtenus en fonction de la température semblent d'ailleurs être en phase avec cette hypothèse. En augmentant la température, on augmenterait l'épaisseur du film d'eau, donc la quantité de vapeur issue de ce film d'eau. Les résultats de la vitesse des streamers en fonction de la température semblent indiquer que la vitesse diminue avec l'augmentation de la température. Cependant ils sont peu précis car les calculs ont donné de grandes variations.

V.4 Tentative d'explication physique de l'initiation d'une décharge électrique sur une surface de glace

L'initiation d'une décharge électrique dans l'air peut être fondamentalement liée à la notion de volume critique. Cependant en présence d'une surface de glace, cette notion peut être assez complexe à concevoir. Le volume critique a été défini comme étant le volume du gaz autour de l'électrode haute tension dans lequel les premières avalanches pourraient s'initier et se développer pour générer des streamers (cf : paragraphe II.4.1). En d'autres termes, il doit être supposé que le champ électrique local est plus intense dans cette région. Donc les premières ionisations devraient s'y produire, si le champ électrique appliqué est supérieur au champ disruptif du gaz de remplissage. D'après les enregistrements de la caméra, on peut constater que la décharge sur une surface de glace

s'initie souvent ailleurs que dans cette zone. Cela veut dire qu'en présence d'une surface de glace, à l'instant d'initiation de la décharge, le champ électrique local n'est pas plus intense autour de l'électrode haute tension. Donc la probabilité de génération d'un streamer est plus élevée dans une autre zone de l'intervalle inter-électrodes. La modification de la distribution du champ et son accentuation dans d'autres zones que près de celle située autour de l'électrode haute tension peuvent être dues à plusieurs facteurs. Les plus pertinents seraient la non-uniformité de la surface de glace qui se traduit par la présence de plusieurs micro-aspérités sur lesquelles le champ électrique peut être fortement accentué, ou encore la présence de charges sur la surface de glace avant l'apparition des premiers streamers. Les charges surfaciques négatives vont agir en augmentant le champ local dans le sens de la cathode alors que les charges surfaciques positives vont agir en diminuant le champ appliqué dans le sens de l'anode. Cette modification de la distribution du champ aura comme effet la création d'une zone de forte probabilité d'ionisations dans d'autres régions que celle autour de l'électrode haute tension. Les courbes de simulation de champ présentées à la figure IV.2 au chapitre précédent révèlent cependant que le champ électrique est toujours plus accentué dans la région voisine de l'électrode haute tension, même en présence d'une surface de glace. Mais elles ne tiennent pas compte de l'accumulation des charges surfaciques qui modifieraient considérablement la distribution du champ électrique local. L'utilisation des courbes de champ pour le calcul du volume critique dans le cas d'une décharge sur une surface de glace permet justement de se rendre compte de la contradiction entre les hypothèses toujours considérées dans le cas de l'air et celles qui devraient prévaloir en présence d'une surface de glace.

V.5 Processus d'accumulation des charges surfaciques

La surface de glace peut accumuler des charges électriques par différents mécanismes. Elle peut être délibérément chargée par une couronne de streamers, par électrification frictionnelle, par exposition au plasma ambiant, par injection de charges due à l'électrode haute tension avec qui elle est en contact ou encore par bombardement ionique, électronique ou photonique. La plus faible énergie requise pour arracher un électron d'un solide est appelée fonction travail, ($e\phi$). Cette énergie peut se présenter sous différentes formes : thermique (phonons, kT), photonique ($h\nu$), énergie potentielle des atomes et des ions (eV^* , eV_i), énergie cinétique ($\frac{1}{2}mV^2$) etc. Lors d'une recombinaison, si l'énergie totale émise se trouve être supérieure à la fonction travail ($\frac{1}{2}mV^2 + eV_i \geq e\phi$), un électron pourra être libéré par la surface, ceci augmentant de fait la quantité des ionisations. Le tableau V.2 ci-dessous présente une liste de certaines molécules et des énergies nécessaires pour leur arracher un électron.

Gaz	V_* (eV)	V_i (eV)	Processus d'ionisation
H		13.6	
H ₂	7.0	15.37	H ₂ → H ₂ ⁺ + e ⁻
		18	H ₂ → H ⁺ + H + e ⁻
		26	→ H ⁺ + H + $\frac{1}{2}mv^2$ + e ⁻
		46	→ H ⁺ + H ⁺ + $\frac{1}{2}mv^2$ + e ⁻
H		13.6	H → H ⁺ + e ⁻
N ₂	6.3	15.57	N ₂ → N ₂ ⁺ + e ⁻
N		14.53	
		24.5	→ N ⁺ + N + e ⁻
O ₂	7.9	12.5	O ₂ → O ₂ ⁺ + e ⁻

O		13.61	
		20	$\rightarrow O^+ + O + e^-$
CO	6.2	14.1	$CO \rightarrow CO^+ + e^-$
		22	$\rightarrow C^+ + O + e^-$
		24	$\rightarrow C + O^+ + e^-$
		44	$\rightarrow CO + e^-$
CO ₂	3.0	14	$CO_2 \rightarrow CO_2^+ + e^-$
		19.6	$\rightarrow CO + O^+ + e^-$
		20.4	$\rightarrow CO^+ + O + e^-$
		28.3	$\rightarrow C^+ + O + O + e^-$
NO	5.4	9.5	$NO \rightarrow NO^+ + e^-$
		21	$\rightarrow O^+ + N + e^-$
		22	$\rightarrow O + N^+ + e^-$
NO ₂	-	11	$NO_2 \rightarrow NO_2^+ + e^-$
	-	17.7	$\rightarrow NO + O^+ + e^-$
N ₂ O	-	12.9	$N_2O \rightarrow N_2O^+ + e^-$
		16.3	$\rightarrow N_2 + O^+ + e^-$
		15.3	$\rightarrow NO^+ + N + e^-$
		21.4	$\rightarrow NO + N^+ + e^-$
H ₂ O	7.6	12.59	$H_2O \rightarrow H_2O^+ + e^-$
		17.3	$\rightarrow HO^+ + H + e^-$
		19.2	$\rightarrow HO - H^+ + e^-$
NaCl		8.92	
Na		5.14	$Na \rightarrow Na^+ + e^-$
Na ₂		4.88	
Cl		12.96	$Cl \rightarrow Cl^+ + e^-$
Cl ₂		11.48	

Tab V.2 : Énergies d'excitation (V^*) et d'ionisation (V_i) de différents atomes et molécules [43 – 45]

