



Modélisation de la décharge positive dans les grands intervalles d'air

Issouf Fofana

► To cite this version:

Issouf Fofana. Modélisation de la décharge positive dans les grands intervalles d'air. Energie électrique. Ecole Centrale de Lyon, 1996. Français. NNT : . tel-00143944v1

HAL Id: tel-00143944

<https://theses.hal.science/tel-00143944v1>

Submitted on 28 Apr 2007 (v1), last revised 2 May 2007 (v2)

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE

Présentée devant

L'ECOLE CENTRALE DE LYON

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR

(Arrêté du 30/03/1992)

Spécialité: Génie Electrique

Préparée au sein de

L'ECOLE DOCTORALE

ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE

DE LYON

par

Issouf FOFANA

**MODELISATION DE LA DECHARGE
POSITIVE DANS LES GRANDS
INTERVALLES D'AIR**

Soutenue le 19 novembre 1996 devant la commission d'examen :

MM.

Ph. AURIOL	Professeur - Ecole Centrale de Lyon	Président
G. BERGER	Chargé de recherche - Supélec	Examineur
A. BEROUAL	Maître de Conférences - Ecole Centrale de Lyon	Examineur
P. DOMENS	Professeur - Université de Pau et des Pays de l'Adour	Rapporteur
M. IANOZ	Professeur - Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne	Rapporteur
P. LAROCHE	Ingénieur-Chef de Division - ONERA	Examineur

REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé au Centre de Génie Electrique de Lyon (CEGELY) sous la direction de Monsieur A. Béréal. Qu'il trouve ici l'expression de ma très sincère reconnaissance pour sa très grande disponibilité, son humanisme et pour le soin apporté à la direction scientifique de ces recherches.

J'adresse mes sincères remerciements à :

Monsieur le professeur A. Nicolas, Directeur du CEGELY qui a bien voulu m'accueillir dans ce laboratoire.

Monsieur le professeur Ph. Auriol, Responsable de la formation doctorale qui m'a accueilli dans son équipe et pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant d'être président du jury.

Monsieur M. Ianoz, professeur à L'ECOLE POLYTECHNIQUE FEDERALE DE LAUSANNE, pour l'intérêt qu'il a manifesté en honorant le jury de sa présence et en acceptant d'être un des rapporteurs.

Monsieur le Professeur P. Domens de L'UNIVERSITE DE PAU ET DES PAYS DE L'ADOUR pour d'une part l'honneur qu'il me fait d'accepter la tâche de rapporteur et d'autre part pour les fructueuses discussions que j'ai eu avec lui lors de mon séjour en 1994 à Pau.

Monsieur P. Laroche, ingénieur-chef de la division environnement atmosphérique à l'ONERA, pour avoir examiné la thèse et accepté de faire partie du jury.

Monsieur G. Berger, chargé de recherche à SUPELEC, pour l'intérêt manifesté à l'égard de ce travail, et pour l'honneur qu'il me fait en acceptant d'être l'un des membres du jury de thèse.

Je tiens aussi à remercier

Tout le personnel du laboratoire d'électrotechnique du CEGELY qui de loin ou de près ont contribué à la réalisation de ce travail. Je n'oublierai pas de mentionner tous mes collègues chercheurs, avec lesquels ce fut toujours très agréable de travailler et surtout pour la bonne ambiance tout au long de mon séjour et les discussions scientifiques souvent intéressantes concernant des domaines de recherches variés.

Ma famille et de mes amis pour leur soutien morale. Qu'ils trouvent ici l'expression de mon respect et de ma sincère gratitude.

Je remercie enfin mon épouse Lucia, pour son inconditionnel soutien tout au long de mon séjour en France.

Cette thèse est humblement dédiée à ma famille et à mon épouse Lucia

RESUME

Ce travail présente un modèle de décharge autonome permettant de prédire le comportement d'un intervalle d'air soumis à une tension donnée (biexponentielle pure ou oscillante). Ce modèle est basé sur un schéma électrique équivalent, ses paramètres variant avec le temps en fonction des caractéristiques du canal et de la géométrie de la décharge. La propagation du leader est basée sur un critère lié au calcul du champ à sa tête et où le caractère aléatoire du trajet de la décharge est pris en compte.

Le modèle permet de déterminer l'évolution des courants (leader et arc en retour), la charge correspondante, le gradient de potentiel dans le canal, une trajectoire plausible de la décharge, sa vitesse instantanée, l'évolution temporelle de son canal thermique, la puissance et l'énergie injectée dans l'intervalle, l'instant et la tension d'amorçage. Aussi, pour une configuration donnée, ce modèle constitue un outil pour la détermination de la tension U_{50} (tension à 50 % d'amorçage). Il permet également de simuler le convertisseur d'image en mode balayage ou image par image. Les résultats issus du modèle élaboré sont en bon accord avec ceux obtenus expérimentalement.

Sur la base de la grande similarité, grande étincelle - décharge atmosphérique, un modèle de foudre positif a été élaboré. Les caractéristiques obtenus à partir du modèle sont aussi conformes à ces mesures effectuées lors des décharges naturelles. L'environnement électromagnétique associé au précurseur de foudre a été ensuite caractérisé. Les caractéristiques obtenues à partir du modèle sont aussi conformes aux mesures effectuées lors des décharges naturelles.

ABSTRACT

This work presents an autonomous discharge model allowing to predict the dielectric strength of air gaps submitted to a given voltage shape (pure or oscillating). This model is based on an equivalent electrical network, the parameters of which varying with time according to the channel characteristics and the discharge geometry. The leader propagation is based on a criteria linked to the calculation of the field on its tip and where the random path of the discharge is taken into account.

The model allows to determine the currents evolution (leader and arc), the corresponding charge, the potential gradient in the channel, a plausible trajectory of the discharge, its instantaneous velocity, the temporal evolution of its thermal channel, the power and energy injected in the gap, breakdown voltage or time to breakdown. Moreover, for a given configuration, this model constitute a tool for the determination of the U_{50} voltage (voltage at 50 % breakdown). It also allows to simulate the image converter working frame or streak mode. The results issued of the elaborated model are in good agreement with those obtained experimentally.

