

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République Algérienne Démocratique et Populaire
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE.

جامعة العلوم والتكنولوجيا بوهران محمد بوضياف
Université des Sciences et de La Technologie d'Oran- Mohamed Boudiaf.



Faculté de Génie Électrique.

THÈSE DE DOCTORAT

Présentée par :

Driss RAOUTI

Thème :

**CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA DEPOLLUTION
DES GAZ TOXIQUES PAR DECHARGES ELECTRIQUES**

Soutenue le : / /2015

Jury composé de Mrs:

<i>Président :</i>	<i>A. W. BELARBI,</i>	<i>Professeur USTO.MB, Oran</i>
<i>Encadreur :</i>	<i>S. FLAZI,</i>	<i>Professeur USTO.MB, Oran</i>
<i>Co-encadreur :</i>	<i>O. EICHWALD,</i>	<i>Professeur U PS, Toulouse</i>
<i>Examineurs :</i>	<i>A. BELASRI,</i>	<i>Professeur USTO.MB, Oran</i>
	<i>A. TILMATINE,</i>	<i>Professeur UDL, Sidi Bel Abbes</i>
	<i>S. ABBAS,</i>	<i>Maître de conférences (A) UTM, Saida</i>

REMERCIEMENTS

Je voudrais ici remercier grandement notre dieu ALLAH, et ensuite toute personne qui a contribué de près ou de loin pour réussir ce travail.

D'abord, j'exprime ma gratitude et mon respect profond à mes directeurs de thèse : Monsieur le Professeur **Pr. Samir Flazi** de l'Université Mohamed Boudiaf à Oran, et Monsieur le Professeur **Pr. Olivier Eichwald** de l'université de Paul Sabatier à Toulouse qui ont su encadrer et diriger ce travail avec beaucoup de compétences, de patience et de sympathie. J'avoue que sous leurs directions, j'ai pu apprendre la bonne méthode nécessaire et la plus juste pour muner à terme une recherche scientifique de qualité.

Je profite aussi de remercier également : Monsieur le Professeur **Pr. Mohamed Youcfi**, et Monsieur le Professeur **Pr. Naoufel Merbahi**, qui ont accepté de m'accueillir au sein de l'équipe PRHE au laboratoire LAPLACE à Toulouse et qui m'ont accompagné durant la partie expérimentale de ce travail. Je tiens de les remercier pour leur soutien, leurs précieuses orientations et surtout pour leurs disponibilité.

Je présente également et vivement mes remerciements à mes frères : Monsieur le docteur **Dr. Djilali Benyoucef** de l'université de Hassiba Benbouali à Chlef et Monsieur le docteur **Dr. Abderahmene Boularas** de l'université de Paul Sabatier de Toulouse avec qui j'ai partagé des moments inoubliables sur le sens et méthode du travail en groupe. Je tiens de les remercier pour leur soutien moral, leurs conseils et leurs esprits ouverts.

Je tiens à remercier également le président de jury, Monsieur le Professeur **Pr. Ahmed Wahid Belarbi**, enseignant à l'USTO.MB d'Oran, ainsi que l'ensemble des membres du jury que je les cite par ordre alphabétique : Monsieur le docteur **Dr. Said Abbas**, Maître de conférence à l'université Dr. Tahar Moulay de Saida, Monsieur le professeur **Pr. Ahmed Belasri**, de l'Université Mohamed Boudiaf à Oran et Monsieur le Professeur **Dr. Amar Tilmatine**, de l'université Dr. Djilali Liabes de Sidi Bel Abbes, qui ont accepté d'évaluer, commenter et juger ce travail.

Je remercie vivement mon cousin **Kheireddine Khelifi** de l'université Dr. Djilali Liabes de Sidi Bel Abbes, et mon ami **Dr. Abdellah BENSaad** de l'université Dr. Tahar Moulay de Saida, qui ont accepté de me donner de leur temps pour la lecture et la correction de ce travail.

Je souhaite aussi remercier mes collègues de l'université de l'USTO Mohamed Boudiaf d'Oran ainsi que ceux de l'université de Paul Sabatier de Toulouse, en particulier **Dr. Hadi Elbyda** de l'université de Paul Sabatier de Toulouse.

Enfin, je n'oublierai pas ceux qui m'ont soutenu durant toutes ces années de ma vie que ce soit dans les moments difficiles ou les meilleurs. Je pense à mes parents, particulièrement à **ma mère**, mes frères (avec toutes mes reconnaissances), mes sœurs et bien sûr ma petite famille : ma femme, mes enfants : **Imene, Mohamed** ... et à tous ceux qui méritent d'être cités ici et que je les ai oublié.

Merci à tous le monde.

TABLE DES MATIERES

REMERCIEMENTS	3
TABLE DES MATIERES.....	5
INTRODUCTION GENERALE.....	9
CHAPITRE I	
PHYSIQUE DES DECHARGES ELECTRIQUES A PRESSION ATMOSPHERIQUE	
I. Introduction	15
II. Classification des plasmas.....	17
II-1. Plasma thermique	18
II- 2. Plasma froid.....	21
II- 2.1 Plasma froid généré par décharge couronne.....	25
II- 3. Décharge à barrière diélectrique (DBD)	26
II- 3.1 Caractère diffusif d'une décharge couronne à DBD	26
III. Mécanisme de création d'une décharge couronne.....	28
III- 1. Localisation caractéristique en courant-tension d'une décharge couronne	29
III- 2. Développement d'un streamer ou d'une décharge couronne.....	30
III- 2- 1. Mécanisme d'avalanche ou de multiplication électronique.....	31
III-2 - 2. Théorie de propagation de streamer.....	34
IV. Décharges couronnes pointe-plan.....	36
IV- 1. Transition streamer-arc.....	41
VI. Conclusion.....	42
CHAPITRE II	
DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET PRISE MESURES	
I. Introduction.....	45
II. Description générale du dispositif expérimental.....	47
II-1. Alimentation électrique de la décharge	48
II-1-1. Alimentation continue.....	48

II-1-2. Alimentation impulsionnelle.....	49
II-2. Circuit d'alimentation en gaz.....	50
II-3. Cellule de la décharge.....	51
II-4. Dispositifs de mesures électriques et des enregistrements.....	53
II-4. Moyens de diagnostic optique.....	57
III. Conclusion.....	60

CHAPITRE IV

MODILISATION ELECTRIQUE D'UNE DECHARGE POINTE-PLAN POSITIVE A PRESSION ATMOSPHERIQUE

I. Introduction.....	62
II. Comportement électrique d'une décharge couronne.....	64
III. Modélisation de la décharge pointe plan sous une alimentation continue positive ...	65
III-1. L'aspect physique de décharge pointe plan continue positive.....	66
III-2. Comportement d'un réacteur pointe plan sans décharge.....	67
III-2- 1. Calcul de la capacité géométrique du réacteur pointe-plan	70
III-3. Comportement du réacteur pointe plan avec décharge.....	75
IV. Modèle mathématique.....	79
IV-1. Généralités sur les méthodes d'identifications des modèles.....	81
IV-1-1. Nature des systèmes identifiés.....	82
IV-1-2. Classification des modèles et des méthodes d'identification.....	83
IV-3. Identification paramétrique.....	84
IV-3-1. Données entrées sorties utilisées en identification.....	85
IV-3-2. Estimation de la complexité du Modèle (Choix de la méthode)	85
IV-3-3. Validation d'un modèle.....	86
IV-4. Algorithmes des moindres carrés non récursifs et récursifs appliqués à la décharge pointe plan positive.....	87
IV-4-1. Propriétés statistiques de la méthode des moindres carrés.....	90
IV-5. Moindres carrés Itérative ou récursive MCR.....	91
IV-5-1. Développement de l'algorithme de MCI.....	91
IV-6. Implantation et mise en œuvre de l'algorithme MCR.....	93

V. Résultats et discussions.....	95
V-1. Estimation, ajustement des paramètres et validation du modèle.....	97
V-1-1. Estimation des paramètres du modèle pour le point référentiel ($\alpha_{réf}$, $\lambda_{réf}$)	98
V-1-2. Effet de la variation du gain initial α	100
V-1-3. Influence du facteur d'oubli λ	103
V-1-4. Synthèse sur l'effet des facteurs propres de l'algorithme d'estimation.....	107
V-2. Introduction d'un facteur d'oubli variable.....	109
V-3. Effet de l'enrichissement de la séquence d'entrée.....	111
VI. Conclusion.....	121

CHAPITRE IV

ETUDE PARAMETRIQUE DE LA DECHARGE COURONNE POINTE-PLAN POSITIVE A PRESSION ATMOSPHERIQUE

I. Introduction.....	124
II. Influence du niveau de la tension et de la distance inter-électrodes sur la résistance et la capacité de la décharge électrique	125
III. Effet du niveau de la tension appliquée sur la résistance de la décharge.....	126
IV. Effet de la distance inter-électrodes sur la résistance de la décharge pour une tension appliquée fixe.....	133
V. Effet du niveau de la tension appliquée et de la distance inter-électrodes sur la capacité de la décharge.....	136
VI. Effet du niveau de la tension appliquée sur la capacité de la décharge sous une distance inter-électrodes fixe.....	137
VII. Effet de la distance inter-électrodes sur la capacité de la décharge sous une tension appliquée fixe.....	142
VIII. Conclusion	145
CONCLUSION GENERALE.....	147
REFERENCES	150

INTRODUCTION GENERALE

Depuis l'apparition de l'industrie, et en raison de son fort développement depuis deux siècles environs, l'humanité émet toujours d'avantage tout sort de polluant et en particulier l'ensemble des polluants gazeux sous formes des gaz toxiques comme les composés organiques volatils (COV) et les différents oxydes toxique tel que NO_x, SO_x, ozone, etc.

Vu leurs impacts écologiques et leurs toxicités à titre d'exemple, les pluies acides, le réchauffement climatique, la destruction de la couche d'ozone, les effets mutagènes causés par l'ensemble des COV ainsi que les complications respiratoires et oculaires [1, 2, 3, 4, 5]. Ces gaz toxiques ont été dans le cœur d'intérêt de la recherche scientifique en termes de protection de la vie humaine et de préservation de l'environnement. La protection de l'environnement est devenue donc un enjeu majeur en même temps que s'est imposée l'idée d'une dégradation à la fois globale et locale de l'environnement [6]. Depuis, la recherche scientifique n'a cessé de rechercher des solutions réalistes équilibrés entre le développement et le souci de la préservation de l'environnement.

L'un des aspects de ces solutions est de s'appuyer sur des sources d'énergies propres et renouvelables, l'autre aspect, est le traitement de ces polluants issus des sources d'énergies fossiles en développant de nouvelles technologies efficaces pour dépolluer les rejets et les gaz d'échappement. Parmi ces technologies, on peut citer celles basées sur les plasmas électriques. Ces technologies sont caractérisées par leurs intégrabilités dans les processus industriels et par leurs simplicités, dont elles fournissent un milieu réactif capable de transformer les effluents gazeux toxiques à des produits non toxiques et même réutilisables.

Les plasmas sont utilisés généralement sous forme: d'énergie lumineuse comme source de photons pour la purification de l'eau en UV [7], sous forme d'énergie chimique comme source d'espèces réactives (procédés en volume), pour la dépollution des gaz d'échappements [8], la stérilisation et les applications Bio-médicales [9, 10]. En général, il existe deux catégories de plasma, les plasmas dits froids et les plasmas dits thermiques. Pour le premier type appelé aussi les plasmas hors équilibre thermodynamique, la température électronique est supérieure à la température du gaz ambiant (entre 10^3 K et 10^4 K pour les électrons et généralement inférieure à 500 K pour le gaz). Pour le deuxième type, les ions, les électrons et les molécules ont des températures sensiblement identiques, typiquement de l'ordre de 5 000 K à 50 000 K. Ce dernier type est utilisable en plusieurs domaines d'applications et notamment pour la fusion thermonucléaire.

Motivés donc par leur faible coût énergétique, les plasmas froids à la pression atmosphérique sont les plus susceptibles d'être utilisés pour la dépollution des gaz. Ce type de plasma est généré par des décharges couronnes avec ou sans barrière diélectrique. En effet les décharges couronnes sont des décharges électriques créées sous une configuration de géométrie fortement asymétriques dont on peut citer ici, les systèmes pointe/plan, multi-pointe/plan, couteau/cylindre, fil/cylindre ou cylindre/cylindre. La décharge se développe entre deux électrodes dans un intervalle gazeux d'une dimension de l'ordre de centimètre en filament ou en arborescence selon le type d'alimentation (continue, impulsionnelle ou variable).

Le passage d'une décharge couronne crée un milieu chimique très réactif. Il est à noter que ce milieu réactif créé, dépend de plusieurs facteurs tels que, l'amplitude et la forme de la tension appliquée (tension pulsée, alternatif ou continu), la configuration des électrodes (distance inter-électrodes), la forme (l'existence ou non d'une barrière diélectrique), la nature du gaz, la pression, ... etc. Donc, l'idée de base est de se servir de la réactivité chimique des radicaux et des espèces engendrés au sein du plasma pour transformer les molécules polluantes en molécules inoffensives. Sachant que les décharges électriques représentent des phénomènes physico-chimiques complexes qui injectent une puissance électrique au sein de milieu plasma selon des mécanismes plus ou moins connues, l'efficacité et le rendement de ces décharges semblent être la préoccupation majeure de la recherche dans ce domaine.

Pour mettre le jour sur ce point, il faut d'abord mettre en évidence le comportement électrique de la décharge ainsi que les différents paramètres électriques qui gèrent les dépenses énergétiques dans ces décharges.

De nombreux travaux traitent ce point touchant une grande variété de systèmes de décharges électriques à configurations géométriques différentes telles que : les réacteurs plan-plan, fil-plan, fil-cylindre cylindre-cylindre, avec ou sans barrière diélectrique. Cependant, très peu de travaux ont été consacrés à des réacteurs de configuration mono ou multi-pointes-plan malgré qu'une telle configuration est très prometteuse d'un point de vue énergétique. Un grand intérêt est dédié à l'étude de ce type de décharge au sein du groupe PRHE du laboratoire LAPLACE dont plusieurs travaux expérimentaux et théoriques ont été réalisés dans le cadre d'un projet de développement d'un réacteur corona industriel mono et/ou multi-pointes plan à pression atmosphérique ou contrôlée. Parmi ces travaux on peut citer :

- Le développement d'un code approprié performant, pour la modélisation électrodynamique de la décharge à travers les travaux de thèse d'O. Ducasse [11].
- La validation expérimentale des calculs de l'évolution spatiotemporelle de la production des espèces actives générées à travers les travaux expérimentaux de la thèse de D. Dubois (montage et l'étude du dispositif expérimental) [12].
- L'étude électrique et optique obtenue dans le cadre des travaux de thèse de A. Abahazime [13], et complétée ensuite dans une politique de continuité dans les travaux de thèse de A. Mraïhi consacré à l'étude du coût énergétique de la décharge sous deux régimes de tension (DC et impulsionnel) [14].
- Notre travail est basé sur la modélisation électrique de ce réacteur afin de mettre en évidence la consommation de la puissance injectée dans l'espace inter-électrodes de celui-ci. Il faut noter que le travail présenté est réalisé en collaboration avec le professeur Olivier EICHWALD (Co-encadreur, chef d'équipe PRHE).

Dans cette perspective, nous nous sommes intéressés particulièrement à l'étude du comportement électrique d'une décharge couronne générée sous une tension continue à la pression atmosphérique dans une configuration géométrique pointe-plan.

Pour ce faire, nous avons commencé par la recherche d'un modèle électrique équivalent de la décharge et étudier l'influence de certains paramètres opératoires sur celui-ci. Ce type de décharge se présente sous forme d'impulsions de courant en filament lumineux unique ou en arborescence selon la tension appliquée continue, impulsionnelle ou autre. Ces impulsions appelées aussi des streamers, durent quelques centaines de nanosecondes et atteignent quelques centaines de milliampères en se propageant de l'anode vers la cathode quand il s'agirait d'une alimentation positive et vis-versa.

Il est possible de passer facilement d'une configuration simple mono pointe-plan à une configuration multi pointe-plan en multipliant le nombre des pointes tout en exploitant l'ensemble des données et des informations acquises lors de la configuration de base mono-pointe plan. En effet, le modèle électrique équivalent qui représente la décharge est identifié grâce à la méthode mathématique d'identification paramétrique. Cette dernière consiste à rechercher des modèles mathématiques basant sur des connaissances physiques et des données expérimentaux d'un système ou d'un phénomène donné. L'utilisation de la méthode d'identification nous permet, en exploitant les connaissances physiques récoltées sur la décharge ainsi que les données pratiques fournis par le réacteur expérimental, de déterminer et d'ajuster les éléments du circuit électrique équivalent du modèle recherché. Le modèle proposé doit être capable de reproduire le comportement électrique de la décharge quelque soit la valeur de la distance inter-électrodes et la tension appliquée.

Des comparaisons entre les grandeurs électriques de la décharge obtenues expérimentalement et celles obtenues par simulation du modèle devraient confirmer la validité de ce modèle équivalent. Une fois le modèle est validé, il sera utilisé pour muner l'étude paramétrique de l'influence de certains paramètres opératoires sur le comportement électrique de la décharge.

Ainsi, le manuscrit est organisé dans quatre chapitres comme suit :

- Le premier chapitre donne une vue panoramique sur la physique des décharges électriques à pression atmosphérique en présentant les deux types de plasmas thermique et froids et en se concentrant sur ce dernier généré par les décharges couronnes. Les décharges dites DBD qui permettent d'éviter le problème du passage à l'arc enregistrés dans les décharges couronnes sont présentés brièvement.

Le mécanisme de création des décharges couronnes est également présenté en détails pour n'importe quelle configuration géométrique est créé et en particulier celui créé dans une configuration pointe plan qui représente notre décharge modélisée.

- Dans le second chapitre, une description détaillée du dispositif expérimental est présentée avec l'ensemble des mesures qui peuvent être réalisées. Cette dernière porte sur les trois parties constituant notre dispositif telles que : l'alimentation électrique, l'alimentation en gaz et la cellule de la décharge. Nous décrivons ensuite les moyens de mesures électriques et optiques et bien évidemment les moyens d'enregistrement. Les mesures prises constituent à la fois les données nécessaires en phase de modélisation et les données de comparaison pour la validation du modèle une fois obtenu.
- Le troisième chapitre explique les différentes étapes suivies pour l'élaboration du modèle équivalent. Nous expliquons tout d'abord la formulation du modèle puis la projection de la méthode d'identification utilisant l'algorithme des moindres carrés récursifs (MCR) pour l'estimation des paramètres de ce modèle électrique. Puis, nous ajustons l'algorithme d'estimation en agissant sur ses paramètres propres tels que : le gain initial et le facteur d'oubli. La précision des résultats d'estimation est ensuite améliorée par l'enrichissement des données d'entrées. Finalement, nous validons notre modèle pour n'importe quel point opératoire choisi en fonction de la distance inter-électrodes et la tension appliquée.
- Dans le dernier chapitre, nous présentons l'étude paramétrique consacrée à l'évaluation des effets des deux paramètres opératoires, tension appliquée et distance inter-électrodes, sur les paramètres électriques du modèle équivalent. L'évolution de la résistance ainsi que l'évolution de la capacité de la décharge sont discutées en premier lieu en augmentant le niveau de la tension appliquée tout en gardant une distance inter-électrodes fixe puis dans le second, en fixant la tension appliquée pour voir l'effet de la distance inter-électrodes sur l'évolution des deux paramètres électriques résistance et capacité de la décharge.

Nous terminons ce manuscrit par une conclusion générale qui récapitule l'ensemble des résultats obtenus ainsi que les perspectives qui peuvent être ouvertes par ce travail.

CHAPITRE I

PHYSIQUE DES DECHARGES ELECTRIQUES A PRESSION ATMOSPHERIQUE

I. Introduction

Introduit pour la première fois en 1928 par le physicien Langmuir, le terme "plasma", désigne un milieu gazeux ionisé électriquement neutre. Pour qu'un milieu reste macroscopiquement neutre il faut que la densité des particules chargées soit suffisamment grande. Ce milieu ionisé est constitué d'un ensemble de particules neutres (atomes, molécules, radicaux), des ions, des électrons, des photons émis et absorbés, et considéré comme le quatrième état de la matière [14].

Les plasmas peuvent être créés de façon artificielle, en laboratoire à travers les décharges électriques, dont on peut classer les plasmas en deux types, les plasmas dits thermique et les plasmas froids. Dans ce manuscrit, on se concentre surtout sur le deuxième type où les décharges couronnes que nous étudierons désormais, sont répertoriées. Selon l'usage de la décharge, diverses configurations géométriques ont été inventées et plusieurs modes d'alimentation électrique ont été appliqués. Parmi ces différentes applications technologiques, on peut citer : l'éclairage [15], la purification des eaux [16], les lasers [17], le traitement de surface [18], les disjoncteurs et commutateurs, le traitement de surface, la dépollution des gaz d'échappements [19], la stérilisation [20] et plusieurs d'autres applications [21].

En effet, les décharges électriques à pression atmosphérique constituent une technologie de grand intérêt pour certains secteurs industriels à application environnementale tel que le traitement des eaux et le traitement et la dépollution de l'air [12, 15, 16]. Pour le traitement des eaux, les techniques les plus réputées dans le domaine sont en générale le traitement par rayonnement UV ou le traitement par ozoneurs. Tandis que pour le traitement de l'air on cite soit les précipitateurs, quand il s'agit d'élimination des particules industrielles, des poussières et/ou des métaux lourds ; soit les réacteurs à décharge couronne avec ou sans DBD et de tout sorte de géométrie d'électrodes, quand il s'agit la dépollution de l'air des effluents gazeux toxiques.

Comme c'est indiqué dans l'introduction générale de ce manuscrit, l'objectif principal ciblé dans ce travail est la modélisation électrique du réacteur à décharge couronne pointe plan destiné au traitement des gaz d'échappements à son échelle industrielle.

Donc, afin d'élaborer le modèle électrique, nous avons utilisé la méthode d'identification paramétrique des modèles détaillée et mise en œuvre au troisième chapitre.

Cette méthode se base dans sa philosophie à la fois sur l'aspect physique et l'aspect expérimental.

En ce qui concerne l'aspect expérimental, ce dernier sera détaillé en deuxième chapitre. Alors que dans ce présent chapitre, nous essayons de mettre en évidence d'une façon générale la physique des décharges couronnes à pression atmosphérique tout en s'intéressant en particulier sur les décharges couronnes créées sous une configuration géométrique pointe-plan dont le but est de rassembler les éléments nécessaires pour déterminer le modèle de notre décharge.

II. Classification des plasmas

Bien que, on ne peut pas faire des limites précises entre les plasmas thermiques et les plasmas froids, il est beaucoup plus facile de différencier entre les deux, car la transition entre les deux états dépend de la valeur de puissance injectée dans le milieu plasma. Or, une faible variation en cette puissance peut provoquer un passage brusque d'un milieu hors équilibre thermodynamique caractérisant ce qu'on appelle un plasma froid à un milieu thermique en équilibre thermodynamique (quasi-équilibré) que l'on appelle un plasma thermique. Dans son article publié en 1975, Marode explique le mécanisme de passage immédiat d'un stade à l'autre jusqu'au claquage dans l'air d'une décharge couronne à pression atmosphérique [22]. Cet article se reporte sur la décharge pointe plan sous une tension continue positive qui est le sujet de notre modélisation électrique (Ce mécanisme sera donc détaillé ultérieurement dans ce chapitre). En générale, le passage d'un plasma froid à un plasma thermique qui dépend de la puissance injectée dans le gaz sein de la décharge se traduit par une transition d'un régime luminescent ou diffus à un régime d'arc (glow to arc transition) [22, 23, 24]. Ceci est expliqué par le fait que, dans les plasmas froids les différentes particules constituant ce plasma (électrons, ions, atomes, molécules), ont des distributions énergétiques moyennes très différentes contrairement au plasma thermique où toutes les particules ont pratiquement la même température.

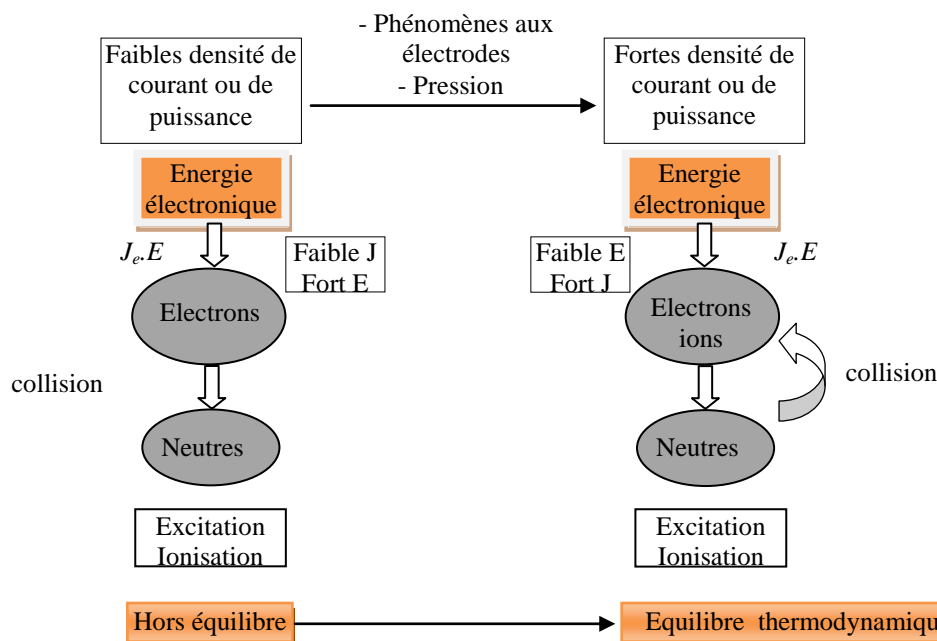


Figure I-1, [24]: Schéma représentatif de la similitude et la différence entre un plasma hors équilibre et un plasma en équilibre thermodynamique.

En effet, dans le cas des plasmas thermiques (arcs électriques), les températures associées aux électrons, aux ions et espèces neutres sont très voisines. Alors que, dans un plasma non thermique, la température électronique est beaucoup plus élevée que celle des particules lourdes (neutres et ions) [25].

La Figure I-1, donne une image qui rassemble les différents aspects de similitudes et de différences entre les deux types de plasmas. Afin de bien éclaircir ces points et pour une meilleure compréhension, on commencera tout d'abord par donner un aperçu global sur les deux types de plasma. Ensuite, on s'intéressera aux plasmas froids et en particulier de ceux générés par des décharges couronnes.

II-1. Plasma thermique

Dans ce type de plasma, le comportement est influencé par l'ensemble des particules qui le constitue. Comme les électrons, de même les ions sont également énergétiques et réactifs, autrement dit les électrons et les ions ont les mêmes températures ($T_e = T_i$). D'autre part, un équilibre chimique est présent où les deux espèces peuvent être réactifs [26]. Les plasmas thermiques sont générés à la pression atmosphérique ou à son voisinage (entre 10^4 et 10^6 Pa). A cette gamme de pression, le nombre de collisions entre les particules est très élevé dû à un effet thermique important et une densité électronique comprise entre 10^{20} et 10^{24} e^-/m^{-3} . A l'exception du voisinage immédiat des électrodes, les champs électriques et les libres parcours moyens sont trop faibles ce qui exclu la possibilité de produire un état d'ionisation par collision inélastique directe. Ceci confirme le processus d'ionisation par effet thermique [27]. Par ailleurs, l'établissement d'un état d'équilibre thermodynamique total dans un milieu nécessite d'abord, l'absence de tout gradient de température, et aussi un équilibre entre les processus de création et de disparition tels que, l'excitation et la désexcitation d'une particule, l'ionisation et/ou la recombinaison, entre l'émission et l'absorption de photons. Cette dernière condition représente la condition de micro-réversibilité qui fait que chaque processus microscopique est contre balancé par son processus inverse. Cependant, aux bords des électrodes un fort gradient thermique et électrique existent, donc on ne peut pas imaginer un équilibre thermodynamique ou de considérer une température unique pour les différentes particules à ces niveaux [24].

Théoriquement, le fonctionnement d'un milieu à l'équilibre thermodynamique total est régi par les lois décrivant les processus collisionnels de Maxwell-Boltzmann, présentées par Saha et Guldberg-Waage et par la loi de Planck régissant le rayonnement. Ces lois sont respectivement présentées ci-dessous [28]:

1) La loi de Maxwell

$$\frac{n_e n_i^{(z+1)+}}{n_i^{z+}} = 2 \frac{U_i^{(z+1)+}}{U_i^{z+}} \cdot \frac{(2\pi n_e k_B T)^{3/2}}{h^3} \cdot \exp\left(-\frac{E_I - \Delta E}{k_B T}\right) \quad (\text{I-1})$$

n_e , est la densité électronique,

$n_i^{(z+1)+}$, est la densité de l'ion i de charge $(z+1)$,

n_i^{z+} , est la densité de l'ion i de charge (z) ,

U_i^{z+} et $U_i^{(z+1)+}$, fonctions de partition de l'ion i de charge (z) et $(z+1)$, respectivement,

h , est la constante de Planck,

E_b , le potentiel d'ionisation pour passer de la particule de charge $(z+1)$ à celle de charge z ,

ΔE , est l'abaissement du potentiel d'ionisation dû à la présence de particules chargées.

2) La loi de Boltzmann

La loi de Boltzmann donne le rapport entre les densités de population d'une espèce entre deux niveaux d'énergie haut E_h et bas E_b :

$$\frac{n_h}{n_b} = \frac{g_h}{g_b} \exp\left(-\frac{E_h - E_b}{k_B T}\right) \quad (\text{I-2})$$

g_h et g_b , sont les poids statistiques de niveaux h et b .

On peut aussi exprimer la loi de Boltzmann en fonction de la densité totale $N(T)$ de l'espèce considérée et de la fonction de répartition $U(T)$ sous la forme suivante:

$$\frac{n_h}{N(T)} = \frac{g_h}{U(T)} \exp\left(-\frac{E_h}{k_B T}\right) \quad (\text{I-3})$$

La fonction de répartition est donnée par l'équation suivante :

$$U(T) = \sum_i g_i \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right) \quad (\text{I-4})$$

La densité totale $U(T)$ et la fonction de répartition $U(T)$ ne dépendent que de la température.

3) La loi de Sacha et Guldberg-Waage

Soit la réaction de dissociation suivante :



L'équilibre de dissociation des espèces moléculaires présentes dans le milieu est déterminé d'après la loi de Guldberg-Waage par l'équation suivante :

$$\frac{n_A n_B}{n_{AB}} = \frac{U_A U_B}{U_{AB}} \left(-\frac{m_A m_B}{m_A + m_B}\right)^{3/2} \left(\frac{2\pi k_B T}{h^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_{AB}}{k_B T}\right) \quad (\text{I-6})$$

E_{AB} : représente l'énergie de dissociation de la molécule AB

4) La loi de Planck

La loi de Planck nous exprime la quantité de rayonnement d'un corps noir pour une longueur d'onde λ et une température T données. Cette loi décrit le rayonnement absorbé et réémis aléatoirement dans un milieu en équilibre thermodynamique total comme suit:

$$B(\lambda, T) = \left(\frac{2hc^2}{\lambda^5}\right) \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1} \quad (\text{I-7})$$

$B(\lambda, T)$, est la puissance émise par unité de volume et d'angle solide.

Pratiquement [28], à cause de leurs densités d'énergie élevée et leurs capacités à chauffer, les plasmas chauds sont utilisés dans le traitement de matériaux pour fondre et vaporiser, dans certains cas, le matériel qui va être traité.

On peut aussi déposer et densifier des couches métalliques ou effectuer de la sphéroïdisation de poudres. On les utilise aussi de plus en plus comme source d'espèces réactives à hautes températures dans la synthèse chimique par plasma des matériaux extrêmement purs.

II- 2. Plasma froid

Les plasmas froids sont généralement caractérisés par leur énergie électronique KT_e et leurs densités électroniques. Dans ce type appelé aussi plasmas à bi-température, la température (l'énergie cinétique) des électrons est très supérieure à celle des ions $T_e \gg T_i$, ce qui rend ce milieu hors équilibre thermodynamique [24]. Les ions sont considérés comme froids, non réactifs (d'où l'appellation plasma froid) contrairement aux électrons qui ont acquis assez d'énergie pour effectuer des réactions essentiellement chimiques. D'autre part, les électrons sont caractérisés par une énergie moyenne qui dépend de leur température T_e , qu'on peut la définir par [25]:

$$\varepsilon_e = \frac{3}{2}KT_e \quad (\text{I-8})$$

Théoriquement, à des températures électroniques de quelques dizaines de milliers degrés Kelvin dans un gaz à température ambiante, un milieu plasma ne peut pas rester hors équilibre thermodynamique sauf si la puissance injectée est limitée. Une telle condition n'est réalisée que si la décharge est transitoire.

Pratiquement, les plasmas froids sont réalisés à des pressions entre 0.1 et 10 bars. En effet, la densité d'électrons et d'ions étant de l'ordre de $< 10^{-8}$ de la densité du gaz utilisé et des distances inter-électrodes allant jusqu'aux quelques centimètres de séparation. Dans ces conditions, le chauffage des électrons se fait par champs électrique et la conversion d'énergie est précédée par interaction avec les neutres en fonction des différents processus d'interaction électron-neutre (excitation, ionisation, collision inélastique).

L'énergie absorbée ou déposée par les électrons dans ce cas est décrite par l'équation de Boltzmann [25]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \cdot \nabla_r f - \frac{eE}{m} \cdot \nabla_v f = \left[\frac{\partial f}{\partial t} \right]_{coll} \quad (\text{I-9})$$

f , est la fonction de distribution des vitesses ; e et m , sont respectivement la charge et la masse de l'électron ; E , est le champ électrique.

$\frac{eE}{m} \cdot \nabla_v f$, représente le terme de chauffage électronique par champ électrique.

Une représentation simplifiée (généralement suffisante) des phénomènes de transport électronique qui tient en compte les moments successifs de l'équation de Boltzmann dans l'espace des vitesses tel que : les équations macroscopiques de continuité, de quantité de mouvement et de l'énergie s'écrivent, respectivement, comme suit :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot [n_e \mu] = n_e \nu_i f \quad (\text{I-10})$$

$$\frac{\partial n_e v_e}{\partial t} + \nabla [n_e u_e^2]_r + \frac{3}{2m_e} \nabla \cdot [n_e \varepsilon_e] + \frac{e}{m_e} n_e E = -n_e \nu_m u_e \quad (\text{I-11})$$

$$\frac{\partial n_e \varepsilon_e}{\partial t} + \nabla \cdot \frac{5}{3} n_e \varepsilon_e u_e + q_e \quad (\text{I-12})$$

$$j_e E = n_e v_e \varepsilon_e \quad (\text{I-13})$$

u_e : est la vitesse de dérive des électrons, ε_e : est l'énergie thermique, q_e : est le flux de chaleur, j_e : la densité de courant électronique, ν_i , ν_m , ν_e , : sont respectivement les fréquences d'ionisation, la fréquence d'échange de la quantité de mouvement et la fréquence d'échange de l'énergie.

L'intérêt des plasmas froids, s'est considérablement accru, au fur et à mesure que l'on découvrirait les applications multiples de ces derniers, aussi bien en recherche fondamentale que dans l'industrie. L'un des avantages fondamentaux dans ces plasmas est la création d'un milieu chimiquement actif à basse température, une dernière qui peut être un facteur de dégradation dans le cas des plasmas chauds. Sans doute l'avantage issu du caractère froid dans ce type de plasma, c-à-d, l'interaction avec les composants du milieu sans les chauffer significativement est fondamental et offre énormément de choix pour les environnements seins utilisés.

De plus, on peut utiliser pratiquement tout sort de gaz et de toutes combinaisons atomiques.

Également, l'insertion des liquides sous forme de gouttelettes ou sous forme de vapeur et même des solides soit pulvérisés ou vaporisés dans le plasma est possible [28, 29, 30]. Cette grande maniabilité qu'on vient de la citer est l'origine d'une richesse en matière d'application.

Le tableau I-1, regroupe à titre indicatif et non pas à titre restrictif les différents domaines d'existence de cette discipline ainsi que les différentes applications connues actuellement.

		Applications
Domaine d'application	POLYMERES	1°) <i>Polymérisation</i> : Séchage de peintures, vernis, encres, adhésifs..., <i>Traitement de surfaces</i> : papier, plastique, feuilles métalliques, contreplaqués, circuits imprégnés..., <i>Fabrication de matériaux composites</i> : bois, bétons imprégnés, verre, kevlar..., Résines radio- durcissables.
		2°) <i>Réticulation</i> : Renforcement des propriétés mécaniques, de la tenue en température, de l'étanchéité ..., Rubans, manchons..., Films thermo-rétractables, isolants, mousses expansées ..., Vulcanisation de caoutchouc, d'élastomères... , Fabrication de disquettes et bandes magnétiques.
		3°) Greffage: Textiles synthétiques, Membranes permitt-sélectives, Polyéthylène thermo-adhésif, Papier hygiénique.
		4°) Dépolymérisation : Téflon, Caoutchouc butyle, Polypropylène
	PRODUITS MÉDICAUX ET PHARMACEUTIQUES	1°) Stérilisation de matériel médico-chirurgical: Articles en non-tissés (couvre-tables opératoires, masques..), Articles en PVC, Pansements, seringues, gants en latex...
		ENVIRONNEMENT
	3°) Décontamination: cosmétologiques (poudres, talcs, colorants, produits d'hygiène...).	
	1°) Désinfection de boues d'égouts. Traitement de l'eau, Purification d'eau potable, Décontamination des eaux usées, Stérilisation de bouillons de culture, Dépollution chimique des eaux usées (élimination des hydrocarbures, légers, solvants pesticides).	
	2°) Dépollution des fumées (SO ₂ , NO _x , H ₂ S).	
	3°) Purification de l'air: Neutralisation des odeurs, Elimination des composés organiques volants des fumées, Aseptisation d'ambiance par élimination de germes.	
	4°) Stérilisation des déchets hospitaliers.	
	5°) Dépollution des sols	
	AUTRES APPLICATIONS	1°) Produits et emballages : Stérilisation, Décontamination
2°) Produits : Inhibition de la germination, Allongement de la durée de conservation, Retard de maturation, Désinsectisation, Stérilisation, Décontamination, bactérienne.		

Tableau I-1, [24, 25, 29, 30]: Domaine d'utilisation des plasmas froids et leurs applications.

II- 2.1 Plasma froid généré par décharge couronne

Comme c'est indiqué précédemment, la particularité des plasmas froids de créer un milieu chimiquement actif à des températures ambiantes a fait de lui une technologie très prometteuse et qui tend à pénétrer un nombre croissant de domaines d'applications. Les plasmas froids peuvent être générés par décharge couronne.

Les décharges couronnes sont généralement des décharges qui peuvent être générées à des pressions allant de quelques atmosphères à quelques centaines de pascals. Elles se présentent sous un caractère pré-disruptif qui se développent dans un milieu gazeux sous une géométrie entre deux électrodes fortement asymétriques. Sous l'effet de cette asymétrie d'électrodes, une distribution de champ électrique non uniforme (fortement hétérogène) aura lieu suite à une application d'une tension donnée. Ces décharges sont qualifiées par leurs facilités de mises en œuvre, leurs stabilités et leurs reproductibilités. Comme elles peuvent fonctionner avec toutes sortes d'alimentation électrique en tenant compte l'application envisagée. Bien que, le champ électrique doit être non uniforme, plusieurs configurations sont adaptées pour générer ce type de décharges.

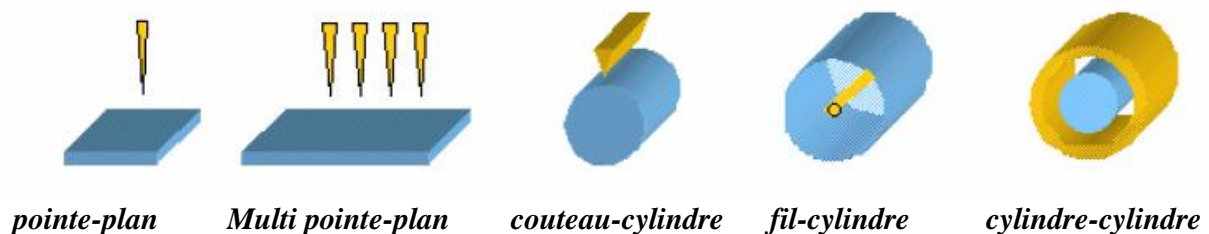


Figure I-2. : Différents systèmes d'électrodes couramment utilisés pour générer les décharges couronnes [31].

Une décharge couronne peut être **positive** ou **négative** selon la polarité de l'électrode de faible rayon de courbure qui va porter son nom,

Selon la configuration des électrodes, la décharge couronne se présente sous forme de canaux lumineux de diamètres allant de quelques nanomètres à quelques micromètres établis entre les deux électrodes. Elle peut se présenter sous un caractère diffus dans le cas d'une décharge à barrière diélectrique.

Elles présentent l'inconvénient de passage à l'arc accompagnées de l'ensemble des dégâts dus à l'effet thermique sur le milieu de traitement et à la forte intensité sur toutes les parties de réacteur y compris l'alimentation du système. Ceci est susceptible, autant que la puissance injectée est mal contrôlée. En revanche, ce problème est exclu dans le cas de systèmes dotés d'une barrière diélectrique (voir le paragraphe suivant).

II- 3. Décharge à barrière diélectrique (DBD)

Les décharges à barrière diélectrique connues aussi sous le nom de « décharges silencieuses », sont des décharges largement utilisées en industrie. Elles combinent les avantages des propriétés du plasma non-équilibre avec la facilité d'utilisation à pression atmosphérique sans passage à l'arc électrique. Une caractéristique importante est l'évolutivité simple à partir des petits réacteurs de laboratoire aux grandes installations industrielles avec des puissances d'entrée de mégawatts pour certaines applications [32]. Elles sont très efficaces et rentable avec toute sorte d'alimentation. Les applications industrielles comprennent la génération d'ozone, le contrôle de la pollution, le traitement de surface, le laser CO_2 de fort puissance, des lampes excimères ultraviolet, lampes excimère fluorescentes sans mercure, et les écrans plat à plasma de grande surface.

Selon l'application et les conditions de fonctionnement, la décharge peut avoir prononcé la structure filamentaire ou une apparence assez diffuse.

II- 3.1 Caractère diffusif d'une décharge couronne à DBD

Il a été démontré que les diffus homogènes des décharges peuvent également être obtenus dans des configurations DBD même à pression atmosphérique. Donc la décharge couronne peut prendre ce caractère sous certains conditions. En 1976, K. Donohoe a obtenu une décharge lumineuse homogène avec une excitation pulsée dans un mélange hélium/éthylène [33].

De même, les décharges lumineuses à pression atmosphérique APG, peuvent être obtenues en utilisant l'alimentation sinusoïdale dans les différents gaz avec et sans additifs [32, 34, 35].

A titre d'exemple, ces décharges peuvent être générées à la pression atmosphérique dans l'hélium, l'air, l'argon, l'oxygène et l'azote, même en utilisant une source à 50 Hz [35].

La condition requise pour établir un volume stabilisé à décharge lumineuse est que la densité d'électrons de pré-ionisation soit assez grande pour causer un chevauchement appréciable et la coalescence des têtes des avalanches primaires ainsi que le lissage des gradients de champ de charges d'espace au stade de formation de streamer [34, 35].

Brenning et al. [36], ont formulé plusieurs conditions détaillées pour l'obtention des décharges à avalanches impulsifs homogènes à haute pression même. Ils soulignent ici, l'importance d'un taux minimum de pré-ionisation supplémentaires juste avant et pendant le claquage. Le paramètre le plus important est le coefficient d'ionisation primaire effectif α_{eff} , (qui inclut tous les processus d'attachement et de détachement) au moment de claquage ou plus précisément, sa dérivée par rapport au champ réduit:

$$d(\alpha_{eff}/n)/d(E/N) \quad (I-14)$$

Ils expliquent aussi que cette grandeur est fortement affectée par des impuretés, des additifs de gaz et par la présence de métastables et des ions résiduels. Dans des décharges DBD nous pouvons faire usage des espèces résiduelles de la demi-période précédente quand il s'agit d'une alimentation périodique. Additionnellement aux charges de mémoire déjà présentes sur la surface du diélectrique, il existe aussi un effet de mémoire dans le volume si la fréquence de répétition est bien choisie. Notamment les propriétés spéciales du diélectrique peuvent aider à établir une décharge de volume homogène.