La surface de glace peut aussi attacher des électrons dans des pièges extérieurs et des ions positifs par attraction électrostatique causant ainsi un attachement additionnel à celui déjà causé par l'air environnant. Le processus d'attachement des atomes de chlore (Cl), présents dans le canal inter-électrodes, pourrait aussi contribuer pour beaucoup à l'accumulation de charges surfaciques. L'attachement électronique génère toujours une certaine quantité d'énergie. Cette énergie peut servir à ioniser certaines molécules de la surface de glace et ainsi contribuer à l'extraction de nouveaux électrons. Puisque les ions négatifs de chlore (Cl⁻) sont formés de façon stable (le chlore est un halogène), ils peuvent exister en grand nombre à l'instant d'initiation de la décharge. Leur présence pourrait contribuer à l'accumulation de charges surfaciques négatives, ce qui aurait comme effet l'accentuation du champ vers l'électrode haute tension et donc l'augmentation du taux d'ionisation. La recombinaison de certains ions tels Na⁺, H⁺ ou encore la reconstitution de certaines molécules tels le NaCl ou l'eau (H₂O), présents abondamment dans le film d'eau à la surface de la glace peuvent libérer une quantité d'énergie importante qui va augmenter la vaporisation du film ou encore le taux d'accumulation des charges surfaciques. Les ions H⁺ sont plus abondants dans l'eau que dans la glace et ils ont une plus grande mobilité dans la glace [78].

Un autre mécanisme physique qui peut être considéré comme pouvant augmenter l'accumulation des charges à la surface de la glace en arrachant des électrons à celle-ci est la photo-ionisation. La probabilité de la photo-ionisation est d'ailleurs plus grande en présence d'une surface de glace que dans le cas de l'air car la glace est un matériau plus dense que l'air. Cela signifierait alors que la surface de glace va libérer davantage

d'électrons capables d'initier des avalanches secondaires ou d'augmenter les ionisations collisionnelles dans les streamers. De plus, les bombardements de photons vont contribuer à l'échauffement de la surface de glace, spécialement au niveau de ses aspérités, résultant en une fonte superficielle de la couche de glace et donc en une augmentation du film d'eau.

V.6 Conclusion

L'hypothèse de la présence d'éventuelles charges surfaciques à l'instant d'initiation d'une décharge sur une surface de glace pourrait beaucoup expliquer les contradictions observées comparativement au cas de l'air. La présence de ces charges modifierait les processus d'ionisation et d'attachement et par conséquent les paramètres d'initiation et de propagation de la décharge. Plus spécifiquement, contrairement aux charges surfaciques positives, les charges surfaciques négatives contribueraient à une augmentation du champ électrique local. L'augmentation des ionisations induites par ce phénomène et d'autres processus tels les recombinaisons et attachements à la surface de la glace pourraient conduire à l'apparition d'un film d'eau qui de plus peut être vaporisé dans la colonne de décharge. La présence de ce film d'eau a cependant été identifiée comme le principal élément responsable du contournement des isolateurs recouverts de glace [23, 71]. Plusieurs facteurs ont aussi été identifiés comme pouvant être à la base de l'accumulation de charges surfaciques. En plus des bombardements d'électrons, d'ions et de photons, et l'ionisation de certains atomes il y a aussi les réactions physico-chimiques se produisant dans l'interface entre l'air et les différentes particules présentes sur la surface de glace. L'étude de l'accumulation de charges induite par la présence de la couche de glace est une

phase fondamentale pour une parfaite compréhension du développement de la décharge sur une surface de glace. Elle devrait par conséquent être menée au-delà d'une simple approche expérimentale, ce qui devra nécessiter des équipements beaucoup plus sophistiqués que ceux utilisés dans nos investigations tels une caméra plus performante et d'autres appareils de mesure.

CHAPITRE VI

CONCLUSIONS GÉNÉRALES ET RECOMMANDATIONS

CHAPITRE VI

CONCLUSIONS GÉNÉRALES ET RECOMMANDATIONS

VI.1 Conclusions générales

Ce projet avait pour but ultime d'étudier les mécanismes physiques fondamentaux en jeu dans un processus de décharge électrique sur une surface de glace. Il est venu s'inscrire comme partie intégrante du programme de recherche de la CIGELE basé sur l'étude de l'apparition des décharges visibles sur une surface de glace.

Les équipements qui ont été nécessaires pour mener à bien ce projet avaient déjà montré, dans des investigations précédentes [7, 23], leur capacité, leur utilité et leur fiabilité. Ce projet devait cependant à travers de nouvelles mesures, déterminer des paramètres tels le champ d'apparition des premières couronnes de streamers, la distance axiale du volume critique et la vitesse axiale de propagation des streamers. L'interaction dynamique entre la surface de glace et la décharge électrique et la présence d'éventuelles charges surfaciques étudiées. De ces investigations, ont découlé les résultats suivants :

- **Le champ d'apparition des premières couronnes de streamers**

Le champ d'initiation de la décharge électrique est plus élevé dans le cas de l'air qu'en présence d'une surface de glace. Il dépend fortement de la taille de l'électrode haute tension et de la conductivité du canal inter-électrodes. En effet plus l'intervalle d'air tend à

être uniforme (c'est-à-dire un plus faible rapport d/R) plus le champ nécessaire pour initier des couronnes de streamers est faible. Ce résultat a été confirmé par des calculs numériques de champ qui ont montré que le champ électrique, au bout de l'électrode haute tension, est moins accentué dans le cas des grandes électrodes. Les calculs effectués par la méthode de l'approximation hyperboloïde ont donné des résultats très proches de ceux obtenus avec les courbes de simulation champ.

Le détachement des ions négatifs a été souvent utilisé dans notre tentative d'explication physique d'une décharge sur une surface de glace. Ce phénomène est particulièrement mis en évidence en faisant varier la conductivité du canal inter-électrodes. En effet, plus la conductivité augmente, plus le champ d'initiation de la décharge diminue. La conductivité ici mentionnée est relative à l'abondance des molécules de NaCl présentes dans le canal inter-électrodes. Ces molécules peuvent facilement libérer un électron (les molécules de NaCl et les atomes de Na ont une énergie d'ionisation faible) si elles se situent dans une zone de champ intense, ce qui peut alors augmenter la probabilité de génération de nouvelles avalanches dans la colonne de décharge.