On the basis of great similarities laboratory sparks - atmospheric discharges, a positive lightning model has been elaborated. The electromagnetic environment associated to the leader has been also characterised. The results obtained by the model are also conform to those measured during natural lightning.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE	8
-----------------------	---

CHAPITRE I : GENERALITES SUR LA DECHARGE POSITIVE DANS LES GRANDS

INTERVALLES D'AIR

Introduction	11
I- Description générale de la décharge	11
I-1 Première étape : initiation de l'avalanche primaire	12
I-2 Deuxième étape : Avalanche secondaires et première couronne	13
I-3 Troisième étape : La période sombre	14
I-4 Quatrième étape : Le leader	15
I-5 Cinquième étape : Le saut final	18
II- Modèles existants	20
II-1 Première couronne	20
II-1-1 Modèles du seuil d'apparition	20
II-1-2 Modèles de dispersion	22
II-1-3 Modèles de propagation	23
II-1-3-1 Modèle de Dawson et Winn	23
II-1-3-2 Modèle de Gallimberti	25
II-2 Le leader	28
II-2-1 Formation et propagation du leader	28
II-2-2 Modèles du canal du leader	29
II-2-2-1 Modèle de l'ETL	29
II-2-2-2 Modèle hors ETL	31
II-3 Modèles globaux	35
II-3-1 Modèle de Hutzler	36
II-3-2 Modèle d'Ortuga	39

Conclusion	44
------------	----

CHAPITRE II : MODELISATION DE LA DECHARGE POSITIVE

Introduction	46
I- Structure générale	47
II- Paramètres caractéristiques de la décharge	48
II-1 Nature du gaz	49
II-2 Géométrie de l'intervalle	49
II-3 Contrainte de tension	50
III- Caractérisation de la propagation de la décharge	55
III-1 Initiation de la première couronne	55
III-2 Développement spatio-temporelle du leader	56
III-2-1 Critère de propagation du leader	56
III-2-2 Conductivité du canal	58
III-2-3 Dilatation du canal	58
III-2-4 Gradient dans le canal	58
III-2-5 Vitesse de propagation du leader	59
III-2-5-1 L'énergie cinétique	59
III-2-5-2 La vitesse moyenne du leader	60
III-2-5-3 La masse volumique du canal	62
III-2-5-4 La fraction d'énergie cinétique	63
III-2-5-5 La vitesse instantanée du leader	64
III-3 Dispersion	66
III-4 La couronne du leader	67
III-5 Le saut final	68
III-6 L'arc en retour	68
IV- Base du modèle	69

V- Les paramètres du circuit équivalent	70
V-1 La résistance	70
V-1-1 La couronne	71
V-1-2 Le canal	71
V-2 L'inductance	73
V-2-1 Inductance due à l'énergie électromagnétique dans le canal	74
V-2-2 Inductance due au rayonnement du courant d'arc	75
V-3 La capacité	77
V-3-1 La couronne du leader	77
V-3-2 L'intervalle non franchi	
78	
Conclusion.	80

CHAPITRE III : EXPLOITATION NUMERIQUE

Introduction	83
I- Simulation d'une expérience de laboratoire	
84	
I-1 Cas d'une onde pure	84
I-2 Cas d'une onde oscillante	91
II- Simulations pour différentes configurations (résultats globaux)	96
III- Calcul de la tension U_{50} pour différentes configurations	98
Conclusion	102

CHAPITRE IV : CAS DES TRES GRANDS INTERVALLES D'AIR : LA FOUDRE **POSITIVE**

Introduction	105
I- Electricité atmosphérique	105

I-1 Le condensateur terrestre	105
I-2 L'orage comme générateur de charge du condensateur terrestre	106
II- Les décharges atmosphériques	106
II-1 Décharges nuage-sol	106
II-2 Décharges intra nuages	107
II-3 Décharges entre nuages	107
II-4 Foudre en boule	107
II-5 Autres formes	109
III- Décharge nuage sol	109
III-1 Formations des nuages	110
III-2 Mécanisme de séparation des charges à l'intérieur du nuage	110
III-3 Différentes étapes d'une décharge nuage sol	111
III-3-1 La décharge préliminaire	111
III-3-2 Le traceur par bond	112
III-3-3 L'arc en retour	112
III-3-4 Le traceur continu	113
III-3-5 L'arc en retour subséquent	114
IV- Comparaison grandes étincelles - décharges nuage sol	114
V- Modélisation	115
VI- Résultats de simulation	117
VI-1 Exemple 1	117
VI-2 Exemple 2	122
Conclusion	127

CHAPITRE V : APPLICATION A LA COMPATIBILITE ELECTROMAGNETIQUE

Introduction.	129
I- Champ électrique associé au leader	

II- Champ magnétique associé au leader	132
III- Quelques résultats de simulation	133
III-1 Exemple 1	133
III-2 Exemple 2	135
Conclusion	136
CONCLUSION GENERALE	137
ANNEXES	140
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	159

INTRODUCTION GENERALE

La tenue diélectrique des grands intervalles d'air reste encore un sujet d'étude inépuisé. Ainsi, la connaissance des phénomènes physiques intervenant pendant la décharge dans les grands intervalles d'air et des paramètres caractérisant cette décharge sont nécessaires pour résoudre une variété de problèmes industriels.

L'étude de la décharge électrique dans les grands intervalles d'air présente un intérêt tant du point de vue physique (physique atmosphérique, physique des plasmas,...) que du point de vue industriel (isolement et protections des réseaux haute tension). Elle permet également une meilleure connaissance de la foudre et donc de mieux expliquer les mécanismes d'impact sur les structures des lignes et des postes.

Malgré une quantité impressionnante de résultats ayant nécessité des investissements et un temps considérables, les techniques actuelles présentent encore certains handicaps pour être appliquées à tout nouveau cas qui se présente. Cet état de fait résulte bien évidemment de l'insuffisance des connaissances théoriques concernant des phénomènes complexes tels que l'ionisation, la formation et le développement des décharges qui se produisent dans l'air (ou dans d'autres fluides). Aussi, l'élaboration des lois de prédétermination générales nécessite une meilleure compréhension des phénomènes en jeu, et l'amélioration de ces connaissances passe obligatoirement par l'étude de la physique de la décharge.

La formation et la propagation du leader positif dans les champs non uniformes a fait l'objet de plusieurs travaux tant expérimentaux que théoriques [1-9]. Cette configuration constitue du point de vue tenue diélectrique, la contrainte la plus sévère pour un intervalle d'air.

Différents modèles ont été proposés pour la description des mécanismes de la décharge. Ces modèles sont principalement qualitatifs et ne concernent que des phases singulières de la décharge. Ceux-ci sont soit purement empirique, semi-empirique, semi-physique ou purement physique [10]. La difficulté pour l'établissement d'un modèle réside dans la complexité des phénomènes intervenant pendant la décharge.