Dans ce même cadre, Tepper et al. [37] ont démontré, que les diélectriques à électret sont capables d'accumuler des quantités appréciables de charges à la surface. Soutenues par la tension appliquée, les charges sont piégées uniformément sur la surface du diélectrique. Lorsque le champ électrique change de polarité et dépasse une certaine seille, les porteurs de charges sont expulsés spontanément de la surface pour initier une décharge homogène.

Cependant, et jusqu'à présent, malgré qu'il soit possible de générer des décharges lumineuses homogènes à la pression atmosphérique, en contre partie il est difficile et délicat de les contrôler d'une manière fiable.

En effet, les changements au niveau de la configuration d'électrodes ou les petites variations de l'amplitude ou de la fréquence de répétition de la tension appliquée peuvent provoquer une transition vers un mode de décharge filamentaire plus stable.

Pour des applications industrielles cela pourrait être un inconvénient grave par rapport aux décharges filamenteuses. Toutefois, si un contrôle fiable peut être fourni et si un transfert d'énergie en moyenne dans la décharge peut être obtenu, ce type de décharge peut devenir d'un intérêt particulier par rapport à celui des décharges filamenteuses, pour certaines applications industrielles [34, 35, 38].

III. Mécanisme de création d'une décharge couronne

Sachant que, la décharge doit nécessairement se disposer d'un nombre d'électrons libres dits électrons germes soit près de la cathode s'il s'agit d'une décharge positive, soit près de l'anode s'il s'agit d'une décharge négative pour se déclencher. La question qui reste à poser ici, est d'où viennent ces électrons ?

Comme réponse, on peut dire que les électrons initiateurs de la décharge couronne sont généralement de sources différentes.

1) Emission d'électrons à la cathode

L'émission d'un électron de la cathode s'effectue, soit par effet thermoélectronique par le passage par-dessus d'une barrière de potentiel créée à l'interface métal-diélectrique, soit par effet tunnel par passage à travers cette barrière.

Les électrons qui proviennent de la cathode dans le cas d'une polarité positive, constituent une faible contribution au nombre total des électrons germes. Cette faible contribution est à cause des faibles valeurs du champ au niveau de la cathode qui se trouvent relativement loin. Cela est notablement remarquable dans le cas d'une configuration pointe positive-plan négatif.

En effet, la cathode est généralement considérée comme étant une source d'électrons germes peu efficace, parce qu'elle est d'une part soumise à un champ électrique faible et d'autre part elle se situe à une distance importante de la zone de décharge [2].

2) Ionisation par champ électrique (cas d'une pointe positive)

Ce mécanisme correspond à l'ionisation par champ électrique des molécules ou des atomes qui donnent naissance aux électrons germes. La probabilité de création d'électrons

germes est liée à la probabilité de présence d'un ion O^{2-} [39], ou à la présence des impuretés tels que O_2 ou de H_2O qui donnent naissance aux ions négatifs $O^{2-}(H_2O)_n$ et $H_2O^-(H_2O)_n$ [2, 12, 39, 40],

3) Rayonnement cosmiques ou radioactivité naturelle

Ces espèces (électrons germes), sont produites sous l'effet de l'irradiation par rayonnements cosmiques ou des particules issues de la désintégration spontanée de certains atomes du gaz présents dans l'espace inter-électrodes par les processus de radioactivité naturelle. Il est à noter que 7 à 20 électrons par cm^3/sec sont produits dans l'air à la pression atmosphérique [33, 36, 37].

III- 1. Localisation caractéristique en courant-tension d'une décharge couronne

L'augmentation progressive d'une tension appliquée aux bornes des électrodes donne une variation du courant de valeur moyenne en fonction de l'évolution de la tension. Cette variation obtenue est appelée la caractéristique courant-tension de la décharge couronne. Le long de l'axe de variation de la tension dans cette caractéristique, la décharge électrique se comporte en plusieurs régimes.

On peut distinguer le *premier régime*, qui est caractérisé par une *simple collection de charges* (originaires de la radioactivité naturelle) sous une faible valeur de tension appliquée, *zone (I)*.

Une deuxième *zone (II)*, commence à partir d'une tension seuil V_0 . Dans cette zone, une forte augmentation de courant est observée pour une faible variation de tension. Ce courant est le résultat des avalanches déclenchées suite à la création des électrons germes assurée par une source externe, donc *la décharge demeure non autonome*.

Une augmentation supplémentaire de la tension appliquée ramène la décharge à la *zone (III)*. *La décharge* devient *autonome* en création des électrons germes, autrement dit la création de nouvelles avalanches qui entretiennent la décharge et qu'on appelle *décharge couronne* appelée aussi *décharge streamer*.

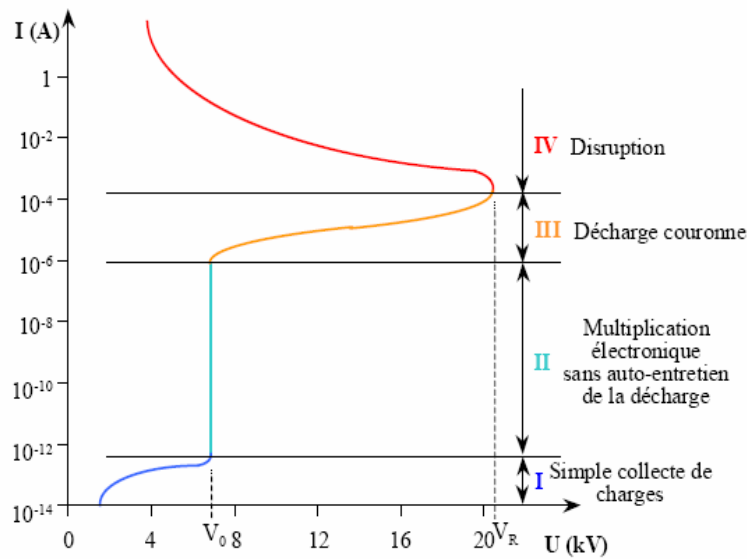


Figure I-3,[31] : Caractéristique courant-tension d'une décharge couronne dans l'air à pression atmosphérique (configuration pointe-plan, distance inter-électrode $d=13$ mm).

Au-delà d'une valeur de tension appliquée, le courant atteint des valeurs importantes accompagnées par des effets thermiques évidents et la décharge passe ainsi à un état d'équilibre thermodynamique ou se qu'on appelle le régime d'arc (zone IV) [22, 23, 31, 41]. La Figure I-3, présente cette caractéristique et les différentes phases appropriées.

III- 2. Développement d'un streamer ou d'une décharge couronne

En effet, le caractère autonome de ce type de décharge est à l'origine de leur intérêt. Pour mieux comprendre la spécificité de la décharge couronne, il est indispensable de connaître les différentes étapes et les différents facteurs qui rentrent en jeu durant la formation et le développement d'un streamer.

Le premier facteur c'est la géométrie dissymétrique qui procure une distribution de champ électrique fortement non uniforme avec un gradient important au niveau de l'électrode de faible rayon de courbure.

Le deuxième facteur c'est le champ de charges d'espace qui devient de même ordre de grandeur du champ électrique appliqué et qui pousse la tête de streamer vers la cathode avec une grande vitesse, environ 10^6 m/s.

Nous décrivons par la suite, la création des avalanches puis la propagation des streamers ; qui représentent rassemblées, la décharge couronne.

III- 2- 1. Mécanisme d'avalanche ou de multiplication électronique

Le transfert d'énergie cinétique par collisions entre un électron accéléré par un champ électrique et les molécules neutres du gaz sein est le processus fondamental d'initiation des avalanches. Ce processus a été proposé en 1910 par John Sealy Edward Townsend pour décrire le phénomène de claquage dans les gaz [42, 43].

Il suppose que les électrons existants (électrons germes), ou créés par ionisation sont accélérés par le champ géométrique qui règne dans l'espace inter-électrode sur une distance égale au libre parcours moyen qui est suffisamment longue. Selon la valeur du champ en présence, ces électrons acquièrent une énergie cinétique d'une valeur donnée. Si le gain d'énergie est suffisant pour produire une collision élastique, cela entraîne un transfert d'une quantité de mouvement à l'élément cible. Encore si ce gain est de l'ordre ou supérieur de l'énergie d'ionisation, une collision inélastiques aura lieu. Pour chaque collision ionisante, un nouvel électron est créé, ce dernier sera accéléré et rentre à son tour en collision avec une autre cible. Le processus se répète et se multiplie au fur et à mesure que le nombre total d'électrons augmente. Ce phénomène est appelé l'avalanche électronique.

Il est à noter que la notion de libre parcours moyen, représente la distance moyenne parcourue par un électron entre deux chocs successifs. Sa valeur est donnée par la relation suivante :

$$\lambda = \frac{v \cdot \delta t}{n \delta t} = \frac{1}{N \sigma} \quad (\text{I-15})$$

v : vitesse moyenne des particules de gaz.

n : la concentration des particules.

t : temps moyen séparant deux collisions.

σ : la section efficace pour la collision.

N : densité des particules.

L'inverse de libre parcours moyen $1/\lambda$, représente le coefficient d'ionisation α , appelé aussi le premier coefficient de Townsend qui dépend du champ réduit E/N , (avec N , représente la densité du gaz). Ce coefficient décrit mathématiquement le taux de multiplication électronique dans un gaz soumis à l'action d'un champ électrique. Il représente le nombre moyen des paires des ions formés par un électron par unité de distance [44].

Il est aussi parfois donné comme la différence entre les coefficients d'ionisation primaire et d'attachement [43, 44].

Une avalanche électronique commençant à partir de la cathode produit à son arrivée à l'anode un nombre d'électrons égale $\exp(\alpha d)$.

De cette manière, la relation de Townsend évalue le courant total I collecté au niveau de l'anode en démarrons par un courant initial I_0 au niveau de la cathode.

$$I = I_0 \exp(\alpha d) \quad (\text{I-16})$$

Avec I : courant total à l'arrivée de l'anode en (A).

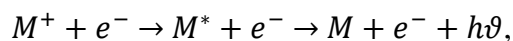
I_0 : courant initial dû aux électrons primaires en (A).

d : distance inter-électrode en (m)

α : premier coefficient de Townsend (m^{-1}).

En revanche, cette relation à prouver sa limitation en ce qui concerne la continuité et d'entretien de la décharge. Ce qui à nécessiter sa consolidation en dehors de ce mécanisme de multiplication des électrons proposé.

Il est très important de noter que des électrons secondaires peuvent être émis par impact d'ions positifs M^+ , sur la cathode ou par impact de photons émis par désexcitation radiative après impact électronique sur la cathode ou les molécules proches) :



La probabilité de produire ainsi des électrons secondaires se traduit par l'introduction d'un second coefficient de Townsend γ .

Le critère d'auto-entretien de la décharge est alors exprimé par l'équation suivante:

$$\gamma \exp((\alpha d) - 1) = 1 \quad (\text{I-17})$$

Suite à cette modification, ce mécanisme devient compétitif au mécanisme d'ionisation car il est consommateur d'électrons. Pour prendre en compte ce phénomène, il convient alors d'introduire dans la relation de Townsend une probabilité d'attachement électronique η [43]:

$$I = I_0 \exp((\alpha - \eta)d) \quad (\text{I-18})$$

Le critère d'auto-entretien de la décharge s'écrit donc :

$$\gamma \exp((\alpha - \eta)d - 1) = 1 \quad (\text{I-19})$$

Effectivement, la réactivité du milieu plasmagène dépendra de paramètres suivants [39, 40]:

- La composition du gaz utilisé dont la section efficace appropriée σ , varie en fonction de la nature du gaz et de son niveau d'excitation électronique.
- La pression et la température du gaz introduit.
- La tension électrique appliquée (l'intensité du champ électrique).
- La géométrie des électrodes (la distribution des lignes de champ).

Il en résulte du processus d'avalanche électronique décrit précédemment, une vague d'électrons créés par ionisation et accélérés par le champ géométrique appliqué. La vague d'électrons formera un pôle fictif négatif, se sépare de la vague d'ions positifs qui formera à son tour un pôle fictif positif, à cause de la grande vitesse de dérive des électrons. En conséquence, un champ local opposé au champ géométrique s'établira entre les deux pôles où il peut atteindre le même ordre de grandeur que le champ appliqué. En conclusion, les électrons qui dérivent dans cette zone n'auront pas un pouvoir ionisant suffisant à cause de la faible valeur du champ résultant.

Ce dernier résultat, implique qu'à un certain moment un arrêt des avalanches aura lieu, cet arrêt est imposé par l'égalité entre les deux champs.

Dans son modèle complet proposé en 1915, Townsend a décrit le claquage de l'espace inter-électrode dans le milieu gazeux. Il a supposé que les électrons des avalanches vont être absorbés par l'anode et que les charges positives localisées à la tête de ces avalanches appelées aussi "charge d'espace", imposera un nouveau champ local dirigé vers la cathode et renforcera le champ géométrique appliqué.

Par conséquent ce nouveau champ poussera les électrons qui se trouvent devant la tête de la charge d'espace d'initier des nouvelles avalanches et la décharge continue ainsi sous forme d'une onde ionisante [43, 44].

Néanmoins, cette théorie à du mal à expliquer la grande vitesse de propagation de la décharge, ce qui a poussé Loeb et Meek [45], à chercher une explication alternative ou complémentaire capable d'enlever cette ambiguïté.

III-2 - 2. Théorie de propagation de streamer

Afin d'expliquer la continuation des avalanches sans arrêt avec une vitesse importante et non affectée par le champ local résultant, il était indispensable de chercher un autre mécanisme qui assure cette combinaison. Ce mécanisme clé est traduit par le fait que, la superposition du champ, appliqué et celui de la charge d'espace a pour effet la création de plus d'électrons germes par photo-ionisation en amont de la charge d'espace. En effet la désexcitation des espaces excités se trouvant dans la charge d'espace, émettra des photons qui vont exciter les neutres devant elle. Donc la création de nouveaux électrons est fortement possible et favorisée préalablement par l'existence des espèces excitées dans la charge d'espace [22, 44, 45].

Pour mettre en évidence cette réalité, le tableau I-2, [33], montre les transitions radiatives des molécules d'azote N_2 excitées susceptible d'ioniser l'oxygène moléculaire O_2 par photo-ionisation dans l'air sec.

Système	Longueur d'onde (nm)	Energie (eV)
$C'_4 \ ^1\Sigma_u^+ - X \ ^1\Sigma_g^+$	96-86	12.91-14.41
$b' \ ^1\Sigma_u^+ - X \ ^1\Sigma_g^+$	129-82	9.6-15.1
$b \ ^1\Pi_u - X \ ^1\Sigma_g^+$	111-85	11.16-14.58
$o \ ^1\Pi_u - X \ ^1\Sigma_g^+$	95-88	13.05-14.09

Tableau I-2 : Transitions radiatives de N_2 susceptibles de photo-ioniser l'oxygène moléculaire.

Ces nouveaux électrons sont en suite accélérés par un champ électrique imposé par la charge d'espace créée suite à la coalition des têtes des avalanches interférées. De cette façon

ces avalanches continuent à gagner avec le temps plus de force et plus d'espace inter-électrodes.

A certain moment, la tête de cette onde ionisante atteindra la cathode et ainsi l'intervalle inter-électrodes est court-circuité par un canal conducteur quasi-équilibré électriquement. Ce canal est rompu après l'évacuation de la charge électronique, la cesse des ionisations et la redistribution du champ électrique qui devient faible par rapport à celui qui a causé initialement cette succession de processus. La propagation de cette onde ionisante est appelée un streamer.

La Figure I-4, donnera une image schématique des différentes étapes de propagation d'un streamer.

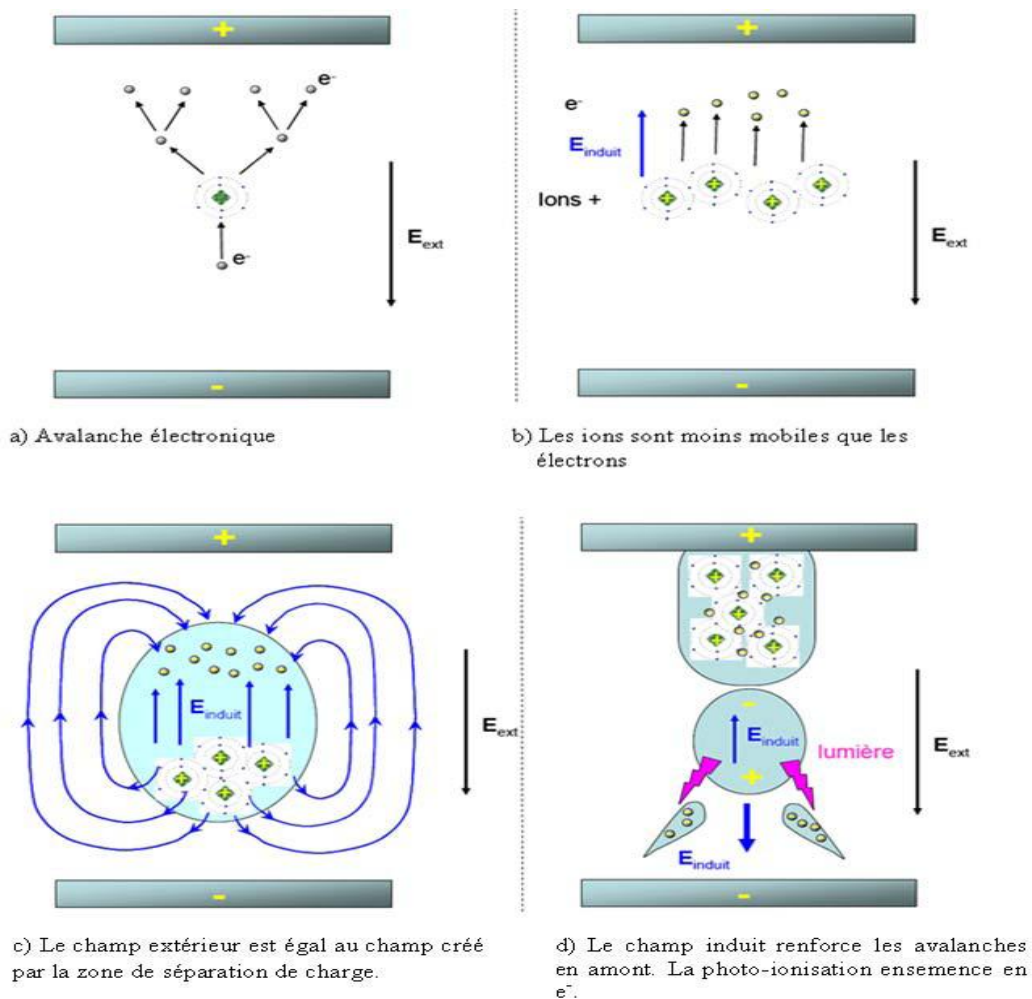


Figure I-4, [14]: Représentation schématique des différentes étapes de formation et de développement d'un streamer.

Cependant, il est probable qu'une deuxième onde ionisante moins vite et moins forte que la première commence à se développer juste après l'impact de sa précédente. Cette deuxième qui commence elle aussi à partir de l'anode est appelée un streamer secondaire.

La figure suivante montre l'évolution du courant d'une décharge couronne pointe plan positive à pression atmosphérique et son imagerie photographique correspondante.

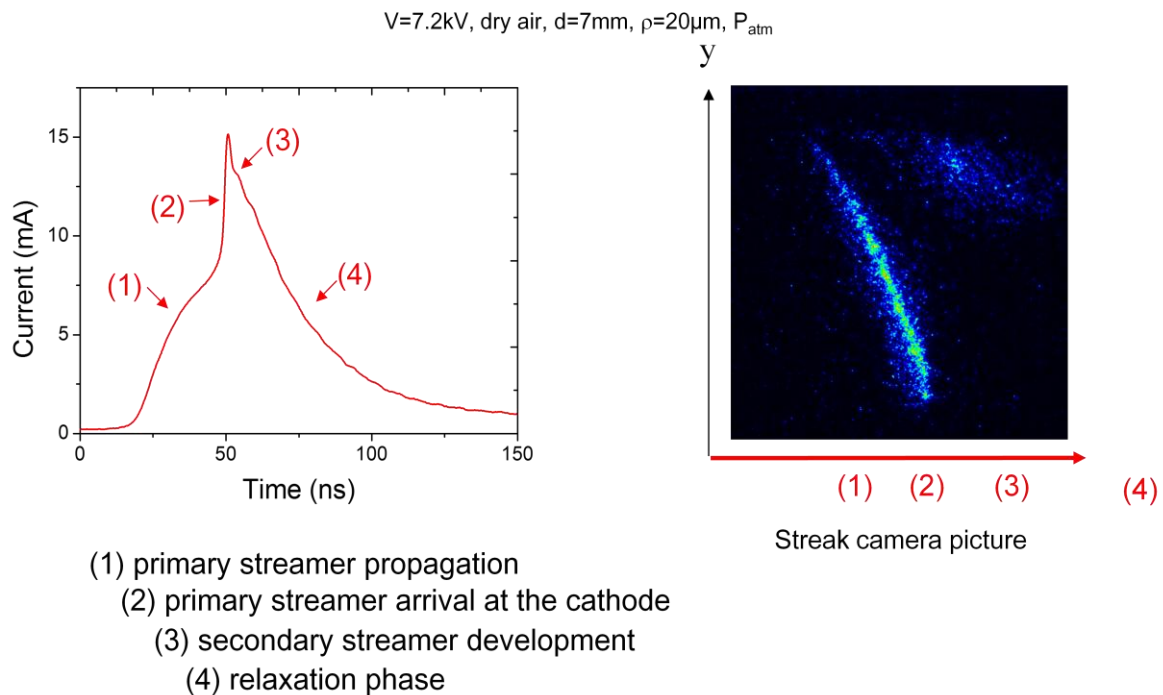


Figure I-5, [2, 15] : Courbe de courant et imagerie correspondante d'une décharge couronne pointe plan continue positive.

IV. Décharges couronnes pointe-plan

Une attention particulière est portée à ce type de décharge qui sera le sujet d'une modélisation électrique dans ce travail de thèse.

Les décharges filamenteuses font partie des décharges couronnes généralement et facilement créées sous des configurations fortement dissymétriques. Parmi ces configurations, on cite la décharge couronne créée sous une géométrie pointe plan. La décharge dans ce type de configuration est généralement très simple à créer, elle est unique et très économique énergétiquement. Elle semble d'être une base de données pour l'étude des autres types de décharges couronnes créées sous les différentes configurations connues.

Pratiquement, lorsqu'un système d'électrodes pointe plan soumis à l'action d'une tension continue positive à pression atmosphérique (tension positive appliquée à la pointe), on peut se trouver dans trois situations différentes selon la valeur de la tension appliquée. Deux situations extrêmes à éviter et une autre intermédiaire très souhaitable en mode d'exploitation.

La première situation extrême est obtenue lorsque la tension appliquée est faible et reste incapable de provoquer l'avancement du streamer où il demeure localisé autour de la pointe. En cette même situation, on peut distinguer deux régimes différents selon la valeur de la tension appliquée toujours [2, 11, 12, 39] :

- *Le régime Onset streamer*, dû à une tension très faible, ce régime est caractérisé par une zone d'auto-stabilisation de la décharge couronne. Il donne naissance à un courant impulsionnel d'une valeur moyenne de quelques micromètres et d'une fréquence aléatoire. A cause de la déformation du champ électrique affecté par la charge d'espace positive et négative présentent dans l'espace inter-électrode est de tel caractère.

Les avalanches sont alors avortées dès qu'elles dépassent la zone d'auto-entretien de la décharge.

- *Le régime glow*, dû à une tension moins faible par rapport à celle du premier régime qui reste insuffisante pour provoquer le développement des streamers jusqu'à la cathode.

A cause de l'effet de la pointe, le champ électrique n'est plus uniforme le long de l'axe inter-électrodes. La valeur du champ dans l'intervalle pointe-plan est donc très importante au niveau de la pointe par contre elle devienne de plus en plus faible plus en éloignant vers le plan.

Sous ces conditions, il en résulte trois zones distinctes :

- La zone d'ionisation : c'est une zone de forte ionisation située au voisinage de l'électrode active là où le champ électrique géométrique est le plus intense. En outre, dans cette zone on marque une domination du processus d'ionisation avec un coefficient d'ionisation α très important.

- La zone de dérive ionique : de son nom, on peut comprendre que dans cette zone dérivent les ions produits dans la première zone. Le champ électrique géométrique devient faible, donc les processus d'attachement et de recombinaison dominent cette zone. Du point de vue électrique, cette zone est passive mais elle est le siège d'une activité physico-chimique complexe et intense.

- La zone critique : constitue la frontière entre les deux zones précédentes où les deux processus se neutralisent entre eux. Visuellement, elle apparaît comme une couronne lumineuse qui enveloppe la pointe.

Globalement, le courant continu de la décharge couronne en régime “glow” est le résultat du mouvement des espèces chargées dans l’espace inter-électrodes.

Plusieurs auteurs ont décrit la variation du champ électrique le long de l’axe inter-électrodes, afin de montrer la graduation des zones pré-décrites.

A titre d’exemple, dans un espace inter-électrodes pointe parabolique-plan, le champ décroît à partir d’une valeur maximale située au niveau de la pointe parabolique ($z=0$). Cette variation peut être décrite par l’équation suivante :

$$E(z) = \frac{U}{\left(z + \frac{r}{2}\right) \ln \frac{2d+r}{r}} \quad (\text{I-20})$$

Avec : $E(z)$, est le champ électrique ($\text{V}\cdot\text{m}^{-1}$),

U , est la tension appliquée à la pointe (V),

d , est la distance à la pointe sur l’axe pointe-plan (m),

r , est le rayon courbure de la pointe (m),

d , est la distance inter-électrode (m).

La figure ci-dessous présente l’enchaînement des différentes zones dans l’espace inter-électrode en régime “glow” dans le cas d’une configuration pointe parabolique-plan.

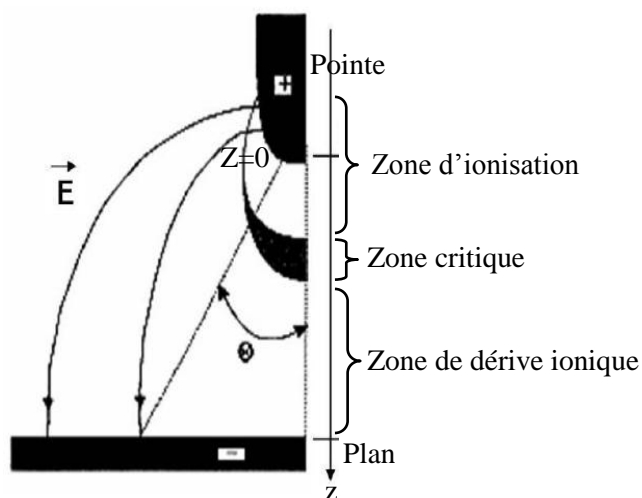


Figure I-6, [12] : Topographie de la décharge couronne « pointe – plan » en régime “glow”.

• *Le régime breakdown streamer*, ce régime aura lieu quand la tension appliquée dépasse un seuil au-delà d'elle, les avalanches puissent se propager jusqu'à la cathode. A partir de ce seuil, des impulsions de courant s'ajoutent de manière significative au courant continu déjà observé au régime "glow".

En effet, ces impulsions ont une fréquence de répétition beaucoup plus stable et leurs amplitudes sont très importantes par rapport à celles enregistrées en régime "Onset" streamer. Ces impulsions caractérisent le régime, "breakdown" streamer.

La Figure I-7, présente une impulsion de courant en régime breakdown streamer extraite de nos expériences dans les conditions opératoires suivantes : tension appliquée 11.5kV, rayon de courbure $\rho=25\mu\text{m}$, distance inter-électrode $d=14\text{ mm}$, pression atmosphérique, température ambiante.

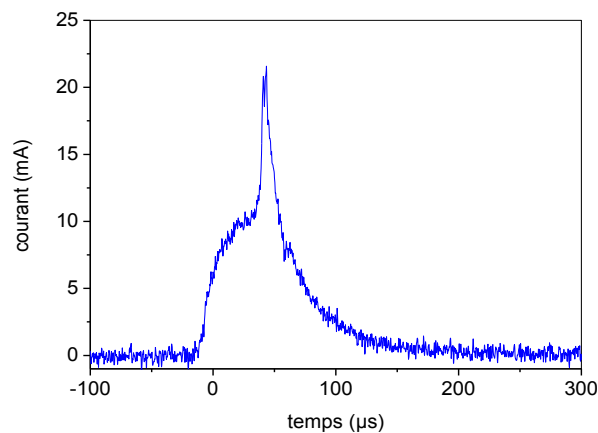


Figure I-7 : Courant instantané mesuré d'une décharge couronne pointe plan continue positive.

La morphologie d'une impulsion complète, se présente sous forme d'un canal filamentaire ionisé et lumineux s'établit entre la pointe et le plan qui résulte d'un développement intégral des streamers.

Le tableau I-3, résume les données numériques caractéristiques d'un streamer.

Diamètre de filament	Vitesse de propagation	Densité électronique en tête de streamer	Energie moyenne des électrons	Température dans le canal de streamer	Amplitude d'impulsion de courant
Quelques micromètres environ 20 μm	de 10^5 à 10^6 m.s^{-1} .	10^{15} - 10^{16} électrons par cm^3	De 10 à 15 eV	de 300 à 350 K	~ 10 à ~ 100 mA

Tableau I-3, [2, 12, 22, 23, 39, 45] : Données numériques des différents paramètres caractérisant un streamer dans le régime breakdown streamer dans une géométrie pointe plan.

Le développement d'un streamer est accompagné d'une variation significative en champs électrique durant sa propagation. La Figure I-8, présente les résultats de simulations montrant l'évolution du streamer associée à l'évolution du champ électrique dans une décharge pointe plan positive à pression atmosphérique réalisés par notre équipe de recherche.

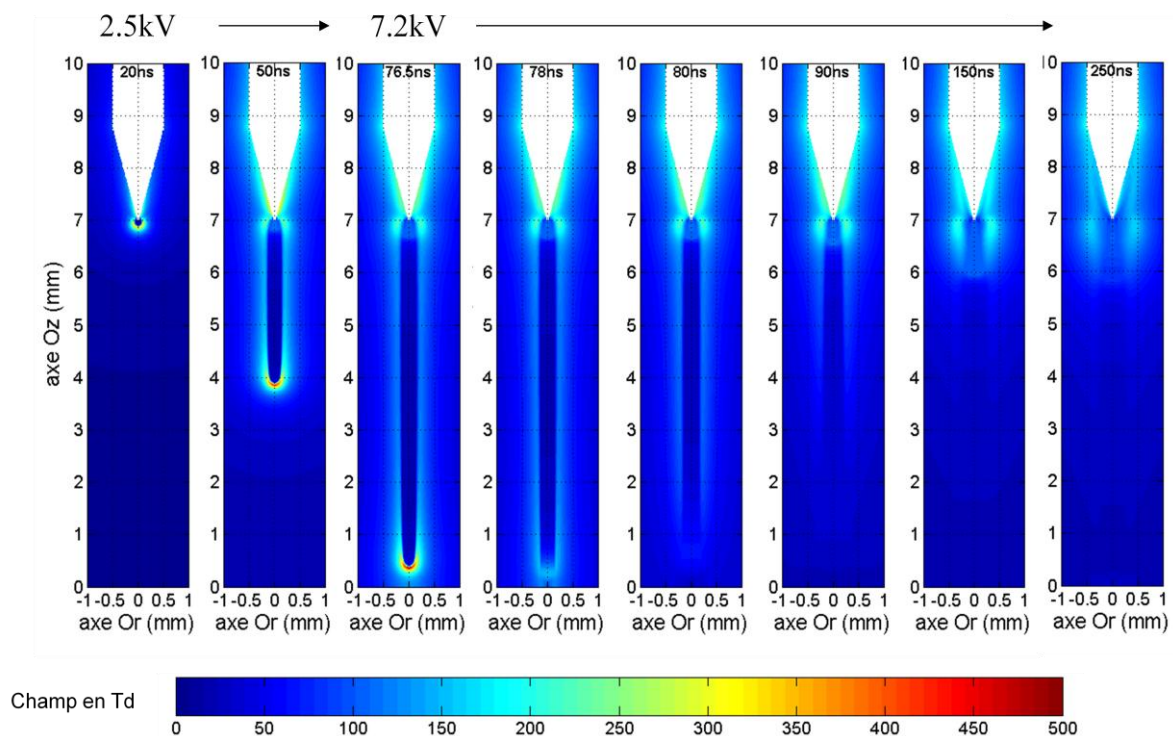


Figure I-8, [39]: Simulation de développement temporelle d'un streamer et l'évolution de champ électrique accompagnée.

IV- 1. Transition streamer-arc

Pratiquement, ce régime transporte la décharge couronne de son caractère d'un plasma froid hors équilibre thermodynamique à un plasma thermique en équilibre thermodynamique. Il est à noter qu'il constitue un passage très non souhaitable en domaine d'exploitation. Et Ceci à cause des séquelles indésirables engendrées qui affectent à la fois les éléments de réacteur générant décharge couronne et les éléments traités par cette décharge. Les dégâts probables sont causés par une forte intensité de courant et un effet thermique important accompagnant.

Physiquement d'après Marod [22, 23, 45], la transition à l'arc ne pas être produite arbitrairement quand la tension inter-électrodes augmente mais toujours elle se produit rapidement après que la plus grande impulsion de courant de décharge i_m , dépasse une valeur critique i_c . La figure I-9, montre une imagerie d'une transition à l'arc en comparaison avec l'évolution du courant de la décharge dans une situation de transition à l'arc. Sur cette figure, l'impulsion de courant de streamer dépasse une valeur critique notée " α ", par ailleurs l'impulsion de transition à l'arc notée " β " est illimitée en amplitude. Marode en référence [22], donne une expression qui peut estimer le temps Δt nécessaire de cette transition en fonction de i_m et i_c tel que :

$$(i_m - i_c)/i_c = A/\Delta t^v \quad (21)$$

v , A égales respectivement 1.62 et 8.10^3 ; Δt , est exprimé en nanoseconde.

D'autre part, la figure I-9, montre aussi que le premier streamer semble comme étant un évènement instantané alors que le second streamer s'étend dans l'espace inter-électrode et se fini par la transition à l'arc.

On a vu précédemment que lorsque le streamer primaire atteint la cathode, un canal conducteur relie les deux électrodes. Bien que, le processus d'attachement s'imposera sur le processus d'ionisation dans ce canal, la densité des neutres augmente également. Dans ces conditions, les valeurs du champ réduit diminue et tend vers 0, et le courant de décharge s'annule (voir Figure I-9).

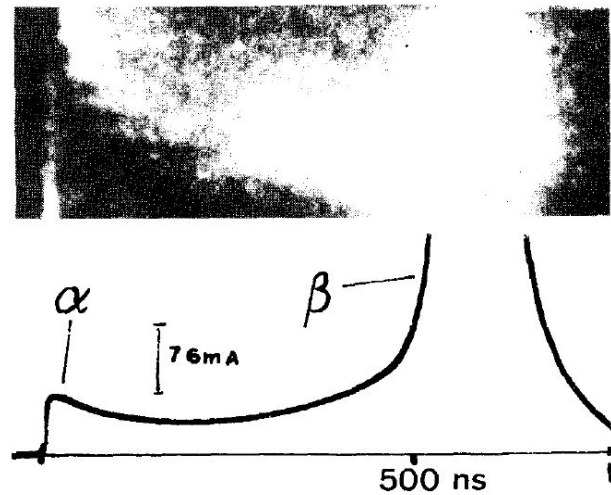


Figure I-9, [22]: Evolution d'une décharge couronne vers l'arc électrique

Néanmoins, une augmentation supplémentaire de la tension provoquera une accélération des électrons qui n'ont pas encore disparus du canal. Ceci reproduit de nouveau le processus d'ionisation des neutres dans le canal qui augmente la densité électronique et pareillement par conséquent le courant de la décharge. En plus, un changement de la pression remarquable est causé par l'échauffement des espèces lourdes entrainera une diminution de la densité des neutres et une augmentation de la valeur du champ réduit (E/N). Dès que le champ réduit dépasse sa la valeur critique du claquage suite à une tendance du balance en faveur de l'ionisation par apport à l'attachement, une forte ionisation aura lieu. Le milieu passe ainsi à l'équilibre thermodynamique et la densité électronique dépasse 10^{17} cm^{-3} , avec une température qui peut atteindre 10^4 K .

VI. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons donné une vue approfondie et détaillée sur les plasmas électriques dans les gaz en commençant par leurs définitions où ils sont considérés comme un état de matière différent des autres. Puis, nous avons présenté les deux types de plasma dont la classification est basée sur la différence comportementale entre les deux comme l'énergie déposée dans le milieu et la réactivité des espèces en présence. On a vu que dans le cas d'un plasma thermique, l'ensemble des particules sont chauffées et sont chimiquement actifs tandis que seuls les électrons sont énergétiques et réactifs dans un plasma froid. Dans un autre point, les différents paramètres caractéristiques des deux types sont abordés comme de la pression, de l'effet thermique et de la densité électronique au sein de la décharge.

Les lois décrivant les processus collisionnels pour les deux types de plasma sont également détaillées et les différentes applications de ces décharges dans leurs différents domaines sont récapitulées.

Une attention particulière est réservée aux plasmas froids générées par décharges couronnes, Notamment, la géométrie des différents systèmes d'électrodes, la distribution non uniforme du champ électrique causée par la dissymétrie de ces configurations. En outre, plusieurs avantages sont repérés en exploitant un plasma froid tels que la facilité de la mise en œuvre, leurs stabilités et leurs reproductibilités ainsi que leurs compatibilités avec tout type d'alimentation. Par ailleurs, il est montré que le problème du passage à l'arc reste un inconvénient majeur qui peut être exclu si un diélectrique est prévu sur l'un ou les deux électrodes dans ceux qui sont connus sous le nom de décharges à barrière diélectrique ou les décharges dites silencieuses. Il est montré qu'ils offrent en plus de leurs utilisations sans risque de passage à l'arc, la possibilité de fonctionnement en mode diffus sous certaines conditions. Parmi ces conditions, la grande densité d'électrons de pré-ionisation qui causent le chevauchement et la coalescence des têtes des avalanches primaires. Cette condition qui est généralement remplie par la distribution uniforme d'une charge mémoire sur la surface du diélectrique du système de décharge.

La description du mécanisme de propagation d'une décharge couronne qui exige pour être initié d'abord, la présence des électrons germes est donnée ainsi que les origines de ces électrons. La caractéristique courant-tension d'une décharge est également présentée, cette dernière montre les différents régimes opératoires d'une décharge couronne, tel que le régime Onset, le régime glow, le régime breakdown streamer et finalement le régime d'arc. La théorie de Townsend, expliquant le processus de propagation d'un streamer ainsi que celle proposée par Loeb et Meek, sont de mêmes évoquées.

Finalement, une attention particulière est réservée aux décharges pointe-plan parmi lesquelles notre décharge appartient. Un bon détail avec des exemples expérimentaux de propagations de ces décharges, la distribution chronométrique de leurs champs ainsi que l'évolution des courants résultants sont reportés.

Pour conclure, nous avons récapitulé quelques données théoriques, expérimentaux et statistiques concernant les décharges couronnes en particulier celles générées sous une géométrie pointe plan.

Ce chapitre va constituer une base de données fondamentale pour la compréhension de ce type de décharge et pour nous aider dans notre travail de modélisation électrique envisagé.

CHAPITRE II

DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET PRISE DES MESURES

I. Introduction

Ce chapitre est consacré à la description de l'outil expérimental utilisé pour la modélisation électrique de notre décharge dans ce travail. Les outils de modélisation en question se divisent en deux parties essentielles :

- Dans la première, le dispositif expérimental présenté comporte le réacteur mono et multi-pointe plan et regroupe les dispositifs de mesures et de diagnostics associés qui nous permettra de relever les mesures nécessaires à la modélisation. Ces données mesurées servent à la fois aux calculs d'identification des paramètres électriques du modèle équivalent et à sa validation.
- Dans la seconde, la méthode mathématique appliquée pour la détermination des paramètres du modèle électrique recherchée est présentée. Cette dernière utilise les données expérimentales fournies par le premier outil de mesure. Ce deuxième outil sera détaillé en troisième chapitre où il sera projeté et mise en œuvre pratiquement sur notre cas de modélisation.

En ce qui concerne le dispositif expérimental, il est mis en œuvre par l'équipe PRHE du laboratoire LAPLACE de Toulouse en collaboration avec les autres équipes du laboratoire ainsi qu'avec les laboratoires associés au projet « Plasma DeNOx » [12]. Dans le cadre d'une formation de longue durée, j'ai rejoint l'équipe PRHE où j'étais chargé de la recherche d'un modèle électrique équivalent du réacteur dans le même contexte du projet de recherche. Au début, la réalisation du dispositif expérimental et sa validation étaient le sujet d'un mémoire de thèse mené par Melle DUBOIS, puis il était devenu une plate forme pour d'autres investigations comme sujets de thèses par ses successeurs Mr, ABAHAZIME [2] et Mr, MEZIENE [46] ainsi que pour le présent travail. Le travail sur ce réacteur faisait apparaître plusieurs publications [47, 48, 49, 50, 51, 52].

Dans notre cas, le dispositif expérimental était le sujet d'une série de manipulations dont la qualité et la quantité des mesures effectuées est dictée par la méthode de modélisation et ses exigences où la méthode considère le réacteur de décharge comme un dispositif électrique à entrée/ sortie aux bornes d'un circuit électrique inconnu et à déterminer. En accord avec notre objectif, on a considéré l'entrée comme étant la tension appliquée qui donne un courant (traversant le circuit électrique équivalent) comme étant une sortie.

Les mesures d'entrée/sortie sont alors effectuées et enregistrées autant de fois que nécessaire et en fonction des distances inter-pointe/plan, selon le besoin imposé par le processus d'identification utilisé.

Il faudrait noter que les mesures sont prises dans deux cas différents. Le premier cas est lorsque le réacteur n'est pas le siège d'une décharge couronne sous une tension relativement faible, ce qui sert à déterminer le circuit équivalent du réacteur sans décharge. Tandis que le deuxième cas, sert à déterminer le modèle électrique du réacteur en décharge. Donc, les mesures dans ce dernier cas sont prises sous une tension apte à générer la décharge.

II. Description générale du dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est conçu d'une manière adéquate dans le but de pouvoir réaliser des expériences accessibles en matière de prélèvement des mesures des différentes grandeurs de la décharge électrique et en matière d'observation et d'enregistrement visuels. Pour cet objectif, l'ensemble des connexions et accès nécessaires sont prévus et installés. Pratiquement, le dispositif peut être aménagé dans une salle de dimensions 4 x 3 x 4 m (L x l x h). La Figure II.1, présente une vue panoramique du dispositif expérimental réel installé au laboratoire Laplace à l'université de Paul Sabatier en France.



Figure II.1 [12]: Photographie du dispositif expérimental du réacteur à décharge couronne mono et multi-pointes plan.

On peut diviser le dispositif expérimental en quatre grandes parties :

- Les circuits d'alimentation en énergie électrique,

- Le circuit d'alimentation et de vidange de gaz,
- La cellule de la décharge,
- Les dispositifs de mesures, d'enregistrement et de diagnostic optique.

Cette dernière partie englobe l'ensemble des sondes, ordinateur, oscilloscope et caméras.

La Figure II-2 montre schématiquement les différentes parties constituant le dispositif expérimental.