- **Le volume critique de l'intervalle inter-électrodes**

Le concept du volume critique est une notion fondamentale de souvent utilisée dans le domaine de la physique des décharges [46]. Il permet de définir les conditions seuils d'initiation des streamers à partir d'une électrode active. Dans nos investigations, le volume critique a été étudié pour tenter d'expliquer l'influence de la surface de glace sur l'initiation des couronnes de streamers. Les résultats obtenus montrent qu'en présence d'une surface

de glace, il était réduit. Cela sous-entend alors que la décharge électrique devait s'initier à des champs plus élevés comparativement au cas de l'air. Ces résultats sont venus cependant s'opposer avec le fait qu'en réalité, en présence d'une surface de glace, la décharge électrique s'initiait à des champs plus faibles. Une possibilité pouvant expliquer cette contradiction serait que de faibles avalanches initiées par les électrons issus des ions négatifs présents sur la surface de glace créeraient des photo-électrons dans le volume critique. Ces photo-électrons permettraient d'initier des avalanches de taille critique à des champs donc faibles que dans le cas de l'air.

D'autre part, les investigations ont montré qu'en présence d'une surface de glace, la notion de volume critique n'était pas aussi rigoureuse que dans le cas de l'air. En effet, les premières couronnes de streamers s'initiaient souvent à l'intérieur de l'intervalle d'air, loin de l'électrode haute tension. L'hypothèse de l'effet d'une éventuelle présence de charges surfaciques a été la plus pertinente pour expliquer cette observation. Leur présence à l'instant d'initiation de la décharge accentuerait le champ électrique local dans d'autres zones que celle près de l'électrode haute tension. Donc contrairement au cas de l'air, les conditions seuils de formation des streamers ne se vérifieraient plus au tour de l'électrode active mais plutôt à l'intérieur de l'intervalle inter-électrodes. Cette distorsion du champ local aurait aussi un impact direct sur la propagation des couronnes des streamers.

- **La vitesse axiale de propagation des couronnes de streamers**

Les résultats obtenus dans nos investigations montrent qu'en présence d'une surface de glace, la vitesse de propagation des streamers est plus grande que celle dans l'air. La

vitesse des streamers est une fonction du taux d'ionisations. En présence d'une surface de glace, les ionisations sont plus favorisées que dans l'air car la glace peut produire des électrons supplémentaires par différents mécanismes tels les bombardements ioniques ou la photo-ionisation. Ces électrons supplémentaires favoriseraient davantage les ionisations, ce qui augmenterait donc la propagation des couronnes de streamers

Comme attendu aussi, la vitesse des streamers croît avec une distribution de champ plus uniforme, c'est-à-dire un plus grand rayon de courbure de l'électrode haute tension. Une plus grande conductivité semble aussi dans un sens général l'abaisser.

- **L'interaction dynamique entre la surface de glace et la décharge**

L'interaction dynamique entre la décharge électrique et la surface de glace est un autre aspect intéressant de cette présente étude. Dans la colonne de décharge, la surface de la glace pourrait rentrer dans un état de transition de phase qui engendrerait l'apparition d'un léger film d'eau ou la vaporisation de celui-ci en tête des streamers. Ce phénomène aurait comme conséquence directe la modification des taux d'ionisations collisionnelles et d'attachement électronique en tête des avalanches. Il faut cependant souligner qu'à ce jour, il n'existe à notre connaissance aucun instrument capable de détecter ce film d'eau dont la présence semble être la principale cause de contournement au niveau des isolateurs recouverts de glace.

- **L'influence des charges accumulées sur la surface de glace**

En se basant grossièrement sur les enregistrements de la caméra et sur les paramètres d'initiation de la décharge en présence d'une surface de glace, on pourrait dire

que les charges surfaciques auraient un effet évident sur le processus d'établissement de la décharge. Elles créeraient une distorsion du champ électrique local, ce qui modifierait considérablement les processus de photo-ionisation et d'attachement dans la colonne de décharge. L'initiation et le développement des streamers en présence d'une surface de glace, pourraient être contrôlés par des coefficients d'ionisation et d'attachement plus grands que ceux obtenus dans l'air. L'accumulation des charges surfaciques pourrait être fortement favorisée par la permittivité de la glace qui peut ainsi libérer plusieurs électrons par bombardements de photons ou d'ions mais aussi par détachement des ions négatifs rejetés vers l'extérieur lors du processus de congélation et abondamment présents à la surface. Les phénomènes de recombinaison et la présence de film d'eau à la surface de la glace auraient aussi une forte influence dans la génération de charges surfaciques.

VI.2 Recommandations

En dépit des résultats obtenus dans nos investigations, il reste encore plusieurs aspects à explorer pour établir les liens entre les multiples facteurs intervenant dans les processus d'initiation et de développement des couronnes de streamers sur une surface de glace. Ces nouvelles investigations devraient nécessiter :

- **L'utilisation de techniques de photographie *frame***

Cette technologie, plus sophistiquée que celle que nous avons utilisée, offre plus de perspectives pour l'interprétation du processus de la décharge. Elle permettrait contrairement à la technologie *streak* d'obtenir le développement de la décharge sur deux dimensions géométriques.

- **La prise en compte de l'effet des charges surfaciques sur la distribution du champ électrique**

Des investigations devraient être menées à travers de nouvelles mesures en tenant compte de l'éventuelle présence des charges surfaciques sur la couche de glace. Des logiciels plus puissants que celui que nous avons utilisé pourront faire des simulations de champ dans ce sens afin de fournir une meilleure approche de la distribution du champ électrique local sur la surface de glace.

- **L'étude du courant de prédécharge**

L'initiation d'une couronne de streamers est connue comme étant un phénomène tout à fait aléatoire. Elle ne pourrait donc être simplement assujettie à l'observation d'un phénomène lumineux par une caméra. De plus, des mécanismes physiques peuvent s'initier sur la surface de glace sans qu'il soit possible de les détecter de façon optique. Comme le courant de prédécharge naît avec la génération des avalanches et des couronnes de streamers, sa détermination offrirait une plus grande précision sur les calculs des paramètres d'initiation de la décharge.

Cette étude a déjà été initiée mais faute de temps nous ne pouvions palier à toutes les difficultés. La principale contrainte rencontrée a été la détermination de la capacitance équivalente du modèle en présence de surface de glace. La difficulté résidait dans le fait que la glace subissait un choc thermique lors de la mesure, ce qui modifiait l'uniformité de sa surface et donc la valeur de la capacitance inter-électrodes. Aussi, les équipements dont nous disposions pour effectuer la mesure travaillaient dans d'autres bases qu'en impulsionnelle, ce qui rendait encore plus difficile l'évaluation de la capacitance.