Le but des recherches est l'obtention d'un modèle de claquage qui inclurait tous les paramètres mis en jeu, c'est à dire la géométrie de l'espace diélectrique, la forme de l'onde de tension

Introduction

On pourrait croire que les phénomènes d'amorçage dans l'air sont connus depuis longtemps, car certains mécanismes élémentaires tels que l'ionisation par collision, photo ionisation, mobilité ionique,... sont maintenant assez bien compris. Mais en réalité, dans une décharge disruptive, tous ces mécanismes élémentaires se combinent de façon extrêmement complexe. Seuls de puissants moyens d'investigation (mesure optique, électrique,...) dont la mise en oeuvre est toute récente [1-3, 7-9, 16-18], ont permis de mieux appréhender le phénomène de décharge.

La décharge positive présente un grand intérêt dans la mesure où elle constitue la contrainte la plus sévère pour un intervalle du point de vue isolation [1, 2, 4-5, 7]. Les décharges négatives sont en effet de structure très complexe. Il faut pratiquement une tension deux à trois fois plus forte que dans le cas de la décharge positive pour obtenir l'amorçage en toutes choses égales par ailleurs [1, 2, 4-5, 7].

Dans ce qui suit, on s'efforcera de faire le point des connaissances acquises à ce jour sur la décharge positive dans les grands intervalles d'air en restant toutefois sur l'aspect essentiellement descriptif. Des descriptions plus succinctes des phénomènes intervenant au cours d'une décharge sont présentées dans [3-6].

I- DESCRIPTION GENERALE DE LA DECHARGE

L'amorçage d'un intervalle d'air soumis à une tension impulsionnelle n'est pas un phénomène instantané. La figure I-1 schématise les phénomènes successifs que l'on peut observer au moyen d'un convertisseur d'images fonctionnant en mode balayage. Un convertisseur d'images est un appareil photographique électronique. Il permet, dans le fonctionnement en balayage, de déplacer l'image sur le film dans une direction donnée à une vitesse constante comme le ferait un oscillographe cathodique [7, 15].

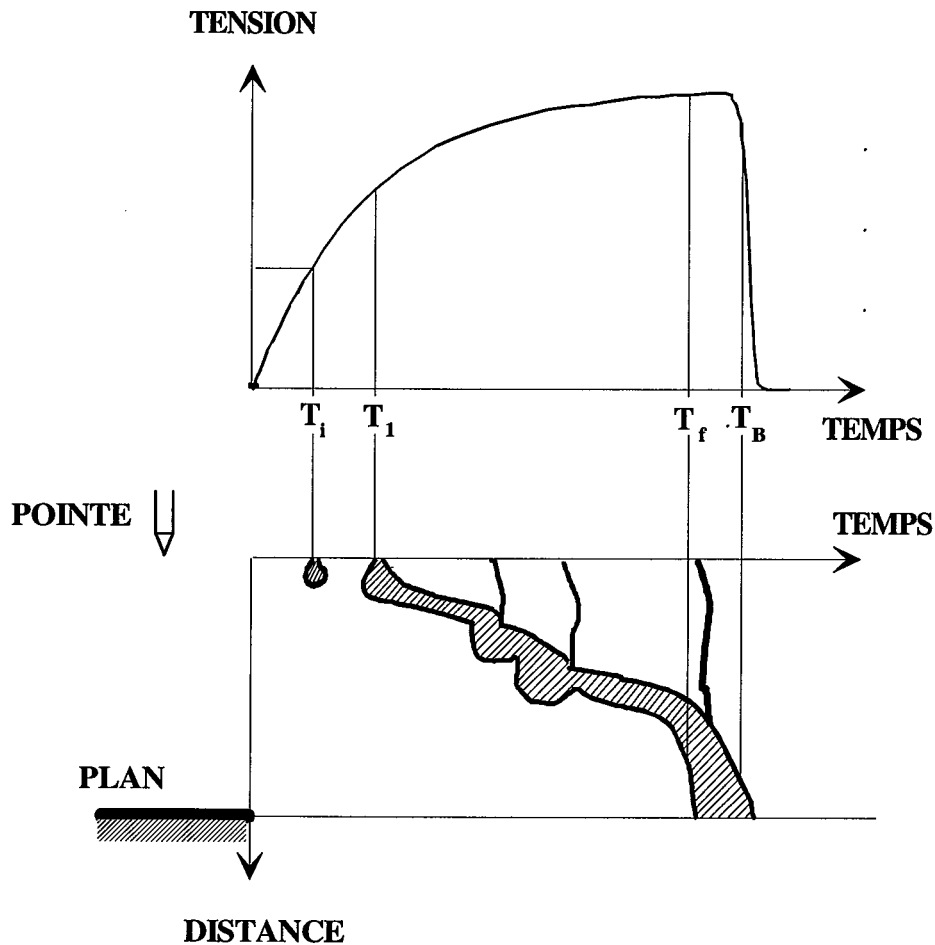


Figure I-1 Schéma montrant les phénomènes successifs observés à l'aide d'un convertisseur d'images fonctionnant en balayage lorsqu'un intervalle pointe - plan est soumis à un choc de manoeuvre de polarité positive [22].

I-1 Première étape: Initiation de l'avalanche primaire

Il existe toujours dans l'air un certain nombre de paires ions positifs - électrons libres créées par des radiations cosmiques ou par la radioactivité naturelle. On peut noter qu'à la surface du sol, ces radiations naturelles libèrent en moyenne 7 à 20 électrons par cm^3 et par seconde [5]. Lorsqu'un de ces électrons appelé "électron germe" à proximité d'une électrode haute tension est soumis à un champ électrique, il est accéléré, et si le champ est assez intense (supérieure à un champ seuil E_0), l'énergie qu'il acquiert devient suffisante pour provoquer l'ionisation des molécules neutres qu'il heurte (ionisation par choc). E_0 est défini comme la

valeur du champ électrique à partir de laquelle la probabilité d'ionisation d'une molécule par un électron libre est supérieure à celle de l'attachement. Dans l'air sec et dans les conditions de référence, on admet que $E_0=24$ kV/cm [7]. Il se crée alors de nouveaux électrons libres, lesquels soumis au même champ vont également ioniser des molécules et ainsi de suite. Le processus prend une allure d'avalanche qui se développe depuis la position de l'électron germe vers l'anode, comme un nuage d'électrons laissant derrière lui des ions positifs quasi-stationnaires, la mobilité des électrons étant environ cent fois supérieure à celle des ions [5].

La charge d'espace à forte densité ainsi créée perturbe localement le champ électrique appliqué. Elle entraîne une diminution du champ au niveau de la pointe et une augmentation du champ au niveau du plan.

La taille critique de l'avalanche est ici la condition de propagation du streamer : elle est de l'ordre de 10^8 ou 10^{10} électrons selon le critère de Raether [5].