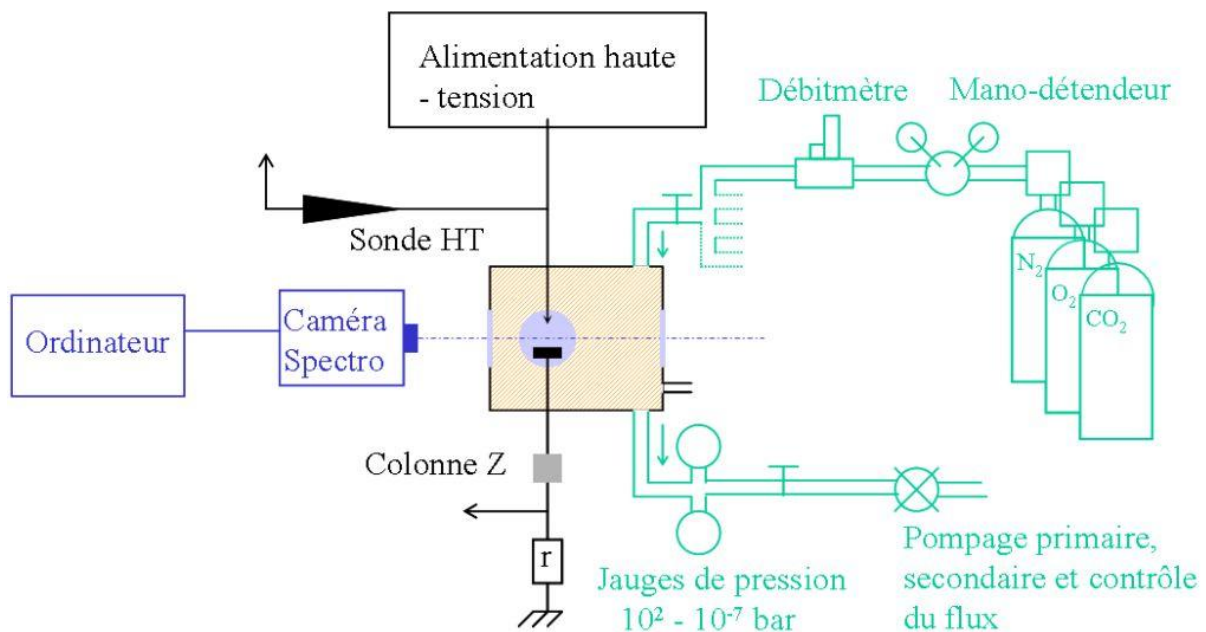


Figure II.2 [12] : Schéma général du dispositif expérimental.

II-1. Alimentation électrique de la décharge

Le réacteur peut fonctionner sous deux types de régime de tension, continue ou pulsée. Le dispositif d'alimentation spécifique est réalisé par nos partenaires dans le cadre du projet « Plasma DeNOx ».

II-1-1. Alimentation continue

Un générateur haute tension continue (SPELMANN SL600), pouvant atteindre une tension maximale de 15kV constitue le premier élément dans le circuit électrique utilisé pour alimenter la cellule de décharge.

Ce générateur est suivi par une résistance de charge de $25\text{M}\Omega$, dont le rôle est de limiter le courant dans le circuit en cas de passage à l'arc. L'électrode active (la pointe) de la cellule de décharge est reliée directement à la résistance de charge R , tandis que la cathode est connectée à une résistance de mesure r .

L'alimentation électrique en régime continu assure une alimentation réglable.

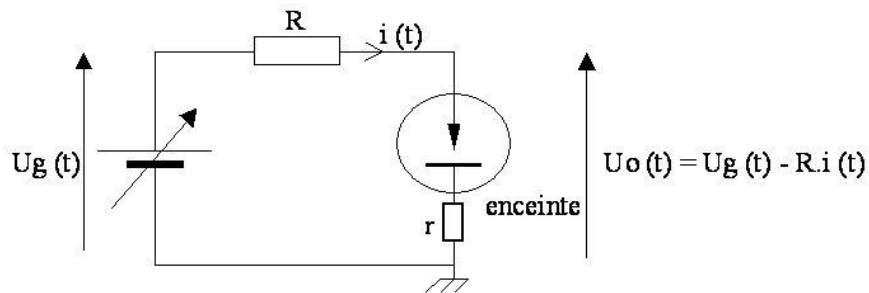


Figure II.3 [12]: Alimentation électrique du réacteur en régime de tension continue.

II-1-2. Alimentation impulsionnelle

En plus des éléments constituant l'alimentation en tension continue, le dispositif d'alimentation en régime de tension impulsionnelle comporte un commutateur de haute tension (BELKE HTS 300-03). Ce commutateur est commandé par un générateur d'impulsion T.T.L; les deux éléments sont responsables de la génération d'une tension impulsionnelle réglable en fonction de certains paramètres cités ci-après.

La Figure II.4, montre les différentes parties de l'alimentation en régime de tension impulsionnelle.

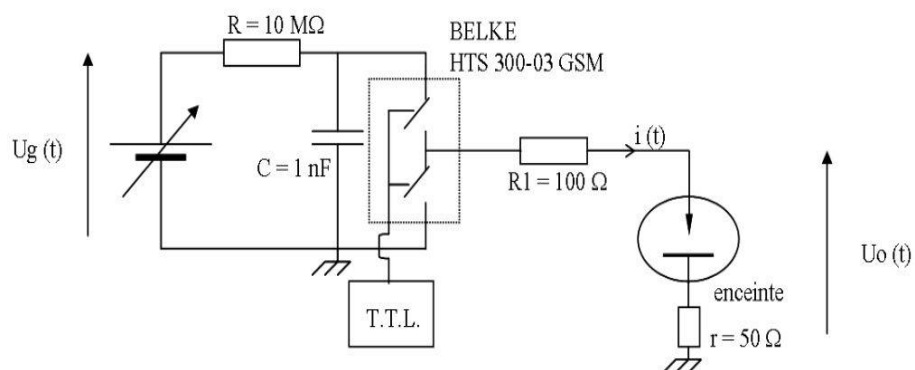


Figure II.4 [12] : Schéma d'alimentation en tension impulsionnelle.

Les tensions impulsionnelles délivrées par cette alimentation sont caractérisées par les paramètres suivants:

- La durée de l'impulsion τ ,
- La fréquence de répétition f ,
- Le rapport cyclique (rapport entre la durée de l'impulsion et la période),

$$C_r = \tau / T,$$

- Le temps de montée de la tension t_m .

Le générateur d'impulsion T.T.L est variable, il permet de fixer aisément la durée de l'impulsion τ , la fréquence de répétition f et le rapport cyclique C_r .

La tension récupérée à la sortie du commutateur est une impulsion carrée monopolaire dont la gamme de fréquences a été étendue pour atteindre des hautes fréquences allant jusqu'à 15 kHz alors qu'elle était limitée à 100 Hz dans les premiers temps de la mise en œuvre du réacteur [12]. La largeur des impulsions produites varie de 10 μ s jusqu'à 500 μ s. De la même façon que dans le cas du régime d'alimentation en tension continue, le commutateur est connecté à la cellule de décharge couronne, branché en série avec une résistance qui permet de mesurer le courant de la décharge.

II-2. Circuit d'alimentation en gaz

La Figure II.5, montre le schéma simplifié du circuit d'approvisionnement en gaz. Ce circuit assure les tâches de remplissage du gaz et le vidange de la cellule de la décharge.

Les différents mélanges gazeux utilisés proviennent de bouteilles de type B 50, de 200 bar, (air synthétique 80/20, azote 4.5, mélange : 50 % O₂ – 50 % N₂ et du dioxyde de carbone 4.5).

Chaque bouteille est dotée par un manodétendeur pour limiter la pression dans la partie supérieure du circuit de gaz à quelques bars (Figure II-5).

La cellule s'évacue du gaz à travers deux pompes qui permettent d'obtenir un vide secondaire de quelques 10⁻⁴ mbar. La première pompe primaire, est une pompe sèche à membrane (Alcatel AMD4C, elle est prévue pour résister au pompage de gaz toxique et oxydant), la deuxième est une pompe secondaire qui est une pompe turbo-moléculaire (ALCATEL ATH31C). Cette dernière permet d'établir un vide secondaire afin d'éliminer une partie importante des impuretés avant le remplissage de la cellule.

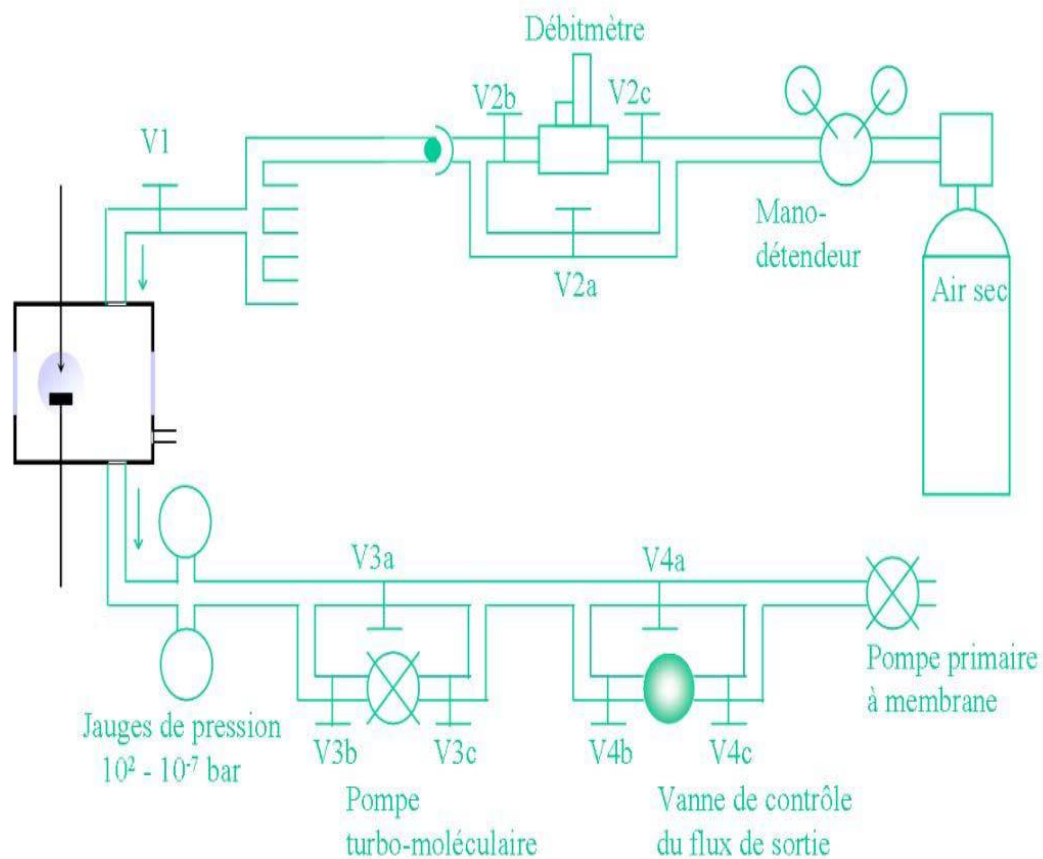


Figure II.5 [12]: Schéma descriptif du circuit d'alimentation en gaz.

II-3. Cellule de la décharge

Cette cellule de 3L de volume, est le siège de la décharge électrique. Elle est fabriquée en inox afin d'éviter le problème d'oxydation et d'érosion. Elle possède diverses ouvertures par lesquelles est assurée :

- Un passage de connexion électrique haute tension,
- Un passage du gaz,
- Une disposition des diagnostics optiques,
- Une évacuation du gaz,
- Un passage de connexion électrique basse tension avec une colonne Z pour le réglage de la distance inter-électrodes. A l'intérieur de la cellule les deux électrodes sont placées et reliées à l'alimentation à travers les connexions appropriées.

Parmi les six ouvertures, quatre hublots permettent l'utilisation des moyens de diagnostic optique (caméras pour la photographie de la décharge et émetteur des UV pour les UV lors des manipulations en spectroscopie).

A l'intérieur de l'enceinte se dispose le système d'électrodes « pointe – plan » à distance inter-électrodes réglable à l'aide de la colonne Z graduée en millimètre de 0 à 25 mm.



Figure II.6 [2, 12]: Photographie de la cellule de décharge mono et multi-pointes plan

Il est possible de procéder au nettoyage et au changement des deux électrodes. D'autre part le système d'électrodes offre la possibilité de passer d'un système mono-pointe plan à un système multi-pointe-plan en changeant le support de pointes comme c'est montré sur la Figure II.6. Les pointes sont caractérisées par un rayon de courbure normalisé allant de 20 à 100 μm . Cette caractéristique constitue un paramètre parmi d'autres qui influent sur la décharge où le champ électrique dépend de ce rayon de courbure. Les pointes doivent être conductrices et fabriquées d'un matériau résistant à l'érosion et à l'oxydation.

Le plan doit être pareillement, conducteur et résistant à l'oxydation provoquée par la décharge (présence d'oxygène et production d'ozone). A noter que, l'émission secondaire du matériau du plan doit être bien connue car elle joue un rôle très important dans le développement de la décharge. Le plan est un disque de 2 cm d'épaisseur et d'un diamètre de 40 mm. Cette dernière est choisie de telle façon à limiter les effets de bord. L'épaisseur des disques permet un nombre important de surfaçage de sa surface supérieure.

II-4. Dispositifs de mesures électriques et des enregistrements

L'ensemble des mesures électriques sont réalisées au niveau de la cellule de la décharge à l'aide des appareils de mesures appropriés et par l'intermédiaire des sondes en cas de nécessité. Les grandeurs électriques mesurées sont le courant moyen, instantané ainsi que la tension de la décharge. Les mesures de courant sont prises entre la sortie basse tension de l'enceinte (reliée au plan) et la masse, alors que pour les mesures de la tension, une sonde haute-tension est installée au niveau du passage haute-tension montrée sur la Figure II.7.

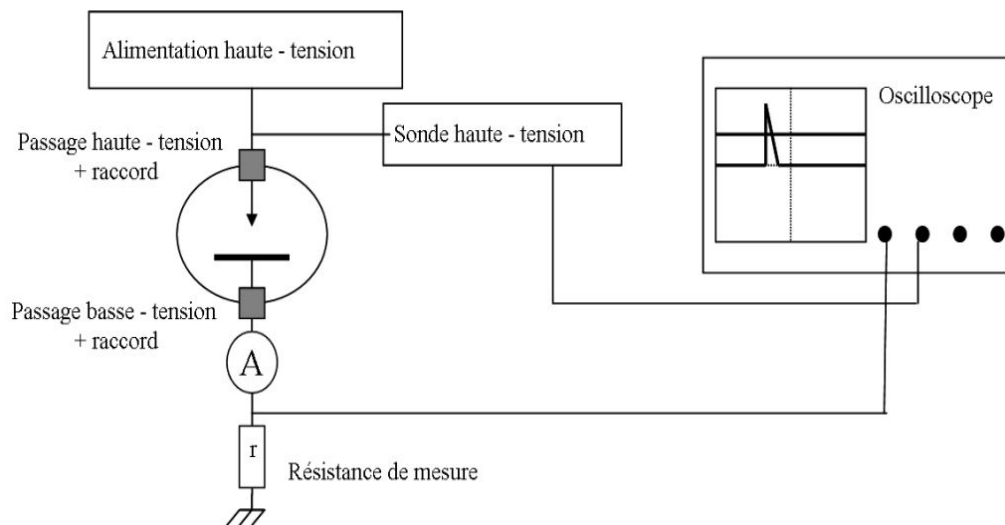


Figure II.7 [12]: Schéma symbolique de circuit de mesures électriques.

En effet, en ce qui concerne les mesures de courant une attention particulière doit être prise en considération lors du prélèvement de ces valeurs. Cette précaution doit être prise car, les variations rapides du courant de la décharge nécessitent, pour être bien définies, plusieurs points de mesures par nanoseconde [12, 13, 53, 54, 55]. Cette exigence est très importante pour l'application de la méthode d'identification paramétrique qui demande une discrétisation fine des signaux pour une meilleure précision.

- La détermination du courant instantané est réalisée par l'intermédiaire de la tension mesurée aux bornes de la résistance de mesure r de 50Ω prés-citée tel que :

$$i(t) = u_r(t) / r = u_r(t) / 50.$$

- La détermination du courant moyen nécessite l'utilisation d'un ampèremètre inséré entre la sortie de l'enceinte et la résistance de mesure. La mesure du courant moyen I_{moy} est utilisée pour tracer les courbes de la caractéristique courant moyen-tension.

- La détermination de la tension inter-électrodes U_0 est faite par l'intermédiaire d'une sonde haute-tension (LeCroy PPE20kV ou Tektronix 6015A) reliée à un oscilloscope dont les caractéristiques de la sonde haute-tension sont :
 - Un rapport de conversion de 1 pour 1000,
 - Une bande passante de 100 MHz,
 - Une tension maximale de 20 kV (40 kV en crête à crête),
 - Une impédance de 50 M Ω .

Ces caractéristiques couplées à celles de l'oscilloscope permettent de visualiser la montée en tension en régime impulsionnel.

Dans le cas de la mesure du courant moyen, on insère une sonde de tension (LeCroy PP007-WR) divisant par 10 le courant moyen. Celle-ci protège l'oscilloscope des surtensions qui apparaissent lorsqu'il y a passage de la décharge à l'arc.

Lorsque l'ampèremètre et la sonde sont présents dans le circuit électrique, il y a beaucoup plus de perturbations visibles sur l'oscillogramme du courant. Les mesures du courant instantané et de l'amplitude maximale du courant ne se feront donc pas en même temps que les mesures de courant moyen. Il est aussi à noter ici que les longueurs relativement importantes des câbles des connexions entre les points de mesures et les points d'enregistrement, affectent considérablement la qualité des mesures par la superposition d'un bruit sur le signal propre à mesurer. Cette perturbation prend naissance de l'effet capacitif à l'origine de la géométrie coaxiale de ces câbles. D'autre part, ces longueurs relativement importantes des câbles causent un retard lors de l'enregistrement des signaux, ce qui demande un recalage en traitant ces signaux. Encore une fois à noter ici, que ces perturbations affectant les mesures doivent être soit maîtrisées et limitées lors des manipulations soit traitées avant d'être utilisées car la méthode d'identification paramétrique utilisée est très sensible à ces perturbations.

Cependant, la mesure de la tension inter-électrodes n'est pas perturbée par la présence de la résistance de mesure r qui est très faible 50 Ω devant la résistance de charge $R = 25$ M Ω . Cela est justifié par le calcul de l'écart entre la tension mesurée par rapport à la tension réelle:

$$\Delta U_r = U_{réel} - U_0 = r \times I_{moy}$$

Pour un courant moyen I_{moy} inférieur à 100 μ A, l'écart maximum est de:

$$\Delta U_r = 50 \times 100 \cdot 10^{-6} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ V.}$$

Cette perturbation est négligeable devant les kilovolts qui sont mesurés pour la tension inter – électrodes.

L’enregistrement et la visualisation des signaux se font sur un oscilloscope (LeCroy Waverunner 6050) choisi qui possède :

- Quatre voies d’entrée,
- Une bande passante de 500MHz,
- Une fréquence d’échantillonnage de 5 G.s^{-1} .

Il a été mentionné à l’introduction que les grandeurs électriques mesurées dont on a besoins sont la tension inter-électrode et le courant traversant la cellule de la décharge.

Ces grandeurs sont mesurées dans deux situations distinctes, une sans décharge et l’autre avec décharge.

Les données obtenues dans la première situation sont utilisées par la suite comme valeurs initiales pour identifier les paramètres électriques décrivant le comportement de la cellule en décharge.

Les Figures II.8 et II.9, montrent les formes d’ondes du courant instantané et de la tension inter-électrodes affichés sur l’oscilloscope sous forme de graphe et qui sont aussi enregistrées sous formes de données numériques exploitées ultérieurement dans le calcul d’identification.

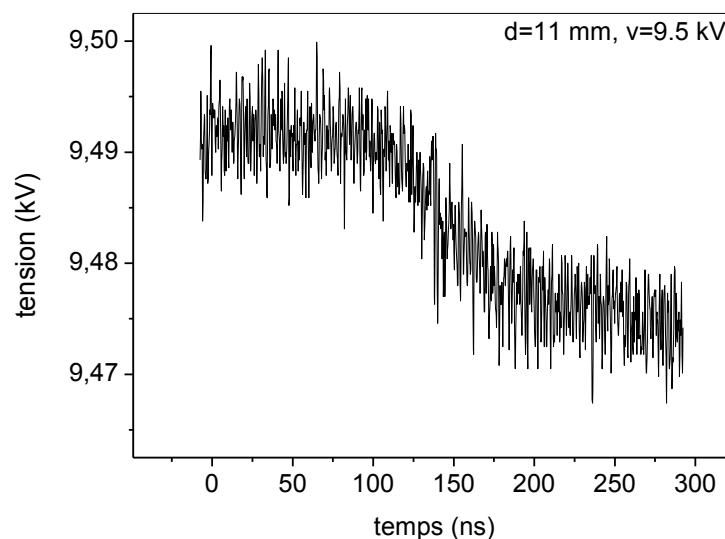


Figure II-8 : Tension inter-électrodes mesurée lors d’une impulsion de décharge couronne dans l’air synthétique à la pression atmosphérique pour $d=11 \text{ mm}$, $v=9,5 \text{ kV}$ et $\rho=25 \mu\text{m}$.

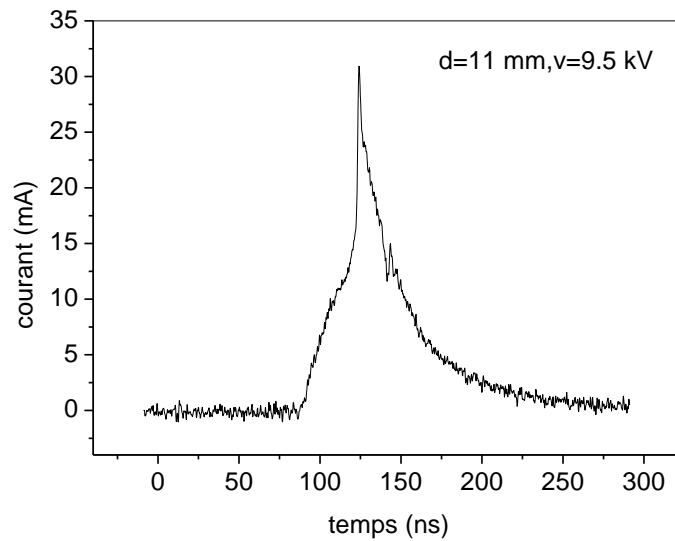


Figure II-9 : Courant instantané de décharge couronne dans l'air synthétique à la pression atmosphérique pour $d=11\text{ mm}$, $v=9,5\text{ kV}$ et $\rho=25\mu\text{m}$.

Il est possible de prélever d'autres mesures sur l'oscilloscope telles que :

- Le courant maximal I_M ,
- La période de répétition moyenne des impulsions de courant T ,
- L'évolution de la tension inter-électrodes U_0 .

La figure suivante montre une image de l'écran de l'oscilloscope dont on peut voir les grandeurs mesurées et lire l'ensemble des valeurs caractéristiques appropriées.

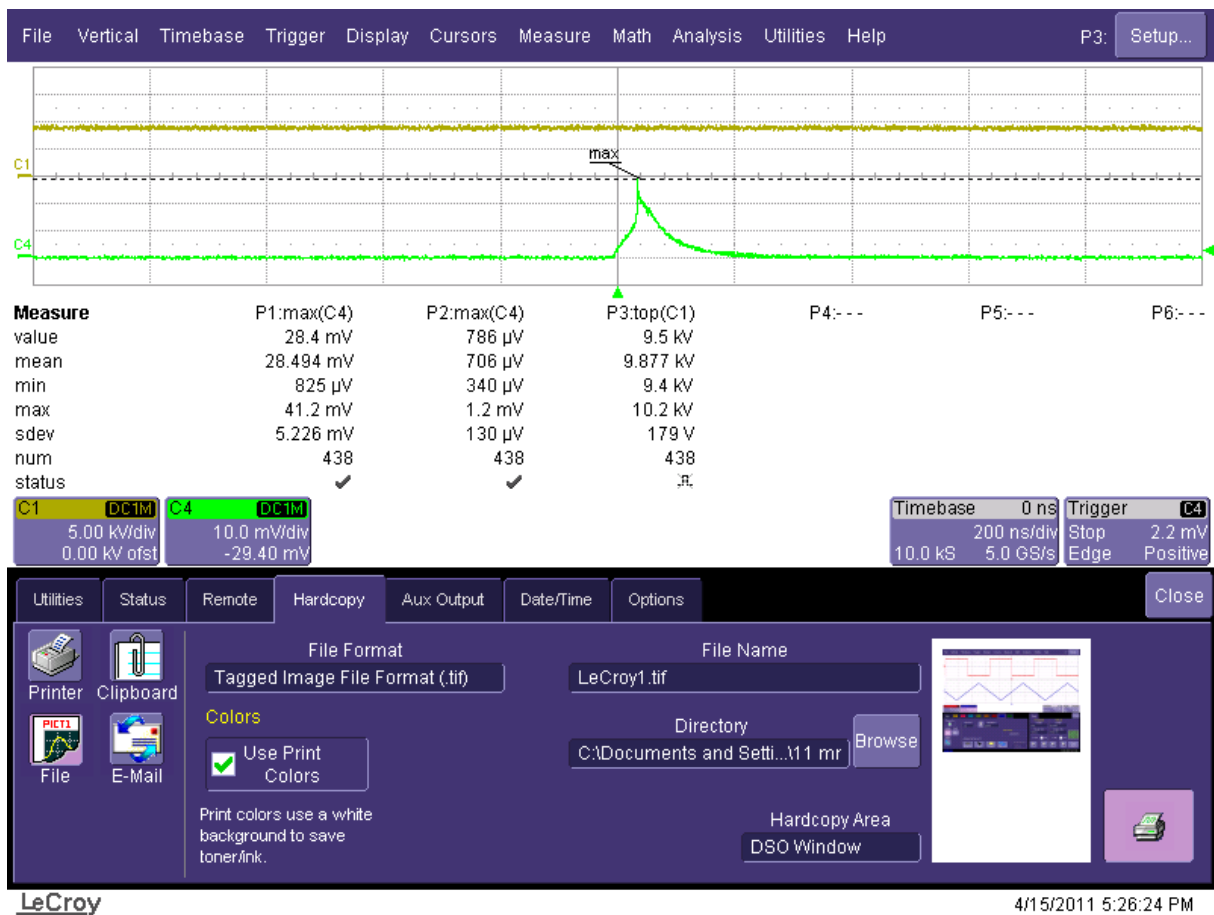


Figure II-10 : Photographie d'une prise de mesure tension inter-électrodes/Courant instantané d'une décharge couronne sur l'oscilloscope.

II-4. Moyens de diagnostic optique

Les moyens de diagnostics optiques permettent une visualisation photographique et une évaluation de l'activité de l'émission radiative de la décharge. Par l'intermédiaire de deux types de caméras installées en face des hublots (rapide et streak), la localisation de la décharge, la détermination de la vitesse des fronts d'ionisations et la visualisation de la morphologie de la décharge est possible.

Le développement de la décharge entre la pointe et le plan est suivi par deux caméras :

- Une caméra ICCD,
- Une caméra à balayage rapide (streak caméra).

La caméra ICCD est une caméra intensifiée 512 x 512 (PI6MAX Princeton Instruments). Sa sensibilité spectrale est située dans le visible entre 360-920 nm.

Le temps d'intégration des images prises était suffisamment long pour compenser le décalage temporel naturel d'une impulsion de courant à l'autre mais suffisamment court pour ne photographier qu'une seule impulsion de courant [2, 12, 13].

La caméra à balayage rapide (streak caméra) est une caméra TSU C7700 de Hamamatsu couplée avec une caméra ICCD C4742. La décharge est focalisée sur l'entrée de la caméra à l'aide d'une lentille. Le trigger de la caméra est relié au trigger externe de l'oscilloscope par l'intermédiaire d'une ligne à retard. La caméra possède un temps de décalage fixe entre son trigger d'entrée et l'ouverture de sa fente d'entrée qui contraint de synchroniser sur l'impulsion précédente pour photographier une impulsion [2, 12, 13].

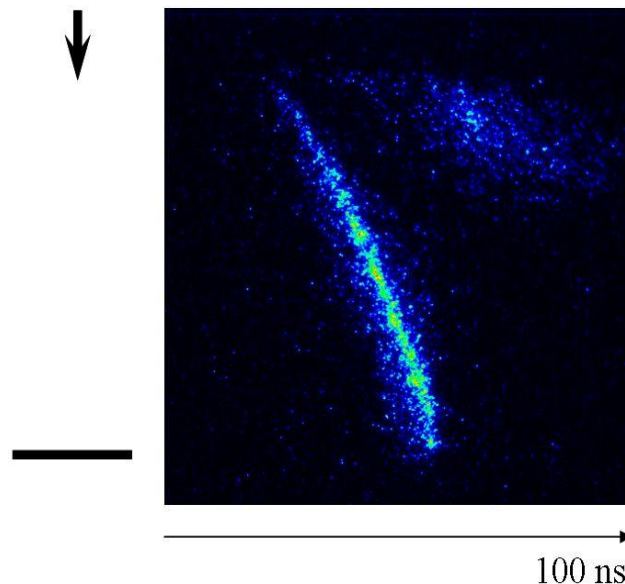


Figure II.11 [12]: Photographie de la décharge en régime « breakdown streamer » à l'aide de la caméra streak pour un temps de balayage de 100 ns (rayon de courbure 20 μ m, tension continue appliquée 7.5kV, distance inter-électrodes 7mm).

L'analyse spectroscopique est basée sur l'émission radiative de la décharge pour identifier les différentes espèces excitées créées lors du développement et après le passage d'un streamer dans le spectre de la lumière visible. Le processus de cette analyse est le suivant : sur une fibre optique la lumière émise par la décharge est focalisée par une lentille mise en face. La fibre optique est reliée à un monochromateur où la lumière est ensuite dispersée par un réseau de diffraction avant d'être détectée par un capteur CCD.

Le monochromateur a une longueur focale de 0.5 m (SpectraPro 2500i, Acton Research Corporation) et équipé d'un ensemble à trois réseaux de diffraction pour analyser la lumière émise par la décharge (600, 1200 et 2400 traits/mm). Il dispose d'un port de sortie équipé d'une caméra ICCD (PI-MAX, Princeton Instruments) pour les mesures spectrales en continu. L'acquisition des spectres par l'ensemble du montage est pilotée par un ordinateur utilisant le logiciel d'acquisition et de traitement des données "WinSpec". Chaque spectre est obtenu par accumulation de lumière de milliers de décharges.

L'analyse spectrale est réalisée dans le visible, sur une gamme de longueur d'onde de 200 nm à 500 nm.

Dans ce travail, cette analyse n'intervient pas dans le processus de modélisation. Elle est présentée à titre explicatif car elle fait partie du dispositif expérimental utilisé. La Figure II-12, prise de la thèse de Abahazem [2], réalisé sur ce même dispositif expérimental, représente le spectre d'émission de la décharge couronne impulsionnelle dans l'azote pur, dans une gamme spectrale du 200 nm jusqu'à 500 nm, pour une distance inter-électrodes de 8 mm, une tension appliquée de 8 kV, une fréquence de 100 Hz et une largeur d'impulsion de 40 μ s.

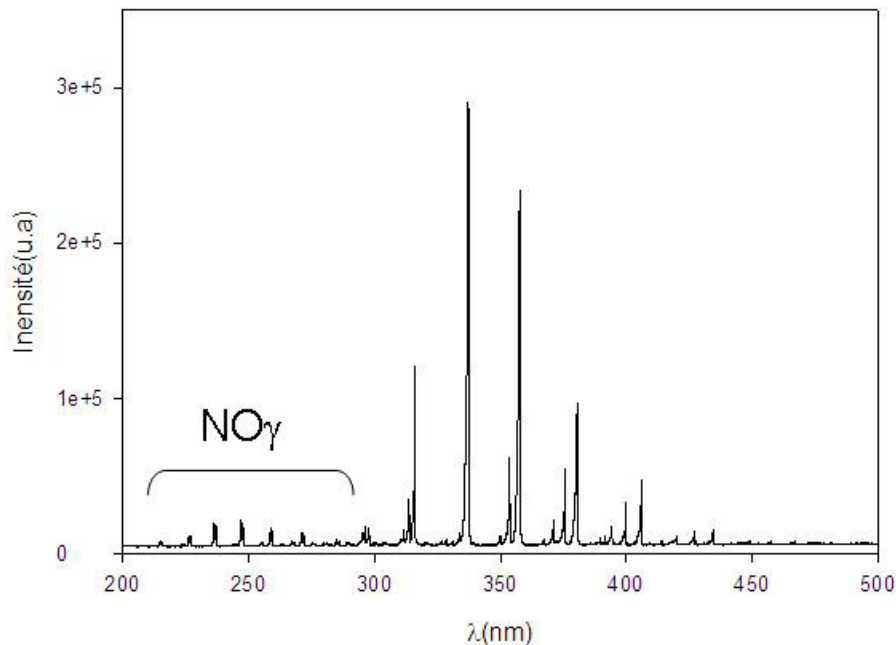


Figure II-12 [2]: Spectre d'émission de la décharge couronne dans l'azote pur à la pression atmosphérique pour $d=8\text{mm}$, $V_a=8\text{kV}$, $f=100\text{Hz}$, $\tau=40\mu\text{s}$, $\rho=20\mu\text{m}$, temps d'exposition : 1s et réseau de diffraction : 2400 traits/mm.

Finalement toutes ces mesures constituent une base de données qui permet, d'une part, de comprendre les différentes caractéristiques de la décharge et d'une autre part de mener une étude comparative entre l'aspect expérimental et l'ensemble d'éventuels modèles et simulation obtenus.

III. Conclusion

La partie expérimentale est la base de toute prochaine investigation car, elle constitue la source des données nécessaires pour la modélisation et sa validation. Pour cette importance, une description détaillée est donnée au dispositif expérimental. Commencant par la cellule de décharge et l'ensemble de ses accessoires (les électrodes, les sondes, ... etc), passant par le circuit d'alimentation en gaz et le système de pompage en arrivant à l'alimentation électrique qu'elle soit continue ou impulsionnelle et finissant par les moyens de mesure électrique, de diagnostique optique et d'enregistrement. Quelques mesures des grandeurs électriques (courant, tension) et quelques images de la décharge ont été exposées afin de bien montrer le rôle primordial occupé par la partie expérimentale dans la compréhension physique de la décharge qui va nous permettre par la suite de construire et de proposer notre modèle électrique avant d'être identifié.

Dans le chapitre qui va suivre, nous présentons la partie modélisation où la méthode mathématique d'identification paramétrique qui est utilisée conjointement avec les mesures expérimentales pour déterminer les paramètres électriques du modèle proposé.

CHAPITRE III

MODELISATION ELECTRIQUE D'UNE DECHARGE POINTE-PLAN POSITIVE A PRESSION ATMOSPHERIQUE

I. Introduction

La modélisation électrique d'une décharge couronne a pour but la représentation équivalente du comportement électrique responsable de la conversion d'énergie électrique au sein du milieu plasma. Toutefois, cette modélisation est réalisée il est possible d'étudier et d'évaluer l'influence des différents paramètres opératoires sur ce comportement.

Malgré l'intérêt, le rendement et l'efficacité énergétique qu'offre les décharges couronnes pointe plan, nous nous sommes surpris suite à notre recherche bibliographique de la pauvreté en termes de quantité de travaux sur la modélisation électrique de ce type de décharges. A noter, qu'à l'exception d'un seul travail sur la décharge pointe plan sous une alimentation continue négative trouvé dans la référence [56], aucun modèle n'a été proposé.

En revanche, plusieurs auteurs se sont intéressés à l'étude du comportement électrique, énergétique et optique de la décharge couronne dans d'autres configurations afin de corréler l'énergie injectée dans le milieu gazeux avec l'efficacité du procédé plasma [56, 57, 58, 59, 60, 61, 62, 63, 64], ...etc). Physiquement, un tel comportement électrique est gouverné par l'ensemble des processus élémentaires collisionnels et de réaction qui se manifestent au sein de la décharge.

L'identification de ce comportement qui représente une interface de tous les processus responsables de la transformation de l'énergie provenant d'une source d'alimentation et de la déposer dans un milieu gazeux, est très importante. Une fois ce comportement est modélisé, il possible de maîtriser l'efficacité et le rendement d'une décharge électrique et aboutir au meilleur dimensionnement des réacteurs de décharge en phase d'exploitation à l'échelle industrielle.

Le modèle est donc représenté par un circuit équivalent constitué de l'ensemble des paramètres électriques de caractères statiques ou variables, capable de reproduire au mieux possible les grandeurs électriques générées réellement par la décharge.

Dans ce même contexte, ce chapitre sera consacré à l'élaboration d'un modèle électrique équivalent de la décharge pointe plan créée sous une alimentation continue positive à la pression atmosphérique que nous étudiera.

Dans le présent chapitre, on détaillera trois points essentiels ;

- Le premier point consiste dans la synthèse et la conception du modèle électrique de décharge basant sur la physique et les observations pratiques déjà réalisées en ce même travail ou par d'autres travaux.

- Dans un deuxième point, on présentera l'outil mathématique qui va être utilisé pour estimer les paramètres électriques du modèle proposé.
- Le dernier point exposera la projection et l'application de la méthode d'identification paramétrique sur notre modèle et les résultats qui s'en découlent.

II. Comportement électrique d'une décharge couronne

Nous avons vu que les décharges couronnes font parties des plasmas froids où seuls les électrons qui sont énergétiques dans le milieu plasmagène [22, 23, 24].

Le rôle du convertisseur que joue une décharge électrique à travers l'ensemble des phénomènes physico-chimiques d'une source extérieure (électrique et /ou magnétique) vers un gaz pour le rendre conducteur dépend du comportement électrique de la décharge. Ce dernier représente la manière dont cette énergie est transférée et convertit au sein du gaz. C'est ce qu'on dit le couplage, source d'énergie-gaz [24, 25].

Dans sa référence [39, 65], O Eichwald et al, affirment que dans le cas d'une décharge pointe plan positive, l'évolution du courant de streamer est surtout corrélée au phénomène de conduction d'électrons dans le canal ionisé étroit laissé derrière la tête du streamer durant sa propagation. Ils ajoutent que ce comportement électrique est lié à une augmentation au nombre de dynamiques dans la charge d'espace de la vague d'ionisation. Cela peut s'expliquer par le fait que, l'énergie gagnée par les électrons dans la tête de streamer augmente et dépend de la densité des particules chargées accumulées à la tête du streamer avec le temps.

On peut même parler de non uniformité de distribution du plasma dans un volume, ce qui ramène à une représentation comportementale de caractère local, par exemple, au voisinage des parois ou au voisinage de l'électrode de faible rayon de courbure dans une configuration dissymétrique.

D'après J.P. BOEUF [24], le chauffage électronique dans beaucoup de situations ne peut pas être exprimé à partir d'une simple loi de conductivité collisionnelle locale. Cela est observé par exemple dans le cas d'une gaine cathodique dans une décharge continue, où une chute de potentiel importante peut avoir lieu (plusieurs 100 V) sur une distance de l'ordre du libre parcours électronique. Dans ces circonstances, les électrons sont accélérés sans faire de collisions dans la gaine.

Dans un autre cas d'une décharge HF à très basse pression, pendant une oscillation du champ, on ne peut pas définir de conductivité locale car les électrons "voient" des régions de champ très différentes. Comme l'électron gagne et perd de l'énergie dans la direction du champ la valeur moyenne de $p = j_e E$ est nulle, donc il est difficile de chauffer les électrons car la vitesse d'un électron dans le vide est déphasée de $\pi/2$ par rapport au champ.

Cependant, le chauffage électronique dans ce type de décharges se fait par collisions dont, à chaque collision la vitesse de l'électron change de direction, c'est ce qu'on appelle la « randomisation » de la vitesse, où la conversion de l'énergie est dirigée en énergie thermique. En plus, même en l'absence de collisions, le chauffage électronique est possible s'il y a des variations spatiales du champ électrique. Le phénomène non local (ou il est difficile de définir une conductivité locale), doit être donc traité de façon cinétique [25, 66].

Dans ces situations, la description du chauffage électronique par $p = j_e E$ où $j_e = \sigma_e E$, (σ est la conductivité locale), n'est plus valide et il faut adopter une approche cinétique, beaucoup plus complexe.

Dans le cas des configurations à DBD où une ou deux électrodes sont dotées d'une barrière diélectrique, cette dernière impose un effet capacitif qui caractérise le diélectrique d'un côté et d'autre côté cause ce qu'on appelle l'effet de la charge mémoire (voir chapitre précédent). Cet effet influe de même et considérablement sur la distribution du plasma en générale.

Nous rappelons le lecteur, que dans notre thèse, la configuration pointe plan étudiée est une décharge sans barrière diélectrique.

En effet, la mobilité et la conductivité du milieu dépendent de l'ensemble des conditions et des facteurs en compétition qui gouvernent la décharge tels que, le mode d'alimentation, la configuration des électrodes, la pression et la nature du gaz. Ces paramètres conditionnent le type de plasma créé (plasma froid thermique ou non thermique) et donc son comportement électrique et par conséquent son domaine d'applications précis.

Sur la base de ces données concernant les comportements électriques des décharges, nous détaillons par la suite les différentes étapes suivies lors de la modélisation de la décharge pointe plan sous une tension continue, étudiée.

III. Modélisation de la décharge pointe plan sous une alimentation continue positive

La décharge couronne pointe plan que nous venons de la modéliser, déroulera dans les conditions opératoires pratiques suivantes :

- ✓ Alimentation positive continue appliquée (E_a)
- ✓ Air synthétique sec (80% N₂, 20% O₂)
- ✓ Pression atmosphérique

- ✓ Température ambiante
- ✓ Rayon de courbure de la pointe $\rho=25 \mu\text{m}$

Nous commençons par l'explication de l'aspect physique de la décharge afin d'élaborer le modèle de la décharge à identifier.

III-1. L'aspect physique de décharge pointe plan continue positive

Dans le présent paragraphe nous ne sommes pas en mesure de détailler la physique des décharges couronnes prés citées au premier chapitre, mais de se focaliser sur les points qui nous permettent d'imaginer et de proposer notre modèle.

Si le système d'électrodes est soumis à l'action d'une tension positive continue appliquée à la pointe, un passage d'un courant électrique relative au niveaux de cette tension est inscrit malgré que l'espace inter-électrodes est au début un milieu isolant. Le passage d'un courant électrique est le résultat d'un phénomène de décharge électrique dont sa théorie est bien connue alors que la loi d'ohm régissant ce passage reste inconnue et à identifier.

Le schéma électrique simplifié d'un réacteur à décharge couronne pointe plan soumis à une alimentation électrique continue et positive est donné sur la Figure III-1.

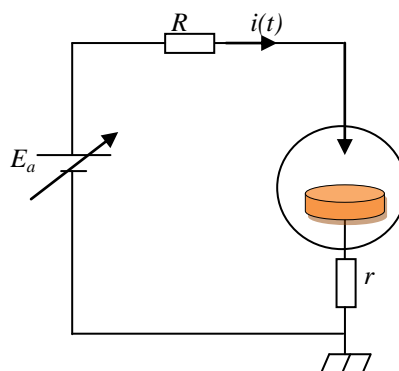


Figure III-1: Schéma électrique simplifié d'une décharge pointe plan continue positive.

D'après les observations pratiques relevées par des moyens de mesures et d'imagerie ultras rapide, la décharge qui s'établit entre la pointe et le plan est une onde ionisante appelée un streamer. Ce dernier se développe à partir de la pointe sous l'action du champ électrique extérieur créé suite à l'application de la tension continue porté à la pointe.

Dans la littérature, la plupart des travaux de modélisation électrique, parlent de deux comportements en fonctionnement dans un réacteur à décharge couronne par rapport au niveau de la tension appliquée. Ces deux comportements sont : un *comportement sans décharge* et un *comportement avec décharge*.

D'après le paragraphe (IV) du premier chapitre, si la tension reste insuffisante pour provoquer la propagation d'un streamer, un régime Onset se produit. Ce régime est caractérisé par un courant de fuite capacitif. Autrement dit, la configuration géométrique présente un effet capacitif sous une tension relativement faible.

Par contre, si la tension est suffisamment élevée, elle provoque un développement complet d'un streamer. Dans ce cas, un canal conducteur reliant les deux électrodes se produit répétitivement avec une fréquence pratiquement stable.

Commençant par développer chacun de ces deux comportements séparément.

III-2. Comportement d'un réacteur pointe plan sans décharge

Généralement, quand la tension appliquée reste insuffisante pour provoquer la propagation de la décharge, le système d'électrodes se comporte comme un condensateur à valeur fixe. Plusieurs travaux ont confirmé que le réacteur à décharge couronne se comporte électriquement comme un condensateur si la tension appliquée est relativement faible [47, 59, 60].