- **L'étude du bilan énergétique des réactions physico-chimiques se produisant sur la surface de glace**

Dans nos investigations, le phénomène de détachement des ions négatifs (exemple Cl^- , OH^-) et l'ionisation des atomes tels le sodium (Na) et l'hydrogène (H) a beaucoup été mentionné dans l'interprétation physique du comportement de la décharge sur la surface de glace. D'autres investigations devraient toutefois s'intéresser davantage au bilan énergétique des réactions conduisant à ce phénomène. Il est évident que les molécules de NaCl et les atomes de sodium ont une énergie d'ionisation faible mais que l'atome de chlore a une forte affinité électronique. Il serait intéressant à l'aide d'études approfondies de déterminer la prédominance de ces réactions chimiques dépendamment du champ électrique appliqué et du spécimen de test (conductivité et température de la glace et géométrie du modèle physique). De telles études permettraient de disposer de plus précises informations sur les possibilités de générations d'électrons supplémentaires et sur les processus d'accumulations de charges électriques sur la surface de glace.

- **La modélisation de l'initiation et du développement des streamers sur une base physique**

D'importantes retombées scientifiques et économiques pourraient découler des investigations menées dans le sens de la modélisation de l'initiation et du développement des couronnes de streamers sur une surface de glace. Ces investigations pourraient être effectuées en utilisant des approches établies par d'autres chercheurs ayant utilisé des interfaces synthétiques/gaz. En effet, la propagation d'un streamer peut être numériquement modélisée par le concept d'avalanche équivalente [67]. De plus, l'accumulation des charges

sur la surface de glace pourra être intégrée au modèle. Cette modélisation sera non seulement nécessaire pour l'évaluation des coefficients d'ionisation et d'attachement dans le cas d'une décharge se propageant sur une surface de glace mais aussi elle pourra être une partie intégrante d'un modèle dynamique globale capable de reproduire tout le processus d'initiation, de développement et de propagation de la décharge le long d'un isolateur recouvert de glace atmosphérique.

RÉFÉRENCES

RÉFÉRENCES

- [1] **M. Farzaneh**, “Ice accretion on high voltage conductors and insulators and related phenomena”, *Phil. Trans. of the Royal Soc.* 358(1776), 2000, 2971-3005.
- [2] **CIGRE Task Force**, “Influence of ice and snow on the flashover performance of outdoor insulators, part I: Effects of Ice”, *Electra*, 187, December 1999, 91-111.
- [3] **CIGRE Task Force**, “Influence of ice and snow on the flashover performance of outdoor insulators, part II: Effects of Snow”, *Electra*, 188, February 2000, 55-69.
- [4] **D. G. Havard and C. J. Pon**, “Galloping control status 1988”, *Proceedings of the 4th International Workshop on Atmospheric Icing of Structures*, pp. 314-318, Paris, France, Septembre 1988.
- [5] **K. F. Jones**, “The effect of the horizontal and torsional coupling on vertical galloping”, *Proceedings of the 6th International Workshop on Atmospheric Icing of Structures*, Budapest, Hungary, September 1993, 143-148.
- [6] **Hydro-Quebec Committee of Experts 1998**, “January 1998 Ice Storm”, *Report for Hydro-Quebec*, 1998.
- [7] **S. Brettschneider**, “Contribution à l’étude de l’apparition et du développement des décharges visibles à la surface de la glace”, *Thèse présentée à l’Université du Québec à Chicoutimi comme exigence partielle du doctorat en ingénierie*, octobre 2000.
- [8] **M. Farzaneh, S. Brettschneider and K. D. Srivastava**, “Study of Visible Discharge Onset and Development on Ice Surface”, *IEEE International Symposium on Electrical Insulation*, Anaheim, CA, April 2000, 216-221.
- [9] **M. Farzaneh, S. Brettschneider, K. D. Srivastava and S. Y. Li**, “Ultra-High-Speed Photographic Observations of Discharge Development along the Ice Surface”, *Proceedings of the 11th International Symposium on High-Voltage Engineering (ISH)*, London, U.K., Vol. 3, August 1999, 297-300.
- [10] **S. E. Cherukupalli**, “Surface Charge Accumulation on Spacers under Switching Impulses in Sulphur Hexafluoride Gas”, *Thèse présentée à University of British Columbia comme exigence partielle au doctorat en ingénierie électrique*, Juillet 1987.
- [11] **N. C. Jaitly and T. S. Sudarshan**, “In-Situ Surface Charge Measurement in Dielectric Bridged Vacuum Gaps”, *IEEE Transactions on Electrical Insulation Magazine*, Vol.23, pp. 261-273, 1988

- [12] **M. Kawai**, "AC Flashover Test at Project UHV on Ice-Coated Insulators", *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, Vol.PAS-89, No.8, pp. 1800-1804, December 1970
- [13] **A. Meier and W. M. Niggli**, "The Influence of Snow and Ice Deposit on Supertension Transmission Line Insulator Strings with Special Reference to High Altitude Operation", *IEEE Conference Publication 44*, pp. 386-395, Londres, Grande-Bretagne, Septembre 1968.
- [14] **W. A. Chisholm, Y. T. Tam, T. O. Melo, I. K. Pavers and C. C. Erven**, "60-Hz Performance of 500 kV Insulators under Light Contamination, Ice, Fog and Rising Temperatures: Operating Experience and Field Studies", *IEEE Power Engineering Summer Meeting*, pp. 1-8, 1993.
- [15] **M. Farzaneh and J. F. Drapeau**, "AC Flashover Performance of Insulators Covered with Artificial Ice", *IEEE Transactions on Power Delivery*, Vol.22, No.3, pp. 1038-1051, Avril 1995.
- [16] **M. Farzaneh and J. Kiernicki**, "Flashover Problems Caused by Ice Build-up on Insulators", *IEEE Electrical Insulation Magazine*, Vol.11, No.2, pp. 5-17, Mars- Avril 1995.
- [17] **M. Farzaneh and J. Kiernicki**, "Contournement Électrique des Isolateurs Recouverts de Glace", *Canadian Journal of Electrical and Computer Engineering*, Vol.22, No.3, pp. 95-109, Juillet 1997.
- [18] **M. Farzaneh and J. Kiernicki**, "Flashover Performance of IEEE Standards Insulators under Ice Conditions", *Proceedings of 6th International Workshop on Atmospheric Icing of Structures*, Budapest, Hungary, pp. 253-257, Septembre 1993.
- [19] **M. Farzaneh, J. Zhang, S. Brettschneider and A. M. Miri**, "DC Flashover Performance of Ice-Covered Insulators", *Proceedings of 10th International Symposium on High-Voltage (ISH)*, Montréal, Canada, Vol.3, pp. 77-80, Août 1997.
- [20] **K. Kannus, K. Lahti and K. Nousiainen**, "Comparisons between Experiments and Calculations of the Electrical Behavior of Ice-Covered High-Voltage Insulators", *Proceedings of the 8th International Workshop on Atmospheric Icing of Structures*, pp. 325-331, Iceland, Juin 1998.
- [21] **H. Matsuda, H. Komuro and K. Takasu**, "Withsand Voltage Characteristics of Insulators Strings", *IEEE Transactions of Power Delivery*, Vol.6, No.3, pp. 1243-1250, Juillet 1991.