I-2 Deuxième étape: Avalanches secondaires et première couronne

La tête de l'avalanche primaire devient ainsi le siège d'une importante émission de photons ; l'avalanche primaire atteint l'anode. Les photons sont absorbés par le gaz environnant ; la lumière émise se situe dans l'ultraviolet [7, 16]. En particulier, les molécules d'azote excitées peuvent émettre des photons avec une énergie supérieure à 13 eV susceptible d'ioniser les molécules d'oxygène dont le potentiel d'ionisation n'est que de 12,2 eV [5]. Si l'électron ainsi produit est situé au voisinage de l'avalanche primaire, il va créer une nouvelle avalanche selon le même mécanisme de multiplication électronique que précédemment.

D'autres avalanches se forment suivant le même principe, mais elles sont maintenant dirigées vers la queue de l'avalanche primaire où la présence des ions positifs modifie localement le champ électrique. Ce processus donne naissance à une "chevelure" de filaments lumineux de forme conique s'échappant de la pointe de l'électrode et que l'on appelle "filaments couronne" ou "streamers". C'est la première manifestation lumineuse visible près de l'électrode H. T. peu après le début du choc (instant T_1 défini à la figure I-1.

Ce type de décharge est communément appelé "décharges froides" ; la durée de vie de la première couronne (first corona) qui est de 300 à 400 ns [16] est trop courte pour entraîner un échauffement du gaz. La seule zone susceptible de subir un échauffement conséquent est le sommet du cône formé par la première couronne.

Pour une structure homogène (système d'électrodes plan - plan, le champ électrique appliqué est constant et les streamers se propagent jusqu'à la cathode en suivant les lignes de champ.

En champ divergent, la décharge se développe dans des régions où le champ électrique appliqué (champ géométrique) est de plus en plus faible. En effet, le branchement des filaments provoque une diminution de la charge d'espace véhiculée par les streamers. Les effets conjugués de cette diminution et celle du champ électrique géométrique ne permettent pas aux streamers de se développer jusqu'au plan. Toutefois, lorsque la tension appliquée est très élevée (U_{cr} très élevée et T_{cr} très petit, U_{cr} et T_{cr} étant respectivement la tension et le temps crête) ou dans le cas d'intervalles réduits, les streamers de la première couronne peuvent atteindre le plan. Mais malgré cela, la rupture nécessite, quelle que soit la distance inter électrodes, la formation d'un filament conducteur joignant les deux électrodes [7] : le leader.

I-3 Troisième étape: La période sombre

Le premier effet de couronne peut être suivi (dans le cas d'un champ électrique divergent), d'une ou plusieurs périodes entre lesquelles s'intercalent d'autres effets de couronnes et pendant lesquels aucune activité ionisante ne peut être décelée. C'est la période sombre. Il semble que l'existence et la durée de cette période sombre dépendent de la courbure de la pointe, le phénomène paraissant d'autant plus marqué que le rayon diminue [3, 16].

En fait, l'absence ou la répétition de cette phase dépend des valeurs relatives du champ géométrique et du champ de charge d'espace créée par une couronne. En effet, cette dernière tend à étouffer le phénomène alors que le champ géométrique qui augmente à géométrie donnée, plus ou moins rapidement en fonction de la forme d'onde, en est l'élément moteur.

I-4 Quatrième étape : Le leader

a) Formation

Tant que la tension appliquée reste croissante, les avalanches secondaires s'intensifient. Il existe donc, au voisinage de la pointe une zone où la densité des streamers est très élevée. Or, pendant la phase de croissance de la couronne, cette zone est traversée par un nombre important d'électrons collectés à la pointe (anode). Bien que chaque streamer pris individuellement soit froid et "peu conducteur", leur concentration, ou plutôt la concentration des filaments de streamers par où transitent les électrons, conduit à un échauffement local du gaz. Cette augmentation de la température provoque le détachement des électrons (fixés en ions négatifs) et/ou la diminution des processus d'attachement. Il en résulte une augmentation de la conductivité. D'après Gallimberti, cette augmentation résulte d'un passage d'un milieu attachant à un milieu non attachant [6, 19].

Ce phénomène est très important car il implique une modification locale de la structure du gaz qui va conditionner la suite de la décharge.

Si l'intensité et la durée de la couronne sont suffisantes, cette zone atteint à l'instant T_1 (voir figure I-1), des propriétés physiques - non quantifiées actuellement - telles que l'on parle alors de "stem" d'anode. C'est ce stem qui donne naissance à (ou est déjà) un leader. Il contient peu d'ions négatifs et constitue un plasma d'électrons et d'ions positifs hors équilibre thermodynamique local où selon Gallimberti [3, 6, 19], l'énergie est transférée du champ électrique au gaz par les collisions électrons - molécules.

b) Développement

Le potentiel de pointe est reporté en majeure partie à l'extrémité du stem d'anode d'où pourront partir de nouvelles couronnes. Ces couronnes présentent globalement les mêmes caractéristiques que la première couronne, mais elles évoluent dans des milieux pré-ionisés. Les ions négatifs créés par les couronnes précédentes facilitent la production d'électrons

germe et diminuent le temps de retard statistique (temps de nature aléatoire, nécessaire à l'apparition des premiers phénomènes de la décharge) [7]. Elles sont moins ramifiées que la première couronne mais les spectres rayonnés sont semblables (ultraviolet).

Par contre, le spectre de la tête du leader se situe plutôt dans l'infrarouge parce que cette décharge est dans un premier niveau de thermalisation ($T > 1500$ °K). Nous voyons donc que le leader et sa tête sont de structures physiques très différentes de celle des streamers. Des techniques de mesures basées soit sur la spectroscopie infrarouge, soit sur des paramètres sensibles aux différences de températures sont mises en oeuvre pour étudier le leader. Deux enregistrements pris au convertisseur d'image [7], l'un en mode "streak" (figure I-2a), l'autre en mode "frame" (figure I-2b), donnent un aperçu qualitatif de la décharge.

On note une certaine tortuosité du leader. En effet, la charge d'espace positive laissée par les couronnes de leader a de plus un effet antagoniste sur le développement du canal de leader. Dans la zone située entre l'extrémité des couronnes et le leader, le champ de charge d'espace s'oppose au champ appliqué. Cette compétition est un caractère fondamental de la décharge. Chaque nouvelle couronne évite l'empreinte laissée par la précédente afin de se propager dans des conditions optimales. On le remarquera très nettement sur les trois premiers clichés de la figure I-2b. La figure I-3, empruntée à Aleksandrov [20], schématise ce phénomène ; l'effet de couronne suivant ne peut pas se développer dans la même direction que le précédent.