Dans ces conditions, un courant de déplacement prend naissance sous l'action d'un faible champ électrique dans l'espace inter-électrodes. Ce courant dépend strictement de la configuration géométrique des électrodes. Ainsi, suite à l'application d'une différence de potentiel entre les armatures (les électrodes), un champ électrique E est généré dans l'espace gazeux. Les électrons présents vont donc se déplacer sous l'action de champ vers l'électrode active, en créant des avalanches électroniques par collisions avec les molécules présentes dans le milieu gazeux.

L'expression du courant capacitif s'écrit de la façon suivante [2]:

$$i(t) = c_0 \frac{dv(t)}{dt} \quad (\text{III-1})$$

Avec :

c_0 , est la capacité géométrique du système

i , est le courant traversant l'espace inter-électrodes

u , est la tension relevée aux bornes des électrodes.

La valeur de la capacité géométrique peut être obtenue de deux manières différentes :

- Soit par mesure directe à travers un capacito-mètre si cela est possible.
- Soit elle se détermine indirectement par l'intermédiaire de mesure des grandeurs électriques (courant, tension) basant sur la relation $c(t) = q(t)/v(t)$

Selon la géométrie de système d'électrodes, on distingue trois cas possibles.

❖ Cas d'une géométrie d'électrodes symétriques

Les géométries les plus connues dans le domaine des décharges couronnes de ce type sont : plan-plan, cylindre-cylindre ou sphériques concentriques, ... etc.

L'exemple suivant explique la méthode de calcul de la capacité quant il s'agit d'un condensateur à électrodes symétriques planes. Le condensateur est constitué de deux plans conducteurs de surface A , séparé d'une distance d relativement faible par rapport aux dimensions des cotés de la surface A . Il nous résulte un champ électrique E uniforme entre les armatures donné par :

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} = \frac{Q}{A \epsilon_0}$$

La différence de potentiel entre les armatures est alors donnée par :

$$V = Ed = \frac{Qd}{A \epsilon_0}$$

La capacité est alors obtenue en appliquant la définition :

$$C = \frac{Q}{\frac{Qd}{A \epsilon_0}} = \frac{A \epsilon_0}{d}$$

Donc, la capacité géométrique pour cette configuration est donnée par :

$$C = \frac{A \epsilon_0}{d} \quad (\text{III-2})$$

On constate que, la capacité dépend de la constante diélectrique du milieu ϵ_0 entre les armatures, ainsi qu'aux facteurs géométriques. Elle est proportionnelle à la surface des armatures A et inversement proportionnelle à la distance entre les armatures d .

❖ **Cas d'un système d'électrodes doté d'une barrière diélectrique**

Dans ce type de décharge couronnes, en plus du diélectrique gazeux, un diélectrique solide sur l'une ou les deux électrodes est présent. La constante du diélectrique englobe la constante du diélectrique gazeux de l'air pure ϵ_0 et celle du diélectrique solide en présence donc $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$.

La capacité est alors déduite de la même façon que dans le cas d'une configuration à électrodes sans diélectrique mais on prend cette fois-ci en considération la nouvelle constante diélectrique.

❖ **Cas d'une géométrie d'électrodes asymétrique**

Les géométries à système d'électrodes asymétrique qu'on peut rencontrer dans les réacteurs à décharge couronne sont en générale : pointe plan, multi-pointes plan, couteau cylindre, fil plan, et d'autres. Ces configurations permettent d'accroître significativement les valeurs du champ électrique au niveau de l'électrode de faible rayon de courbure.

Dans ce type de géométrie, vue la difficulté voir même l'impossibilité de mesurer ou de calculer analytiquement la valeur de la capacité, on fait appelle à une méthode alternative.

Cette dernière consiste à déterminer la valeur de la capacité par l'intermédiaire des mesures des grandeurs électriques du courant et de la tension de deux manières.

- Soit en faisant le rapport instantané entre les valeurs de la forme d'onde du courant et celle de la dérivée temporelle de la forme d'onde de la tension, prisent à un niveau suffisamment faible de la tension.
- Soit en faisant le rapport entre les valeurs de l'intégral de la forme d'onde du courant et celles de la forme d'onde de la tension mesurées toujours à un niveau suffisamment faible, afin de ne pas induire une décharge par effet corona.

On obtient donc une forme d'onde de la capacité similaire à celle montrée sur la Figure III-2, dont la valeur de la capacité est déduite en calculant la moyenne des valeurs situées au palé entre les deux piques.

L'ensemble des travaux rencontrés dans la littérature, proposent la même méthode pour le calcul de la capacité dans cette situation [57, 59, 67].

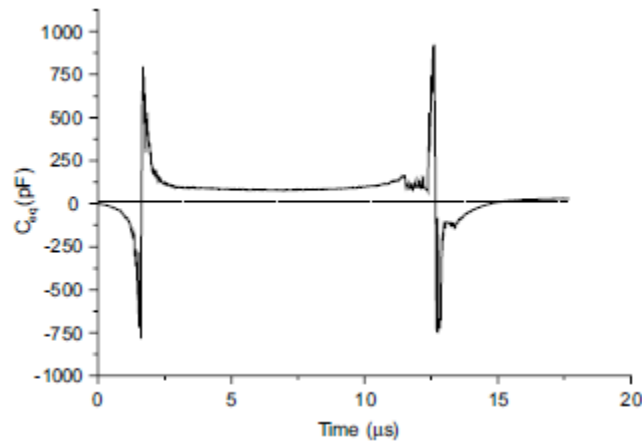


Figure III- 2 [67]: Forme d'onde de la capacité géométrique d'un réacteur fil plan obtenue à partir des formes du courant et de la tension appliquée sans décharge.

Dans ce qui suit, nous présentons le calcul de la capacité géométrique en configuration pointe plan.

III-2- 1. Calcul de la capacité géométrique du réacteur pointe-plan

Une série de mesures des courants capacitifs pour plusieurs distances inter-électrodes sous faibles tensions appliquées (E_a), a été réalisée afin d'évaluer la capacité du réacteur en chaque distance inter-électrodes (d), de notre dispositif expérimental.

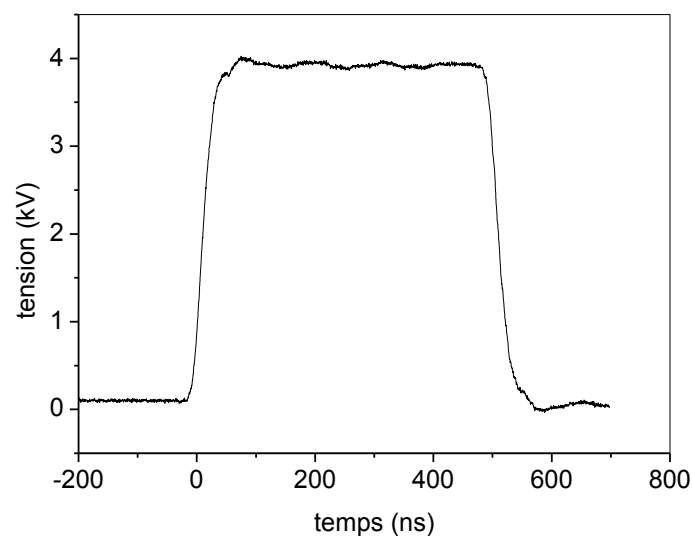


Figure III- 3: Forme d'onde de la tension inter-électrodes obtenue suite à une impulsion de tension appliquée ($E_a=4.2\text{kV}$, $d=7\text{ mm}$).

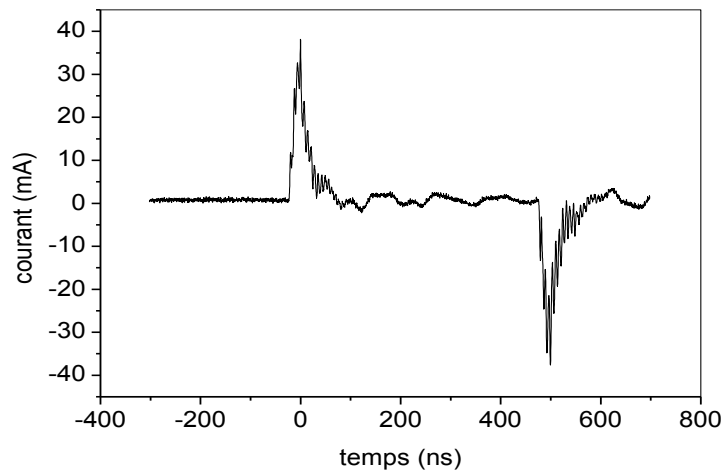


Figure III-4: Forme d'onde du courant capacitif mesuré sous une impulsion de tension appliquée ($E_a=4.2$ kV, $d=7$ mm).

Les conditions opératoires sont les suivantes : largeur impulsion 50 μ s, fréquence de répétition $f=100$ Hz, distance inter-électrodes, rayon de courbure de la pointe $\rho=25$ μ m. Les Figures III-3 et III-4 ci-dessus, montrent respectivement, la forme d'onde de l'impulsion de la tension appliquée (niveau de la tension $E_a=4.2$ kV, distance inter-électrodes $d=7$ kV), et la forme d'onde du courant capacitif obtenu avec un pas d'échantillonnage de 20 ns.

La courbe du courant présente deux impulsions correspondantes aux fronts montant et descendant de l'impulsion de la tension appliquée.

En effet, la variation de la tension sur le front montant impose une différence de potentiel appliquée aux électrodes et un champ électrique dirigé vers la cathode. Par conséquent, des avalanches électroniques dirigées vers l'anode sont ainsi créées et donnent naissance à une circulation d'un courant de fuite dans le circuit externe. Ce courant charge la capacité géométrique du réacteur ce qui donne la première impulsion. Le courant revient au zéro quand la capacité du réacteur est totalement chargée car la tension se stabilise.

Le même processus se répète lors de la variation de la tension en front descendant, ce qui donne la deuxième impulsion qui sera négative car la polarité est inversée.

Il est à noter que la présence d'une composante parasite de caractère continue superposée à la tension et au courant mesurés, influe considérablement sur les résultats. Ce problème est survenu lors de l'intégration du courant et/ou la dérivation de la tension. Pour éviter ce problème, cette composante doit être éliminée avant toute utilisation des mesures en calcul.

Les Figures III-5 et III-6, présentent respectivement les allures du courant intégré par rapport au temps et la tension dérivée par rapport au temps utilisées pour calculer la capacité du réacteur à vide par les deux méthodes précitées dans le cas suivant ($d=5$ mm, $E_a=4,2$ kV)

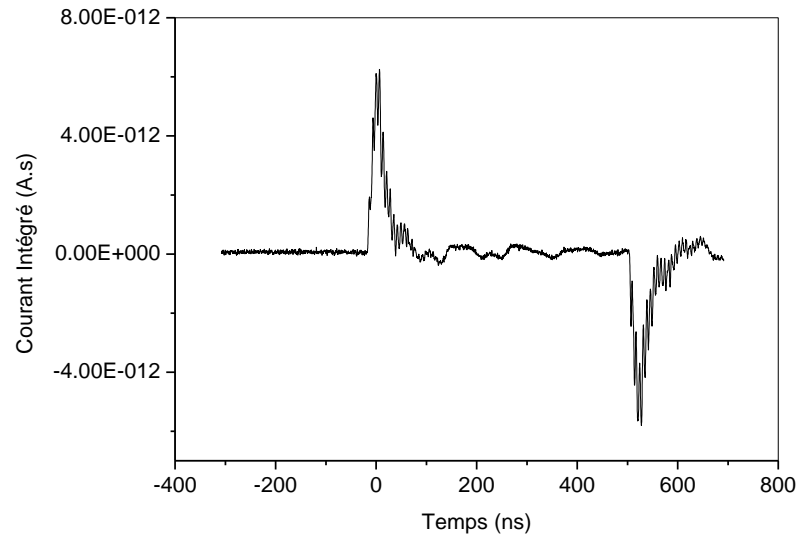


Figure III- 5: Forme d'onde du courant capacitif intégré dans le cas ($E_a=4.2$ kV, $d=7$ mm).

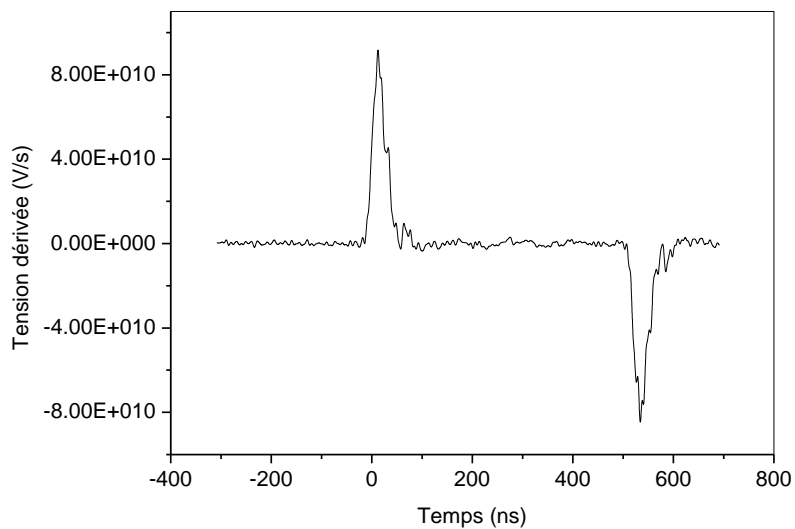


Figure III-6: Forme d'onde de l'impulsion de la tension dérivée dans le cas ($E_a=4.2$ kV, $d=7$ mm).

La Figure III-7, ci-dessous montre les allures des deux capacités obtenues soit par intégration du courant soit par dérivation de la tension, qui permettent par la suite de calculer la valeur de la capacité correspondante à la distance inter-électrodes choisie comme c'est expliqué en haut.

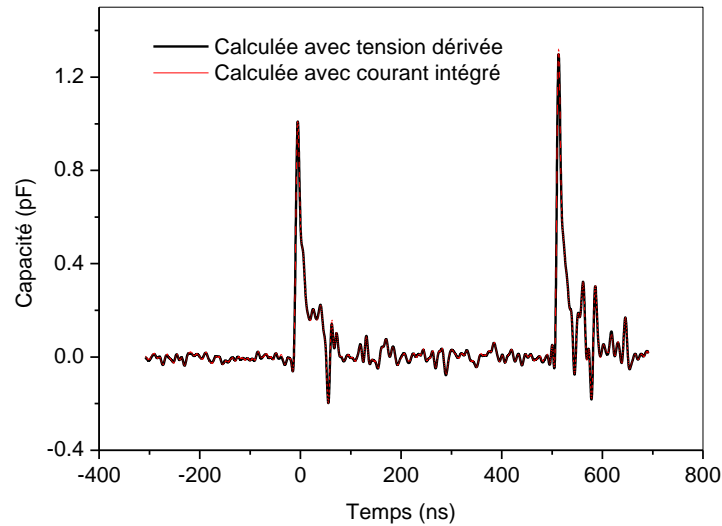


Figure III-7: Forme d'onde des capacités géométriques calculées en fonction des formes d'onde du courant et de la tension dans le cas ($E_a=4.2$ kV, $d=7$ mm) sous une configuration pointe plan.

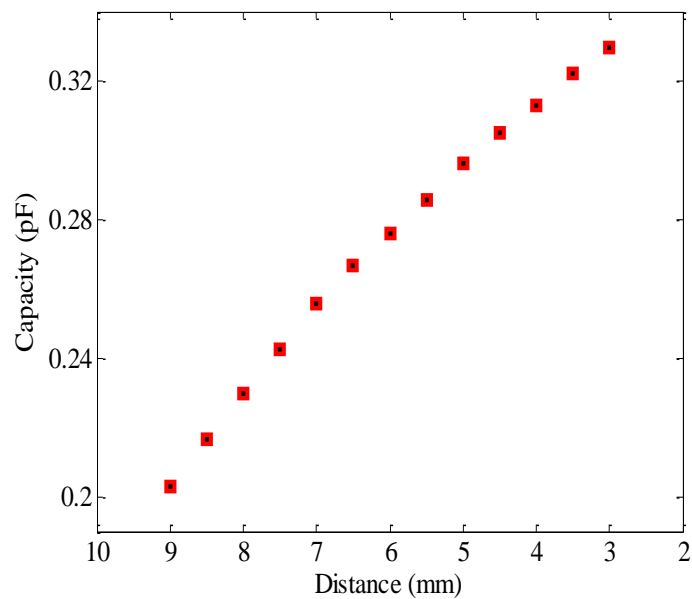


Figure III-8 [47]: Valeurs des capacités géométriques calculées à vide pour plusieurs distances inter-électrodes dans une configuration pointe plan.

La Figure III-8, montre l'évolution de la capacité géométrique à vide calculée pour un ensemble de distances inter-électrodes (d) entre 9 et 3 mm, en incrémentant cette dernière d'un pas de -0,5 mm.

Ce dernier résultat peut être également exploité pour vérifier la distribution de l'effet capacitif le long de l'espace inter-électrodes surtout au niveau des passages hauts tensions. Si on considère que sans décharge le schéma équivalent des capacités localisées entre la pointe et le plan est le suivant :

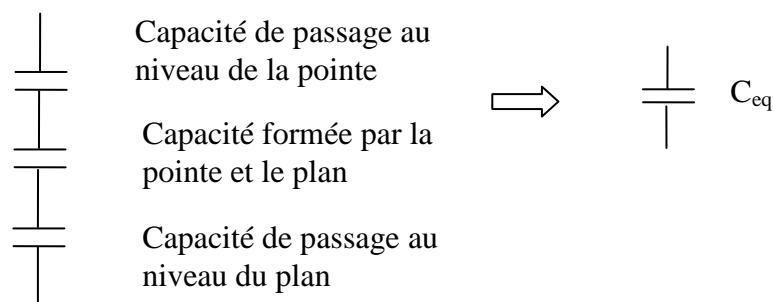


Figure III-9: Localisation des différents effets capacitifs dans l'espace inter-électrodes dans une configuration pointe-plan.

La courbe de la Figure III-9, montre une nette augmentation qui est presque linéaire de la capacité équivalente de l'espace inter-électrodes en diminuant la distance inter-électrodes cette diminution proportionnelle à la variation de la distance inter-électrodes. Ce résultat montre que l'effet capacitif de l'espace inter-électrodes l'emporte sur celui causé au niveau du passage hauts tensions (au niveau la pointe et la cathode).

Ce résultat respecte la tendance de variation de la capacité géométrique en fonction de la distance inter-électrodes pour des configurations symétriques exprimée par l'équation (III-2).

Remarque : Il est à noter qu'il est possible d'utiliser la méthode des images pour calculer mathématiquement les valeurs de la capacité créée dans l'espace inter-électrodes on utilisant la tension appliquée mesurée.

L'obtention des valeurs des capacités de la configuration pointe plan est très important car elles seront utilisées comme valeurs initiales pour déclencher le calcul de la capacité variable du réacteur en décharge.

III-3. Comportement du réacteur pointe plan avec décharge

D'après les observations pratiques, lorsque la tension appliquée à une configuration d'électrodes asymétrique, dépasse le seuil de régime Onset, une décharge couronne à fréquence de répétition stable est enregistrée. Cette décharge est traduite par un changement de conductivité et un passage d'un courant électrique. La loi d'ohm qui le gouverne ce circuit ainsi que le comportement électrique qu'il accompagne, restent inconnus. Sans doute que le comportement électrique de cette décharge dépend de plusieurs paramètres en compétition, cela rend son identification pratiquement assez difficile. Relativement à cette difficulté, il est tout à fait possible de trouver en littérature deux modèles différents qui décrivent deux réacteurs de même configuration géométrique tel qu'en [63 et 64] et [66 et 67].

La physique des décharges couronnes repose sur la théorie de propagation des streamers qui a été expliquée au premier chapitre. En bref, un streamer se développe en direction du champ électrique appliqué selon le mécanisme suivant. Sous l'action du champ électrique intense au niveau de l'électrode active une onde ionisante propage et laisse derrière elle un canal équilibré électriquement. Alors qu'elle continue sa propagation jusqu'à ce que l'espace inter-électrodes soit totalement court-circuité, elle arrive à établir un canal plasma liant les deux électrodes, c'est ce qu'on appelle une décharge couronne filamenteuse. Il est à noter qu'il est possible d'observer une deuxième onde ionisante moins forte que la première et qui succède directement l'établissement du premier filament, appelée un second streamer.

En décharges couronnes filamenteuse, telle que **notre décharge pointe plan**, l'ensemble des études est des observations expérimentales montrent que le canal de décharge est caractérisé par des faibles valeurs du champ électrique tandis que sa tête qui contient ce qu'on appelle la charge d'espace est marquée par des valeurs du champ assez importantes.

Les images suivantes prises au laboratoire, montrent la morphologie réelle de notre décharge pointe plan avec toutes ses phases de propagation visualisées.

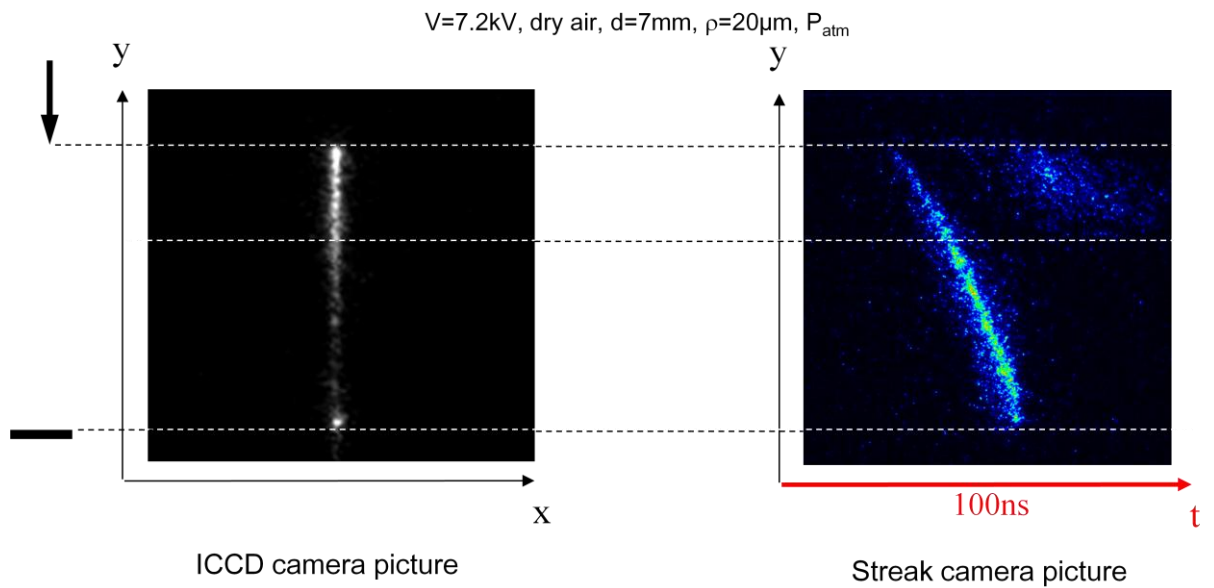


Figure III- 10. [12] : Observation expérimentale de la propagation d'une décharge pointe plan positive obtenue par caméras ICCD et Streak.

La Figure III-11, qui reproduit par simulation l'évolution d'un steamer sous les mêmes conditions opératoires de la décharge réelle précédente, montre en parallèle la distribution du champ électrique le long du canal de la décharge.

Cette simulation confirme la concentration du champ électrique sur la tête du canal et sa distribution presque uniforme pour le reste du canal.

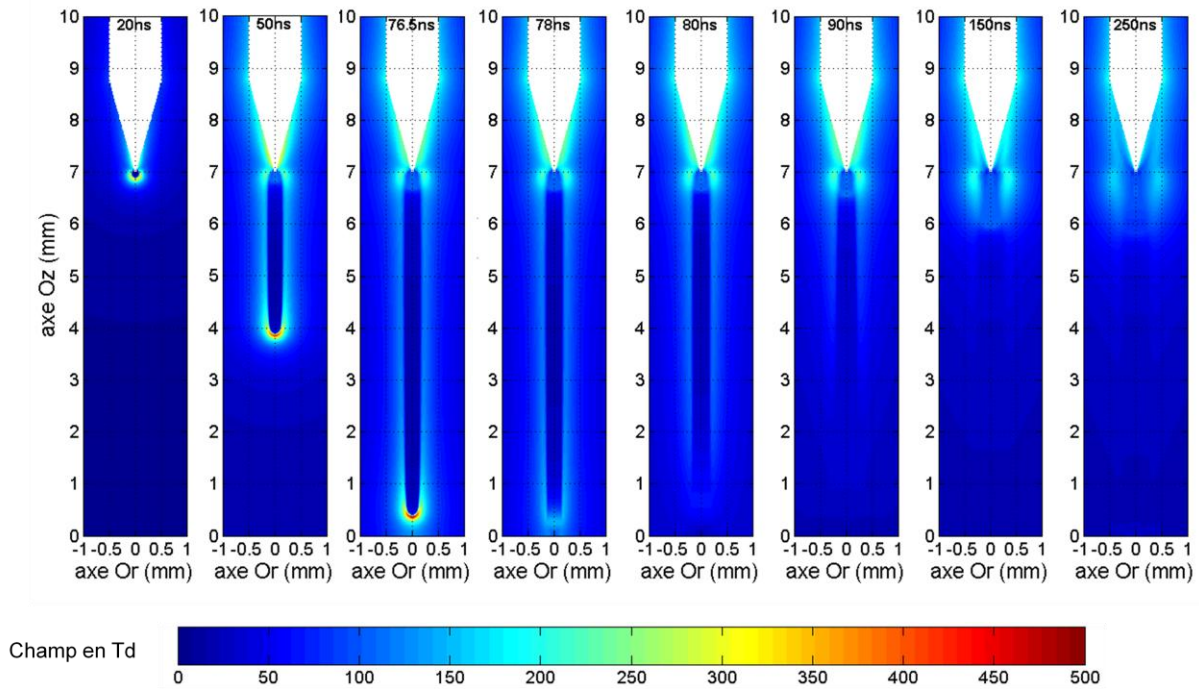


Figure III- 11[39]: Chronologie de la propagation d'un streamer en fonction des valeurs du champ obtenue par simulation.

Électriquement, l'espace inter-électrodes se comporte comme une résistance infinie à l'instant du commencement de la décharge. L'activité d'ionisation initiée à cet instant par à l'anode sous l'action du champ intense provoque une onde ionisante à deux effets :

- Le court-circuit progressif de l'espace inter-électrodes au fur et à mesure que l'onde ionisante avance.
- La multiplication de la quantité des charges positives causée par l'activité ionisante.

Ces deux effets ont également deux conséquences :

- ✓ Un changement en résistance de l'intervalle inter-électrodes,
- ✓ La création d'un dipôle capacitif à anode fictif mobile.

La partie déjà court-circuitée de l'espace inter-électrodes est en série géométriquement avec le dipôle capacitif. A cet effet, la propagation du streamer augmentera la longueur du canal conducteur, tout en diminuant de la distance de séparation entre les deux électrodes du dipôle capacitif. Ceci impliquera que ni la capacité formée par la tête du streamer et la cathode ni la résistance du canal conducteur (lissé derrière), ne sont constantes. De plus, la charge d'espace créée par l'activité d'ionisation à la tête du streamer imposera un champ électrique local qui se dirige dans le même sens que celui initialement appliqué.

Le champ résultant renforcera de sa part l'accroissement de la charge d'espace et l'allongement du canal conducteur. Ainsi, on assistera par cet effet mutuel à une variation non linéaire de la charge d'espace et de la distance soit par l'allongement du canal conducteur, soit par le rapprochement entre les électrodes du dipôle capacitif résultant. D'autre part, sachant le même courant de décharge traversera le dipôle capacitif et le canal conducteur, on peut conclure que notre décharge couronne pointe plan positive se comporte électriquement comme une résistance non linéaire en série avec une capacité non linéaire.

Une phase de relaxation commence dès l'impacte de la charge d'espace en tête de streamer sur la cathode. A cet instant, la charge positive à la tête commencera à s'évacuer progressivement à travers la cathode alors que les électrons produits par ionisation s'évacuent rapidement par l'anode bénéficiant de la baisse importante de la résistance à travers le canal conducteur qui vient de s'établir entre l'anode et la cathode.

Le déclenchement d'un second streamer est probable si la tension appliquée reste capable à conquérir les conditions du milieu qui sont modifiées par le passage du premier streamer.

En conclusion, on vient de proposer un modèle électrique équivalent à notre décharge pointe plan positive à la pression atmosphérique.

Le schéma symbolique suivant synthétise le circuit électrique équivalent proposé.

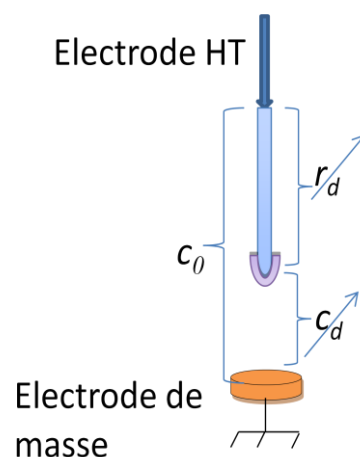


Figure III-12: Schéma électrique représentatif simplifié d'une décharge pointe plan continue positive.

U N Pal et al [67], considèrent que l'impédance du plasma comporte une capacité C_{dis} en série avec une résistance R_{dis} , qui représente la résistance des micro-décharges filamentaire et C_{dis} qui est différente de la capacitance du gaz C_g . Ils considèrent que la variation de la capacité de décharge est due au changement dans la permittivité relative du gaz durant l'ionisation [59, 63, 67].

IV. Modèle mathématique

Le modèle électrique proposé est représenté par un circuit électrique équivalent dont on peut déduire ses équations mathématiques appropriées. La Figure III-13, représente le schéma électrique équivalent du modèle de la décharge

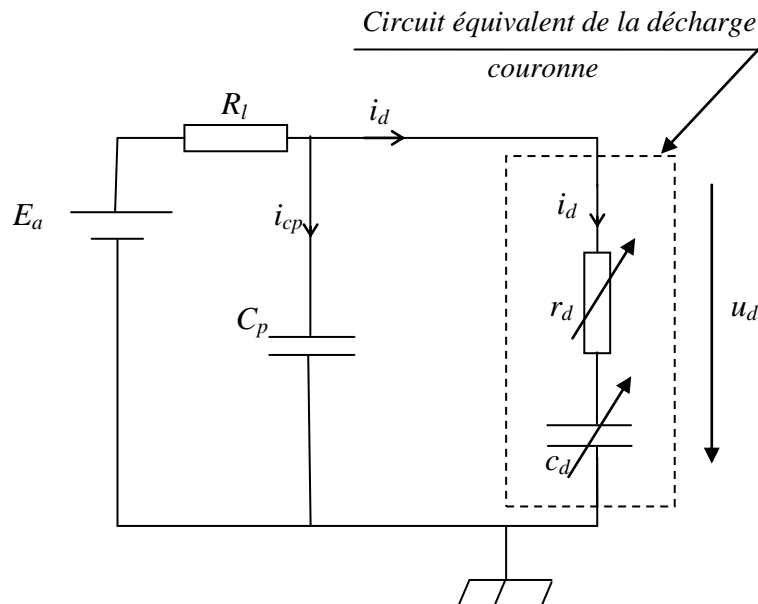


Figure III-13: circuit équivalent proposé d'une décharge pointe plan positive.

E_a : est la tension continue d'alimentation du réacteur de décharge.

R_l : est une résistance limitatrice du courant d'alimentation

C_p : représente la capacité parasite résultante des connexions de l'alimentation.

La tension aux bornes de la décharge $u_d(t)$ donnée par le circuit équivalent est régit par l'équation suivante :

$$u_d(t) = u_{r_d}(t) + u_{c_d}(t) \quad (III-1)$$

$u_d(t)$: est la tension aux bornes de la décharge,

$u_{r_d}(t)$: est la tension aux bornes de la résistance variable de la décharge,

$u_{c_d}(t)$: est la tension aux bornes de la capacité variable de la décharge.

Remplaçant les tensions $u_{r_d}(t), u_{c_d}(t)$ par leurs expressions équivalentes en fonction du courant de la décharge $i_d(t)$ et la charge accumulée, on obtient :

$$u_d(t) = r_d(t)i_d(t) + \frac{q(t)}{c_d(t)} \quad (\text{III-2})$$

L'équation peut être donnée sous la forme suivante :

$$i_d(t) = -\frac{1}{c_d(t)r_d(t)}q(t) + \frac{1}{r_d(t)}u_d(t) \quad (\text{III-3})$$

$q(t)$ représente la charge accumulée durant la phase de décharge correspondant à une impulsion de courant de la décharge. La Figure III-14, représente la charge accumulée $q(t)$, obtenue en intégrant par rapport au temps le courant d'une impulsion de décharge couronne.

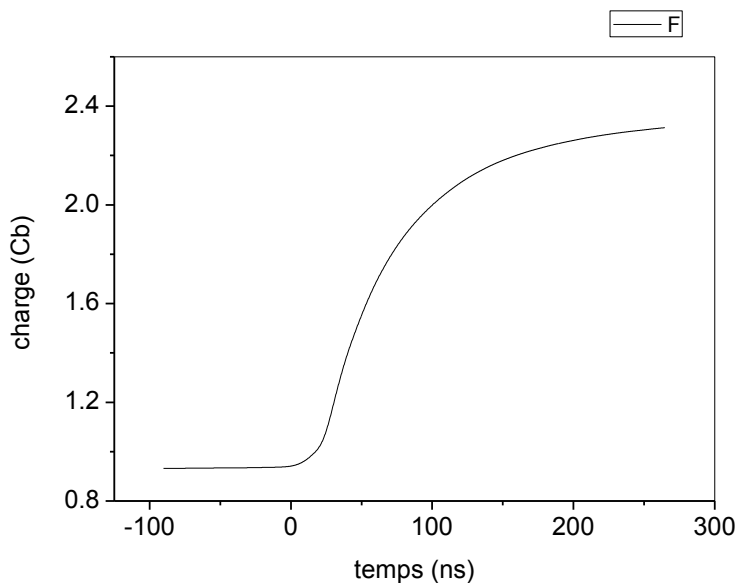


Figure III-14: L'évolution de la charge électrique durant la phase d'une décharge couronne.

Il faut souligner que l'étape qu'on vient de terminer constitue la phase primordiale en voie de l'élaboration complète et définitive de notre modèle recherché. La deuxième étape sera donc la détermination des paramètres du modèle proposé.

La problématique posée ici est comment à partir de quelques données expérimentales, remonter aux valeurs des paramètres de notre modèle ?

Ce type de problèmes est traité par certaines méthodes d'optimisations connues sous le nom « méthodes d'identification des modèles ». Le choix entre ces méthodes en application, obéie à la nature et la complexité du problème étudié.

Avant d'entamer cette deuxième étape, nous proposons de donner une vue panoramique sur les méthodes d'identification où nous nous concentrons en particulier sur l'identification paramétrique et nous nous finissons par l'explication de l'algorithme des moindres carrés récursifs (MCR), qui nous intéresse.

IV-1. Généralités sur les méthodes d'identifications des modèles

Durant les trois dernières décennies du XXème siècle, l'identification de modèles boîte-noire a connu un développement considérable tant sur le plan de la proposition de nouvelles techniques que sur le plan des applications, bénéficiant de développement des calculateurs.

Historiquement, cette technique qui est née au sein de la spécialité de l'automatique a connu un développement important d'après Fransisco, L. Ljung. Ce développement lui permet d'accéder à plusieurs domaines en sciences de l'ingénieur (statistique, économie, biologie, traitement du signal...).

Cette technique d'identification s'étendant alors du traitement du signal [68], à la commande [69], au diagnostique [70], à l'astrophysique [71], aux sciences économiques [72], ou environnementales [47]. De nombreux travaux synthétisent une bonne partie de recherche effectuées sur les méthodes d'identifications, parmi lesquels nous citons [53, 55, 73, 74, 75, 76].

L'identification inspire son existence et s'appuie sur la coalition entre les disciplines de traitement du signal, les méthodes mathématiques de calcul numérique et l'avancé des calculateurs.

Bien que l'identification des modèles est une technique qui sert à mettre en évidence le comportement physico-chimique d'un système étudié quelconque, cela est en relation directe avec l'opération de modélisation des systèmes au sens large du mot. Donc, l'identification permet d'obtenir un modèle mathématique d'un système à partir de données expérimentales et de connaissances physiques disponibles *a priori*.

Les modèles obtenus par identification doivent fournir notamment, une approximation fidèle du comportement du système physique sous-jacent afin d'estimer des paramètres physiques ou de concevoir des algorithmes de simulation, de prévision, de surveillance ou de commande.

Le schéma suivant résume la modélisation d'un système par les méthodes d'identification.

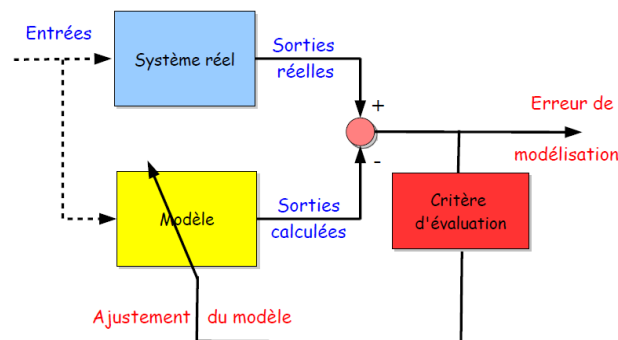


Figure III-15[53]: Principe de la modélisation/estimation d'un système.

En général, il en résulte un modèle qui exprime la relation entre les entrées et les sorties du système à travers des paramètres qui traduisent son comportement. L'identification est une technique à caractère pluridisciplinaire qu'a pu être appliquée presque dans tous les domaines scientifiques grâce à l'existence sûre de la triplée *entrées/sorties/paramètres*. Ces entrées sorties en électrotechnique par exemple, représentent les grandeurs électriques mesurables *courant/tension* qui sont corrélées aux paramètres électriques à identifier (résistances capacitances inductances qui sont constants ou variables...).

IV-1-1. Nature des systèmes identifiés

Les systèmes physiques identifiés sont soit de nature discrète soit de nature continue. Cependant, la nature discrète des données acquises lors des opérations des mesures ainsi que la facilité d'implantation des algorithmes d'identification, de commande ou de diagnostic en utilisant des données numériques, rend l'utilisation des modèles à temps discret de plus en plus courante.

En effet, la nature discrète des données impose le caractère discret lors de l'identification, et entraîne deux approches principales dans le domaine temporel pour identifier un modèle à temps continu [53, 55, 75]:

- *Approche indirecte*

Dans une approche indirecte, le processus d'identification est le suivant ; un modèle à temps discret sera déterminé dans un premier temps, [53, 69, 72], ce dernier sera converti à un modèle à temps continu dans un second temps.

- *Approche directe*

L'approche directe consiste à identifier le système sous sa forme continue sans passer par la discrétisation des données et des équations du système dans un premier temps.

En comparant les deux approches, l'expérience montre que la première approche présente l'intérêt d'une possibilité de bénéficier d'un grand nombre de méthodes d'optimisation disponibles lors de l'étape d'identification. Néanmoins elle présente l'inconvénient de perte des informations lors de l'étape de conversion des paramètres en continue. En revanche, les approches directes (à temps continu), ne souffrent pas de cet inconvénient.

IV-1-2. Classification des modèles et des méthodes d'identification

La littérature dans le domaine d'identification classe les modèles issus de l'identification en deux grandes catégories distinctes [53, 55, 75] :

- Modèles de connaissance utilisés pour la simulation et la conception de procédés.
- Modèles dynamiques de commande (entrée-sortie) qui sont utilisés généralement pour la conception et le calcul des régulateurs.

Les modèles dynamiques se divisent à leur tour en deux types de modèle :

- Modèle non paramétriques (ex : réponses fréquentielles ou temporelles),
- Paramétriques (ex : fonction de transfert).

On caractérise aussi dans ce dernier type les :

- Modèles continus,
- Modèles échantillonnés.

On peut parler aussi d'une autre classification de modèles tels que :

- Modèle linéaire ou non-linéaire,
- Modèle stochastique ou déterministe,
- Modèle régressif ou indépendant.

Pour un modèle régressif, la sortie à un instant t , $y(t)$, dépend des instants précédents ($y(t-i)$).

Notre objectif au sein de ce chapitre n'est donc pas de décrire l'ensemble des méthodes et des modèles que regroupent l'identification (si cela était possible), mais au-moins de les citer avant d'entamer en détail celle qui nous intéresse. Donc, une attention particulière sera dédiée à la modélisation par l'identification paramétrique qui est la plus adoptée pour la modélisation de la décharge pointe plan étudiée dans ce qui suit.

IV-3. Identification paramétrique

Le principe d'une identification paramétrique est de déterminer les paramètres d'un modèle mathématique à partir des données d'observations pratiques. Le modèle doit permettre de calculer la sortie d'un procédé y à n'importe quel instant t si les conditions initiales du système sont connues. Dans un modèle régressif, il est possible de se servir des valeurs des entrées aux instants présents et précédents ($u(t)$, $u(t-1)$, ...) et des valeurs précédentes de la sortie ($y(t-1)$, $y(t-2)$, ...) pour calculer la valeur de sortie $y(t)$ à l'instant actuel t .

On peut donc dire que :

$$y(t) = f(y(t-1), y(t-2); (u(t), u(t-1), \dots))$$

L'organigramme suivant présente les différentes étapes nécessaires pour l'estimation d'un modèle proposé.

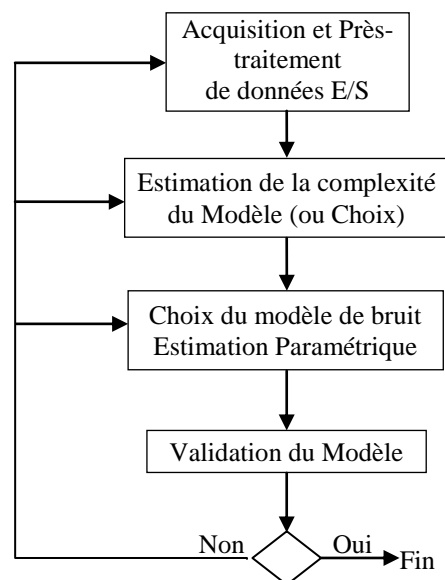


Figure III-16 [53, 55, 76]: Méthodologie de l'identification paramétrique.

IV-3-1. Données entrées sorties utilisées en identification

L'identification se base sur les données expérimentales entrées/sorties, ces données représentent des grandeurs électriques tels que : courant / tension dans le cas d'un système électrique par exemple. Ces données sont enregistrées à partir des mesures effectuées pour cet objective.

Dans la plus part des cas de l'enregistrement, le traitement et l'exploitation de ces données s'effectue sous une forme discrète. Ceci est imposé par la nature numérique des moyens de mesure et d'enregistrement et par la méthode d'identification elle-même qui s'appuie sur l'application des méthodes numériques et le calcul matriciel en cherchant le critère d'optimisation.

Il est à noter que, ces données ne sont jamais acquises dans un état propre. En effet, un signal est toujours affecté par des perturbations de diverses origines. Cette perturbation s'ajoute sous forme d'un bruit de caractère aléatoire qui influe ainsi sur l'opération d'identification toute entière. La prise en compte de cette perturbation est un facteur déterminant pour le choix de la méthode d'identification appropriée.

IV-3-2. Estimation de la complexité du Modèle (Choix de la méthode)

L'estimation (ou le choix) de la complexité pour un type de modèle permet de déterminer quels sont les paramètres à estimer et quel est leur nombre. L'estimation paramétrique utilise des algorithmes qui, à partir des mesures entrées/sorties disponibles, fournissent les paramètres du modèle [53, 55].

La complexité de la méthode d'estimation dépend du degré de complexité du modèle recherché [53, 55, 75].

Le choix d'un estimateur réalise un compromis entre les considérations liées au procédé et les contraintes liées à sa mise en œuvre.

Il serait donc illusoire et fastidieux de vouloir cataloguer systématiquement les formes d'estimateurs envisageables dans une situation donnée. Il apparaît néanmoins nécessaire de mettre en évidence ce qui peut faire leurs avantages et leurs défauts.