- [22] **D. Wu, R. Hartings and S. M. Fikke**, "The Performance of Vertically Installed Insulator Strings under Ice and Snow Conditions", *Proceedings of the 8th International Workshop on Atmospheric Icing of Structures*, pp. 205-208, Iceland, Juin 1998.
- [23] **M. Farzaneh, I. Fofana, I. Ndiaye, C. Volat and K. D. Srivastava**, "Corona Streamer Inception at an Ice Surface", *2nd IASTED International Conference on Power and Energy Systems*, Crete, Greece, June 23 - 26th 2002.
- [24] **Y. Teisseyre and M. Farzaneh**, "Effect of Corona Discharge on the Ice Accretion", *Proceedings of 4th International Workshop on Atmospheric Icing of Structures*, Paris, France, paper B5.5, pp. 1-4, Septembre 1988.
- [25] **A. I. Grigor'ev**, "Some Features of Corona Discharge from the Surface of Snow and Ice", *Sov. Tech. Phys. Letters*, Vol.11, No.8, pp. 415-417, Août 1985.
- [26] **A. Beroual, M. Zhan, A. Badent and K. Kist**, "Propagation and Structure of Streamers in Liquid Dielectrics", *IEEE Transactions on Electrical Insulation Magazine*, Vol.14, No.2, pp. 6-17, 1998.
- [27] **Y. Nakao, H. Itoh, Y. Sakai and H. Tagashira**, "Studies of the Creepage Discharge on the Surface of Liquids", *IEEE Transactions on Electrical Insulation Magazine*, Vol.23, No.4, pp. 677-687, Août 1988.
- [28] **W. Pfeiffer, D. Schoen and L. Z. Tong**, "Dielectric Strength of SF₆/N₂ Mixtures for Non-uniform Field Distribution and Very Fast Transient Voltage Stress", *Private Communication*, 1997.
- [29] **G. Schroeder**, "SF₆-N₂ Gas Mixtures – Electrical Insulation and Discharge Development under Fast Oscillating Impulse Conditions in a Non-Uniform Gap", *IEEE International Symposium on Electrical Insulation ISEI 2000*, paper 10-1, pp.280-283, Anaheim, USA, Avril 2000.
- [30] **T. Shimazaki and I. Tsuneyasu**, "Flashover Process on the Surface of Solid Insulators under Positive Impulse Voltage in the Atmosphere", *IEEE Transactions on Electrical Insulation Magazine*, Vol.25, No.6, pp. 1161-1169, Décembre 1990.
- [31] **T. Shimazaki**, "Flashover Characteristics and Surface Processes under Negative Impulse Voltage in Atmospheric Air", *IEEE Transactions on Electrical Insulation Magazine*, Vol.27, No.3, pp. 488-495, Juin 1992.
- [32] **S. Vacquié**, "L'arc Électrique", *CNRS Éditions et Eyrolles*, France, 2000.

- [33] **E. M. Van Veldhuizen and W. R. Rutgers**, “Corona Discharges: Fundamentals and diagnostics”, *Faculty of Applied Physics, Private Communication*, Technische Universiteit Eindhoven
- [34] **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), 114 – 120, 1995.
- [35] **A. Goldman, R. Haug and R. V. Latham**, “Journal of Applied Physics.”, 47:2418, 1976, *referenced in “Electrical Breakdown and Gas Discharge part B”, E. E. Kunhardt and L. H. Luessen*, United States 1981 p.56.
- [36] **G. Charpak**, “Annual Revue of Nuclear Sciences”, 20:195, 1970, *referenced in “Electrical Breakdown and Gas Discharge part B”, E. E. Kunhardt and L. H. Luessen*, United States 1981, p.56.
- [37] **G. Charpak, A. Policarpo and F. Sauli**, “IEEE Transactions on Nuclear Sciences”, NS-27:212, 1980, *referenced in “Electrical Breakdown and Gas Discharge part B”, E. E. Kunhardt and L. H. Luessen*, United States 1981, p.57.
- [38] **B. C. Tan, H. Schmied, A. Rousset, F. Rohrbach, F. Piuz, F. Gross, C. G. Morgan and M. Cathenoz**, “CERN Report”, TC-L/Int. 70, Geneva, 1970 *referenced in “Electrical Breakdown and Gas Discharge part B”, E. E. Kunhardt and L. H. Luessen*, United States 1981, p.57.
- [39] **A. Brunet and F. Faure**, Proceedings of 6th Internationale Conference on Gas Discharge, *IEEE Conference Publications, No. 189*, Vol. 1 p. 158, London, 1980. *referenced in “Electrical Breakdown and Gas Discharge part B”, E. E. Kunhardt and L. H. Luessen*, United States 1981 p.57.
- [40] **G. Hartmann**, Proceedings, 9th Internationale Congress on High-Speed Photography, Denver, Society of Motion Picture and Television Engineers, p. 258, New York, 1970. *referenced in “Electrical Breakdown and Gas Discharge part B”, E. E. Kunhardt and L. H. Luessen*, United States 1981 p.57.
- [41] **A. D. Moore**, *Sci. Am.*, 226:(3)46, 1972 *referenced in “Electrical Breakdown and Gas Discharge part B”, E. E. Kunhardt and L. H. Luessen*, United States 1981 p.57.
- [42] **L. B. Loeb**, “Electrical Coronas, Their Basic Physical Mechanisms”, *University of California Press*, United States, 1965
- [43] **L. N. Allen and P. N. Mikropoulos**, “Surface Profile Effect on Streamer Propagation and Breakdown in air”, *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulations*, 8(5), 2001, 812-817.