Le nouveau stem constitué en tête du leader contribue à son allongement. Le flux d'électrons résultant du dernier effet de couronne contribue à l'entretien de la température et de la conductivité de celui-ci. On observe alors une réillumination du leader, d'autant plus marquée que le flux d'électrons est important, c'est à dire que l'effet de couronne, qui en est la cause, est plus développé.

Le développement du leader est continu en fonction du taux de croissance de la tension $U_c(t)$ appliquée. Chaque pas élémentaire est consécutif à un effet de couronne se produisant à l'extrémité du leader ; la fréquence de répétition de ces pas élémentaires s'exprime en fonction du champ local. Les couronnes importantes qui apparaissent, produisent une vive réillumination du canal de leader. Ces réilluminations (restrikes) sont caractéristiques des ondes lentes.



Figure I-2b : développement d'une décharge positive enregistrée en mode balayage (streak) à l'aide d'un convertisseur d'image [16].



Figure I-2a : développement d'une décharge positive enregistrée en mode image par image (frame) à l'aide d'un convertisseur d'image [16].

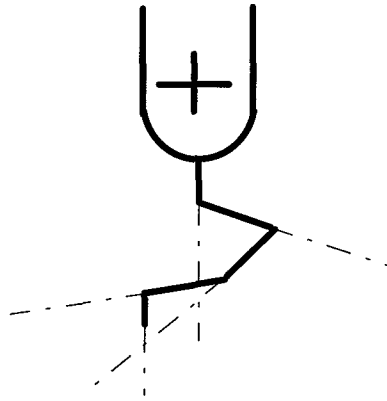


Figure I-3 Schéma de développement du leader d'après Aleksandrov [20].

Seuls les axes des effets de couronne successifs sont indiqués.

L'apparition de nouveaux effets de couronnes contribue à l'allongement du leader, c'est à dire à la création d'un canal chaud et conducteur qui s'étend dans l'intervalle en direction de la cathode avec une vitesse de l'ordre de 2 cm/ μ s [1-6]. Le système streamer - leader, pendant la phase de sa propagation continue à travers l'intervalle, peut être représenté par le schéma de la figure I-4 empruntée à Gallimberti [19]. Le diamètre de la partie conductrice du leader est compris entre 0.1 et 2 mm [3-6]. La mesure des paramètres physiques du leader (température, conductivité, champ électrique,...) est difficile à effectuer. Les estimations que l'on trouve dans la littérature sont déduites de modèles : ce sont des valeurs qu'il faut admettre pour que le modèle soit cohérent avec les valeurs expérimentales [22]. On admet généralement que le gradient le long du leader est de l'ordre de 1 kV/cm [21]. On estime la température à 5000 °K ou 6000 °K [6, 16, 22]. La conductivité est de l'ordre de $10^{-5} \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$, et est susceptible de varier considérablement d'un instant à l'autre [22]. En champ divergent, le canal de décharge ne suit plus la direction des lignes du champ appliqué et peut s'éloigner de l'axe inter électrodes. Un éloignement conséquent de l'axe de symétrie peut être la cause de l'arrêt d'un leader qui se trouve dans une zone où le champ géométrique est trop faible.

I-5 Cinquième étape: Saut final

Le leader poursuit sa propagation et les streamers des couronnes peuvent atteindre le plan à l'instant T_f (voir figure I-1). La décharge aborde la phase dite du "saut final" (final jump).

La vitesse du leader augmente de façon quasi exponentielle pour atteindre quelques m/ μ s.

Quand la couronne du leader atteint l'électrode plane, le dernier pas est franchi pratiquement en ligne droite par le leader qui court-circuite ainsi l'intervalle entre électrodes et l'ultime phase atteinte à l'instant T_B (figure I-1) : c'est l'arc en retour (return stroke) responsable de l'illumination que l'on observe. Une onde de choc est alors amorcée, et une microseconde après la jonction, l'équilibre thermodynamique local dans le canal est réalisé : c'est la phase d'arc. En réalité, il s'agit d'un arc transitoire qui décharge les condensateurs du générateur H.T. La tension aux bornes de l'intervalle s'effondre totalement ; la recombinaison des particules est le phénomène dominant. Les électrons cathodiques peuvent alors "remonter" le filament conducteur.

L'arc en retour reprend fidèlement la trajectoire définie par le leader lors de sa propagation dans l'intervalle. Le courant qui traverse le canal augmente rapidement entraînant une élévation du degré d'ionisation [7, 22].

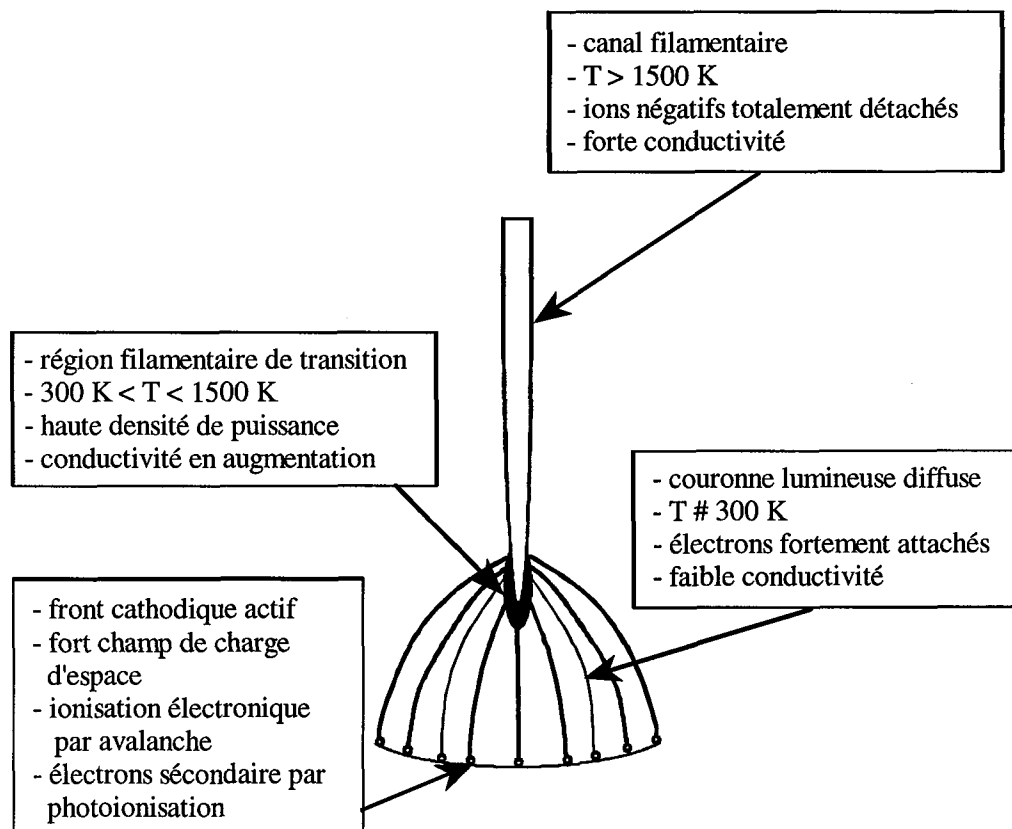


Figure I-4 : Géométrie de la tête du leader [19].