Par ailleurs, le choix entre deux types de méthodes d'estimation est dicté par la manière dont le problème est formulé.

En effet, si le vecteur paramètre est solution d'un système d'équations linéaires, une méthode directe est possible, sinon on a recours à une méthode itérative.

Ce concept de linéarité en paramètre est fondamental pour les algorithmes d'identification, est sans rapport avec la linéarité dynamique de la théorie des systèmes [53].

IV-3-3. Validation d'un modèle

Une fois le modèle obtenu, une validation objective peut être faite par des tests statistiques sur l'erreur de prédiction et la sortie prédite $y(t)$. Le test de validation permet pour un procédé donné de choisir le meilleur modèle, respectivement la meilleure structure et le meilleur algorithme pour l'estimation des paramètres.

Le modèle identifié par une méthode, doit être validé en utilisant le critère qui a servi pour définir l'objectif de la méthode soit par un examen graphique soit par un teste sur l'erreur. Il résulte que nous aurons deux techniques de validation permettant de vérifier, suivant le cas, les deux critères.

Si le modèle identifié ne satisfait pas le test de validation, il faut reconsidérer soit le choix de l'algorithme d'estimation (et donc en général du type de modèle de bruit), soit le choix de l'ordre du modèle, soit encore le protocole d'acquisition des entrées/sorties.

Les différentes étapes (décrites ci-dessus) seront mises en œuvre par l'application d'un algorithme approprié. Cet algorithme permet l'obtention d'un vecteur paramètres noté P_m après optimisation basant sur un critère d'erreur donné.

Le traitement des données entrées/sorties peut se faire à l'aide des algorithmes non récursifs (qui traitent en bloc les fichiers de données entrée/sortie obtenus sur un horizon de temps) ou récursifs (traitement pas à pas des données entrées/sorties).

Par rapport aux techniques non récursives, les algorithmes récursifs offrent les avantages suivants :

- Obtention d'une estimation des paramètres du modèle au fur et à mesure que le procédé évolue,
- Compression importante des données, car les algorithmes récursifs ne traitent à chaque instant qu'une paire entrée/sortie au lieu de l'ensemble de données entrée/sortie,
 - Nécessité d'une mémoire et d'une puissance de calcul sensiblement plus faible,
 - Mise en œuvre aisée sur micro-ordinateur,

- Possibilité de réalisation de systèmes d'identification à temps réel,
- Possibilité de poursuite des paramètres des systèmes variables dans le temps.

On présente maintenant une description détaillée sur les algorithmes des moindres carrés et moindres carrés récursifs ainsi que leurs projection sur notre modèle électrique de la décharge pointe plan positive étudiée.

IV-4. Algorithmes des moindres carrés non récursifs et récursifs appliqués à la décharge pointe plan positive

Considérant le circuit électrique équivalent de la décharge pointe plan positive continue, composé d'une résistance variable en série avec une capacité variable montré sur la figure III-13. Le courant de décharge $i_d(t)$ du circuit équivalent comme nous l'avons vu est régit par l'équation suivante :

$$i_d(t) = -\frac{1}{c_d(t)*r_d(t)}q(t) + \frac{1}{r_d(t)}u_d(t) \quad (\text{III-3})$$

$i_d(t)$: est le courant de la décharge.

Cette équation peut être assimilée à l'équation (III-4).

$$y(t) = a_1x(t) + b_1u(t) = \theta^T(t)\phi(t) \quad (\text{III-4})$$

$$y(t) = i_d(t)$$

θ : représente le vecteur des paramètres tel que :

$$\theta^T = [a_1 \quad b_1] \quad \Rightarrow \quad \theta^T(t) = \left[-\frac{1}{c_d(t)*r_d(t)}, \quad \frac{1}{r_d(t)} \right]$$

On a aussi le vecteur des grandeurs observées expérimentalement (mesurées) ϕ^T qui est donné comme suit :

$$\phi(t)^T = [x_1(t), x_2(t)] \quad \Rightarrow \quad \phi(t)^T = [q(t), u_d(t)]$$

$\Phi(t)$: représente le vecteur des mesures ou des observations.

$q(t)$, $u_d(t)$, représentent les entrées de notre système de décharge à identifier (voir la Figure III-17).



Figure III-17: Représentation schématique du système à identifier.

Le modèle de prédiction (*a priori*) sera décrit dans ce cas par :

$$\hat{i}_d(t) = \Phi(t)\hat{\theta}(t) = -\frac{1}{\hat{c}_d(t)*\hat{r}_d(t)}q(t) + \frac{1}{\hat{r}_d(t)}u_d(t) = \hat{\theta}^T(t)\Phi(t) \quad (III-5)$$

Où $\hat{i}_d(t)$, représente la prédiction "*a priori*" dépendant des valeurs des paramètres estimés à l'instant t .

$$\hat{\theta}(t) = \left[-\frac{1}{\hat{c}_d(t)*\hat{r}_d(t)}, \frac{1}{\hat{r}_d(t)} \right], \text{ est le vecteur des paramètres estimés.}$$

L'objectif est que l'algorithme d'estimation trouve le vecteur de paramètres θ qui minimise l'erreur entre la sortie du procédé et la sortie du modèle de prédiction au sens des "moindres carrés récurrents" :

$$\min_{\hat{\theta}(t)} j(t) = \sum_{i=1}^t [y(t) - \hat{\theta}(t)^T \Phi(t)]^2 \quad (III-I-6)$$

Le terme correspond à :

$$\hat{\theta}(t)^T \Phi(t) = -\hat{a}_1 x(t) + \hat{b}_1 u(t) = \hat{y}(t|\hat{\theta}(t)) \quad (III-I-6')$$

Par comparaison,

$$\min_{\hat{\theta}(t)} j(t) = \sum_{i=1}^t [\hat{i}_d(t) - \hat{\theta}(t)^T \Phi(t)]^2 \quad (III-7)$$

c-à-d

$$\hat{\theta}(t)^T \Phi(t) = -\frac{1}{\hat{c}_d(t) \hat{r}_d(t)} q(t) + \frac{1}{\hat{r}_d(t)} u_d(t) = \hat{i}_d(i|\hat{\theta}(t)) \quad (\text{III-7'})$$

C'est donc la prédiction de la sortie à l'instant i ($i < t$) basée sur l'estimation des paramètres à l'instant t obtenue à l'aide de t mesures. La quantité à l'intérieur de la parenthèse représente l'erreur de prédiction entre le procédé et le modèle à l'instant i , basée sur l'estimation des paramètres à l'instant t :

$$\varepsilon(i|\hat{\theta}(t)) = y(i) - \hat{\theta}(t)^T \Phi(i-1) \quad (\text{III-8})$$

c-à-d

$$\varepsilon(i|\hat{\theta}(t)) = i_d(i) - \hat{\theta}(t)^T \Phi(i-1) \quad (\text{III-8'})$$

Dans un premier temps, il s'agit d'estimer un vecteur paramètres θ à l'instant t pour qui minimise la somme des carrés des écarts entre le procédé et le modèle de prédiction sur un horizon de t mesures. La valeur de $\hat{\theta}(t)$ qui minimise le critère III-I-6 s'obtient en cherchant la valeur qui annule $\frac{\partial J(t)}{\partial \theta(t)}$ comme suit:

$$[\sum_{i=1}^t \Phi(i-1)\Phi(i-1)^T] \hat{\theta}(t) = \sum_{i=1}^t y(i)\Phi(i-1) \quad (\text{III-9})$$

c-à-d

$$[\sum_{i=1}^t \Phi(i-1)\Phi(i-1)^T] \hat{\theta}(t) = \sum_{i=1}^t i_d(i)\Phi(i-1) \quad (\text{III-9'})$$

En multipliant par :

$$[\sum_{i=1}^t \Phi(i-1)\Phi(i-1)^T]^{-1}$$

On obtient :

$$\hat{\theta}(t) = [\sum_{i=1}^t \Phi(i-1)\Phi(i-1)^T]^{-1} \sum_{i=1}^t i_d(i)\Phi(i-1) \quad (\text{III-10})$$

Posant :

$$P(t) = [\sum_{i=1}^t \Phi(i-1)\Phi(i-1)^T]^{-1} \quad (\text{III-11})$$

On aura :

$$\hat{\theta}(t) = P(t) \sum_{i=1}^t i_d(i) \phi(t-1) \quad (\text{III-12})$$

Il s'agit d'un minimum sous contrainte que la dérivée seconde par rapport à $\hat{\theta}(t)$ soit positive, c-à-d :

$$\frac{\partial^2 J(t)}{\partial \hat{\theta}(t)^2} = 2 \sum_{i=1}^t \phi(i-1) \phi(i-1)^T > 0 \quad (\text{III-13})$$

Ce qui est en cas général le cas pour $t \geq \dim \theta$

$$\frac{\partial J(t)}{\partial \hat{\theta}(t)} = -2 \sum_{i=1}^t [i_d(i) - \hat{\theta}(t)^T \phi(i-1)] \phi(i-1) = 0 \quad (\text{III-14})$$

De l'équation III-I-6, et en tenant compte que :

$$[\hat{\theta}(t)^T \phi(i-1)] \phi(i-1) = \phi(i-1) \phi(i-1)^T \hat{\theta}(t) \quad (\text{III-15})$$

On obtient :

$$\hat{\theta}(t) = [\sum_{i=1}^t \phi(i-1) \phi(i-1)^T]^{-1} \sum_{i=1}^t y(i) \phi(i-1) \quad (\text{III-16})$$

Il résulte :

$$[\sum_{i=1}^t \phi(i-1) \phi(i-1)^T] \hat{\theta}(t) = \sum_{i=1}^t i_d(i) \phi(i-1) \quad (\text{III-17})$$

IV-4-1. Propriétés statistiques de la méthode des moindres carrés:

L'erreur d'estimation est donnée par:

$$\tilde{\theta} = \theta - \hat{\theta} = [\phi^T \phi]^{-1} \phi^T [\phi \theta - y] \quad (\text{III-18})$$

$$\tilde{\theta} = \theta - \hat{\theta} = [\phi^T \phi]^{-1} \phi^T e \quad (\text{III-19})$$

$$e = [\emptyset\theta - y] \quad e(t) : \text{Bruit de mesure}$$

Lorsque le bruit de mesure est un bruit blanc gaussien de moyenne nulle, de variance τ^2 est indépendant des variables \emptyset , c'est-à-dire que:

$$E[e] = 0, \quad E[ee^T] = \sigma^2 I, \quad E[e\emptyset] = 0$$

IV-5. Moindres carrés Itérative ou récursive MCR

En contrôle adaptatif, le mécanisme d'estimation des paramètres doit être itératif, permettant ainsi au modèle du processus d'être corrigé à chaque instant d'échantillonnage, quand une nouvelle donnée devient disponible [53, 55].

IV-5-1. Développement de l'algorithme de MCI

L'algorithme des moindres carrés précédemment présenté donnant le critère qui minimise $\hat{\theta}(t)$, n'est pas itératif. La méthode des moindres carrés récursive base sur un algorithme récursif qui considère l'estimation de $\hat{\theta}(t+1)$ au lieu de l'estimation de $\hat{\theta}(t)$.

Le problème posé est comment s'exprime l'estimation $\hat{\theta}(t+1)$ en fonction de l'estimation $\hat{\theta}(t)$ sachant que (voir l'équation (III-10)):

$$\hat{\theta}(t) = [\sum_{i=1}^t \emptyset(i-1)\emptyset(i-1)^T]^{-1} \sum_{i=1}^t y(i)\emptyset(i-1)$$

Pour développer une formulation récursive (itérative), posant $t=N$ en considérant le cas discret) :

$$\hat{\theta}_N = P_N \cdot Q_N \text{ avec } \begin{cases} P_N = [\emptyset^T \emptyset]^{-1} = [\sum_{i=1}^N x_i^T x_i]^{-1} \\ Q_N = \emptyset_N Y_N = \sum_{i=1}^N x_i^T y_i \end{cases}$$

$$P_N^{-1} = \emptyset^T \emptyset = \sum_{i=1}^N x_i^T x_i = \sum_{i=1}^{N-1} x_i^T x_i + x_N^T x_N = P_{N-1}^{-1} + x_N^T x_N \quad (\text{III-20})$$

$$Q_N = \sum_{i=1}^N x_i y_i = \sum_{i=1}^{N-1} x_i y_i + x_N y_N = Q_{N-1} + x_N y_N \quad (\text{III-21})$$

On peut caractériser sur le plan statistique l'estimé de $\hat{\theta}$. Pour cela, il suffit de calculer la moyenne et la variance de l'erreur d'estimation de $\tilde{\theta}$.

On a alors :

$$E[\theta - \hat{\theta}] = E[\tilde{\theta}] = [X^T X]^{-1} X^T E[e] = 0 ,$$

Donc : $E[\hat{\theta}] = \theta$

Lorsque le bruit de mesure est de moyenne nulle, l'estimé de $\hat{\theta}$ n'est pas biaisé et sa moyenne est bien égale à la valeur recherchée.

$$\tilde{P} = [\tilde{\theta} \tilde{\theta}] = (\Phi^T \Phi)^{-1} \Phi E[ee^T] \Phi (\Phi^T \Phi)^{-1} \quad (\text{III-22})$$

$$\tilde{P} = [\tilde{\theta} \tilde{\theta}] = \sigma^2 (\Phi^T \Phi)^{-1} \quad (\text{III-23})$$

Ainsi, la matrice P qui intervient à chaque itération dans le calcul est un coefficient près de la matrice de covariance de l'erreur d'estimation, elle fournit la précision. Lorsque le nombre d'observations tend vers l'infini, la variance de l'erreur décroît constamment vers zéro comme P .

Dans l'hypothèse d'un bruit de mesure blanc de moyenne nulle, les moindres carrés fournissent donc un estimé non biaisé et consistant, c'est-à-dire de variance tendant vers zéro [53, 55].

$$\Phi_{N+1} = \begin{bmatrix} \Phi_N \\ \Phi_{N+1} \end{bmatrix} \quad (\text{III-24})$$

$$P_N^{-1} = P_{N-1}^{-1} + \Phi_N \Phi_N^T \quad (\text{III-25})$$

En utilisant le lemme de l'inversion matricielle on obtient:

$$P_N = (P_{N-1} - P_{N-1} \Phi_N) (I + (\Phi_N^T P_{N-1} \Phi_N)^{-1} \Phi_N^T P_{N-1}) \quad (\text{III-26})$$

Posant :

$$K_N = P_{N-1}\phi_N(I + (\phi_N^T P_{N-1}\phi_N)^{-1})$$

$$P_N = (P_{N-1} - K_N\phi_N^T P_{N-1}) \quad (\text{III-27})$$

$$P_N = [I - K_N\phi_N^T]P_{N-1} \quad (\text{III-28})$$

$$\hat{\theta}_N = P_N Q_N = [I - K_N\phi_N^T]P_{N-1}[Q_{N-1} + \phi_N y_N] \quad (\text{III-29})$$

L'expression $[I + \phi(t)^T P_{N-1}\phi(t)]$ est un scalaire.

Une pondération λ ($0 > \lambda \geq 1$), est généralement introduite permettant de limiter l'influence des observations passées dans l'estimation du vecteur des paramètres à l'instant N .

Les expressions de récurrences qui résument l'algorithme de la méthode des moindres carrés récursive sont alors [53, 55]:

$$\hat{\theta}_N = \hat{\theta}_{N-1} + K_N(y_N - \phi_N \hat{\theta}_{N-1}) \quad (\text{III-30})$$

$$P_N = \frac{1}{\lambda}(P_{N-1} - K_N\phi_N^T P_{N-1}) \quad (\text{III-31})$$

$$K_N = P_{N-1}\phi_N(\phi_N^T P_{N-1}\phi_N + \lambda)^{-1} \quad (\text{III-32})$$

IV-6. Implantation et mise en œuvre de l'algorithme MCR

Pour déclencher le calcul d'estimation des paramètres du modèle, la matrice P et le vecteur $\hat{\theta}$ doivent être initialisés. Dans notre cas la matrice P , est de dimension 2×2 . Pour que l'algorithme des moindres carrés récursifs soit rigoureusement équivalent à l'algorithme non récursif des moindres carrés, il devrait être démarré à l'instant $t_0 \leq \dim(t)$, car normalement $P(t)$ donnée par l'équation (II-11), pour $t = t_0$ devient inversible.

En pratique, on démarre l'algorithme à $t = 0$ en posant :

$$P = \delta^2 * \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

Le choix de la valeur de δ^2 ; dépend des valeurs initiales du vecteur $\hat{\theta}$. Pratiquement, elle est comprise entre 10^{-1} et 10^2 pour un bon choix des valeurs initiales du vecteur $\hat{\theta}$. En revanche, pour un mauvais choix de ces dernières, δ^2 sera choisit comprise entre 10^2 et 10^5 .

Les valeurs typiques pour le facteur d'oubli λ , sont entres 0.85 et 0.9999.

Le vecteur $\hat{\theta}$ est de dimension 1×2 ; il est donné par :

$$\hat{\theta}_N = \left[-\frac{1}{\hat{c}_d(t) * \hat{r}_d(t) N} \quad , \quad \frac{1}{\hat{r}_d(t) N} \right].$$

Le vecteur $\hat{\theta}$ est initialisé en considérant les valeurs de $\hat{c}_d(t)$ et $\hat{r}_d(t)$ à l'instant de commencement de la décharge. A l'instant de démarrage de la décharge (t_0), on a pratiquement un courant de décharge nul et une résistance de décharge de valeur infinie entre la pointe et le plan, donc :

$$\hat{c}_d(t_0) = C_0 \text{ est la capacité du réacteur sans décharge.}$$

$$\hat{r}_d(t_0), \text{ est obtenue en faisant le rapport } \hat{u}_{d_0} / \hat{i}_{d_0}.$$

\hat{u}_{d_0} et \hat{i}_{d_0} représentent respectivement les valeurs moyennes mesurées prisent bien avant l'augmentation du courant du décharge.

Les deux valeurs initiales sont calculées à chaque point opératoire caractérisées par une distance inter-électrodes d et une tension appliquée E_a .

Le vecteur des observations $\emptyset(t)$ est donnée par :

$$\emptyset(t)^T = [q(t), u_d(t)].$$

$q(t)$, est le vecteur composé des valeurs de la charge cumulée durant la phase de la décharge et précédemment calculée par l'intégration du courant mesuré.

$u_d(t)$: est le vecteur composé des valeurs de la tension inter-électrodes mesurée.

L'identification des paramètres du vecteur $\hat{\theta}$ au pas de calcul actuel t_i est obtenue en utilisant le vecteur des paramètres estimés $\hat{\theta}_{i-1}$ au pas précédant t_{i-1} et en considérant les nouvelles observations $\emptyset(t)$ au pas actuel t_i .

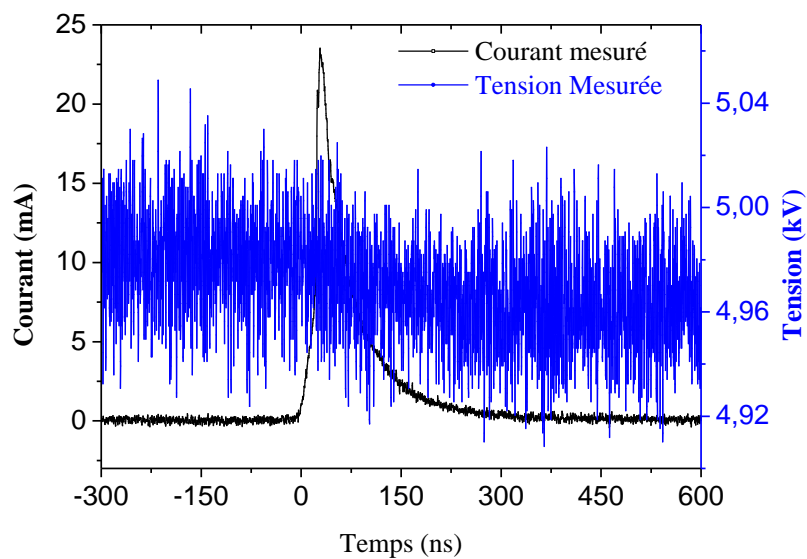
V. Résultats et discussions

Pour la présentation des résultats, On va choisir trois distances inter-électrodes qui sont : 5, 11 et 14 mm. Le choix de ces trois distances est fait pour couvrir relativement et d'une façon équilibrée l'ensemble des mesures possibles autorisées par le dispositif expérimental par apport à la distance inter-électrodes.

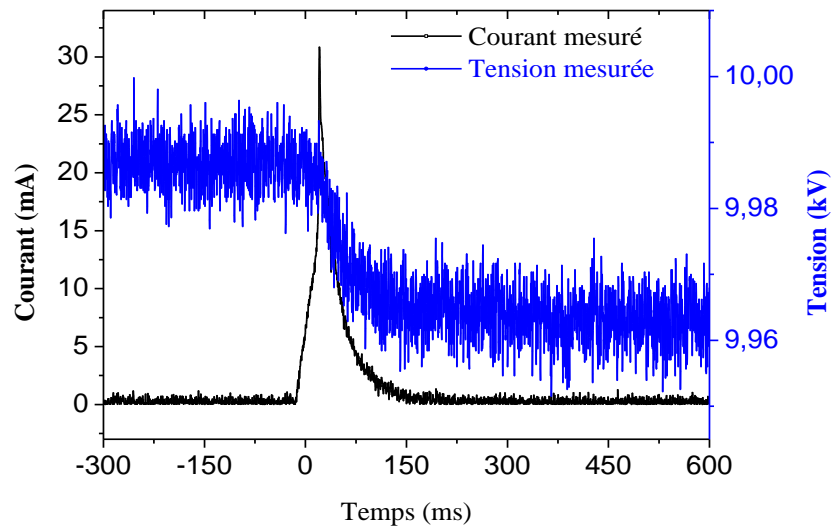
Remarque : l'ensemble des mesures présentées ci-après sont présent dans les conditions expérimentales suivantes :

- ✓ Le milieu gazeux de la décharge est l'air synthétique sec 80% N₂, 20% O₂.
- ✓ La température ambiante 25°C
- ✓ L'alimentation continue positive (DC)
- ✓ Un rayon de courbure de la pointe 25 μm.

a)



b)



c)

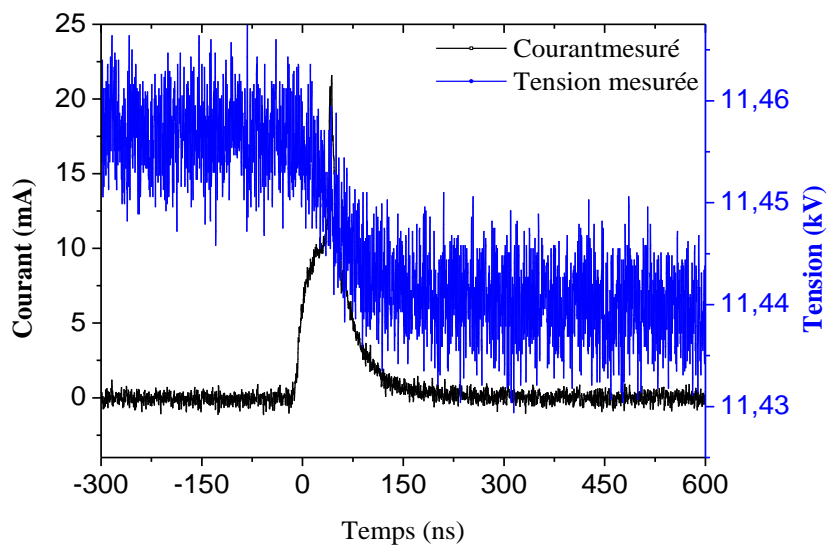


Figure III.18 Evolution de la tension inter-électrodes et du courant de décharge obtenus aux points opératoires suivants : a) $E_a=5$ kV, $d=5$ mm, b) $E_a=10$ kV, $d=11$ mm c) $E_a=11,5$ kV, $d=14$ mm.

La figure III-18 (a, b et c), montrent les variations des tensions inter-électrodes et les évolutions simultanées des courants de décharge respectivement des points opératoires suivants : $d=5$ mm, $E_a=5$ kV ; $d=11$ mm, $E_a=10$ kV et $d=14$ mm, $E_a=11$ kV.

Il a été constaté dans le cas des décharges couronnes que la chute de la tension de quelques volts observée au début d'augmentation du courant (visible ici dans les trois cas), est due à la variation de la conductivité du milieu causée par la propagation du streamer qui finisse par relier la pointe à la cathode. Après l'extinction de la décharge retrouve progressivement sa valeur initiale lentement jusqu'à ce qu'une nouvelle décharge recommence. Ainsi de suite les impulsions de décharge se répètent pareillement avec une fréquence de répétition d'environ 10 kHz dans notre cas [2], [12], [47]. Il faut noter que la variation du courant de la décharge se produit au même temps que la chute de la tension.

D'après Eichwald et al [39], lors d'une décharge pointe plan positive, le champ électrique réduit (E/N) atteint à la tête du streamer des valeurs très importantes (~ 500 Td), où le processus d'ionisation est prédominant, alors que sa valeur le long du canal de streamer laissé derrière, reste homogène et de faible valeur près de 20 Td. Il est éventuellement connu que cette chute de tension est due au fort gradient de champ électrique le long de l'espace inter-électrodes durant le passage de streamer sachant que :

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} = \sigma(-grad(V)) \quad (III-33)$$

Après cette phase et en absence d'un processus d'ionisation, la tension retrouve sa valeur initiale progressivement au fur et à mesure que les charges produites lors de la propagation du streamer s'évacuent.

Nous passons par la suite à la détermination des paramètres électrique du modèle équivalent.

V-1. Estimation, ajustement des paramètres et validation du modèle

L'obtention des paramètres estimés est maintenant possible mais nous devons passer par une étape d'ajustement avant d'arriver aux résultats finaux. L'ajustement des résultats est obtenu premièrement par un réglage convenable des deux facteurs propres (α et λ) de l'algorithme d'estimation et deuxièmement par un traitement supplémentaire des données d'entrée. Une fois les deux facteurs sont optimisés, nous améliorons nos résultats d'estimation où le traitement se fait par un enrichissement des signaux d'entrée mesurés.

La validation de résultats d'ajustement est vérifiée par les deux points suivants:

- La cohérence physique des paramètres électriques estimés avec la physique de la décharge.
- La similitude et la superposition entre la sortie calculée en fonction de ces paramètres estimés et la sortie réelle mesurée à n'importe quel point opératoire.

Afin de régler les deux facteurs propres (α , λ), nous choisissons un point de comparaison à valeurs référentielles ($\alpha_{réf}$, $\lambda_{réf}$), par rapport à lequel, l'amélioration ou la dégradation des résultats d'estimation sera déduite. Les valeurs des facteurs propres de ce point de référence sont choisies aux milieux des plages de variation possible de chaque facteur.

Nous prenons $\alpha_{réf}=10^2$, $\lambda_{réf}= 0,9249$ comme valeurs référentielles et nous considérons également que les paramètres estimés avec ces valeurs ainsi que leurs courants appropriés comme résultats référentiels pour toute ultérieure éventuelle comparaison. Ensuite, nous fixons l'un des deux facteurs propres et on cherche les meilleurs résultats d'estimation par rapport au deuxième facteur en balayant son intervalle de variation dans les deux sens à partir de sa valeur référentielle. La même démarche est répétée en fixant le deuxième facteur propre tandis qu'on varie le premier. Cette opération est appliquée sur l'ensemble de mesures quelque soit les valeurs (E_a et d) de la tension appliquée et de la distance inter-électrodes choisies. Vu le nombre important des résultats, nous limitons notre présentation dans cette étape d'ajustement aux résultats d'un seul point opératoire ($E_a=10$ kV, $d=11$ mm). A noter également que dans cette phase de travail, aucun traitement n'est effectué sur les données d'entrées et que ces données mesurées sont prises dans leurs états bruts.

Remarque : nous utilisons l'échelle logarithmique à chaque fois où il est nécessaire pour une meilleure présentation des résultats.

V-1-1. Estimation des paramètres du modèle pour le point référentiel ($\alpha_{réf}$, $\lambda_{réf}$)

La Figure III-19, présente les courbes des paramètres électriques : résistance et capacité (référentiels), estimés en fonction des paramètres propres référentiels $\alpha_{réf}$, $\lambda_{réf}$. La Figure III-20 présente une comparaison entre les courants calculés en fonction des paramètres estimés au point de référence et le courant réel mesuré.

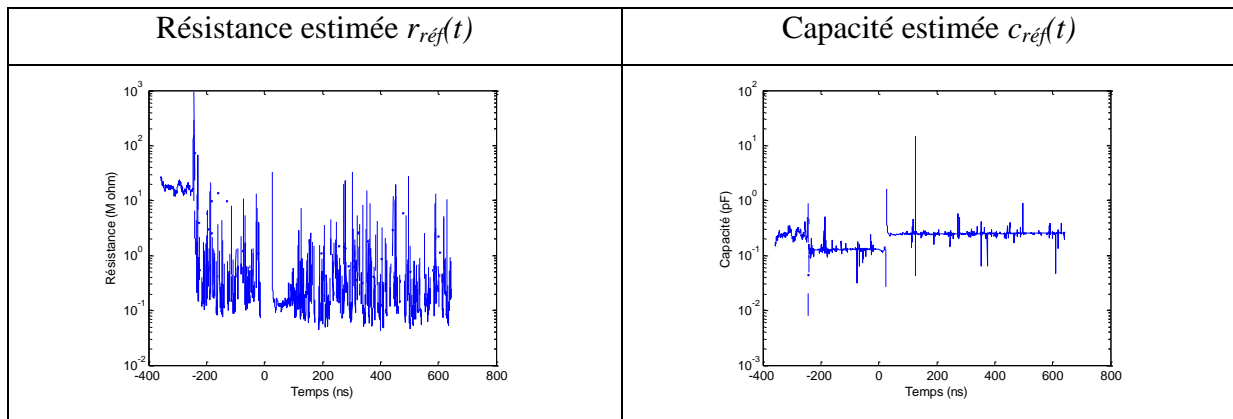


Figure III-19 : Paramètres électriques (Résistance et Capacité référentielles), estimées en fonction des facteurs propres référentiels ($\alpha_{réf}=10^2$, $\lambda_{réf}=0,9249$) au point opératoire $E_a=10$ kV, $d=11$ mm.

A première vue, nous constatons que les courbes de la résistance et de la capacité, montrées sur la Figure III-19 ne présentent pas des variations significatives. Les courbes des deux paramètres estimés sont affectées par des oscillations très importantes et visible malgré qu'elles soient présentées à des échelles logarithmiques.

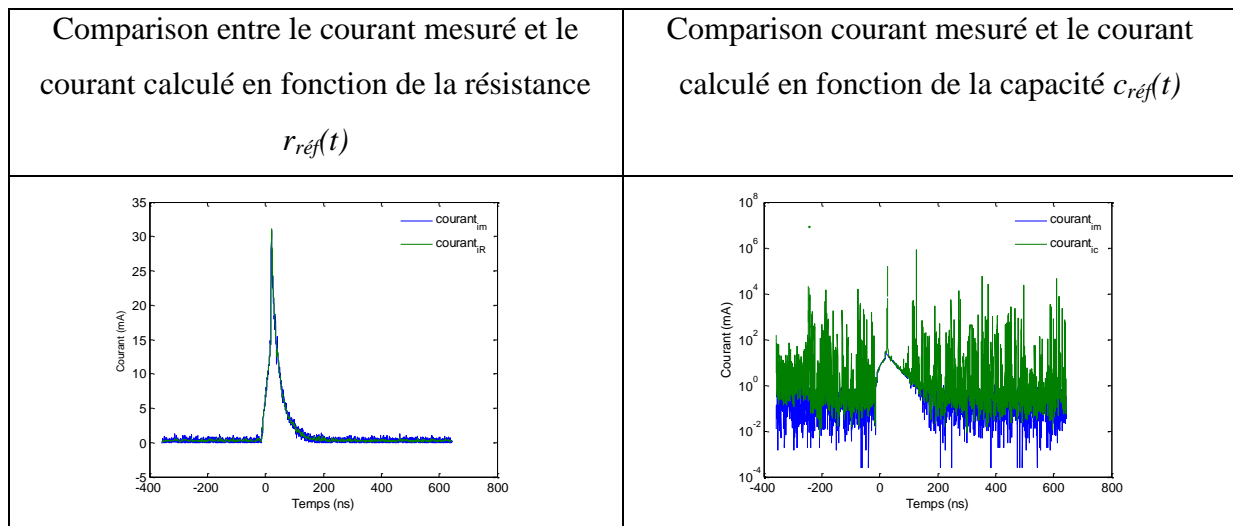


Figure III-20 : comparaison entre les courants résistif et capacitif calculés en fonction des paramètres référentiels et le courant mesuré au point opératoire $d=11$ mm, $E_a=10$ kV.

Par rapport aux courants correspondants (Figure III-20), on remarque que le courant calculé en fonction de la résistance présente une allure propre sans perturbation. Ce courant est très bien superposé sur le courant réel mesuré. Par contre, le courant calculé en fonction de la capacité malgré qu'il ressemble en forme générale au courant mesuré, il présente trop d'oscillations.

Nous pouvons conclure qu'avec cette configuration des paramètres propres, l'estimation n'est pas de la qualité recherchée.

A partir de ces résultats considérés comme référentiels, nous cherchons ensuite l'effet de la variation des deux facteurs α et λ sur les résultats d'estimation afin de les optimiser. Nous commençons par l'influence du facteur du gain initial, « α ».

V-1-2. Effet de la variation du gain initial α

La Figure III-21 montre une comparaison entre les paramètres estimés en fonction de la valeur du gain initial référentielle et ceux estimés respectivement en fonction des valeurs min et max du gain initial ($\alpha_{min}=10^1$, $\alpha_{max}=10^5$), en fixant la valeur du facteur d'oubli à sa valeur référentielle $\lambda_{réf}=0,9249$.

Nous suivons l'effet de variation du premier facteur sur la qualité d'estimation paramétrique en analysant les courbes par rapport aux résultats obtenus avec la configuration des facteurs au point de référence ($\alpha_{réf}=10^2$, $\lambda_{réf}=0,9249$).

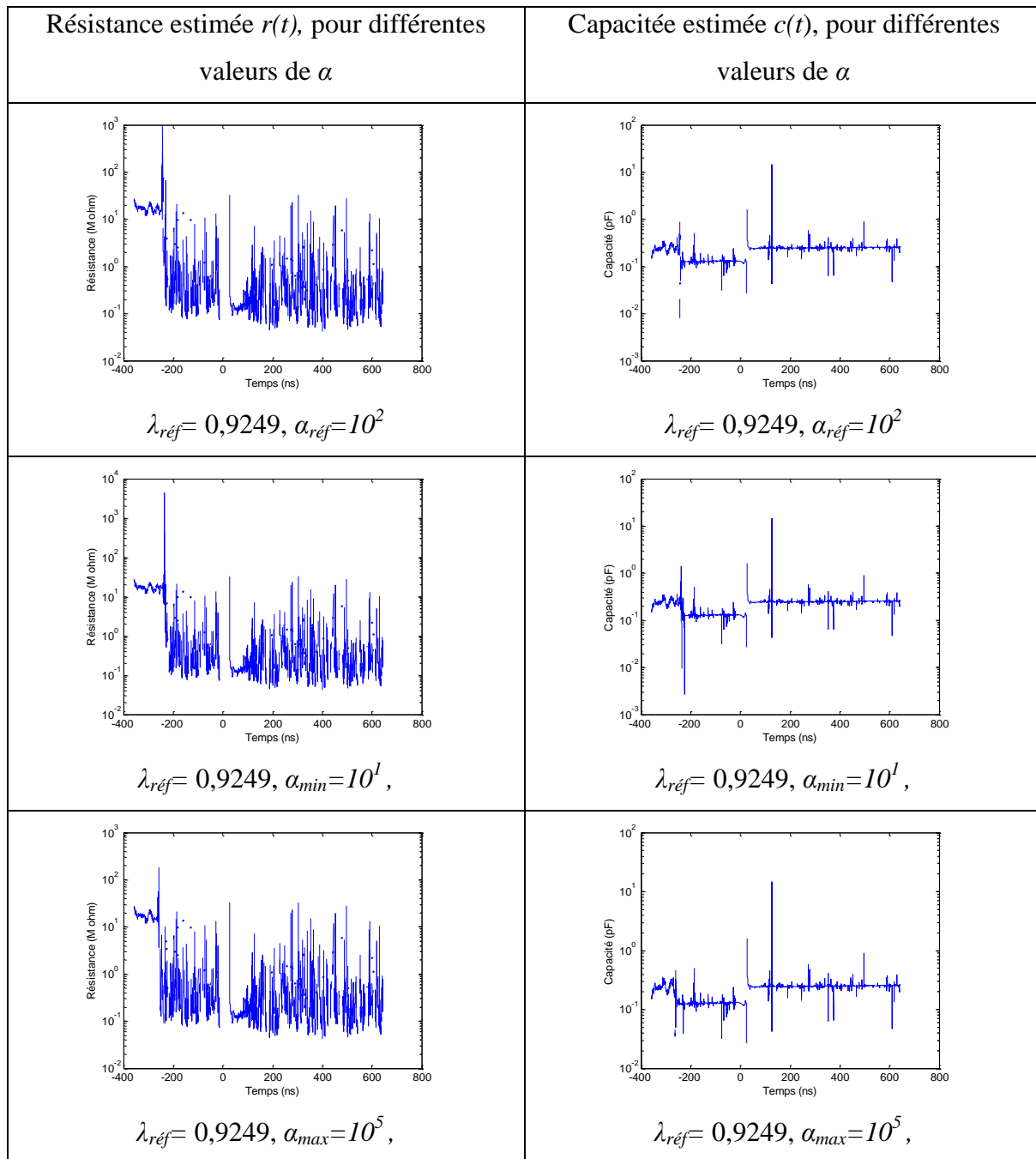


Figure III-21: Influence du gain initial α , sur la qualité des paramètres électrique $r(t)$, $c(t)$ estimés au point opératoire $d=11\text{mm}$, $E_a=10\text{ kV}$.

Il est tout à fait clair que le passage d'une valeur du gain initial $\alpha_{réf}=10^2$ à une valeur $\alpha_{min}=10^1$ et pareillement de la valeur $\alpha_{réf}=10^2$ vers la valeur $\alpha_{max}=10^5$, n'a pratiquement rien changé ni au niveau de la forme de la résistance ni au niveau de la forme de la capacité, estimée.

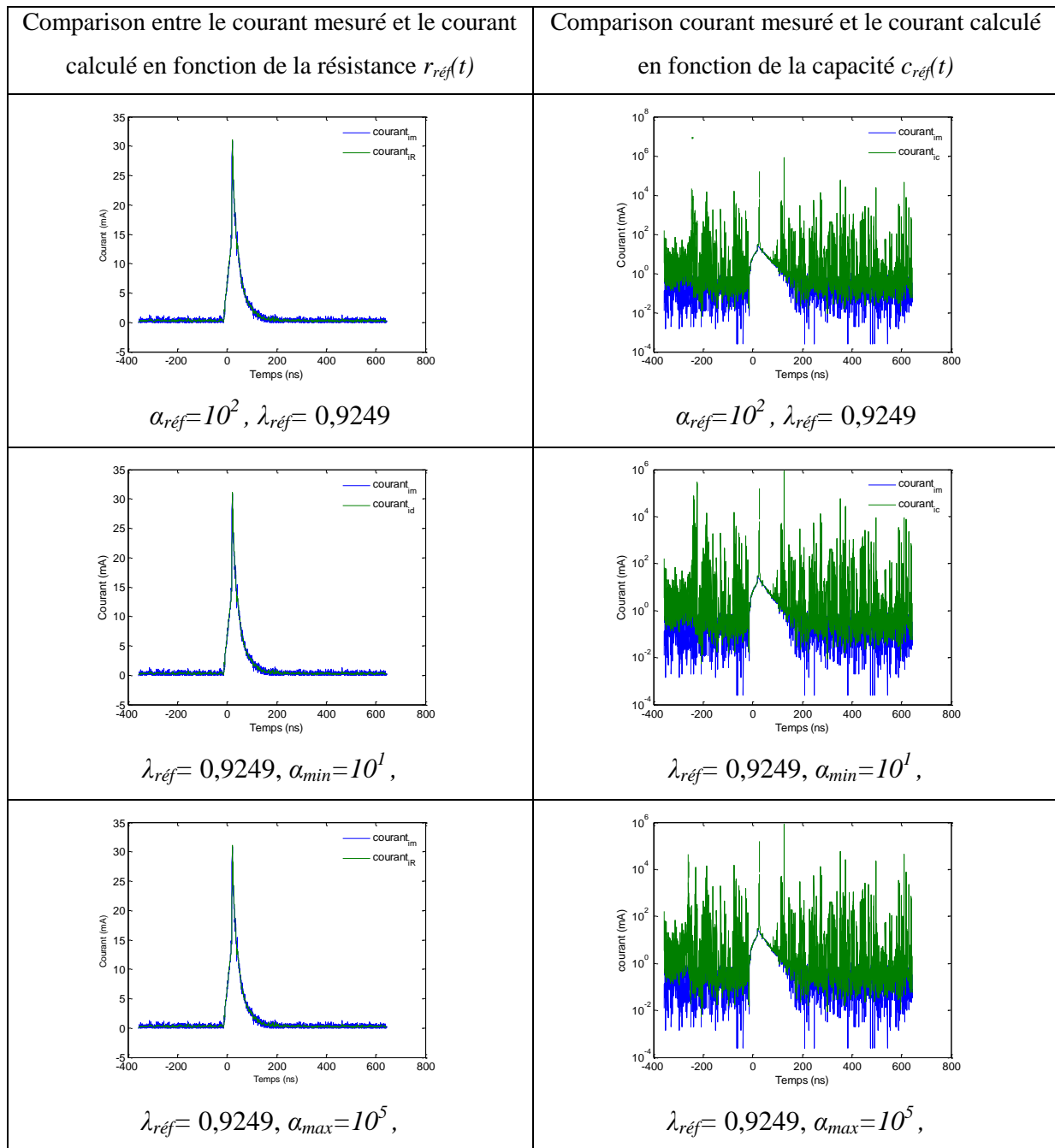


Figure III-22 : Influence du gain initial α , sur les formes des courants calculés en fonction des paramètres électrique $r(t)$, $c(t)$ estimés au point opératoire $d=11\text{mm}$, $E_a=10\text{ kV}$.

De même pour l'effet du gain initial sur la qualité de la sortie calculée, nous présentons sur la Figure III-22, les allures des courants calculés en fonction des paramètres estimés présentés sur la Figure III-21.

D'après la Figure III-22, on remarque que les courants calculés en fonction de la résistance estimée pour les trois valeurs du gain initial (α_{min} , $\alpha_{réf}$, et α_{max}), sont presque identiques et restent superposés sur le courant mesuré. Par contre, le changement en valeur du gain initial (pour les trois valeurs) n'a pas amélioré le courant calculé en fonction de la capacité estimée. On peut dire donc, que la variation en valeur du gain initial dans les deux sens (max et min) par rapport à sa valeur référentielle n'a provoqué aucun changement y au niveau des courants calculés y au niveau des paramètres estimés.

Ce résultat confirme le bon choix de nos valeurs initiales, calculées plus haut dans le cas du comportement sans décharge. Car, les paramètres estimés n'ont pas été influencés par le changement en valeur du gain initial.

V-1 -3. Influence du facteur d'oubli λ

Afin d'ajuster les paramètres estimés par rapport au facteur d'oubli λ , contrairement au cas précédent, on fixe cette fois-ci le gain initial en sa valeur référentielle $\alpha_{réf}=10^2$ et on suit l'effet de changement du facteur d'oubli sur la qualité d'estimation paramétrique.

La Figure III-23 présente successivement les allures des paramètres électriques estimés pour les trois valeurs du facteur d'oubli λ .

λ_{min} et λ_{max} représentent respectivement la borne inférieure et supérieure de l'intervalle de variation du facteur d'oubli.