- [44] **A. S. Pilla and R. Hackam**, “Modification of Electric Field at the Insulator Vacuum Interface Arising from Surface Charges on the Solid Insulator”, *Journal of Applied Physics* 54, 1983, 1302-1313.
- [45] **R. D. Lide. and H. P. R. Frederikse**, “Handbook of Chemistry and Physics”, *77th Edition CRC Press*, 1996.
- [46] **G. Le Roy, C. Gary, B. Hutzler, J. Lalot and C. Dubanton**, “Les propriétés diélectriques de l’air et les très hautes tensions”, *Editions Eyrolles, Paris*, 1984.
- [47] **N. St. J. Braithwaite**, “Introduction to gas discharges” *Plasma Sources Sci. Technol.*, 9, 2000, 517 – 527.
- [48] **F. W. Peek**, “Dielectric Phenomena in High Voltage Engineering”, *McGraw – Hill*, New York, 1929.
- [49] **R. S. Sigmond and M. Goldman**, “Coronas Discharge Physiques and Applications”, *Electrical Breakdown and Gas Discharge part B*, *E. E. Kunhardt and L. H. Luessen*, United States 1981
- [50] **M. Giralt**, “Adaptation d’un Modèle de Décharge en Vue de son Application à la Conception de l’Isolation Aérienne H.T et T.H.T”, *Thèse de Doctorat à l’École Centrale de Lyon*, France, 1999.
- [51] **R. Badent**, “Hochspannungstechnik I+II”, *Courses Notes*, 1995/96.
- [52] **M. Akyuz, L. Gao, V. Cooray, T. G. Gustavsson, S. M. Gubanski and A. Larsson**, “Positive Streamer Discharge along Insulating Surface”, *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulations*, 8(6), 2001, 902-910.
- [53] **Y. Murooka, T. Takada and K. Hidaka**, “Nanoseconds Surface Discharge and Charge Density Evolution”, *Part I : Review and Experiments*, *IEEE Electrical Insulations Magazine* 17(2), 2001, 6-16.
- [54] **V. Gagliardo**, “Discharges in Very-short Air Gaps in Plane-parallel Electrodes and under AC Voltage”, *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, Vol.1, No.6, pp.1156-1166, December 1994.
- [55] **N. L. Allen and B. H. Tan**, “Initiation of Positive Corona on Insulator Surface”. *Proceedings of the 12th International Symposium on High-Voltage Engineering (ISH)*, Bangalore, India, Vol. 3, pp. 5 – 18, August 2001.

- [56] **I. Fofana and A. Bérroual**, “A Predictive Model of the Positive Discharge in Long Air Gaps under Pure and Oscillating Impulse Shapes.” *Journal of Physics D: Applied Physics*, No.30, 1997, 1653-1667.
- [57] **A. A. Kulikovsky**, “The Role of Photo-ionization in Positive Streamer Dynamics”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, No.33, 1514 – 1524.
- [58] **J. M. Meek and J. D. Graggs**, “Electrical Breakdown of Gases” *Éditions John Wiley and Sons*, New York, 1978.
- [59] **R. Morrow and J. J. Lowke**, “Streamer Propagation in Air”. *Journal of Physics D: Applied Physics*, No.30, 1997, 614 – 627.
- [60] **Renardières Group**, “Positive Discharge in Long Air Gaps”, *Les Renardières, Electra*, 53, 1977, 31 – 153.
- [61] **E. Nasser**, “Fundamentals of Gaseous Ionization and Plasma Electronics”, *Wiley Intersci., Chap. 11*, New York, 1971.
- [62] **L. B. Loeb**, *Proceedings, 8th International Conference on Ionized Gases Phenomena*, Springer, Berlin, 1967, p.73.
- [63] **C. Gary and M. Moreau**, “L’effet Couronne en Tension Alternative”, *Éditions Eyrolles*, Paris, 1976.
- [64] **T. S. Sudarsham and R. Dougal**, “Mechanisms of Surface Flashover along Solid Dielectrics in Compressed Gases”, *Review, IEEE Transactions on Electrical Insulations*, No.21, 1986, 727 – 746.
- [65] **I. Gallimberti, I. Marchesi and L. Niemeyer**, “Streamer Corona at an Insulating Surface”. *Proceedings of 7th International Symposium on High Voltage Engineering (ISH)*, Dresden (Germany), August 1991, paper 41.10.
- [66] **H. F. A. Verhaart and A. J. L. Verhage**, “Insulator Flashover in SF₆ Gas”, *Kema Scientific and Technologic Reports*. 6 (9), (1988), 179-228.
- [67] **I. Gallimberti**, “The Mechanism of Long Spark Formation” *Journal of Physics*, No.40, 1979, C7, 193 – 250.
- [68] **International Electrotechnical Commission**, “High-Voltage Test Techniques – Part 2: Test Procedures”, *International Standard IEC 60-2*, 1973.
- [69] **Hamamatsu Streak Camera Instruction Manual**, “C2830 Temporal Disperser Instruction Manual”, Hamamatsu Photonic Systems Corporation, 5130 – 006.

- [70] **M. Beyer, W. Boeck, K. Moeller and K. Zaengl**, “Hochspannungstechnik”, *Springer-Verlag*, Berlin, 1986.
- [71] **M. Farzaneh, X. Chen and J. Zhang**, “A Study of Surface Conductivity and Flashover Voltage of Ice Samples Formed Under Various Freezing Conditions”, *International Journal of Offshore et Polar Engineering*, Vol.6, No.2, pp.1038 – 1051, April 1995.
- [72] **M. Farzaneh and O. T. Melo**, “Properties and Effect of Freezing Rain and Winter Fog on Outline Insulators”, *Cold Region and Technology*, Vol.19, pp. 33- 46, 1990.
- [73] **S. M. Fikke, J. E. Hanssen and L. Rolfseng**, “Long Range Transported Pollutants and Conductivity of Atmospheric Ice on Insulators”, *IEEE Transactions on Power Delivery*, Vol.8, No.3, pp.1311 – 1321, July 1993.
- [74] **M. Farzaneh, Y. S. Li and K. D. Srivastava**, “Flashover on Ice Surface”, *Atmospheric Research*, Vol.46, pp.37 – 47, 1998.
- [75] **B. Hutzler and D. Hutzler**, “A Model of Breakdown in Large Air Gaps”, *Bulletin de la DER d'EDF, serie B, No 4*, pp. 11 – 39, 1982.
- [76] **Users and Technical Manuel for Coulomb 3D 5.2**, Integrated Engineering Software, 2000.
- [77] **H. T. Bui**, “Contribution à l'Étude du Mécanisme de Développement de la Décharge Électrique en Arc de Contournement sur la Surface de la Glace Conductrice”, *Mémoire présenté à l'Université du Québec à Chicoutimi comme exigence partielle à la Maîtrise en Sciences Appliquées*, Juin 1984.
- [78] **P. V. Hobbs**, “Ice Physics”, *Clarendon Press*, Oxford, 1974.
- [79] **F. D. A. Boylett and I. G. Maclean**, “The Propagation of Electric Discharges Across the Surface of an Electrolyte”, *Proc. Roy. Soc.*, 324 A, pp. 469 – 489, 1971.