II- MODELES EXISTANTS

A partir des nombreuses données expérimentales acquises à ce jour sur la décharge en polarité positive, différents modèles ne cessent d'être suggérés par les chercheurs. Ceux-ci visent à décrire une phase particulière de la décharge (couronne, formation ou développement du leader, saut final,...), soit à décrire globalement le développement de la décharge avec la succession de ses différentes phases.

Or comme on l'a vu, la décharge se présente comme un enchaînement de phases ayant des caractéristiques électriques propres.

II-1. Première couronne

II-1-1 Modèles du seuil d'apparition

Différents modèles sont proposés pour définir la taille critique de l'avalanche qui entraîne le déclenchement d'une décharge de type couronne.

Dans le cas où l'avalanche se développe selon le mécanisme du streamer, comme dans le cas d'un intervalle pointe positive - plan, la taille critique de l'avalanche peut être définie par l'un des critères suivants :

-critère de Meek

La formation du streamer est assurée lorsque le champ en tête de l'avalanche devient égale au champ appliqué [5].

-critère de Raether

Le nombre d'électrons produit par l'avalanche primaire doit être égale au moins à 10^8 [5].

-Critère de Gallimberti

L'auteur préconise l'existence d'un nombre minimal d'ions positif en tête de l'avalanche permettant la formation et la propagation du streamer. Ce nombre de charges N^+ dépend du

champ électrique géométrique E_g à la surface de l'électrode et est donné pour l'air atmosphérique par les relations [6, 16] :

$$N^+ = 0,558.10^8 - 0,231.10^3 . E_g \text{ pour } E_g \leq 20 \text{ kV / cm}$$
$$N^+ = 3,34.10^8 \exp[-1,614.10^{-5} . E_g] \text{ pour } E_g \geq 20 \text{ kV / cm}$$

La première couronne peut être modélisée sous trois aspects distincts :

- (i) premier aspect : étude des conditions minimales de champ électrique nécessaire pour l'initiation
- (ii) deuxième aspect : établissement d'un modèle probabiliste rendant compte de la dispersion qui affecte les paramètres d'apparition de la première couronne selon la forme de l'onde et de l'électrode haute tension.
- (iii) troisième aspect : étude du développement spatial et temporel de la couronne plus particulièrement celui des streamers qui la compose.

-modèle du seuil d'apparition de la couronne

Il existe un champ électrique minimal d'apparition de la première couronne E_i pour un intervalle donnée [5, 6] :

$$E_i = 6,77 \ln \left(\frac{1,75.10^3}{r_c / 2} \right) \quad (1.1)$$

avec $0,4 < r_c < 40$ cm

r_c étant le rayon de courbure équivalent de la surface au point de gradient électrique maximum.

II-1-2 modèle de dispersion

Des résultats expérimentaux [6] ont montré que les tensions d'apparition de la première couronne présentent une dispersion croissante avec la raideur du front de l'impulsion.

Dans l'optique de simuler la distribution statistique de la première couronne un modèle [5-6] utilisant le concept de volume critique a été développé.

Comme nous l'avons vu précédemment, une couronne, se produit à un instant donné si l'avalanche primaire se développe dans une région où le champ électrique est suffisant, mais aussi qu'à cet instant un électron germe soit disponible.

Si l'électron est situé trop près de l'électrode, l'avalanche pourra toucher l'électrode avant d'avoir atteint sa taille critique. S'il est trop loin de l'électrode dans une région où le champ électrique est inférieur à E_0 , le coefficient d'ionisation α devient trop faible pour assurer le développement de l'avalanche. On définit ainsi un volume dit critique V_{cr} délimité par deux surfaces (figure I-5):

- S_0 qui fuit l'anode lorsque la tension appliquée augmente
- S_1 (au delà de laquelle l'avalanche peut atteindre la taille critique) qui se rapproche de l'anode lorsque la tension appliquée augmente puisque le degré d'ionisation α croit rapidement en fonction du champ électrique.

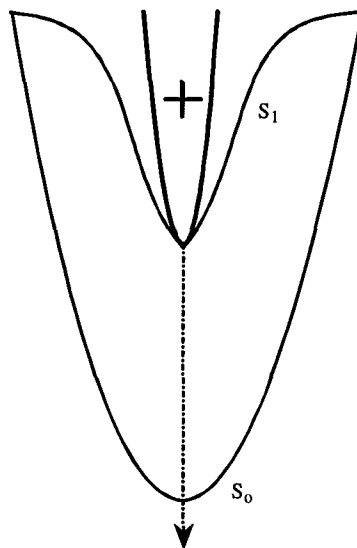


Figure I-5 : Définition du volume critique [5].

La deuxième étape consiste à rechercher la probabilité de présence d'un électron germe dans V_{cr} à un instant donné. Entre les instants t et $t+dt$, elle s'écrit [5-7] :

$$P_e(t)dt = \left\{ \int_{V_{cr}(t)} \frac{n_n}{\tau} dV \right\} dt \quad (1.2)$$

où n_n est la densité des particules qui produisent des électrons libres en fonction du champ E et τ leur durée de vie moyenne.

On en déduit la probabilité d'apparition de la première couronne entre t et $t+dt$:

$$P_i(t)dt = P_e(t)dt \exp\left(-\int_0^t P_e(u)du\right) \quad (1.3)$$

et la probabilité P_c d'apparition de la première couronne :

$$P_c = \int_0^\infty P_i(t)dt = 1 - \exp\left(-\int_0^\infty P_e(t)dt\right) \quad (1.4)$$

Cependant, les résultats expérimentaux donnés par la littérature sont insuffisants pour déterminer le taux de production n_n/τ [5, 6].

II-1-3 Modèles de propagation

II-1-3-1 Modèle de Dawson et Winn [5-6, 16, 23]

La propagation du streamer positif est expliquée en considérant uniquement l'activité de sa tête. Les électrons sont supposés "neutralisés" derrière celle-ci et le filament reliant l'anode à la tête du streamer n'est pas pris en compte.