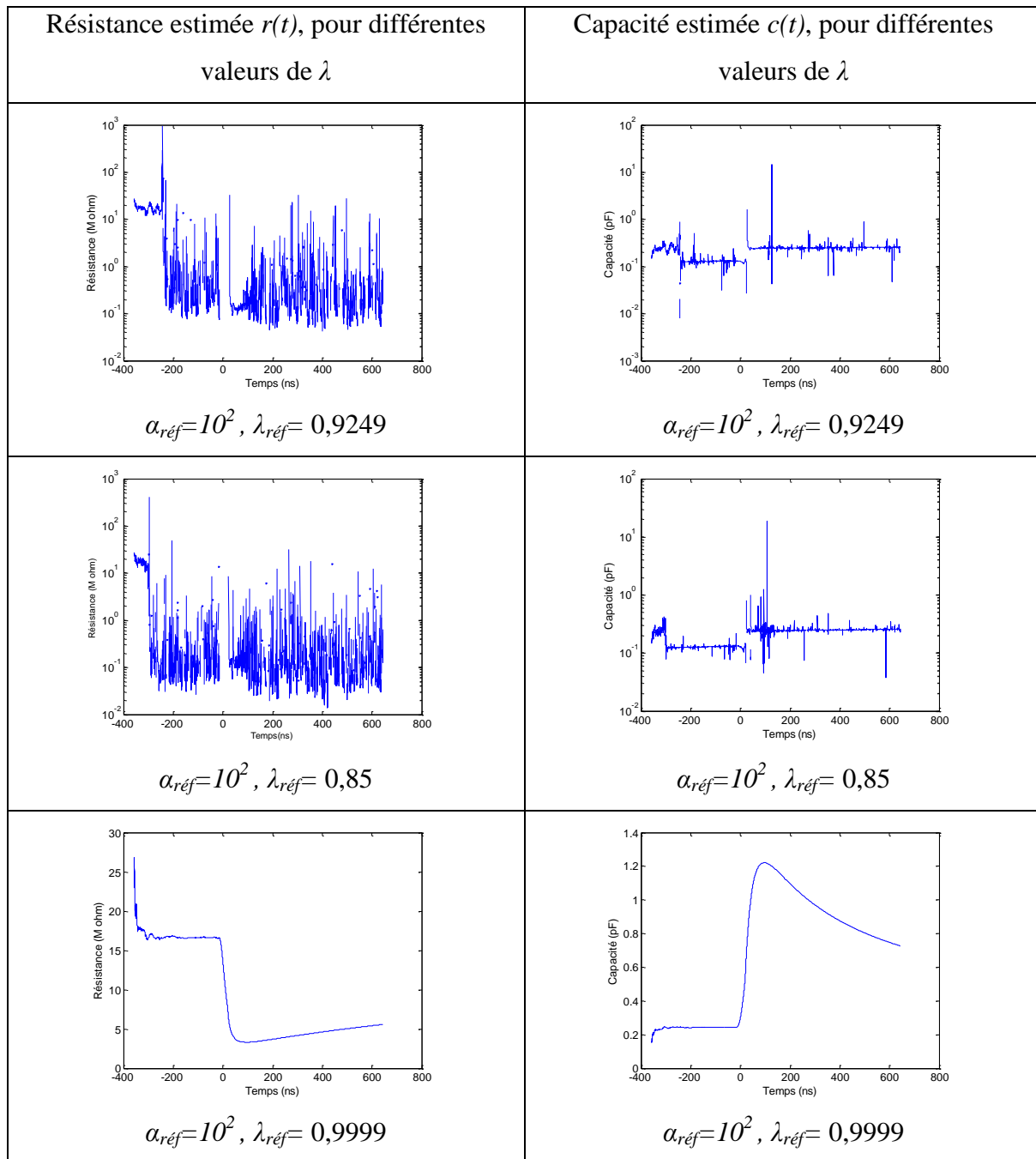


Figure III-23: Influence le facteur d'oubli λ , sur la précision des paramètres électrique $r(t)$, $c(t)$ estimés au point opératoire $d=11mm, E_a=10 kV$.

On voit que les résultats sont pratiquement invariants passant de $\lambda_{réf}$ à λ_{min} . En revanche, ils sont sensiblement différents passant de $\lambda_{réf}$ à λ_{max} .

La Figure III-23 montre une nette amélioration pour les deux paramètres estimés (résistance et capacité) quand la valeur du facteur d'oubli est proche de 1 ($\alpha_{réf} \approx 1$).

Dans ce cas, les perturbations sur les allures de $r(t)$ et $c(t)$ sont invisibles, ce qui rend leurs formes plus significatives. Ces paramètres estimés à ce niveau d'ajustement sont en accord avec l'aspect physique de la décharge mentionné au paragraphe III-3. Prenons le cas de la résistance, cette dernière chute très rapidement vers son minimum dans un temps équivalent à celui de la propagation du streamer puis elle reprend progressivement sa valeur initiale. De même, la capacité accroît rapidement vers son maximum au même temps que la propagation du streamer puis elle décline dès qu'il impacte sur la cathode. On constate que les paramètres estimés dans ce cas sont très cohérents physiquement.

La Figure III-24 présente l'ensemble des courants obtenus en fonction des paramètres estimés ci-dessus (voir la Figure III-23) afin de suivre l'effet de variation du facteur d'oubli sur la sortie du modèle.

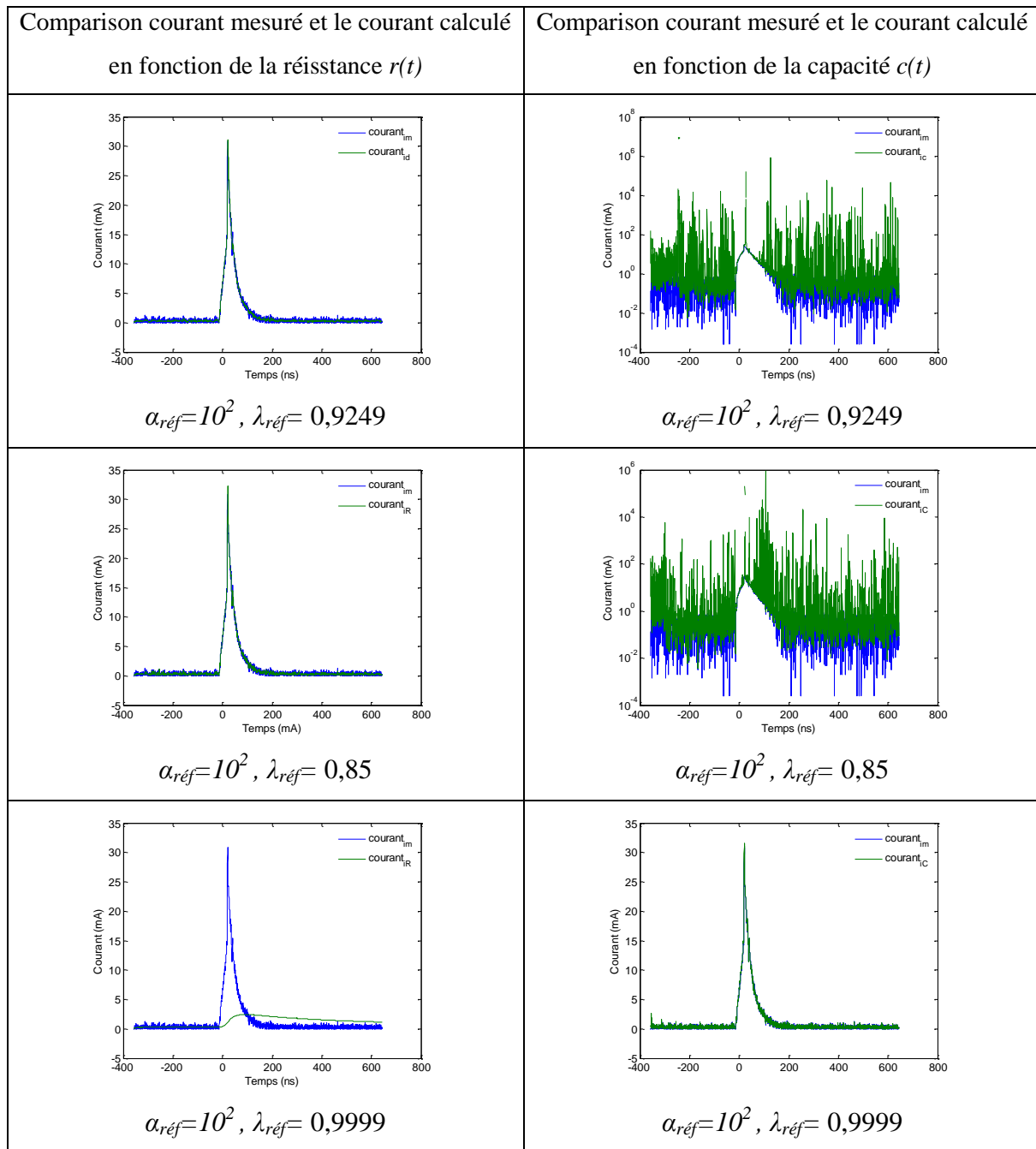


Figure III-24 : Effet du facteur d'oubli λ sur le courant calculé en fonction des paramètres électriques estimés $r(t)$ et $c(t)$ au point opératoire $d=11\text{mm}$, $E_a=10\text{ kV}$.

Pour les courants calculés en fonction des deux paramètres estimés $r(t)$ et $c(t)$, représentés sur la Figure III-24, on remarque que lorsqu'on bascule d'une valeur $\lambda_{réf}=0,9249$, à une valeur $\lambda=0,85$, les formes des courants ne changent presque pas.

Cependant, quand on passe de $\lambda_{réf}= 0,9249$, à $\lambda= 0,9999$, les courants calculés en fonction de la résistance et de la capacité subissent des variations considérables.

On voit que le courant résistif perd une bonne partie de son amplitude (de 27 mA à 3,1 mA), malgré que sa forme reste relativement respectée. En contrepartie, le courant capacitif devient superposé sur le courant mesuré et présente une forme assez claire et sans perturbation avec une amplitude très proche dépassant légèrement celle du courant mesuré.

Donc, on peut dire que le facteur d'oubli influe considérablement sur la qualité d'estimation, ce qui influe indirectement sur la qualité de la sortie calculée du modèle.

V-1-4. Synthèse sur l'effet des facteurs propres de l'algorithme d'estimation

A partir des résultats obtenus ci-dessus, on peut dire que l'effet de variation du gain initial α sur la qualité d'estimation n'est pas remarquable. En effet, le choix du gain initial dépend du choix des valeurs initiales des paramètres électriques à estimer $r(t_0)$, $c(t_0)$ qui ont été bien déterminés au début (voir paragraphes III-2-1 et IV-6), cela a marginalisé l'effet de ce gain initial sur l'ensemble de processus d'estimation. En revanche, la qualité d'estimation paramétrique a été très sensible vis-à-vis, la variation du facteur d'oubli car sa valeur fixe le taux d'informations mise en œuvre contribuant au processus d'estimation. En effet le changement de la valeur du facteur d'oubli dans un sens ou dans un autre, améliore une partie des résultats estimés et dégrade l'autre partie.

D'après la littérature en domaine d'identification paramétrique, ce problème est très réputé quant il s'agit d'un phénomène dynamique à variation très rapide, ce qui est le cas de notre décharge. Il faut donc chercher un compromis qui assure une bonne qualité d'estimation des paramètres d'un côté et une bonne convergence de la sortie du modèle identifié de l'autre côté.

D'après L. LUNDU, [53], ce compromis nécessite le choix d'un facteur d'oubli variable dont il assure l'obtention d'une trace constante de la matrice de gain d'adaptation paramétrique (somme constante des termes diagonaux) à chaque échantillonnage.

En remplaçant l'équation (III-12) dans l'équation (III-13) mentionnées plus haut, on obtient l'expression du gain d'adaptation suivante :

$$P_N = \frac{1}{\lambda} \left[P_{N-1} - \frac{P_{N-1} \phi_N \phi_N^T P_{N-1}}{(\lambda + \phi_N^T P_{N-1} \phi_N)} \right] \quad (\text{III-13})$$

Cette équation se généralise en introduisant deux séquences de pondération $\lambda_1(t)$ et $\lambda_2(t)$ comme indiqué ci-après :

$$P_N = \frac{1}{\lambda_{1N}} \left[P_{N-1} - \frac{P_{N-1} \Phi_N \Phi_N^T P_{N-1}}{\left(\frac{\lambda_{1N} + \Phi_N^T P_{N-1} \Phi_N}{\lambda_{2N}} \right)} \right] \quad (\text{III-14})$$

A noter que λ_{1N} et λ_{2N} dans l'équation (III-14) ont un effet opposé. $\lambda_{1N} < 1$ tend à augmenter le gain d'adaptation (l'inverse du gain décroît), λ_{2N} tend à décroître le gain d'adaptation (l'inverse du gain augmenté). Pour chaque choix des séquences λ_{1N} et λ_{2N} correspond un "profil" de variation du gain d'adaptation et une interprétation en termes de critère d'erreur qui est minimisé par l'algorithme d'adaptation paramétrique.

Dans le cas d'un système à paramètres variables, λ_{1N} et λ_{2N} sont choisis automatiquement à chaque pas pour assurer une trace constante de la matrice de gain (somme constante des termes diagonaux) :

$$\text{tr}(P_N) = \text{tr}(P_{N-1}) = \text{tr}(P_0) = nGI$$

Où $n=2$, est le nombre de paramètres et GI le gain initial (valeurs typiques : $GI = 0, 1, \dots, 4$).

La matrice du gain d'adaptation initiale P_0 est de la forme :

$$P_0 = \begin{bmatrix} GI & 0 \\ 0 & GI \end{bmatrix}$$

Le critère minimisé est de la forme :

$$j_N = \sum_{i=1}^N P(N, i) [\hat{i}_d(t) - \hat{\theta}(t)^T \Phi(t)]^2$$

Où $P(N, i)$ représente le profil d'oubli.

Par cette technique on se déplace à chaque pas dans la direction optimale des MCR, mais on maintient le gain approximativement constant ("regonflage" du gain des MCR).

Les valeurs de λ_{1N} et λ_{2N} se déterminent à partir de l'équation :

$$\text{tr}(P_N) = \frac{1}{\lambda_{1N}} \text{tr} \left[P_{N-1} - \frac{P_{N-1} \Phi_N \Phi_N^T P_{N-1}}{\left(\frac{\lambda_{1N} + \Phi_N^T P_{N-1} \Phi_N}{\lambda_{2N}} \right)} \right] = \text{tr}(P_{N-1}) \quad (\text{III-15})$$

En fixant le rapport $\alpha_N = \lambda_{N1}/\lambda_{N2}$ (l'équation (III-15) est obtenue à partir de l'équation (III-13). Le lecteur est invité à consulter les références [53, 55, 75] pour plus de détails.

Dans ce qui suit, nous présentons les résultats d'estimation obtenus suite à l'application de cette technique.

V-2. Introduction d'un facteur d'oubli variable

Les Figures III-25 et III-26, présentent respectivement les graphes des paramètres estimés $r(t)$ et $c(t)$ ainsi que les courants correspondants obtenus suite à l'introduction d'un facteur d'oubli variable.

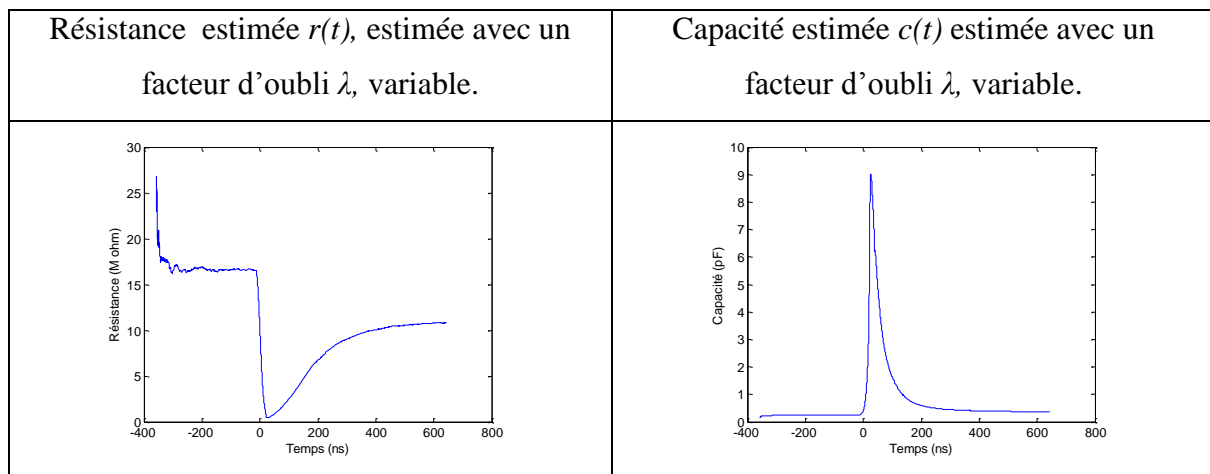


Figure III-25 : Influence d'un facteur d'oubli λ , variable sur la qualité des paramètres électriques $r(t)$ et $c(t)$ estimés, au point opératoire $d=11\text{mm}$, $E_a=10\text{ kV}$.

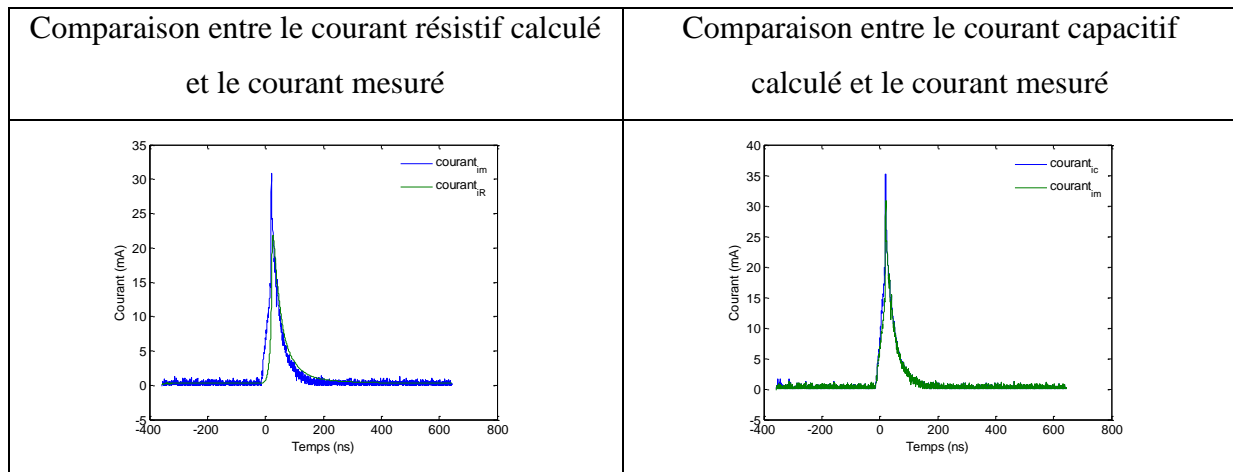


Figure III-26 : Influence d'un facteur d'oubli variable sur la qualité des paramètres estimés et sur le courant de sortie du modèle au point opératoire $d=11\text{mm}$, $E_a=10\text{ kV}$.

Les résultats obtenus dans ce dernier cas montrent que les deux paramètres estimés $r(t)$ et $c(t)$, présentent des allures significatives et sans oscillations. De même, les courbes des courants calculés en fonction de ces deux paramètres sont superposées sur le courant de décharge réel mesuré. Néanmoins, malgré l'amélioration sérieuse réalisée jusqu'à cette étape, il est à noter qu'un appréciable écart en amplitude entre les courants calculés et le courant mesuré est toujours observé. En réalité, ce problème est causé par l'existence d'une faible densité de points de mesures en données d'entrées dans certaines phases de la décharge due à l'évolution très rapide du phénomène dans ces endroits. Cependant, les moyens de mesures se trouvent dépassés par la dynamique exceptionnelle du phénomène. Dans notre cas par exemple, la variation du courant de décharge ne peut pas être suivie convenablement notamment entre le début du front montant et le pic de la courbe. Cette insuffisance de données dans ces phases empêche l'algorithme d'assurer une bonne estimation des paramètres avec cet handicap.

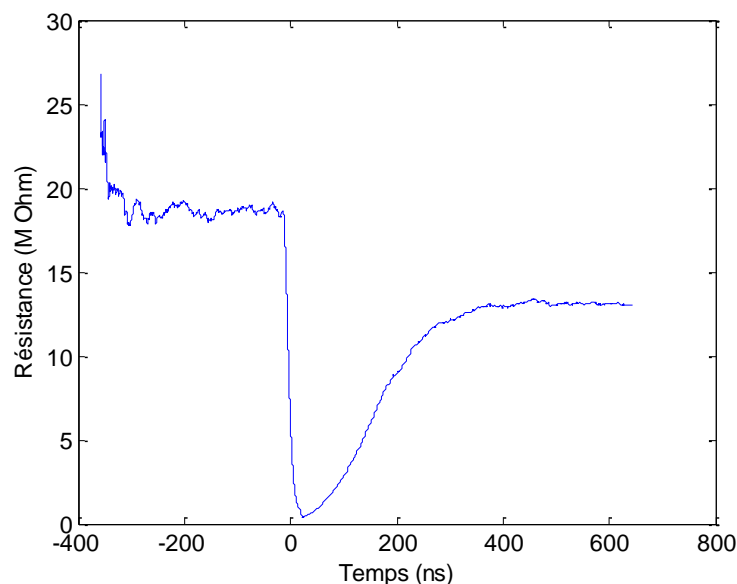
D'après la bibliographie en ce qui concerne ce point, il reste une dernière piste à suivre afin de combler ce problème, c'est bien l'enrichissement de la séquence d'entrée. Dans ce qui suit nous allons représenter l'effet de l'enrichissement de la séquence d'entrée sur la précision et la convergence de la sortie de notre modèle identifié.

V-3. Effet de l'enrichissement de la séquence d'entrée

Dans le domaine d'identification paramétrique, suite à l'insuffisance des informations transmises par un signal, il se peut qu'un processus d'identification perde son aptitude d'estimer avec fiabilité les paramètres d'un modèle donné. Donc, il est tout à fait recommandé d'enrichir au maximum, soit par rapport au nombre de points qui représentent ces signaux soit par rapport à leurs distributions. Une telle opération aura lieu en phase d'enregistrement en diminuant au maximum possible le pas d'échantillonnage s'il s'agit des données d'entrées mesurées. Néanmoins, il est possible d'effectuer une interpolation si les moyens d'enregistrement sont limités techniquement ou si l'accès à cette étape de mesure est impossible pour une raison ou une autre.

Dans notre cas, c'était la deuxième solution qu'on a exploité où on a passé de 5002 points représentant nos signaux à 100040 point, par interpolation linéaire. La Figure III-27 présente les allures des paramètres électriques estimés après enrichissement des données d'entrées.

a)



b)

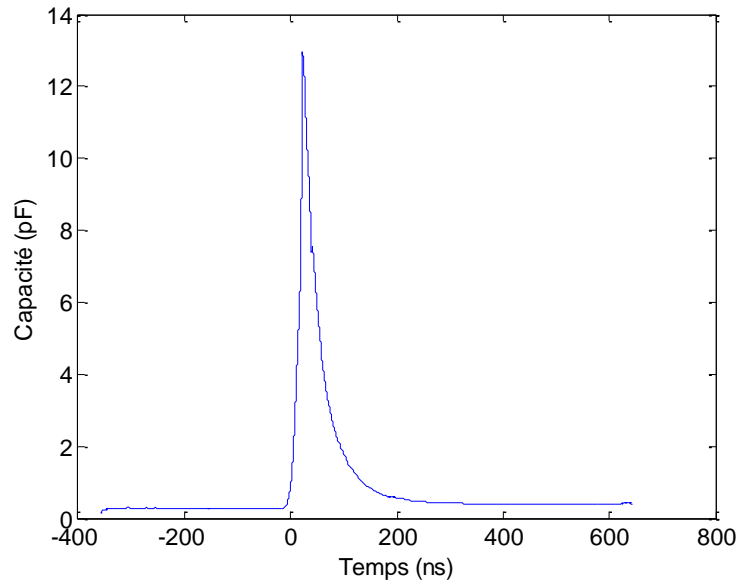
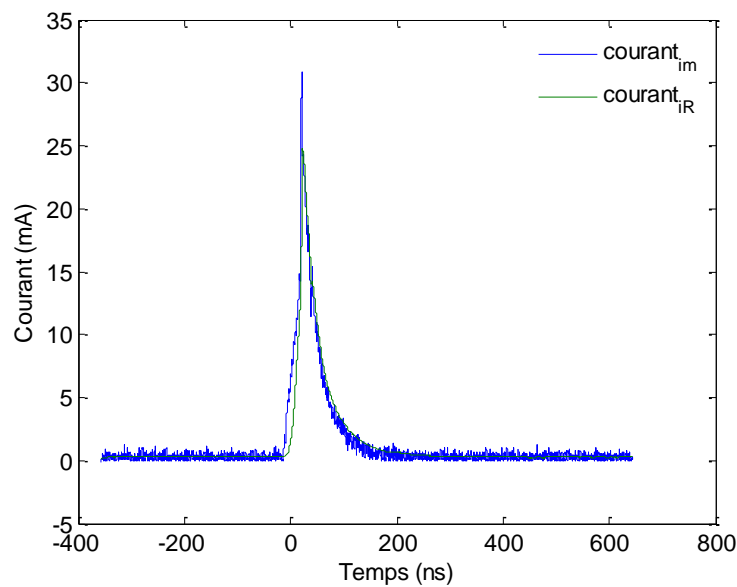
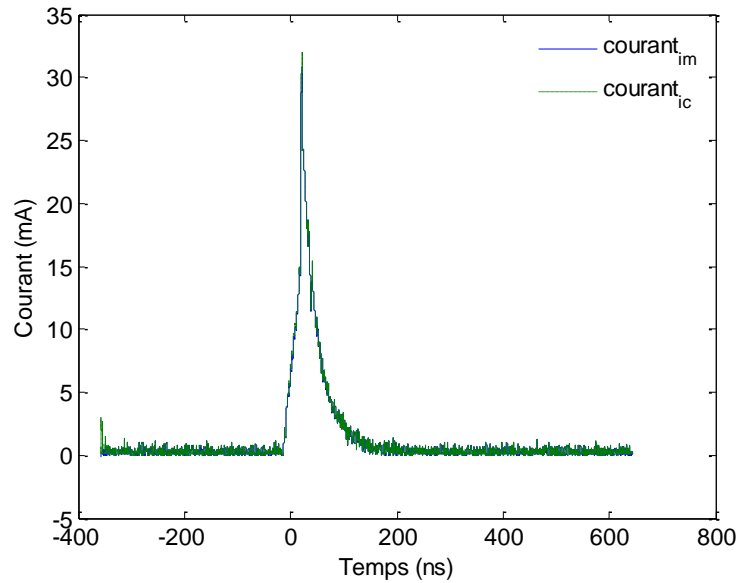


Figure III-27 : Allures des paramètres électriques estimés, a) Résistance de la décharge $r(t)$; b) Capacité de la décharge $c(t)$, obtenus après enrichissement des datas d'entrée pour le point opératoire $d=11\text{mm}$, $E_a=10\text{ kV}$.

La Figure III-28, montre l'effet de l'opération d'enrichissement sur la qualité des courants de sortie calculés en fonction des deux paramètres estimés $r(t)$ et $c(t)$ obtenus sur la base des datas d'entrée enrichis dans le cas du point opératoire $d=11\text{ mm}$, $E_a=10\text{ kV}$.



a) courant mesuré, courant calculé en fonction de la résistance $r(t)$.



b) courant mesuré, courant calculé en fonction de la capacité $c(t)$.

Figure III-28 : Comparaison entre le courant mesuré et les courants calculés en fonction des paramètres électriques estimés obtenus après enrichissement des données d'entrées au point opératoire $d=11$ mm, $E_a=10$ kV.

Sur la même figure III-29, on présente les courbes des courants calculé en fonction de la résistance et celui calculé en fonction de la capacité, obtenus après enrichissement des données d'entrées et comparais avec le courant mesuré. On remarque que les trois courants (calculés et mesuré) du point opératoire $d=11$ mm, $E_a=10$ kV, sont superposés.

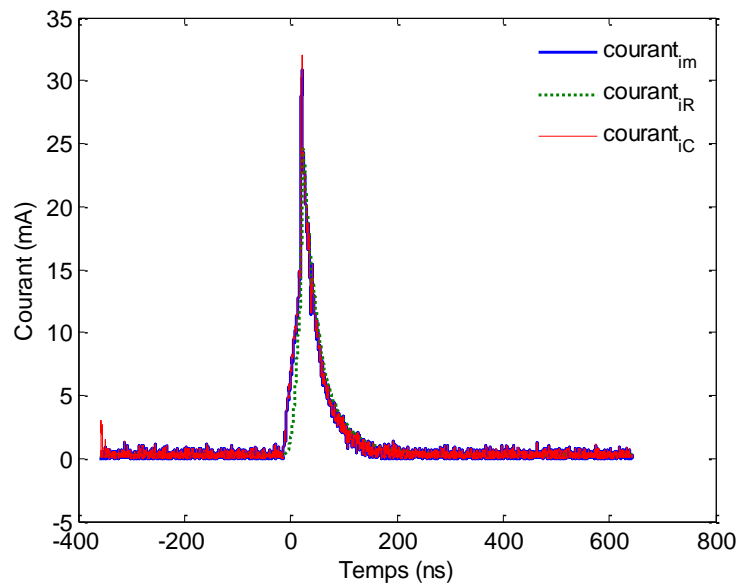


Figure III-29 : Comparaison entre les courants calculés en fonction des paramètres électriques estimés $r(t)$, $c(t)$ et le courant réel mesuré après l'enrichissement des datas d'entrées.

On remarque qu'au niveau des paramètres estimés (Figure III-27), l'enrichissement n'affecte pas cette estimation mais il augmente la précision de cette opération. Tandis que, les Figures III-28 et III-29, montrent une nette amélioration en courants de sortie calculés en fonction des paramètres estimés $r(t)$, $c(t)$ qui deviennent très proches en forme et en amplitude avec le courant mesuré, séparément et entre eux aussi.

On a vu que pour estimer des paramètres dans un instant donné, l'algorithme MCR exploite les données de l'instant actuel et celles des instants passés. Si les informations des instants passés requises, se trouvent dans une phase d'évolution autre dont la tendance de variation est différente par rapport à celle de la phase d'estimation actuelle, cela fausse catégoriquement l'estimation en cours. En effet, l'enrichissement des datas d'entrée soit par le choix d'un pas d'échantillonnage convenable lors de l'opération de mesure ou par un traitement d'interpolation après les l'étape de mesure, augmente le nombre d'informations instants passés situant dans la même phase. De cette façon l'algorithme arrive à estimer au meilleur possible avec un maximum de points dans la même phase.

Néanmoins, et sans doute, cette opération a pour effet d'augmenter le temps de calcul. Ce dernier dépend techniquement de la vitesse des processeurs des calculateurs et de la capacité mémoire.

A titre d'exemple, pour l'estimation de deux paramètres électriques de notre circuit équivalent avec un processeur de 1,67 GHz et d'une RAM de 2 Go, le programme d'identification prend environs 10 mn quand il s'agit d'une séquence d'entrée de 5002 points tandis, qu'il prend environs deux heures pour une séquence d'entrée de 100040 points. Ce temps et pour les mêmes données traité est réduit considérablement en utilisant un ordinateur relativement puissant. Le tableau suivant donne une comparaison entre les temps de calcul de notre estimation paramétrique en utilisant deux ordinateurs à performances différentes.

	Capacité de mémoire (Go)	Vitesse de processeur (GHz)	Nombre de points en séquence d'entrée	Temps d'estimation des paramètres (mn)
Calculateur 1	2	1,67	5002	10
			100040	120
Calculateur 2	4	Core(TM) i7 CPU 1,67	5002	1
			100040	15

Tableau III-1 : Comparaison entre les temps de calcul d'estimation en fonction des données d'entrée pour de deux calculateurs de performances différentes.

On remarque que lorsqu'on effectue une interpolation qui augmente le nombre de points à 20 fois, cela augmente le temps de calcul d'un ordre de 15 fois qui passe de 10 mn à 120 mn pour le premier calculateur. Alors que le deuxième type de calculateur, nécessite seulement 15 mn pour les 100040 points.

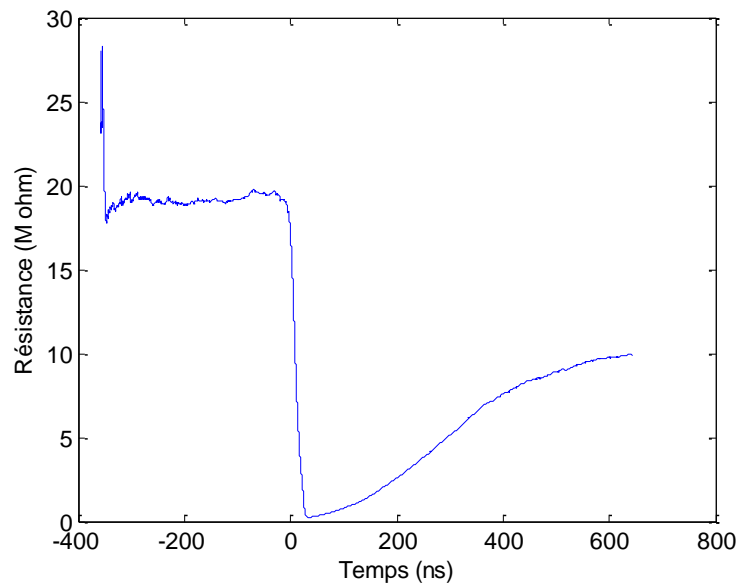
En réalité ce problème de temps de calcul n'est pas majeur dans notre cas, car il s'agit de deux paramètres à estimer uniquement en plus le processus d'estimation déroule une seule fois. Ce problème devient alors important lorsqu'il s'agit d'un processus d'identification à boucle de régulation où l'estimation est cyclique. Le problème est encore grave notamment lorsque le nombre de paramètres à estimer est important, dans ce cas, on ait en face d'un problème à double dimensions. Dans des cas pareils il est possible qu'on se trouve devant un problème de diffusion numérique causé par le dépassement de la capacité mémoire des calculateurs.

Après avoir trouvé la meilleure configuration de l'ensemble des facteurs agissant sur le processus d'identification, nous présentons quelques résultats qui confirment à la fois la validité de notre modèle ainsi que la méthode d'identification utilisée.

Nous présentons par la suite les résultats pour deux bornes de l'intervalle de mesure possibles en distance inter-électrodes, $d = 5$ et 14 mm, ainsi que des résultats de la distance $d=11$ mm précédemment exposé.

1- Cas $d=5$ mm, $E_a=5$ kV,

a)



b)

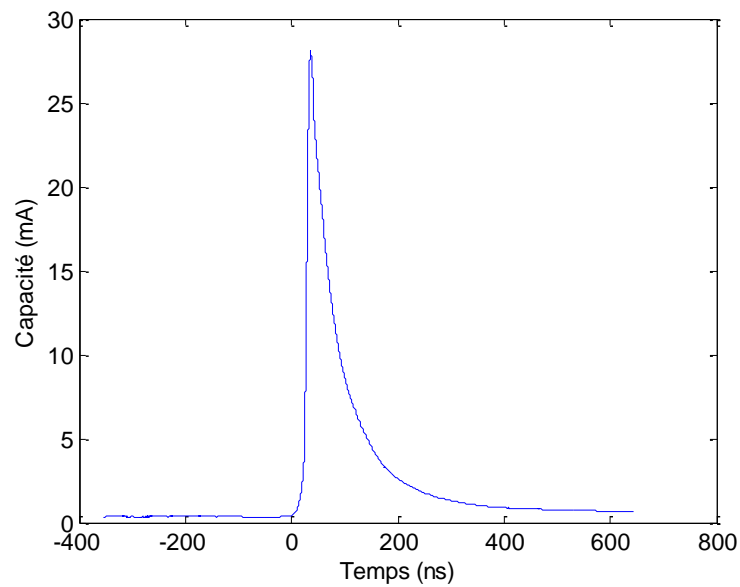
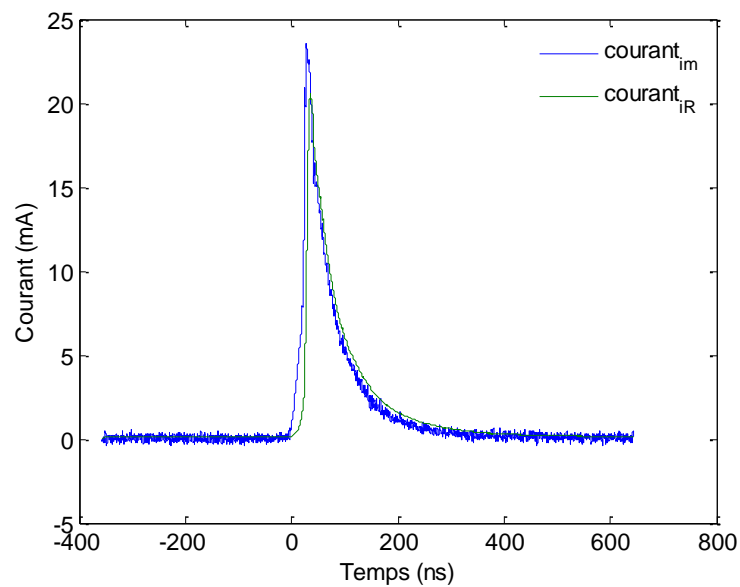
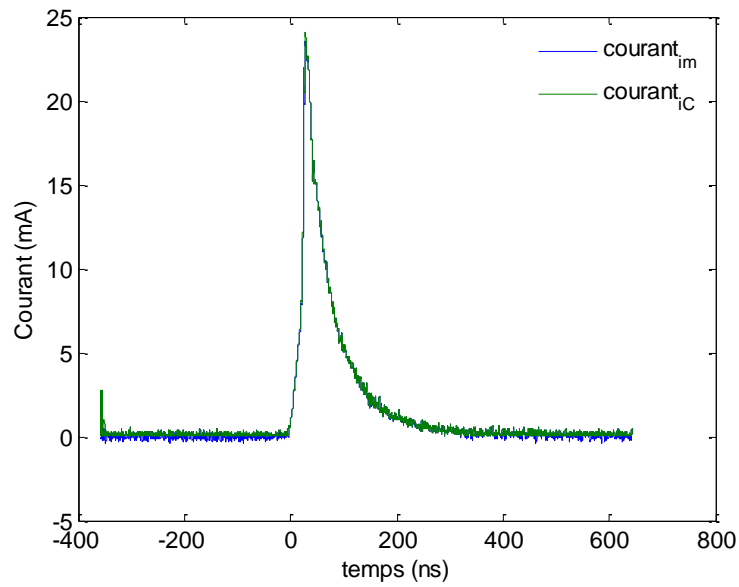


Figure III-28 : Allures des paramètres électriques estimés après enrichissement des données d'entrée, a) Résistance de décharge $r(t)$; b) Capacité de décharge $c(t)$.

a)



b)



c)

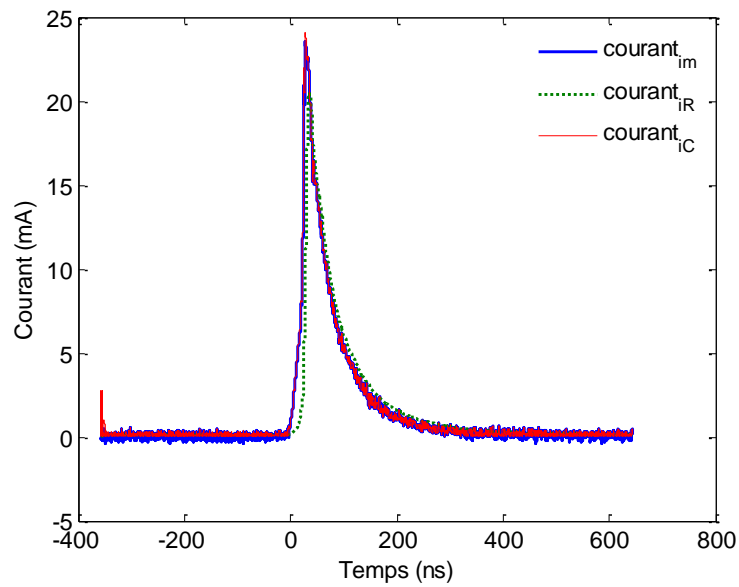
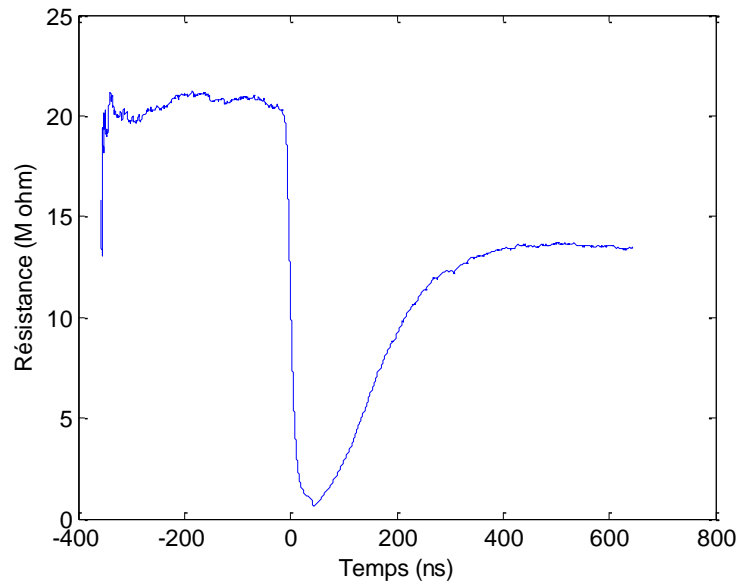


Figure III-29. a) b) et c) : Comparaison entre les courants calculés en fonction des paramètres électrique $r(t)$, $c(t)$ estimés et le courant mesuré (avec données d'entrée enrichis).