ANNEXE

ANNEXE

RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR LES PARAMÈTRES D'INITIATION ET DEVELOPPEMENT DES STREAMERS

Distance = 35 mm AIR

	MODÈLE 1 (r = 1.5 mm)	MODÈLE 2 (r = 3 mm)	MODÈLE 3 (r = 6 mm)	MODÈLE 4 (r = 9 mm)
U_{inc} (kV)	69.03 ± 6.5	71.75 ± 4.98	80.86 ± 5.42	82.76 ± 5.42
E_0 (V/cm) p.u.	2.89	1.85	1.19	0.97
E_{inc} (kV/cm)	199.49 ± 18.78	132.73 ± 9.21	95.74 ± 6.45	80.27 ± 5.25
E_R (kV/cm)	204.88 ± 19.29	127.44 ± 8.84	90.55 ± 6.1	75.15 ± 4.92
E_c (kV/cm)	72.28	61.4	53.71	50.3
Distance critique (mm) [E = E_c]	1.25	1.65	2.4	2.6

Distance = 35 mm GLACE (cond.= 2.5 μ s/cm)

	MODÈLE 1 (r = 1.5 mm)	MODÈLE 2 (r = 3 mm)	MODÈLE 3 (r = 6 mm)	MODÈLE 4 (r = 9 mm)
U_{inc} (kV)	58.17 \pm 3.75	60.37 \pm 3.08	61.81 \pm 2.47	63.64 \pm 2.29
E_0 (V/cm) p.u.	2.58	1.71	1.07	0.86
E_{inc} (kV/cm)	150.08 \pm 9.67	103.23 \pm 5.26	66.13 \pm 2.64	54.73 \pm 1.97
E_R (kV/cm)	172.65 \pm 11.13	107.22 \pm 5.47	69.56 \pm 2.78	57.79 \pm 2.08
E_c (kV/cm)	72.28	61.4	53.71	50.3
Distance critique (mm) E = E_c]	0.8	1	0.8	0.5

Distance = 35 mm GLACE (cond.= 30 μ s/cm)

	MODÈLE 1 (r = 1.5 mm)	MODÈLE 2 (r = 3 mm)	MODÈLE 3 (r = 6 mm)	MODÈLE 4 (r = 9 mm)
U_{inc} (kV)	50.51 \pm 2.15	55.21 \pm 3.68	56.9 \pm 3.46	64.06 \pm 2.67
E_0 (V/cm) p.u.	2.58	1.71	1.07	0.86
E_{inc} (kV/cm)	130.51 \pm 5.55	94.41 \pm 6.29	60.88 \pm 3.7	55.09 \pm 2.29
E_R (kV/cm)	149.91 \pm 6.38	98.06 \pm 6.53	64.03 \pm 3.89	58.17 \pm 2.42
E_c (kV/cm)	72.28	61.4	53.71	50.3
Distance critique (mm) E = E_c]	0.63	0.8	0.52	0.51

Distance = 35 mm GLACE (cond.= 80 μ s/cm)

	MODÈLE 1 (r = 1.5 mm)	MODÈLE 2 (r = 3 mm)	MODÈLE 3 (r = 6 mm)	MODÈLE 4 (r = 9 mm)
U_{inc} (kV)	49.66 \pm 3.16	53.55 \pm 2.5	57.05 \pm 3.31	60.21 \pm 2.35
E_0 (V/cm) p.u.	2.58	1.71	1.07	0.86
E_{inc} (kV/cm)	128.12 \pm 8.15	91.57 \pm 4.27	61.04 \pm 3.54	51.78 \pm 2.02
E_R (kV/cm)	147.39 \pm 9.38	95.11 \pm 4.44	64.2 \pm 3.72	54.67 \pm 2.13
E_c (kV/cm)	72.28	61.4	53.71	50.3
[E = E_c]	0.59	0.75	0.5	0.16

Distance = 35 mm GLACE (cond.= 160 μ s/cm)

	MODÈLE 1 (r = 1.5 mm)	MODÈLE 2 (r = 3 mm)	MODÈLE 3 (r = 6 mm)	MODÈLE 4 (r = 9 mm)
U_{inc} (kV)	49.17 \pm 5.17	49.84 \pm 3.11	55.33 \pm 2.56	56.42 \pm 1.66
E_0 (V/cm) p.u.	2.58	1.71	1.07	0.86
E_{inc} (kV/cm)	126.85 \pm 13.33	85.22 \pm 5.3	59.2 \pm 2.74	48.52 \pm 1.43
E_R (kV/cm)	145.93 \pm 15.34	88.52 \pm 5.52	62.27 \pm 2.88	51.23 \pm 1.51
E_c (kV/cm)	72.28	61.4	53.71	50.3
Distance critique (mm)	0.55	0.57	0.41	-----
[E = E_c]				

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX SUR LA VITESSE

Distance = 35 mm AIR

	MODÈLE 1 (r = 1.5 mm)	MODÈLE 2 (r = 3 mm)	MODÈLE 3 (r = 6 mm)	MODÈLE 4 (r = 9 mm)
Vitesse (km/s)	1203 ± 251	1286 ± 320	1316 ± 424	1342 ± 531

Distance = 35 mm GLACE (cond.= 2.5 µs/cm)

	MODÈLE 1 (r = 1.5 mm)	MODÈLE 2 (r = 3 mm)	MODÈLE 3 (r = 6 mm)	MODÈLE 4 (r = 9 mm)
Vitesse (km/s)	1658 ± 549	2436 ± 830	2544 ± 798	2808 ± 641

Distance = 35 mm GLACE (cond.= 30 µs/cm)

	MODÈLE 1 (r = 1.5 mm)	MODÈLE 2 (r = 3 mm)	MODÈLE 3 (r = 6 mm)	MODÈLE 4 (r = 9 mm)
Vitesse (km/s)	1418 ± 883	1701 ± 415	1907 ± 610	2571 ± 201