Ces auteurs partent de l'hypothèse qu'une charge d'espace de N^+ ions est contenue en tête du streamer dans une sphère de rayon r_s (figure I-6).

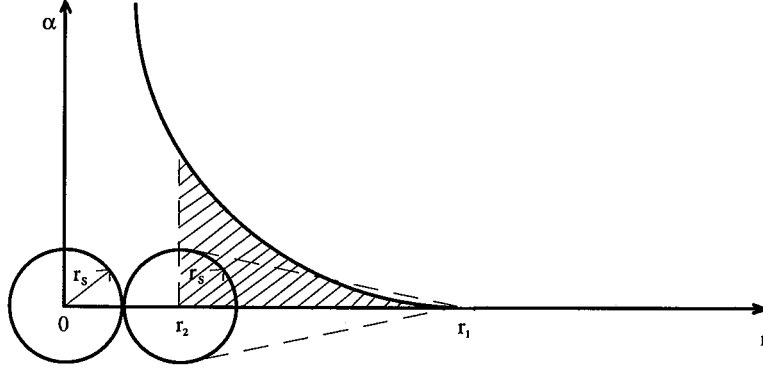


Figure I-6 : Développement d'une avalanche en tête d'un streamer positif selon le modèle de Dawson et Winn [23].

Un électron germe situé à la distance r_1 de la sphère contenant les N^+ ions positifs, crée une avalanche qui se développe sous l'effet du champ électrique dû à ces ions jusqu'à la distance r_2 . Le champ appliqué est supposé nul.

La condition de propagation est que l'avalanche produise à nouveau N^+ ions positifs contenu dans une sphère de rayon de diffusion r_s avant d'atteindre la tête du streamer, d'où la condition $r_2 > 2r_s$.

Le nombre d'ions positif N^+ , créés par l'avalanche est donné par :

$$N^+ = \exp \int_{r_2}^{r_1} \alpha(r) dr \quad (1.5)$$

Le rayon r_0 de la tête du streamer est le rayon de diffusion de l'avalanche, il est tel que :

$$r_s^2 = 6 \int_{r_2}^{r_1} (D_e / u_e) \quad (1.6)$$

D_e étant le coefficient de diffusion et u_e la vitesse de dérive des électrons.

Enfin, le point de départ de l'avalanche r_1 est défini par :

$$E(r_1) = E(\alpha = \eta) = \frac{N^+}{4\pi\epsilon_0 r_1^2} = 22,8 \text{ kV / cm} \quad (1.7)$$

où η est le coefficient d'attachement et $E(r_1)$ désigne le champ pour lequel l'ionisation est compensée par l'attachement.

A partir de ce système d'équations, les auteurs montrent que la propagation est assurée pour:

$$r_s = 2,7 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$$

$$N^+ = 10^8 \text{ ions}$$

Cette dernière valeur représente le nombre minimum en tête du streamer qui permet l'auto-propagation dans un champ extérieur nul.

Dans le cas d'une propagation en champ divergent, ces auteurs calculent l'élongation maximale du streamer en considérant que la perte d'énergie due aux processus d'ionisation et d'excitation est compensée, pendant la dérive de la charge d'espace positive, par l'apport d'énergie potentielle dû au champ appliqué.

Les valeurs calculées diffèrent des résultats expérimentaux. Cet écart semble être due à une mauvaise évaluation des pertes d'énergie se produisant pendant le développement d'une avalanche.

Une évaluation plus rigoureuse a été faite dans un modèle de propagation de streamer développé par Gallimberti [6].

II-1-3-2 Modèle de Gallimberti [6]

Le point de départ est toujours une tête de streamer sphérique de rayon r_s contenant N^+ charges positives. En avant de la tête de streamer existe une région, qualifiée "d'active" (par opposition au canal du streamer supposé faiblement ionisé et électriquement neutre : "région froide").

Gallimberti assimile les avalanches générées à une avalanche unique équivalente issue du point P_0 (figure I-6).

La position de P_0 est liée au principe de conservation de l'énergie et aux équations macroscopiques de continuité pour les densités électroniques n_e et les densités ioniques N^+ et N^- .