2- Cas $d=14$ mm, $E_a=11,5$ kV.

a)



b)

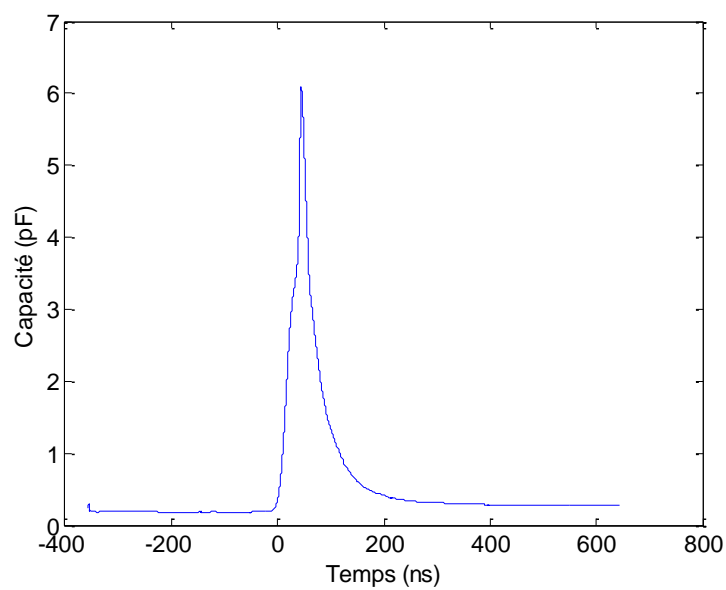
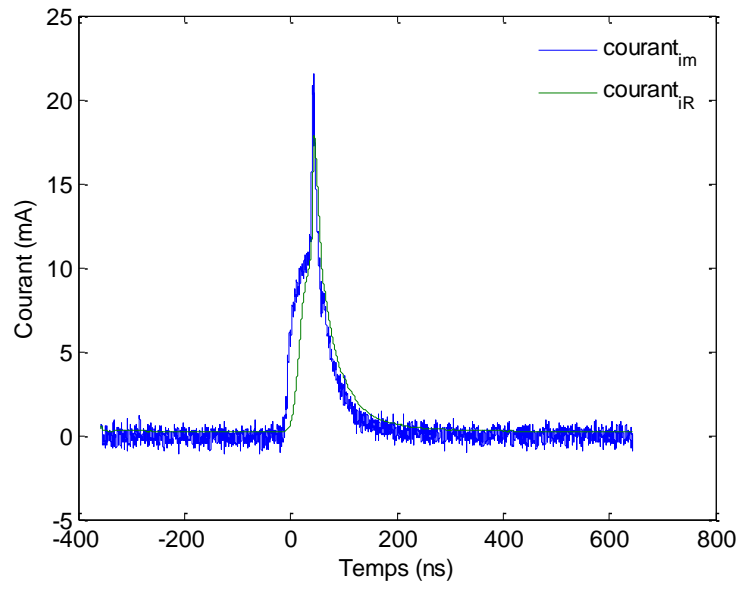
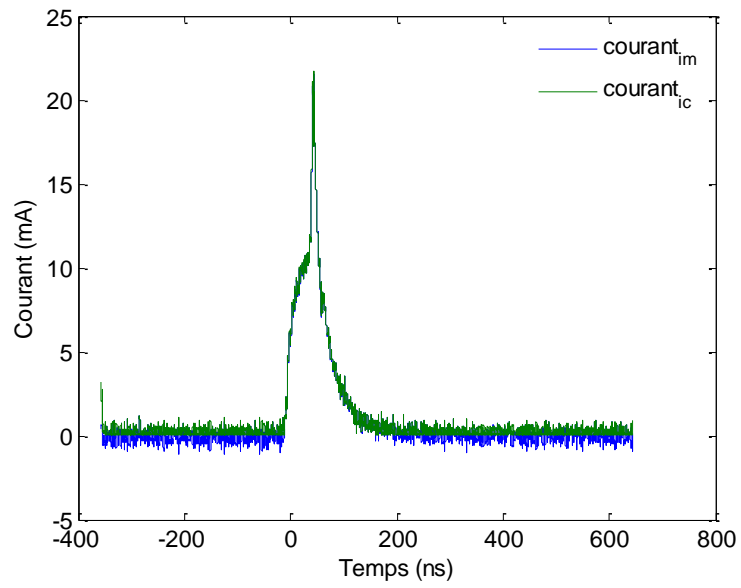


Figure III-30 : Allures des paramètres électriques estimés après enrichissement des données d'entrées, a) Résistance de la décharge $r(t)$; b) Capacité de la décharge $c(t)$.

a)



b)



c)

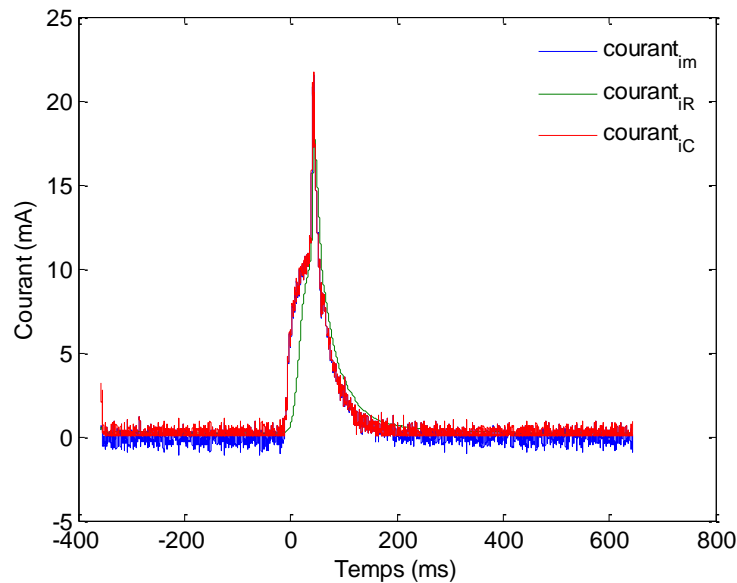


Figure III-31 a) b) et c) : Comparaison entre les courants calculés en fonction des paramètres électrique $r(t)$, $c(t)$ estimés et le courant mesuré (avec données d'entrée enrichies).

Les derniers résultats montrés sur les Figures III-28, III-29, III-30 et III-31, montrent clairement que l'enrichissement des données d'entrée, donnent une bonne estimation paramétrique quelque soit le point opératoire choisi. Ces résultats montrent notamment une nette amélioration et un très bon accord entre les courants mesurés et les courants calculés en fonction des paramètres estimés du modèle équivalent. Ces résultats confirme la validation de notre modèle et son aptitude de reproduire avec fiabilité le comportement électrique de la décharge pointe plan sous une tension continue positive.

Finalement on peut considérer que ce modèle est prêt d'être utilisé pour toute éventuelle étude électrique en ce type de décharges prochainement.

VI. Conclusion

Nous avons élaboré dans ce chapitre un modèle électrique de la décharge pointe plan sous une alimentation continue positive dans l'air sec à température ambiante et à la pression atmosphérique.

Ce modèle électrique a été réalisé grâce une combinaison entre l'aspect physique, le travail expérimental et finalement l'application de la méthode mathématique d'identification paramétrique. Le circuit équivalent représentant le modèle adopté comporte une résistance et une capacité variables en série.

La procédure de modélisation a suivi plusieurs étapes afin d'aboutir à la forme définitive du modèle proposé.

Tout d'abord, nous avons commencé par déterminer progressivement le comportement électrique général de notre décharge. Dans cette première étape, nous nous sommes intéressés principalement à l'exploitation de l'ensemble des données physiques déjà récapitulées lors du premier chapitre et de la projection des données expérimentales (mesures et observation visio-morphologiques) réalisées au laboratoire et présentées au second chapitre.

L'application de la méthode d'identification en utilisant l'algorithme RLS constitue la deuxième étape. Cette étape nous a permis de déterminer les paramètres électriques du modèle proposé. Néanmoins, la validation définitive de ce dernier a nécessité un travail d'ajustement rigoureux sur les paramètres de l'algorithme d'identification.

D'après les résultats obtenus, nous avons constaté que le gain initial n'a pas d'influence sur les paramètres estimés ni sur la sortie du modèle. Ceci est justifié par le bon choix des valeurs initiales des paramètres électriques prises pour le modèle. Nous avons remarqué également que lorsque le facteur d'oubli est choisi proche de 1, la qualité des paramètres estimés s'améliore mais celle des sorties se dégrade. Les résultats ont montré que le choix d'un facteur d'oubli variable améliore la qualité des paramètres estimés ainsi que de la sortie. De plus, l'enrichissement des données d'entrées augmente la précision de l'estimation pour les paramètres aussi bien que pour la sortie du modèle.

Il faudrait noter que l'ensemble des étapes effectuées et les résultats obtenus ont validé notre modèle proposé. La fiabilité de notre méthode est aussi confirmée pour n'importe quelle distance inter-électrodes et la tension appliquée.

Le modèle ainsi réalisé sera l'outil pour étudier et diagnostiquer le comportement électrique de notre décharge.

CHAPITRE IV

ETUDE PARAMETRIQUE DE LA DECHARGE COURONNE POINTE-PLAN POSITIVE A PRESSION ATMOSPHERIQUE

I. Introduction

La connaissance du comportement électrique d'une décharge électrique est un point essentiel pour comprendre et étudier l'ensemble des processus d'injection et de consommation énergétique au sein de cette décharge. Pratiquement, un tel comportement peut se traduire par un modèle équivalent sous forme d'un circuit électrique constitué d'un ensemble d'éléments électriques passifs ou dynamiques. Ces éléments électriques relient, selon les lois d'Ohm appropriées, entre les différentes grandeurs électriques (courant/tension) qui circulent dans le circuit. En effet, l'accès aux différents composants électriques qui représentent la décharge est possible à travers ce circuit électrique équivalent, ce qui permet d'étudier en détail donc ce comportement électrique de décharge.

Dans cette perspective, nous visons de munir une étude paramétrique du comportement électrique de la décharge sur la base du modèle proposé et validé au chapitre précédent. L'objectif de cette étude paramétrique est d'analyser l'influence des deux paramètres opératoires (tension appliquée et distance inter-électrodes) sur nos paramètres électriques caractéristiques (résistance et capacité de la décharge), lors du développement de la décharge.

Des comparaisons graphiques entre les formes de ces paramètres caractéristiques seront effectuées afin de déterminer l'influence des deux paramètres opératoires précités sur le comportement électrique de la décharge.

La présentation des résultats de comparaison est scindée en deux parties :

- Dans la première partie, nous commençons par l'étude de l'influence du niveau de la tension appliquée et de la distance inter-électrodes sur le premier paramètre électrique qui est la résistance de la décharge.
- Dans la seconde, nous présentons l'influence du niveau de la tension appliquée puis de la distance inter-électrodes sur le deuxième élément électrique de notre circuit équivalent qui est la capacité de la décharge.

Dans le but de réussir cette étude, une série de mesures très précises est effectuée pour déterminer les limitations imposées en terme de mesures, soit par le dispositif expérimental soit par le phénomène de la décharge couronne en lui-même (localisation du phénomène par rapport au caractère courant-tension). Suite à cette phase de travail, nous avons constaté que la décharge a une possibilité de se produire entre deux plages limitées en tension appliquée et en distance inter-électrodes.

La première plage est celle de la distance inter-électrode qui s'étend entre 5 et 14 mm. Dans cette plage la décharge se produit en fonction d'une tension appliquée convenable. Si on se situe en dessous de 5mm, la décharge est soit en régime Onset pour une tension faible soit elle passe directement à l'arc si la tension est relativement forte. Le même phénomène se produit si nous sommes au-delà de la limite supérieure $d= 14$ mm.

De même, pour chaque distance appartenant à l'intervalle 5-14 mm, une deuxième plage de tension appliquée (relative à la distance choisie) est définie. Les valeurs de la tension de cette plage sont uniquement celles capables à créer la décharge couronne.

Sur la base de ces deux contraintes imposées par la tension appliquée et la distance inter-électrodes, nous avons balayé soigneusement le domaine des mesures tolérées lors de notre étude paramétrique.

II. Influence du niveau de la tension et de la distance inter-électrodes sur la résistance et la capacité de la décharge électrique

Le modèle obtenu au chapitre précédent montre le comportement électrique d'une décharge couronne pointe-plan créée sous une tension continue positive et composée d'une résistance variable ainsi qu'une capacité variable en série. Nous avons vu dans le premier et le troisième chapitre, que la résistance du canal de plasma décroît au fur et à mesure que le streamer avance et court-circuite d'avantage l'intervalle inter-électrodes. Cependant la capacité établit entre la tête de ce canal en propagation et la cathode augmente plus en se rapprochant de la cathode.

En commençant par la résistance de la décharge, en général, on peut distinguer sur leurs courbes de variation trois phases distinctes.

Une première phase stationnaire enregistrée au début de ces courbes suit d'une deuxième phase très courte dont la résistance chute à une valeur négligeable par rapport à celle de la phase stationnaire puis elle entame une dernière phase qui est la plus longue parmi les trois où la résistance augmente progressivement vers sa valeur initiale qui est celle de la première phase.

Sur la lumière de cette lecture, les effets des deux paramètres opératoires seront discutés par rapport à chaque phase de la variation de la résistance.

III. Effet du niveau de la tension appliquée sur la résistance de la décharge

Pour étudier l'influence de la tension appliquée sur la résistance de la décharge, nous comparons les courbes des résistances obtenues à différentes valeurs de tensions appliquées pour une distance inter-électrodes donnée fixe.

Les Figures IV-1, IV-2, IV-3 et IV-4, présentent les allures des différentes courbes des résistances obtenues pour différentes valeurs des tensions appliquées en fixant à chaque fois la distance inter-électrodes à $d= 5, 8, 10$ et 12 mm, respectivement.

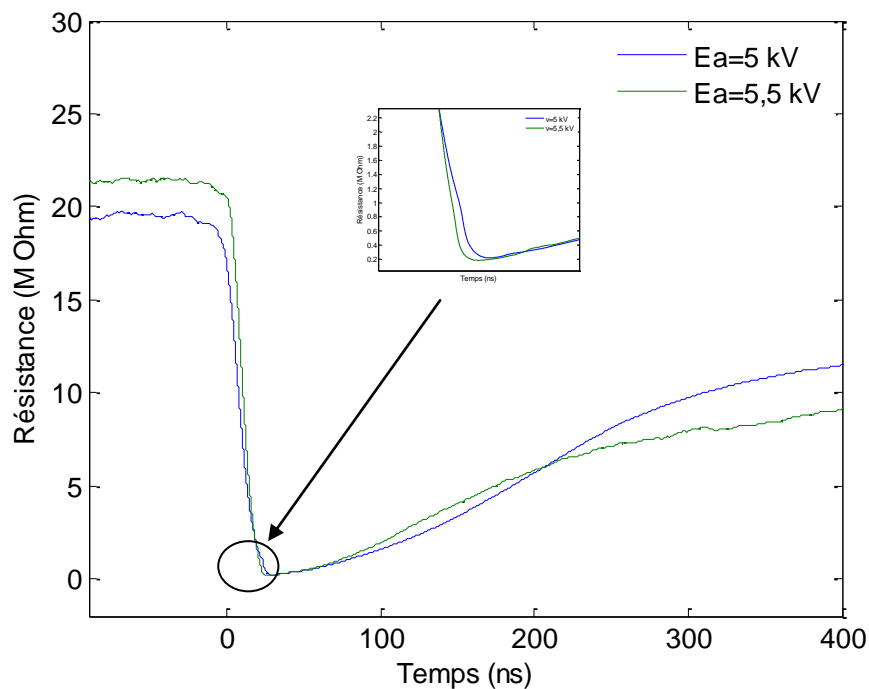


Figure IV-1 : Effet de la tension appliquée sur la résistance de la décharge sous une distance inter-électrodes fixe $d= 5$ mm.

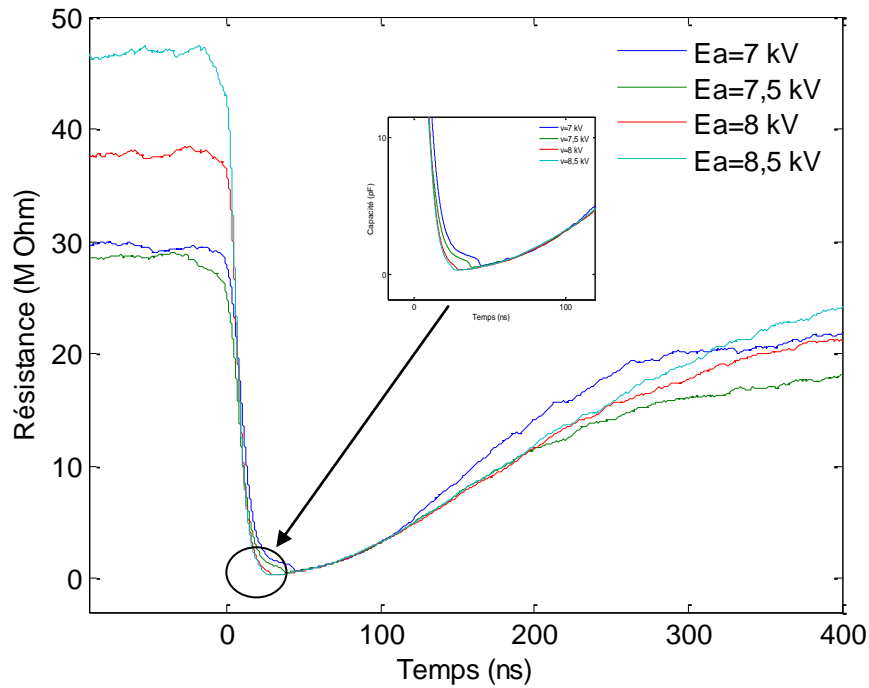


Figure IV-2 : Effet de la tension appliquée sur la résistance de la décharge sous une distance inter-électrodes fixe $d= 8 \text{ mm}$.

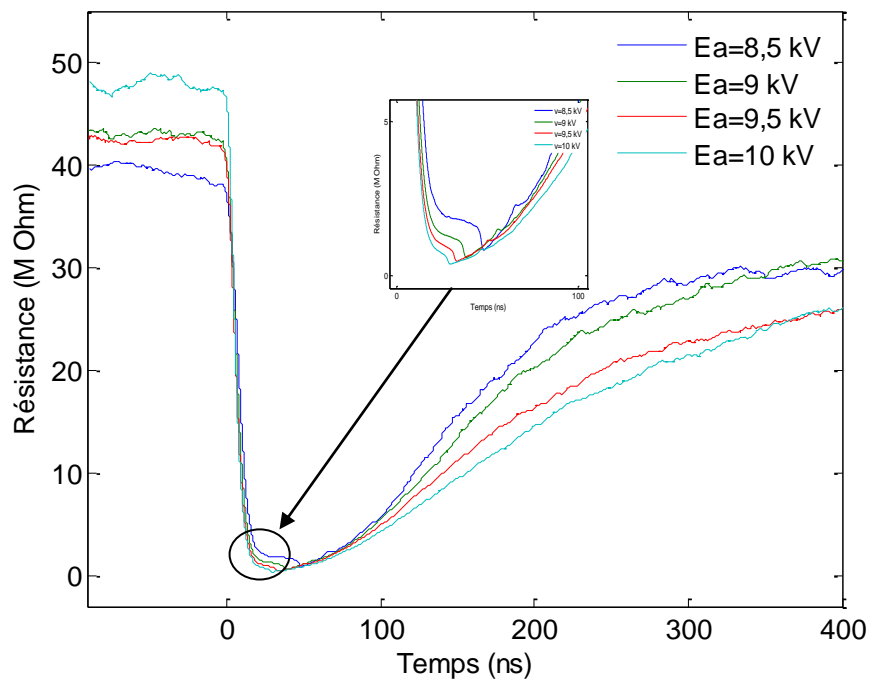


Figure IV-3 : Effet de la tension appliquée sur la résistance de la décharge sous une distance inter-électrodes fixe $d= 10 \text{ mm}$.

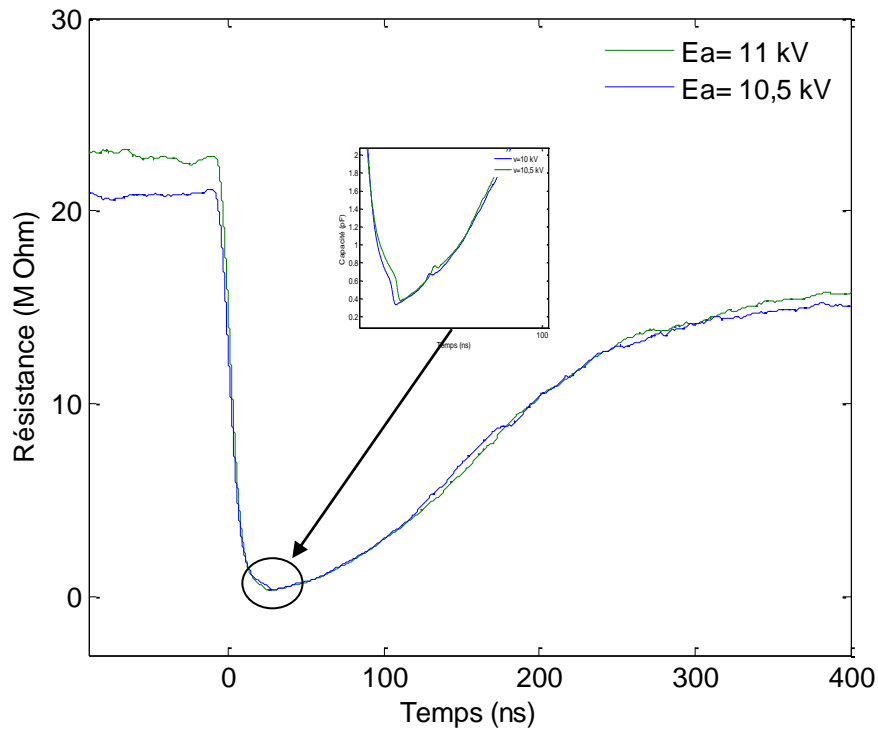


Figure IV-4 : Effet de la tension appliquée sur la résistance de la décharge sous une distance inter-électrodes fixe $d = 12$ mm.

Commençant par les valeurs des résistances de la première phase (phase stationnaire), en fonction des tensions appliquées pour chaque distance inter-électrodes. Il est tout à fait clair à partir de toutes ces courbes que la décharge dans cette phase est caractérisée par une résistance à valeur infinie de l'espace inter-électrode. Dans cette phase, on peut distinguer deux cas pour l'ensemble des paquets des résistances obtenues et ceci quelque soit la distance en question.

Le premier cas fait que en augmentant la tension appliquée, la résistance correspondante augmente comme le montre les figures des résistances pour les cas suivants :

- $d = 5$ mm ; $E_a = 5$ kV et $E_a = 5.5$ kV
- $d = 8$ mm ; $E_a = 7.5$ kV, $E_a = 8$ kV et $E_a = 8.5$ kV
- $d = 10$ mm ; $E_a = 9$ kV et $E_a = 10$ kV
- $d = 12$ mm ; $E_a = 10,5$ kV et $E_a = 9$ kV

Si on considère la loi d'Ohm $R = V/I$, on peut dire que la tension impose son effet.

Dans le deuxième cas, l'effet de l'augmentation du niveau de la tension n'engendre pas une augmentation en valeur de la résistance dans cette phase, cela est bien clair dans les cas suivants :

- $d=8$ mm $E_a=7$ kV et $E_a=7.5$ kV
- $d=10$ mm ; $E_a=9$ kV et $E_a=9.5$ kV)

On peut dire dans ce dernier cas, que l'effet de la tension appliquée sur la résistance dans cette phase recule devant l'effet d'un autre facteur qui peut être la distance inter-électrodes qui affaiblira le champ électrique établi.

La deuxième phase est caractérisée par la chute ultra rapide des valeurs de la résistance en un temps record de quelques dizaines de ns. Il est évident qu'aucun effet ne peut être sensé qu'à la fin de cette phase. Par contre, arrivant à la fin de cette phase, les minimums des courbes des résistances sont atteints en suivant un classement respectivement ordonné. Pour mieux analyser cette partie des courbes, on a appliqué un zoom sur les minimums dans cet endroit. On voit clairement et sans distinctions que plus le niveau de la tension appliquée est élevé plus le minimum de la résistance est petit. En plus, le sens et l'ordre de classement des minimums des résistances sont respectés pour l'ensemble des distances $d= 5, 8, 10$ et 12 mm.

A cet instant où les résistances atteignent leurs minimums, le comportement électrique de la décharge peut être considéré en régime continu car le canal plasma est complètement établi et bien stable. Les valeurs des minimums sont inversement proportionnelles aux valeurs des tensions et proportionnelles aux valeurs des courants à cet instant si on considère la relation $R=V/I$. Ceci peut être logique et justifiable car l'augmentation en tension implique une augmentation en courant. L'augmentation en courant est due à une forte activité d'ionisation au premier streamer causée par un champ fort créé sous une tension forte et renforcé par celui d'une charge d'espace proportionnelle à la tension appliquée elle aussi. L'effet de la tension donc est présent d'une manière indirecte sur la résistance en cette phase. On peut conclure ici que plus la tension appliquée est importante plus elle force l'intervalle inter-électrodes d'être plus conducteur.

La Figure IV-5, présente les valeurs des minimums des résistances pour l'ensemble des distances inter-électrodes quelque soit la tension appliquée. Cette figure confirme le résultat précédemment discuté où on remarque que plus la tension appliquée est élevée, plus elle chutera d'avantage la résistance à l'instant de court circuit total.

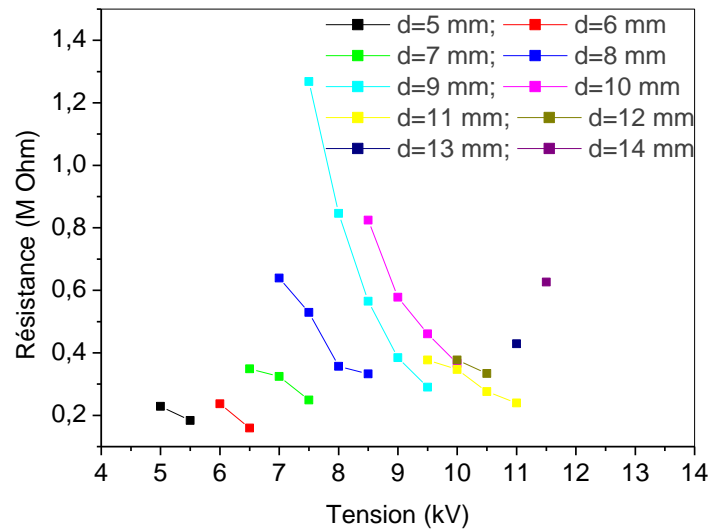


Figure III-5 : valeurs des minimums de résistances à l'instant d'impact de la décharge sur la cathode en fonction de la distance inter-électrodes quelque soit la tension appliquée.

La troisième phase correspond à la phase de relaxation du courant de la décharge. Comme c'est expliqué précédemment, dans cette dernière phase l'ensemble des charges produites lors de la phase précédente devraient s'évacuer au cours de cette dernière phase, ce qui fait que le courant décline progressivement. La tension au cours de cette phase ré-augmente à son tour après sa chute lors de la phase précédente pour se trouver enfin concentrée au niveau de l'anode. Pour pouvoir évaluer l'influence de la tension appliquée sur l'évolution des résistances durant cette phase, on a reporté sur deux tableaux les pourcentages atteints par les résistances à $t = 400$ ns par rapport à leurs valeurs initiales de la première phase.

Le premier tableau récapitule les valeurs moyennes des pourcentages par paquet de résistances (de toutes les tensions appliquées), calculées pour chaque distance inter-électrodes.

Le deuxième tableau récapitule les valeurs des pourcentages des résistances calculées pour chaque tension appliquée et chaque distance inter-électrodes.

Distance inter- électrodes d en mm	5	8	10	12
Résistance initiale moyenne par distance à $t=0$ ns en $M\Omega$	21,5	38	44	22,5
Résistance à $t=400$ ns en $M\Omega$	10,25	24	28	15
Pourcentage en (%) $R(t=400 \text{ ns})/R(t=0 \text{ ns})$	47,67	63,15	63,63	67,7

Tableau IV-1 : Pourcentage de la valeur moyenne du paquet de résistances à $t=400$ ns de la troisième phase par rapport à la valeur moyenne du paquet de résistances de la première phase pour différentes distances inter-électrodes.

A partir du premier tableau, on constate que plus on augmente la distance inter-électrodes plus la valeur moyenne du paquet de résistances (de toutes les tensions appliquées), reprend moins rapidement la valeur moyenne initiale de ce paquet de résistances.

Durant cette phase qui est électriquement une phase passive (à l'absence d'un second streamer), les charges électriques présentes sont à l'origine de la phase précédente. Or, pour une distance inter-électrode faible, le champ dû à la tension appliquée sera donc important. Cela veut dire que l'impulsion sera riche en charges produites par le premier streamer et éventuellement par une autre quantité produite par le second streamer probablement créé dans cette dernière phase si la tension est suffisamment forte et capable de le provoquer. Par conséquent, le temps d'évacuation de cette quantité globale de charges produite devient relativement long. Ce qui explique que temps de reconstitution de la résistance du milieu en phase de relaxation est proportionnel à la tension appliquée.

Le tableau IV-2 ci-dessous nous permet d'évaluer l'effet de l'augmentation du niveau de la tension appliquée sur la résistance pour une même distance en phase de relaxation. Une lecture attentive des résultats obtenus montre qu'on peut les diviser en deux parties selon la distance. Une première partie englobe les distances de 5 à 10 mm, et une deuxième partie celle de la distance de 12 mm. Pour la première partie, on remarque que les pourcentages des résistances atteints à $t=400$ ns par rapport à leurs valeurs initiales, diminuent en augmentant le niveau de la tension appliquée, quelque soit la distance inter-électrodes choisies.

		Pourcentage $R(t=400 \text{ ns})/R(t=0 \text{ ns})$ en (%)			
Distance inter- électrodes d en mm	Tension en kV	5	8	10	12
	5		62,16		
5,5		41.86			
7			78.56		
7,5			64.06		
8			57.76		
8,5			52.30	76.71	
9				71.49	
9,5				59.90	
10				55.22	
10,5					71.41
11					73.30

Tableau IV-2 : Pourcentages des valeurs des résistances à $t=400 \text{ ns}$ de la troisième phase par rapport aux valeurs initiales quelque soit la tension appliquée pour chaque distances inter-électrodes.

En effet, l'augmentation du niveau de la tension appliquée ralentit la progression de la résistance vers sa valeur initiale. Ceci est très visible notamment sur la figure correspondante à la distance $d=10 \text{ mm}$. Cette tendance d'influence sur l'évolution de la résistance peut être expliquée par le fait que :

- Une tension appliquée élevée, provoque une impulsion de décharge forte et riche en matière de charges produites.
- Une tension appliquée élevée, peut être capable de provoquer un second streamer en cette dernière phase.

Ce second streamer contribue vivement à la création de nouvelles charges et ralentit l'évacuation de la totalité des charges dans l'espace inter-électrodes. Par conséquent, la résistance demeure encore faible et reprend moins rapidement sa valeur initiale.

Contrairement à la première partie de résultats, on remarque que les pourcentages des résistances, atteintes par rapport aux valeurs initiales, augmentent en augmentant le niveau de la tension appliquée.

Cela peut être expliqué par le fait que, la tension n'est pas capable ni de créer une quantité de charges importante en premier streamer ni de lancer un second streamer dans cette dernière phase ; tout ça en face d'une distance qui est relativement longue, et qui impose son effet qui devra être opposant à celui du niveau de la tension en tenant compte de la relation du champ qui relie les deux, $E=V/d$.

IV. Effet de la distance inter-électrodes sur la résistance de la décharge pour une tension appliquée fixe

Examinant maintenant l'effet de la distance inter-électrodes sur la résistance de la décharge en fixant le niveau de la tension appliquée.

Les Figures IV-6, IV-7 et IV-8, présentent une comparaison entre les résistances de décharge obtenues sous une tension appliquée fixe et en variant la distances inter-électrodes.

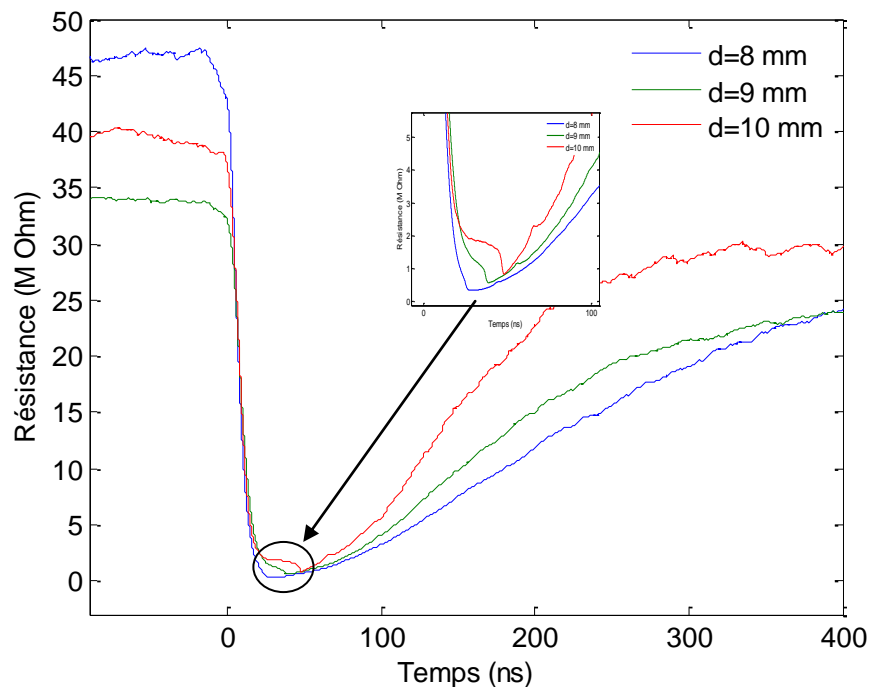


Figure IV-6 : Effet de la distance inter-électrodes sur la résistance de la décharge sous une tension appliquée fixe $E_a=8$ kV.

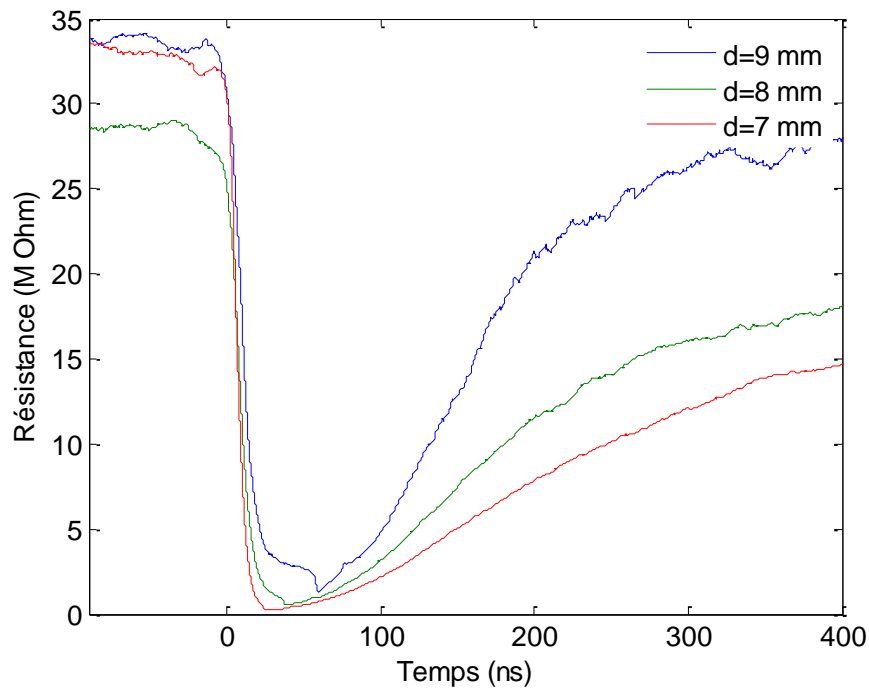


Figure IV-7 : Effet de la distance inter-électrodes sur la résistance de la décharge sous une tension appliquée fixe $E_a=7,5$ kV.

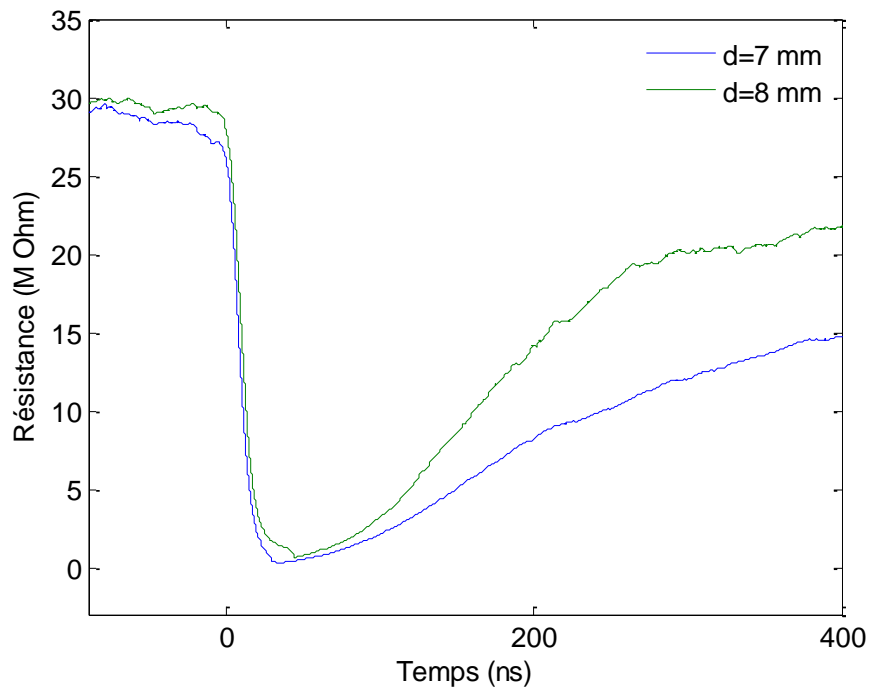


Figure IV-8 : Effet de la distance inter-électrodes sur la résistance de la décharge sous une tension appliquée fixe $E_a=7$ kV.

Commençant notre analyse par la première phase stationnaire qui précède le déclenchement de l'impulsion de la décharge.

Quantitativement, les résistances en cette phase présentent des valeurs très importantes de quelques dizaines de $M\Omega$ quel que soit la distance inter-électrodes choisie. Cela empêche l'écoulement du courant dans l'espace inter-électrodes qui reste pratiquement nul. Une lecture attentive des résultats montre que, pour une tension appliquée fixe, la résistance diminue en augmentant la distance inter-électrodes, puis elle ré-augmente en augmentant d'avantage la distance inter-électrodes comme le montre les courbes des résistances dans les cas suivants :

- $E_a=8.5$ kV ; $d=8$ mm, $d=9$ mm et $d=10$ mm

- $E_a=7.5$ kV ; $d=8$ mm, $d=9$ mm et $d=10$ mm

Cette tendance de variation de la résistance dans cette phase peut être justifiée si on met en relation la loi d'Ohm $R=V/I$ avec la loi de Paschen $V=f(pd)$, montrée sur la figure suivante :

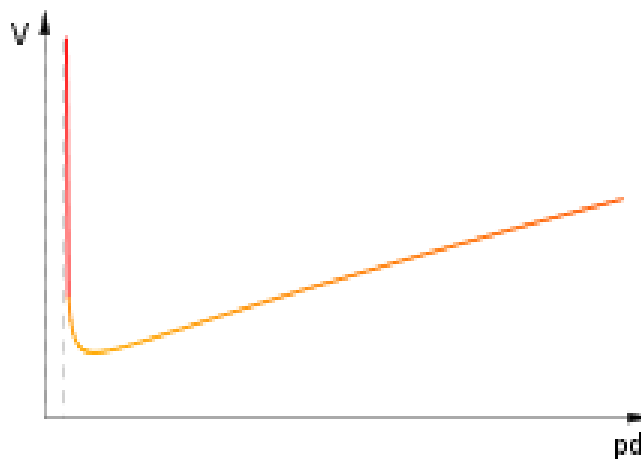


Figure IV-9 : Courbe de Paschen expliquant la relation entre la tension nécessaire à appliquer pour créer une décharge couronne et la valeur du produit de la pression et de la distance inter-électrodes [77, 78, 79, 80].

Sachant que nous travaillons sous une pression atmosphérique fixe, donc, le produit Pd dépend uniquement de la valeur de la distance inter-électrodes d . La Figure IV-9, qui représente la loi de Paschen, montre clairement que dans un premier temps l'augmentation en distance inter-électrodes implique une diminution en valeur de la tension nécessaire pour provoquer une décharge jusqu'à une valeur seuil minimale. En revanche, l'augmentation de la distance au-delà de cette valeur minimale, implique une augmentation en valeur de la tension nécessaire pour déclencher la décharge.

Par conséquent, la résistance en cette phase obéira indirectement par l'intermédiaire de la distance inter-électrodes à la loi de Paschen.

Pour la deuxième phase, elle est caractérisée par une chute libre en valeurs des résistances à quelques ohms dans une durée très courte de quelques dizaines de ns. L'ensemble des figures montrent que les minimums des résistances se classent dans un ordre inversé par rapport à la variation de la distance inter-électrodes quelque soit la tension appliquée. Ce comportement est justifiable sachant que la résistance en cet instant, présente la résistance du canal de la décharge qui est parfaitement établi. La valeur de la résistance dans ce cas est proportionnelle à la longueur du filament conducteur qui est la longueur de la distance inter-électrodes et qui suit la relation :

$$R = \rho \cdot d / S$$

Tel que : ρ , est la résistivité du filament,

d , est la longueur du filament égale à la distance inter-électrodes,

S , est la surface de la section droite du filament.

Pour la troisième phase, les résultats obtenus montrent clairement que plus la distance inter-électrodes est importante, plus la résistance reprend sa valeur initiale très rapidement. Logiquement, en augmentant la distance inter-électrodes nous affaiblissons le champ électrique créé. Cela revient à dire, que moins de charges seront créées et une faible chance d'une propagation possible d'un second streamer et par suite moins de charges créées. Donc le temps nécessaire pour évacuer ces charges est bref, ce qui accélère le rétablissement de la résistance du milieu et vis versa.

V. Effet du niveau de la tension appliquée et de la distance inter-électrodes sur la capacité de la décharge

Comme dans le cas de la résistance de la décharge, nous commençons par présenter l'effet du niveau de la tension appliquée sur la capacité de la décharge en fixant la distance inter-électrodes. Ensuite, nous passons à l'étude de l'effet la distance inter-électrodes sur la capacité de la décharge.

En général, quelque soit la distance inter-électrodes prise et quelque soit la tension appliquée, la capacité électrique de la décharge présente la même tendance de variation. Cette variation peut être divisée temporellement comme dans le cas des résistances en trois phases.

Une première phase enregistrée avant la montée de la capacité vers son maximum. Dans cette phase la capacité reste égale à la valeur de la capacité géométrique du réacteur calculée sans décharge.

Une seconde phase commence avec la montée de la capacité de la décharge arrivant à son maximum. Dans cette phase la capacité augmente très rapidement en un temps très bref et atteint un maximum au même instant que celui du maximum de courant correspondant de la décharge.

La dernière phase est caractérisée par une courbe exponentielle décroissante correspondante à la phase de relaxation du courant de la décharge.

Dans ce qui suit, nous essayons de commenter l'influence du niveau de la tension et de la distance inter-électrodes sur la capacité de la décharge phase par phase.

VI. Effet du niveau de la tension appliquée sur la capacité de la décharge sous une distance inter-électrodes fixe

Les Figures IV-10, IV-11, IV-12 et IV-13 présentent une comparaison entre les capacités de la décharge obtenues sous différents niveaux de la tension appliquée en fixant à chaque fois la distance inter-électrodes.

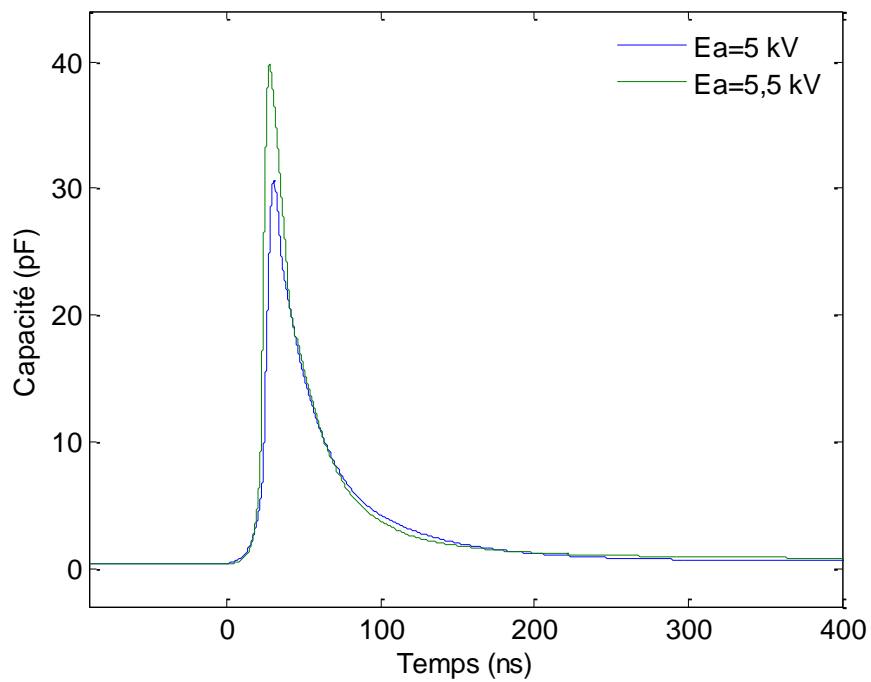


Figure IV-11 : Effet de la tension appliquée sur la capacité de la décharge sous une distance inter-électrodes fixe $d = 5 \text{ mm}$.