Distance = 35 mm GLACE (cond.= 80 µs/cm)

	MODÈLE 1 (r = 1.5 mm)	MODÈLE 2 (r = 3 mm)	MODÈLE 3 (r = 6 mm)	MODÈLE 4 (r = 9 mm)
Vitesse (km/s)	2157 ± 871	1871 ± 600	2144 ± 684	2208 ± 755

Distance = 35 mm GLACE (cond.= 160 µs/cm)

	MODÈLE 1 (r = 1.5 mm)	MODÈLE 2 (r = 3 mm)	MODÈLE 3 (r = 6 mm)	MODÈLE 4 (r = 9 mm)
Vitesse (km/s)	2056 ± 282	2045 ± 891	1957 ± 720	1503 ± 439

APPENDICES

APPENDICE 1

ÉLÉMENTS DU SYSTÈME DE HAUTE TENSION

- **Le générateur d'impulsions**

Symboles	Désignations	Valeurs
TEO	Transformateur de test	2*220 V / 100 kV 5kVA
R _s	Résistance de protection	10 MΩ
GS1, GS2	Diode de sélénium	I _{nom} = 5 mA chacun
RGS1, RGS2	Résistance série de protection des Diodes GS1 et GS2	500 kΩ
KF	Éclateur	intervalle variable de 0 à 80 mm Diamètre de la sphère 100 mm
C _s	Capacité génératrice d'impulsions	6000 pF
C _b	Capacité de charge et capacité haute Tension du diviseur capacitif	1200 pF
C _t	Capacité basse tension du diviseur Capacitif	4.61 μF
Re1, Re2	Résistances de décharge	6100 Ω
Rd	"Damping resistor"	375 Ω

- **La capacité de mesure (basse tension) Ct**

Paramètres	Valeurs
Nombre de capacités	10
Valeur de chaque capacité	0.47 μ F +/- 10 %
Type de capacité	Philips MKT 250 V
Valeur totale de l'unité basse tension Du diviseur capacité (mesurée à 25°C)	4,62 μ F
Facteur de division	3850

ÉLÉMENTS DU SYSTÈME DE MESURE

- **L'oscilloscope digital**

<i>Vertical</i>		
Channels	2	
Bandwidth	real-time	repetitive
dc-coupled	dc to 250 MHz	dc to 500 MHz
ac-coupled	10 Hz to 250 MHz	10 Hz to 500 MHz
Transition time (10 % to 90 %)	< 700 ps	700 ps
Deflection factor (full scale = 8 div)	1 mV/div to 5 V/div continuous	
Resolution (% of full scale)	8 bits to 25 MHz (0.4 %)	6 bits (1.6 %)
	7 bits to 100 MHz (0.8 %)	8 bits with averaging to

Post trigger delay range	s/div 160 ms at timebase settings 500 ns/div and faster, increasing to 10000s at 1 s/div	
<i>Time interval measurement accuracy</i>		
single channel	+/-300 ps (+/-0.03 % of reading)	+/-100 ps (+/-0.03 % of reading)
dual channel	+/-600 ps (+/- 0.03 % of reading)	+/-200 ps (+/-0.03 % of reading)
<i>Triggering</i>		
Sources	internal channels 1,2	external channels 3,4
Sensitivity	0.1 of full scale, dc to 200 MHz 0.2 of full scale, 200 MHz to 500 MHz	15 mV (high sensitivity, dc to 200 MHz) 45 mV (high sensitivity), 200 MHz to 500 MHz
Trigger level range	+/-3 * full scale	+/- 1V (high sensitivity)
Maximum safe voltage		+/- 10 V at 1 M Ω (dc and peak ac) 5 V _{rms} at 50 Ω
Input operating range		+/- 1 V (high sensitivity), dc and peak ac

- **Diode de protection de l'oscilloscope digital**

Type de protection	Diodes Zener bidirectionnelles Philips ECG 4927, 4941
Tensions maximales mesurées	ECG 4927 limitation à 19.8 V ECG 4941 limitation à 37.8 V
Caractéristiques de tensions	Onde impulsionnelle 1.2 / 50 μ s

APPENDICE 2

DONNÉES TECHNIQUES DE LA CAMÉRA À BALAYAGE DE FENTE

<i>General Characteristics</i>		
Steak unit (type M2548)	Sweep times	10 ns ~ 1 ms (16 steps)
	Trigger delay time	approx. 60 ns at $t_{\text{sweep}}=10$ ns
	Time resolution	100 ps at $t_{\text{sweep}}=10$ ns
Gate	Gate time	300 ns ~ 100 μ s
	Extinction ratio	minimum 1:10 ⁶
	Gate method	Photocathode-accel.-relating electrode
		MCP, simultaneous gate
<i>Electrical Characteristics</i>		
Trigger	Streak trigger signal input	+5 - +40 V _{pp} / 50 Ω
	Gate trigger signal input	+2 - +40 V _{pp} / 50 Ω
	Trigger jitter	within +/- 50 ps

<i>Optical Characteristics</i>	
Lens configuration	35 mm, F4.5
Image magnification	1:1
Slit width	0 ~ 5 mm (continuously variable, accuracy 0.005 mm)
Slit length	0 ~ 15 mm (continuously variable)
Streak tube	
Photocathode	Multi-alkali S-20
Faceplate material	UV glass
Fluorescent screen	P-20
Spectral sensitivity	200 ~ 850 nm
Size of photocathode	1.5 ~ 8 mm
Useful phosphor screen size	15 mm diameter
Light gain	approx. 3×10^3
Image magnification	approx. 1:1.5
Time resolution	min. 10 ps
<i>Format of streak photographs</i>	
internal image format	".xif" (only for internal use, coloured image)
format for image export	".tif" as b/w-image

APPENDICE 3

DONNÉES TECHNIQUES DE LA CHAMBRE CLIMATIQUE

La chambre climatique utilisée dans toutes nos expériences est un modèle "Envirotronics EH40-2-3". Ses caractéristiques techniques sont :

- Volume intérieur d'environ 1.5 m³
- Deux ventilateurs de circulation d'air
- Système de réfrigération d'air en cascade
- Microprocesseur basé sur un contrôleur température-humidité
- Capteurs thermocouple pour la mesure de température
- Fenêtre d'observation de dimension 28 cm X 28 cm
- Intérieur en acier inoxydable

Les données du contrôle de température sont présentées ci-dessous

T_{\max}	+ 177 C
T_{\min}	- 73° C
$\Delta T_{\text{control}}$	$\pm 1.1^{\circ}$ C