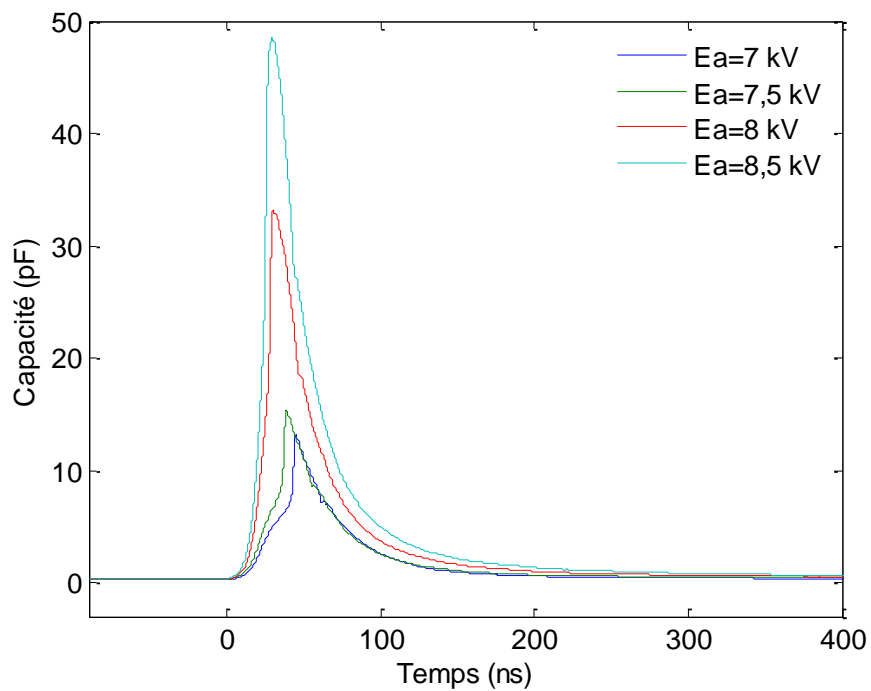


Figure IV-12 : Effet de la tension appliquée sur la capacité de la décharge sous une distance inter-électrodes fixe $d = 8 \text{ mm}$.

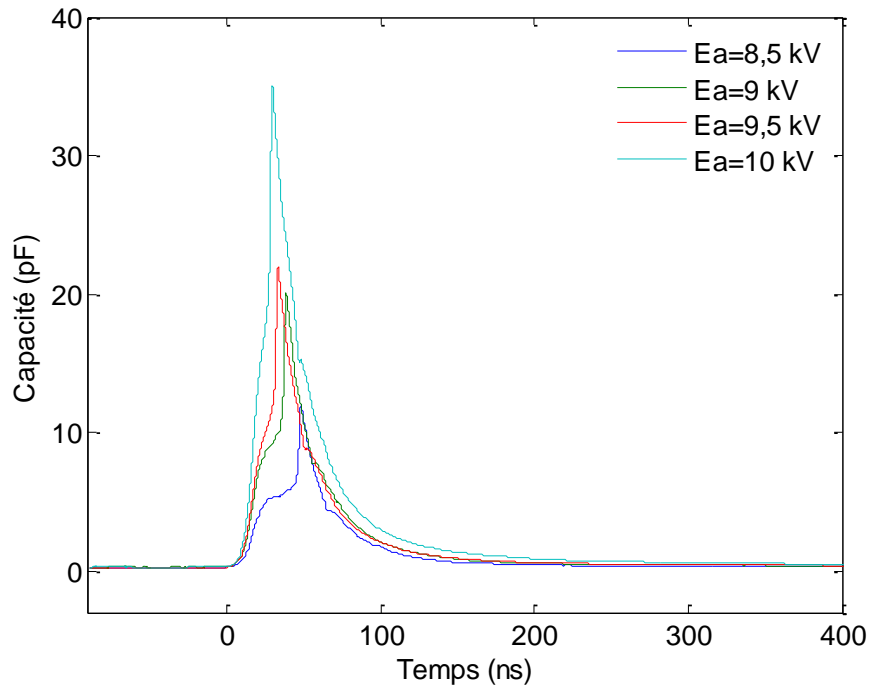


Figure IV-13 : Effet de la tension appliquée sur la capacité de la décharge sous une distance inter-électrodes fixe $d= 10$ mm.

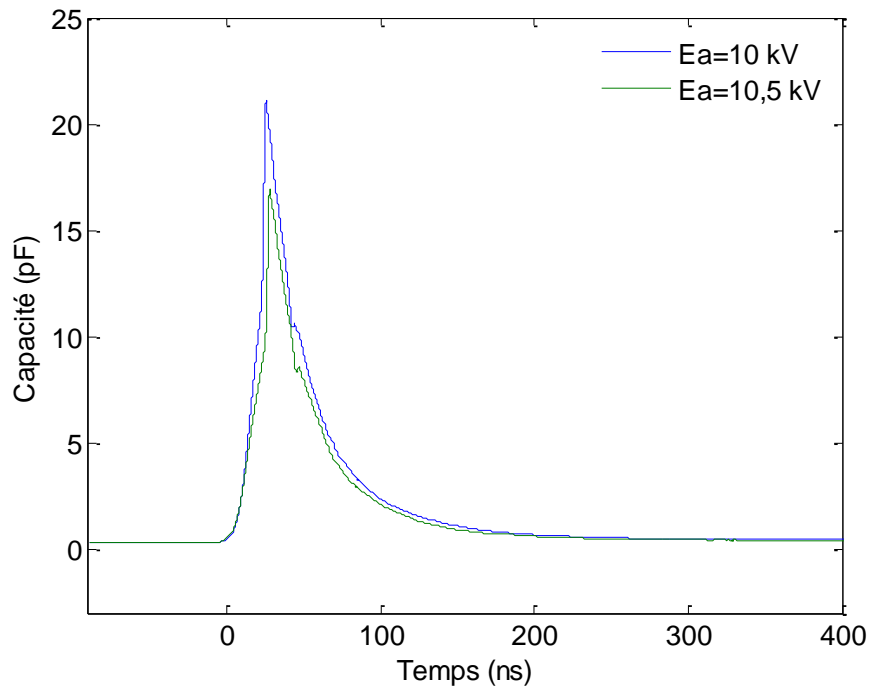


Figure IV-14: Effet de la tension appliquée sur la capacité de la décharge sous une distance inter-électrodes fixe $d= 12$ mm.

A l'exception de la première phase de la capacité, les courbes des capacités de toutes les figures montrent que le même effet est engendré par la variation en niveau de la tension appliquée quelque soit la distance inter-électrodes considérée.

Pour la première phase, la capacité reste constante et à l'abri de l'effet de la tension appliquée, car on parle purement de la capacité géométrique de système d'électrode qui est de valeur fixe quelque soit la tension appliquée.

En examinant la deuxième phase, il est évident que l'augmentation du niveau de la tension appliquée provoque également une augmentation en capacité de la décharge. Cette augmentation peut être justifiée en mettant en cause la relation $c(t)=q(t)/v_c(t)$. Comme c'est expliqué précédemment, une augmentation de la tension appliquée à pour effet toujours l'augmentation de la quantité de charges produites par la décharge. Néanmoins, la proportionnalité dans cette augmentation n'est pas respectée, car en réalité la capacité est sous l'action mutuelle provoquée à la fois par le niveau de la tension et par la distance inter-électrodes considérée. Donc, dans certains cas la quantité de charges produites est relativement faible car le niveau de la tension est faible or que même si cette tension est élevée, elle est contrariée par l'effet de la distance inter-électrodes qui affaiblira le champ résultant comme c'est expliqué précédemment.

Arrivant à la fin de cette deuxième phase on remarque les capacités atteignent leurs maximums dans un ordre respecté en fonction de la tension appliquée pour l'ensemble des distances inter-électrodes.

La Figure IV-15, présente les valeurs maximums des capacités pour l'ensemble des distances inter-électrodes quelque soit la tension appliquée.

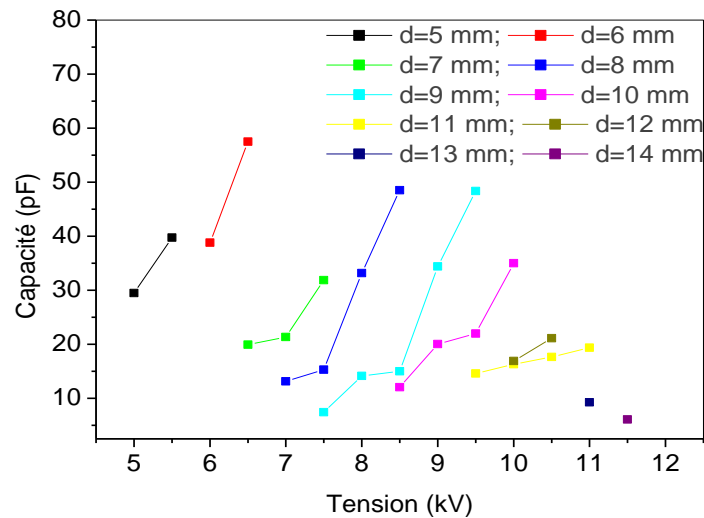


Figure IV-15 : Variation de la capacité de la décharge à l'instant d'impact sur la cathode en fonction de la distance inter-électrodes quelque soit la tension appliquée.

Cette figure montre que pour chaque distance, plus la tension appliquée est élevée plus la capacité atteint une valeur maximale importante. En effet, à cet instant la quantité de charges produites atteint la valeur maximale possible puisqu'elle représente la fin de la phase du développement du premier streamer. Cette quantité de charge dépend strictement de la valeur du champ électrique locale qui dépend impérativement et uniquement du niveau de la tension étant donné que la distance inter-électrodes est pratiquement nulle. Donc, on peut conclure que la capacité à l'instant d'impact de la décharge sur la cathode dépend et suit la variation de la tension appliquée.

Passant maintenant à l'observation des courbes des capacités en troisième phase. On peut distinguer deux cas par rapport au niveau des tensions appliquées et ceci quelque soit la distance inter-électrodes choisie.

Pour le premier cas, plus en augmentant le niveau de la tension appliquée plus la courbe de la capacité se trouve écartée au dessus par rapport à celle correspondante au niveau inférieur.

Ce cas est observé pour les courbes ($d=8$ mm ; $E_a=7.5, 8$ et 8.5 kV) et pour les courbes ($d=10$ mm ; $E_a=9.5$ et 9 kV).

Il est évident que les temps de décroissances des capacités vers leurs valeurs initiales dépendent du niveau de la tension appliquée. Autrement dit plus le niveau de la tension est élevé plus le temps de décroissance est élevé.

En effet, le temps de décroissance des capacités est proportionnel aux quantités des charges produites suite au passage du premier streamer et éventuellement d'un second streamer. Or, la force du premier streamer et l'éventualité de la création d'un second streamer et sa force, dépendent bien évidemment du niveau de la tension appliquée. Ce qui explique qu'un niveau élevé de la tension créera assez de charges et augmentera le temps de décroissance de la capacité de la décharge qui est pratiquement le temps d'évacuation de ces charges.

Pour le deuxième cas, les courbes des capacités en troisième phase se trouvent superposées même en augmentant le niveau de la tension appliquée, ce qui est remarqué par exemple dans le cas des courbes ($d=5\text{mm}$, $E_a=5$ et $5,5$ kV) ; ($d=8\text{mm}$, $E_a=7$ et 7.5 kV) ; ($d=8$ mm, $E_a= 8$ et 8.5 kV) et pour les courbes ($d=10\text{mm}$, $E_a=8.5$, 9 et 9.5 kV), ($d=12\text{mm}$, $E_a=10.5$ et 11 kV).

Contrairement au premier cas, aucun changement n'est observé au niveau de la troisième phase de la capacité de décharge lorsqu'on augmente le niveau de la tension. Comme dans le premier cas l'effet de la tension dépend de la quantité de charges produites. Néanmoins, l'augmentation au niveau de la tension n'a pas pu créer plus de charges en provenance du premier et du second streamers soit car cette augmentation de la tension était insuffisante soit son effet était négligeable devant l'effet de la distance inter-électrodes considéré (cas de $d=12$ mm par exemple). Cela explique le fait que les courbes en phase de relaxation des capacités dans ces cas se trouvent superposés l'un sur l'autre.

VII. Effet de la distance inter-électrodes sur la capacité de la décharge sous une tension appliquée fixe

La variation de la capacité de décharge en fonction de la distance inter-électrodes pour plusieurs tensions appliquées est représentée sur les Figures IV-16, 17 et 18.

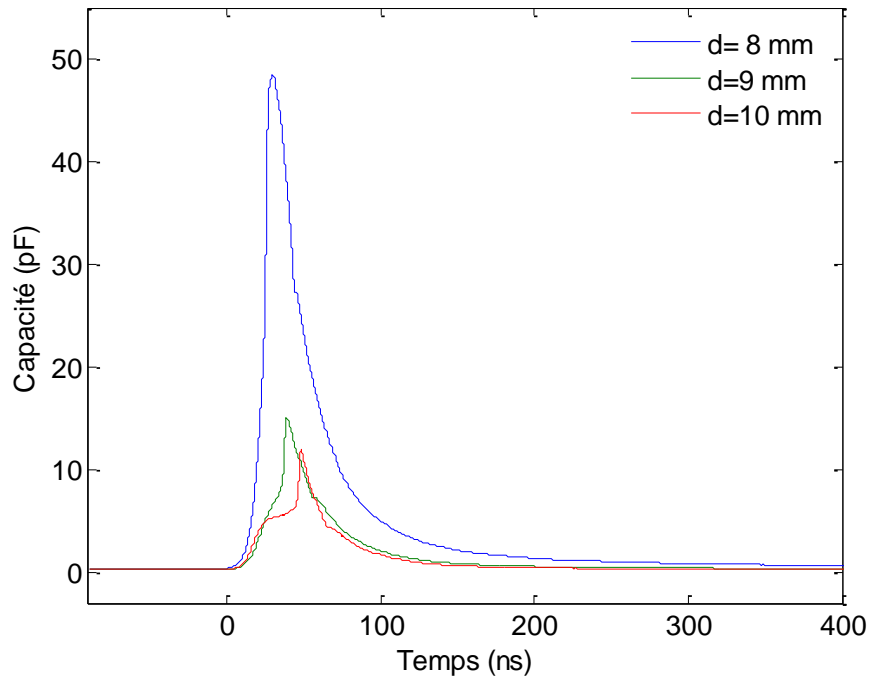


Figure IV-16 : Effet de la distance inter-électrodes sur la capacité de la décharge sous une tension appliquée fixe $E_a = 8,5$ kV.

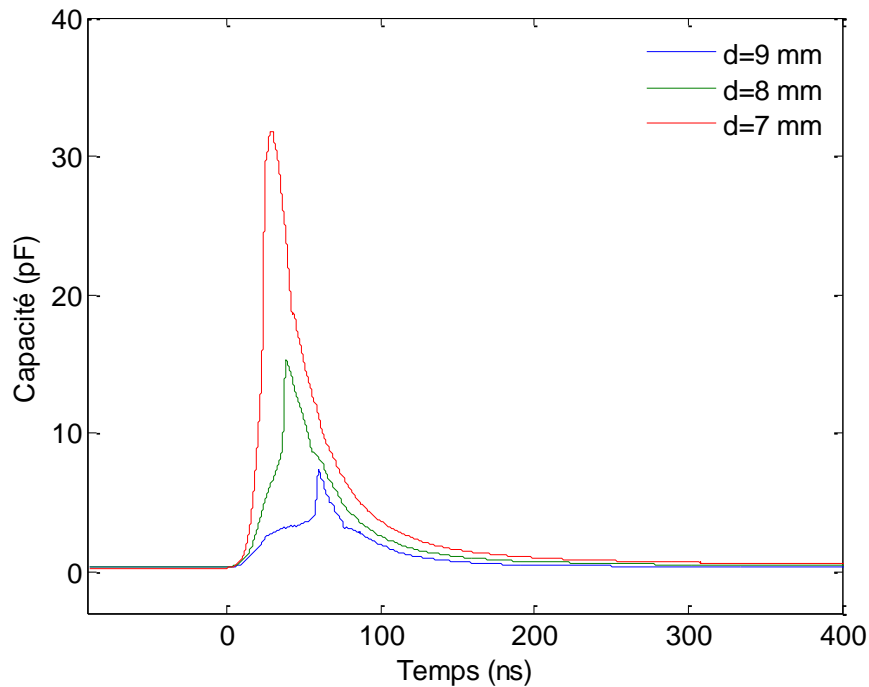


Figure IV-17 : Effet de la distance inter-électrodes sur la capacité de la décharge sous une tension appliquée fixe $E_a = 7,5$ kV.

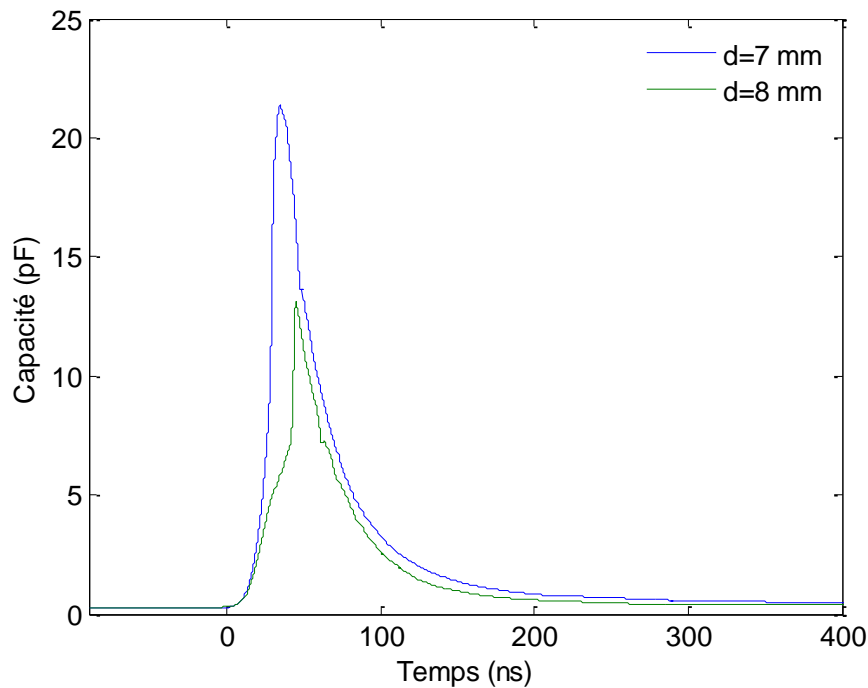


Figure IV-18 : Effet de la distance inter-électrodes sur la capacité de la décharge sous une tension appliquée fixe $E_a=7$ kV.

Commençant notre analyse par la première phase, les capacités dans cette phase restent constantes car il s'agit des capacités géométriques des systèmes d'électrodes sans décharge. Il s'agit aussi des valeurs de capacités distinctes correspondantes à chaque distance cela est faiblement observé sauf à la figure IV-17, car le grand écart entre les valeurs des capacités dans cette phase et leurs valeurs maximales rend invisible l'écartement entre les capacités de chaque distance à la première phase.

Pour la deuxième phase, on remarque que l'augmentation de la distance inter-électrodes diminue la capacité de la décharge quelque soit le niveau de la tension appliquée. Conventionnellement, l'augmentation de la distance impliquera un affaiblissement du champ électrique dû à l'application d'une tension donnée. Ce résultat a été déjà confirmé au chapitre précédent dans le paragraphe III-3. En effet, le champ électrique est le responsable des processus de formation et de propagation de streamer. Autrement dit, il est le responsable de la création des charges durant cette phase. Par conséquent, plus la distance inter-électrodes est grande plus la quantité de charges produites est faible, ce qui impliquera une diminution de la capacité.

D'autre part, si on compare les écarts entre les capacités observés ici sous l'effet de la distance et ceux observés au cas précédent causés sous l'effet du niveau de la tension, on constate que l'effet de la distance inter-électrodes est beaucoup plus fort que celui de la tension appliquée.

En ce qui concerne la troisième phase, les figures montrent clairement que les temps de décroissances des capacités sont anti-proportionnels aux distances inter-électrodes. Ce résultat confirme encore une fois que la distance influe sur le champ électrique de manière inversée selon la relation ($E=V/d$). Ceci augmentera ou diminuera la quantité de charges produites suite au passage du premier streamer et éventuellement par la création d'un second streamer et par conséquent le temps de décroissance de la troisième phase des capacités augmente ou diminue proportionnellement à la quantité des charges produites et anti-proportionnel à la distance inter-électrodes.

VIII. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons effectué une étude paramétrique sur l'effet de la tension appliquée et de la distance inter-électrodes sur les paramètres électriques de la décharge.

Cette étude a examiné donc les quatre points suivants :

- L'effet de la tension appliquée sur la résistance de la décharge.
- L'effet de la distance inter-électrodes sur la résistance de la décharge.
- L'effet de la tension appliquée sur la capacité de la décharge.
- L'effet de la distance inter-électrodes sur la capacité de la décharge.

Il a été constaté qu'il est indispensable de partager temporellement les deux paramètres en trois phases afin d'effectuer une étude paramétrique réaliste minutieuse et approfondie. Les trois phases considérées sont la phase stationnaire avant déclenchement de l'impulsion de la décharge, la phase d'évolution de l'impulsion jusqu'à l'instant d'impacte de la décharge sur la cathode et finalement la phase de relaxation.

Sans tenir compte des détails en ce qui concerne les effets particuliers de chaque paramètres opératoire (tension appliquée ou distance inter-électrodes), sur chaque phase des deux paramètres (résistance ou capacité de décharge), il a été constaté qu'en général, l'ensemble de ces effets sont traduits par un facteur commun qui est le champ électrique résultant exprimé par la relation $E=V/d$.

Pour résumer, on peut donc dire que deux conclusions principales très importantes peuvent être retenues de cette étude paramétrique.

La première, c'est que quelque soit la phase étudiée des deux paramètres électriques (résistance et capacité), l'influence de la tension appliquée ou de la distance inter-électrodes est exercée à travers le champ électrique qui détermine la force du premier streamer, la possibilité de création et le développement d'un second streamer ainsi que sa force. Par conséquent, la quantité de charges globale produites qui caractérise l'aspect des paramètres électriques de la décharge et le comportement de la décharge en terme générale.

La deuxième, la résistance du système de décharge à la première phase suit la loi de Paschen, ce qui nous permet de déterminer le niveau le plus bas de la tension dans une distance donnée pour lequel le système de décharge offre la résistance la plus faible pour avoir une décharge.

CONCLUSION GENERALE

Ce travail a été le fruit d'une collaboration intéressante dans le cadre d'une formation de longue durée entre l'université Dr Tahar Moulay de Saïda, l'université d'USTO Mohamed Boudiaf d'Oran et l'université de Paul Sabatier en France qui apporte une contribution pratique appréciable dans l'étude de la dépollution des gaz toxiques par décharges couronnes.

L'objectif principale était de mettre la lumière sur le comportement électrique de la décharge pointe plan à travers une modélisation électrique paramétrique. Cela va permettre de maîtriser le coût énergétique dans de tel type de décharge et offre la possibilité de contrôler et d'optimiser les processus en relation. En effet, cette modélisation est basée sur les données expérimentales obtenues à travers un réacteur expérimental installé au laboratoire Laplace à l'université de Paul Sabatier de Toulouse en France. A noter que durant notre travail de thèse et suite à notre recherche bibliographique, on a constaté que très-peu les travaux qui ont été consacrés à la modélisation électrique paramétrique de ce type de décharge. Nous avons obtenu un modèle électrique équivalent dont ses paramètres ont été déterminés en utilisant la méthode d'identification paramétrique. Cette méthode se base sur l'exploitation des données expérimentales en phase de modélisation y compris la phase de validation et puisque la philosophie de cette dernière s'appuie sur les connaissances physiques du phénomène, ce point a été bien détaillé.

Les résultats obtenus de ce travail de mémoire de thèse ainsi que le contenu sont donnés comme suit :

Le premier chapitre a été orienté vers une étude bibliographique sur les plasmas électriques (thermiques ou froids), puis sur les plasmas froids hors équilibre générés particulièrement par décharges couronnes à pression atmosphérique. On a insisté à la fin de ce chapitre précisément sur les décharges couronnes générées sous une configuration géométrique pointe plan qui font l'objet de cette étude.

Dans le second chapitre, nous décrivons le dispositif expérimental utilisé avec tous les moyens de diagnostics et d'enregistrements nécessaires pour le reste du mémoire de thèse comme suit :

- Le suivi par imagerie de la formation et du développement morphologique de la décharge couronne pour la modélisation de la décharge (voir chapitre 3),
- L'affichage et l'enregistrement des données des grandeurs électriques mesurées utilisées dans un premier temps pour l'identification du modèle et ultérieurement pour sa validation (voir chapitre 3),
- L'utilisation des grandeurs électriques mesurées finalement pour effectuer les comparaisons nécessaires lors de l'étude paramétrique (voir chapitre 4).

Le troisième chapitre a été consacré à la modélisation électrique de la décharge couronne pointe plan. Nous avons commencé par l'élaboration du modèle électrique qui a été proposé à partir de la physique de la décharge très bien détaillée au premier chapitre. Après cette étape, nous avons exposé la méthode mathématique d'identification qui a été projetée sur l'aspect physique de la décharge. Une seconde étape d'ajustement des paramètres estimés ainsi que de la sortie du modèle en fonction des paramètres propres de l'algorithme d'identification est effectuée, ce qui permet d'améliorer la qualité d'estimation. Cette étape est suivie par une autre qui consiste à augmenter la précision de l'estimation et surtout la sortie du modèle en se servant de l'enrichissement des données d'entrées mesurées. Enfin les résultats préliminaires ainsi qu'une analyse physique des résultats obtenus sont présentés et comparés avec ceux obtenus par les mesures. Ces derniers ont montré un grand accord entre le modèle proposé et les mesures réelles de notre décharge.

Dans le dernier chapitre IV, une étude électrique paramétrique détaillée de l'influence des paramètres opératoires sur le comportement électrique des paramètres du modèle équivalent de la décharge couronne pointe plan est présentée. Cette étude est focalisée sur l'influence des deux paramètres opératoires intervenant dans le comportement électrique de la décharge qui sont : la distance inter-électrodes et la tension appliquée.

Etant donné le modèle électrique équivalent qui comporte une résistance et une capacité variable, l'étude paramétrique est divisée en quatre parties :

- L'effet du niveau de la tension appliquée sur la résistance de la décharge pour la distance inter-électrodes fixe.
- L'effet de la distance inter-électrodes sur la résistance de la décharge pour une tension appliquée fixe.
- L'effet du niveau de la tension appliquée sur la capacité de la décharge et de la distance inter-électrodes fixe.
- L'effet de la distance inter-électrodes sur la capacité de la décharge sous une tension appliquée fixe.

Les quatre effets ont été analysés et discutés en considérant temporellement trois phases en courbes de variation des deux paramètres électriques estimés (résistance et capacité), une phase stationnaire avant l'apparition de la décharge, une deuxième phase à variation ultra rapide et une dernière phase de relaxation après le passage de la décharge.

Il a été constaté que pour la résistance y compris la capacité, la tension appliquée et la distance inter-électrodes ont des effets opposés. En général, le résultat de l'influence de ces deux paramètres opératoires (tension appliquée et distance inter-électrodes) sur les paramètres électriques résistance et capacité suit l'effet du paramètre le plus dominant. Il a été observé également que cette dominance dépend de l'effet imposé de chacun de ces deux paramètres opératoires sur le champ électrique appliqué et /ou local tel que $E=V/d$.

En plus, l'effet de la variation de la distance est beaucoup plus marquant que celui de l'augmentation de la tension appliquée.

Finalement et comme perspectives nous pensons que ce travail ouvre pleinement les voies pour approfondir l'exploitation de cette méthode d'identification pour modéliser d'autres types de décharges telles que les décharges couronnes multi-pointes plan en alimentation continue et celles en mono et multi-pointes plan alimentées en impulsionnel.

RÉFÉRENCES

- [1] Likens, Gene E and Bormann, F Herbert. Acid rain: a serious regional environmental problem. ; Science journal; American Association for the Advancement of Science ; 184; (4142); 1176-1179; 1974.
- [2] Lashof, Daniel A and Ahuja, Dilip R. “Relative contributions of greenhouse gas emissions to global warming”, Nature Publishing Group, 1990.
- [3] Yousef SH Najjar. Gaseous pollutants formation and their harmful effects on health and environment. Innovative Energy Policies, 1:1 9, 2011
- [4] Abdullahi Mohammed Evuti. A synopsis on biogenic and anthropogenic volatile organic compounds emissions: hazards and control. Int. J. Eng, 2(5):145, 2013.
- [5] S. Mishra, N. A. Siddiqui, A Review On Environmental and Health Impacts Of Cement Manufacturing Emissions, International Journal of Geology, Agriculture and Environmental Sciences, WOAR Journals, Volume 2, Issue 3, June 2014, Page 26, Website: www.woarjournals.org/IJGAES ISSN: 2348-0254
- [6] Patricia W Birnie and Alan E Boyle. International law and the environment. 1994.
- [7] Shahed UM Khan, Mofareh Al-Shahry, and William B Ingler. Efficient photochemical water splitting by a chemically modified n-TiO₂. science, 297(5590):2243-2245, 2002.
- [8] Ahmed Khacef, Jean Marie Cormier, and Jean Michel Pouvesle. Nox remediation in oxygen-rich exhaust gas using atmospheric pressure non-thermal plasma generated by a pulsed nanosecond dielectric barrier discharge. Journal of Physics D: Applied Physics, 35(13):1491, 2002.
- [9] J.P. Sarrette, S. Cousty, N. Merbahi, A. N`egre-Salvayre and F. Cl`ement, European Physical Journal, Applied Physics 49, 13108 (2010)
- [10] M. Laroussi, Nonthermal decontamination of biological media by atmospheric-pressure plasmas: review, analysis and prospects IEEE Trans. Plasma Sci. 30, 1409 (2002).
- [11] Olivier Ducasse. Modélisation électrohydrodynamique d'un réacteur plasma hors équilibre de dépollution des gaz. PhD thesis, Toulouse 3, 2006.
- [12] Diane Dubois. Réalisation et caractérisation d'un réacteur plasma de laboratoire pour des études sur la dépollution des gaz d'échappement. PhD thesis, Toulouse 3, 2006.

- [13] Alyen ABAHAZEM. « Etudes expérimentales des décharges couronnées pour la dépollution des gaz », Université de Toulouse III Paul Sabatier, 2009.
- [14] Alf Lofthus and Paul H Krupenie. The spectrum of molecular nitrogen. *Journal of physical and chemical reference Data*, 6(1):113-307, 1977.
- [15] Baldur Eliasson and Ulrich Kogelschatz. Nonequilibrium volume plasma chemical processing. *Plasma Science, IEEE Transactions on*, 19(6):1063-1077, 1991.
- [16] Muhammad Arif Malik, Abdul Ghafar, and Salman Akbar Malik. Water purification by electrical discharges. *Plasma Sources Science and Technology*, 10(1):82, 2001.
- [17] George Bekefi. *Principles of laser plasmas*. New York, Wiley-Interscience, 1976. 712 p, 1, 1976.
- [18] Mark Strobel, Christopher Stewart Lyons, and KLe Mittal. *Plasma surface modification of polymers: relevance to adhesion*. Vsp, 1994.
- [19] B.M. Penetrante, and S.E. Schultheis, *Non-thermal Plasma Techniques for Pollution Control*, part A and B, Editors, Springer-Verlag, New York (1993).
- [20] Rami Ben Gadri et al. Sterilization and plasma processing of room temperature surfaces with a one atmosphere uniform glow discharge plasma (oaugdp). *Surface and Coatings Technology*, 131(1):528-541, 2000.
- [21] Michael A Lieberman and Allan J Lichtenberg. *Principles of plasma discharges and materials processing*. *MRS Bulletin*, 30:899-901, 1994.
- [22] E. Marode. the mechanism of spark breakdown in air at atmospheric pressure between point and plane. i. experimental : Nature of streamer trake. *journal of applied physics*, vol 46 N 05:2005, 1975.
- [23] RS Sigmond. The residual streamer channel: Return strokes and secondary streamers. *Journal of applied physics*, 56(5):1355-1370, 1984.
- [24] J.P. BOEUF. *Plasmas froids Généralités, caractérisation, applications*, Toulouse, 2010.
- [25] J.P. BOEUF. *Plasmas froids et applications cours ENTA ENSEEIHT master GE. GREPHE LAPLACE CNRS Université Paul Sabatier INP Toulouse*, 2010.
- [26] Maher I Boulos, Pierre Fauchais, and Emil Pfender. *Thermal plasmas, volume 1*. Springer Science & Business Media, 1994.
- [27] YC Lee, YP Chyou, and E Pfender. Particle dynamics and particle heat and mass transfer in thermal plasmas. part ii. particle heat and mass transfer in thermal plasmas. *Plasma chemistry and plasma processing*, 5(4):391-414, 1985.
- [28] W Ebeling. *Thermal plasmas. fundamentals and applications*. *Zeitschrift für Physikalische Chemie*, 190(Part 1), 1995.

- [29] H Conrads and M Schmidt. Plasma generation and plasma sources. *Plasma Sources Science and Technology*, 9(4):441, 2000.
- [30] Kurt H Becker, U Kogelschatz, KH Schoenbach, and RJ Barker. *Non-equilibrium air plasmas at atmospheric pressure*. CRC press, 2004.
- [31] Daill Guillaume Fournaud Benot. *Décharge couronne, applications et modélisation. énergétique Industrielle, projet utilisation rationnelle de l'énergie*, université de Poitier, 2004/2005.
- [32] G Nersisyan and W G Graham. Characterization of a dielectric barrier discharge operating in an open reactor with owing helium. *PLASMA SOURCES SCIENCE AND TECHNOLOGY*, 13:582-587, 2004.
- [33] K.G. Donohoe. California institute of technology, pasadena,. PhD Thesis, CA (1976).
- [34] U Kogelschatz and B Eliasson. Fundamentals and applications of dielectric barrier discharges. In *HAKONE VII Int. Symp. On High Pressure Low Temperature Plasma Chemistry*, Greifswald, 2000.
- [35] Christian Sarra-Bournet. *Design et réalisation d'un réacteur plasma à pression atmosphérique pour des traitements de surfaces dans le domaine des biomatériaux*. PhD thesis, Université Laval, 2007.
- [36] Nils Brenning, I Axnas, J Olof Nilsson, and Jan E Eninger. High-pressure pulsed avalanche discharges: formulas for required preionization density and rate for homogeneity. *Plasma Science, IEEE Transactions on*, 25(1):83-88, 1997.
- [37] J Tepper, M Lindmayer, and J Salge. Pulsed uniform barrier discharges at atmospheric pressure. *HAKONE VI contr. papers*, page 123, 1998.
- [38] F Massines and G Gouda. A comparison of polypropylene-surface treatment by filamentary, homogeneous and glow discharges in helium at atmospheric pressure. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 31(24):3411, 1998.
- [39] O Eichwald, O Ducasse, D Dubois, A Abahazem, N Merbahi, M Benhenni, and M Yousfi. Experimental analysis and modelling of positive streamer in air: towards an estimation of o and n radical production. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 41(23):234002, 2008.
- [40] YS Mok and SW Ham. Conversion of NO to NO₂ in air by a pulsed corona discharge process. *Chemical engineering science*, 53(9):1667-1678, 1998.
- [41] M. Pascal ORTEGA. *De la décharge de laboratoire à la décharge atmosphérique*. Punaauia UNIVERSITE DE LA POLYNESIE FRANNAISE, 2007.

- [42] E. Pfender. Thermal plasma technology: Where do we stand and where are we going? *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 19(1):1-31, 1999.
- [43] Ionut Enache. Etude expérimentale et modélisation du transfert de matière dans des décharges de Townsend à pression atmosphérique en mélange HMDSO-N₂O-N₂ et SiH₄-N₂O-N₂. PhD thesis, Université de Toulouse, Université Toulouse III-Paul Sabatier, 2007.
- [44] N St J Braithwaite. Introduction to gas discharges. *Plasma sources science and technology*, 9(4):517, 2000.
- [45] Leonard B Loeb and John M Meek. The mechanism of spark discharge in air at atmospheric pressure. i. *Journal of Applied Physics*, 11(6):438-447, 1940.
- [46] Mohamed Meziane. Modélisation 2D et 3D d'un écoulement gazeux in-stationnaire activé par décharges couronne dans un réacteur multi-pointes plan dédié à la décontamination des gaz. PhD thesis, Université de Toulouse, Université Toulouse III-Paul Sabatier, 2011.
- [47] Raouti, D., Flazi, S., et Benyoucef, D. (2014). Electrical Modelling of a Positive Point to Plane Corona Discharge at Atmospheric Pressure. *Contributions to Plasma Physics*, 54, 851-858.
- [48] O Eichwald, O Ducasse, D Dubois, A Abahazem, N Merbahi, M Benhenni, and M Yousfi. Experimental analysis and modelling of positivestreamer in air: towards an estimation of o and n radical production. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 41(23):234002, 2008.
- [49] D. Dubois O. Eichwald N. Merbahia, A. Abahazem and M. Yousfi. Optical and electrical analyses of dc positive corona discharge in N₂/O₂/CO₂ gas mixtures. *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, 42, :5561, (2008).
- [50] M Meziane, O Eichwald, JP Sarrette, O Ducasse, and M Yousfi. 2d simulation of active species and ozone production in a multi-tip dc air corona discharge. *The European Physical Journal Applied Physics*, 56(02):24005, 2011.
- [51] Olivier Ducasse, Liberis Papageorghiou, Olivier Eichwald, Nicolas Spyrou, and Mohammed Yousfi. Critical analysis on two-dimensional point-to-plane streamer simulations using the finite element and finite volume methods. *Plasma Science, IEEE Transactions on*, 35(5):1287-1300, 2007.
- [52] N Merbahi, A Abahazem, D Dubois, O Eichwald, and M Yousfi. Optical and electrical analyses of dc positive corona discharge in N₂/N₂/CO₂ gas mixtures. *European physical journal. Applied physics*, 42(1):55, 2008.
- [53] D. Landau loan, Identification des systèmes, HERME Editions collection pédagogique d'automatique ISBN 2-86601-683-1 S. (1998)

- [54] Lennart LJUNG « *Systems identification – Theory for user* » PTR Prentice Hall, Upper Saddle River, NJ 1999
- [55] Identification de modèles paramétriques à temps continu. Méthodes, outil logiciel et avantages. In Journées Identification et Modélisation Expérimentale (JIME'2006), page CDROM. -, 2006.
- [56] Ph Béquin, V Montembault, and Ph Herzog. Modelling of negative point-to-plane corona loudspeaker. *The European Physical Journal Applied Physics*, 15(01):57-67, 2001.
- [57] YS Mok, SW Ham, and IS Nam. Evaluation of energy utilization efficiencies for SO₂ and NO removal by pulsed corona discharge process. *Plasma chemistry and plasma processing*, 18(4):535-550, 1998.
- [58] Shuhai Liu and Manfred Neiger. Electrical modelling of homogeneous dielectric barrier discharges under an arbitrary excitation voltage. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 36(24):3144, 2003.
- [59] YS Mok. Efficient energy delivery condition from pulse generation circuit to corona discharge reactor. *Plasma chemistry and plasma processing*, 20(3):353-364, 2000.
- [60] Giorgio Dinelli, Luigi Civitano, and Massimo Rea. Industrial experiments on pulse corona simultaneous removal of NO_x and SO₂ from flue gas. In *Industry Applications Society Annual Meeting, 1988., Conference Record of the 1988 IEEE*, pages 1620-1627. IEEE, 1988.
- [61] Zhi Fang, Shengchang Ji, Jun Pan, Tao Shao, and Cheng Zhang. Electrical model and experimental analysis of the atmospheric-pressure homogeneous dielectric barrier discharge in He. *Plasma Science, IEEE Transactions on*, 40(3):883-891, 2012.
- [62] G Nersisyan and WG Graham. Characterization of a dielectric barrier discharge operating in an open reactor with flowing helium. *Plasma Sources Science and Technology*, 13(4):582, 2004.
- [63] R Valdivia-Barrientos, J Pacheco-Sotelo, MPacheco-Pacheco, JS Benitez Read, and R Lopez-Callejas. Analysis and electrical modelling of a cylindrical dbd configuration at different operating frequencies. *Plasma sources science and technology*, 15(2):237, 2006.
- [64] R Korzekwa, L Rosocha, and M Grothaus. Analysis of a pulsed corona circuit. In *Pulsed Power Conference, 1999. Digest of Technical Papers. 12th IEEE International*, volume 1, pages 519-522. IEEE, 1999.
- [65] M Yousfi, O Eichwald, N Merbahi, and N Jomaa. Analysis of ionization wave dynamics in low-temperature plasma jets from fluid modeling supported by experimental investigations. *Plasma Sources Science and Technology*, 21(4):045003, 2012.

- [67] UN Pal, AK Sharma, JS Soni, Sonu Kr, H Khatun, M Kumar, BL Meena, MS Tyagi, BJ Lee, M Iberler, et al. Electrical modelling approach for discharge analysis of a coaxial dbd tube filled with argon. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 42(4):045213, 2009.
- [68] Louis L Scharf. *Statistical signal processing*, volume 98. Addison-Wesley Reading, MA, 1991.
- [69] Jacques Richalet, A Rault, JL Testud, and J Papon. Model predicttive heuristic control: Applications to industrial processes. *Automatica*, 14(5):413-428, 1978.
- [70] Rolf Isermann and Peter Balle. Trends in the application of model-based fault detection and diagnosis of technical processes. *Control engineering practice*, 5(5):709-719, 1997.
- [71] Jean-Fran_cois Cardoso. High-order contrasts for independent component analysis. *Neural computation*, 11(1):157-192, 1999.
- [72] Mario Forni, Marc Hallin, Marco Lippi, and Lucrezia Reichlin. The generalized dynamic-factor model: Identi_cation and estimation. *Review of Economics and statistics*, 82(4):540-554, 2000.
- [73] Mohammed Amine Hadj Abdelkader. *Interfaces haptiques en taches de contrôle pour personnes handicapés moteurs*. PhD thesis, 2011.
- [74] JohnMCioffi and Thomas Kailath. Fast, recursive-least-squares transversal filters for adaptive filtering. *Acoustics, Speech and Signal Processing, IEEE Transactions on*, 32(2):304-337, 1984.
- [75] Ioan Doré Landau. *Commande des systèmes: conception, identification et mise en œuvre*. Hermès Science, 2002.
- [76] Yves DELANNE. *Application des méthodes de traitement du signal et d'identification aux études sur l'interaction véhicule/pneumatique/chaussée*, 2004.
- [77] Charles G Miller and Leonard B Loeb. Spark breakdown at atmospheric pressure and above in relation to paschen's law. *Physical Review*, 73(1):84, 1948.
- [78] JM Meek. A theory of spark discharge. *Physical Review*, 57(8):722, 1940.
- [79] JH Mason. Discharges. *Electrical Insulation, IEEE Transactions on*, (4):211-238, 1978.
- [80] Charles G Miller and Leonard B Loeb. Spark breakdown at atmospheric pressure and above in relation to paschen's law. *Physical Review*, 73(1):84, 1948.

Résumé :

L'objectif principal de cette thèse intitulé « Contribution à l'étude de la dépollution des gaz toxiques par décharge électrique » est de trouver un modèle électrique équivalent d'une décharge électrique pointe plan créée sous une alimentation continue positive à l'air sec sous une pression atmosphérique et à température ambiante. Ce modèle présente le comportement électrique de la décharge par un circuit électrique comportant une résistance variable en série avec une capacité elle aussi variable.

L'obtention du modèle se base sur l'aspect physique décrivant ce type de décharge d'un côté et un aspect expérimental décrivant quantitativement et morphologiquement cette décharge en d'autre côté. L'estimation des paramètres du modèle équivalent est obtenue grâce à la méthode d'identification paramétrique utilisant l'algorithme de moindres carrés récursif « MCR ». Une validation objective a examiné premièrement, la cohérence entre la physique de la décharge et les résultats issus du modèle équivalent et deuxièmement l'agrément entre les résultats expérimentaux et ceux obtenus par le modèle.

Une étude paramétrique consacrée à l'évaluation des effets des deux paramètres opératoires (tension appliquée et distance inter-électrodes), sur les paramètres électriques du modèle électrique équivalent (résistance et capacité, variables) est réalisé à travers le modèle proposé. Cette étude montre que l'effet des différents facteurs sur le comportement électrique de la décharge est généralement traduit par une action d'un champ électrique réduit E/N appliqué et/ou local.

Mots clés :

Dépollution des gaz toxiques ; décharge couronne pointe-plan positive ; Modèle électrique équivalent ; Comportement électrique ; Méthode d'identification paramétrique ; Algorithme de moindres carrés récursif « MCR » ; Champ électrique réduit E/N appliqué et/ou local.