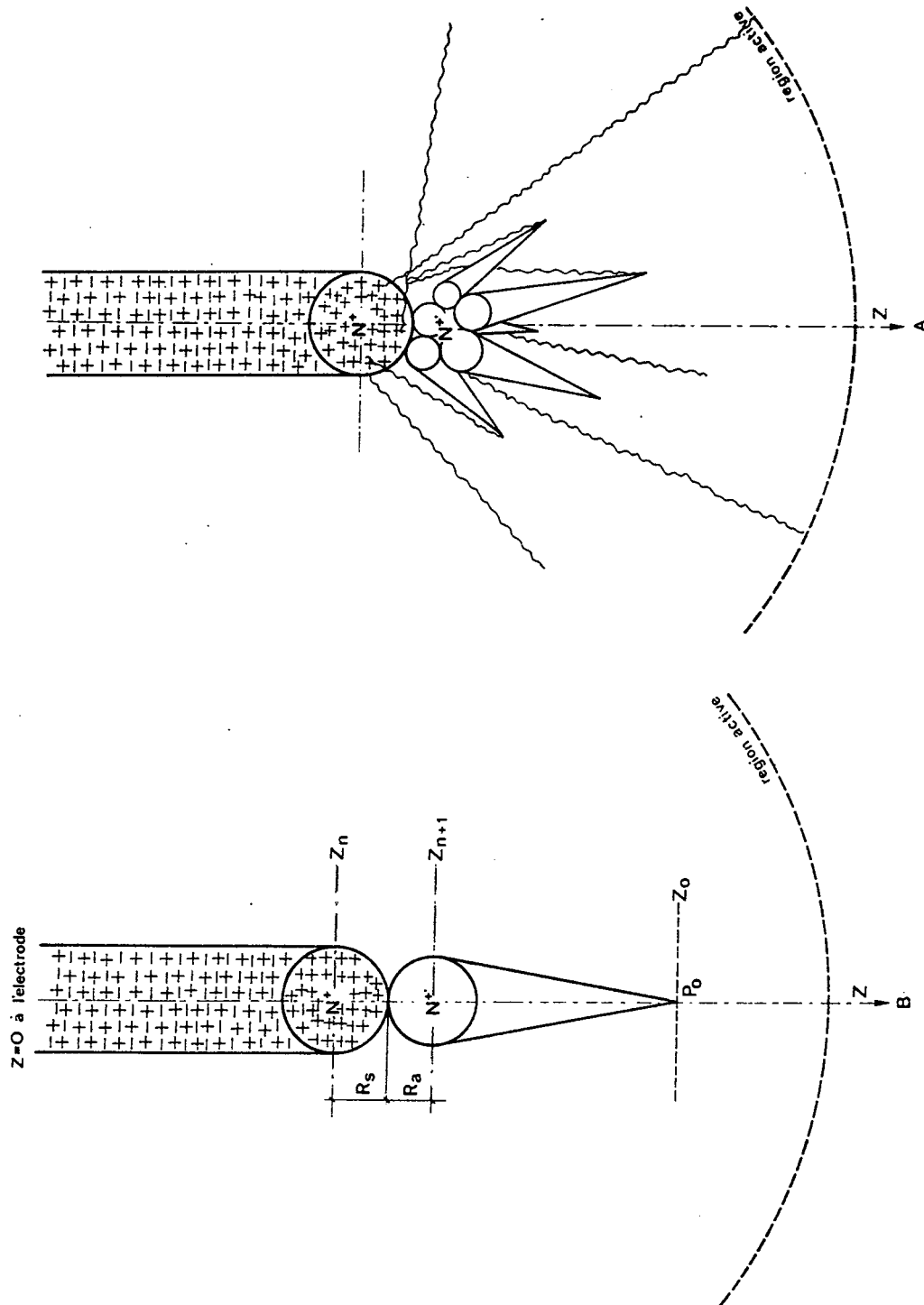


Figure I-7 : Représentation schématisée du mécanisme de développement d'un streamer :
 A : Schéma représentant les trajectoires de photons, et la série de nouvelles avalanches.
 B : Schéma simplifié d'une seule avalanche [5].

Le bilan énergétique s'écrit sous la forme :

$$W_g + W_{pot} = W_l \quad (1.8)$$

où W_g représente l'énergie fournie par le champ E_g :

$$W_g = \int_{z_0}^{z_{n+1}} (eN_e E_g) \quad (1.9)$$

N_e étant la densité électronique linéique suivant l'axe des z .

W_l représente les pertes totales où figurent respectivement les pertes dues à l'ionisation, l'attachement, l'excitation des molécules neutres aux différents niveaux d'excitation, les collisions élastiques et la variation d'énergie cinétique des électrons le long du parcours de l'avalanche.

L'énergie potentielle W_{pot} de la sphère de charge d'espace s'écrit, en tenant compte de son énergie propre et de l'énergie de cette charge dans le champ E_g :

$$W_{pot}(z_n) = \frac{0.43(N^+e)^2}{4\pi\epsilon_0 R_s} + eN^+ \int_0^{z_n} E_g dz \quad (1.10)$$

L'auteur montre que :

$$W_g = \beta_1 N_s' E_g \quad (1.11)$$

avec $\beta_1 = 0,39 \cdot 10^{-24}$ cm, N_s' étant la charge produite dans l'avalanche et :

$$W_l = \gamma_1 N_s' \quad (1.12)$$

avec $\gamma_1 = 49$ eV

En introduisant l'équation (1.11) dans l'équation de conservation de l'énergie, il vient :

$$\frac{N_s' - N_s}{N_s} = \frac{\beta_1 E_g - \gamma_1 + \frac{0,40 N_s e^2 (R_s' - R_s)}{4\pi\epsilon_o R_s^2} + E_g e (R_s' + R_s)}{\frac{0,40 e^2}{4\pi\epsilon_o} \frac{2N_s}{R_s} + eU + \gamma_1 - \beta_1 E_g} \quad (1.13)$$

Cette équation donne la variation de charge dans la tête du streamer durant le saut. Si les conditions initiales N_s , R_s , E_g sont connues ainsi que le potentiel local appliqué U , le nouveau rayon R_s' est calculé en fonction de N_s et E_g .

La forme calculée du courant s'accorde bien avec les mesures effectuées. Seules les valeurs de crête sont très inférieures aux valeurs expérimentales. Cette différence est probablement due au grand nombre de streamers et à leur ramifications, phénomène qui n'est pas pris en compte dans ce modèle d'avalanche unique.

II-2 Leader

Dans l'étude du leader, on doit distinguer :

- l'étude des mécanismes qui conduisent à la création d'un nouveau "morceau" du leader
- l'étude de l'évolution dans le temps d'une portion déjà existante du leader.

II-2-1 Formation et propagation du leader positif

La forte conductivité du leader permet de distinguer la frontière entre son canal proprement dit et la région diffuse que constitue la couronne de sa tête (figure I-4).

On a déjà vu que d'après Aleksandrov, l'évolution du stem fournit le premier élément du canal de leader. D'après Gallimberti [6], l'augmentation de la conductivité de ce volume de gaz ne serait pas dû à l'ionisation thermique mais au détachement thermique des électrons fixés en ions négatifs. Le long des streamers de couronne, la plupart des électrons y sont attachés sous forme d'ions négatifs. La conductivité du stem peut s'exprimer sous la forme :

$$\sigma = (n_e \mu_e + n_- \mu_- + n_+ \mu_+) \quad (1.14)$$

où n_e , n_- , n_+ sont les densités des électrons, des ions négatifs et des ions positifs, μ_e , μ_- et μ_+ leurs mobilités respectives.

n_e est faible devant n_- et n_+ mais si l'on considère la grande mobilité des électrons, leur détachement thermiques (qui se produit pour des températures de l'ordre de 1500°K) des ions négatifs et donc l'augmentation de leur densité pourraient expliquer l'accroissement important de la conductivité [5, 6].

II-2-2 Modèles du canal du leader

Nous considérons ici le canal du leader déjà formé : un conducteur cylindrique qui véhicule vers l'anode le courant du leader corona. Cependant, les propriétés de ce milieu dépendent de trois grandeurs : z , a et t (figure I-8)

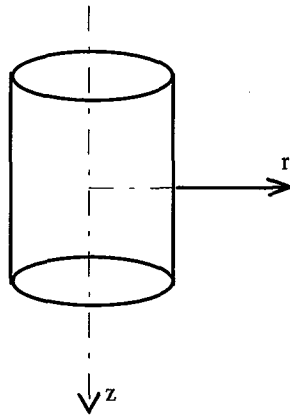


Figure I-8 : Schéma d'un morceau du leader [16].

Plusieurs modèles de leader ont été proposés [3, 5-6, 16]. Leur principale différence réside dans le fait que l'ETL (équilibre thermodynamique local) est ou non supposé.

II-2-2-1 Modèle de l'ETL

Un certain nombre d'hypothèses simplificatrices sont formulées :

- il n'y a pas de transport radial d'énergie vers l'extérieur du canal ;
- la masse du gaz chauffé par unité de longueur du canal reste constante durant le développement du leader ;
- la température du canal est uniforme sur une section droite ;
- la pression du gaz dans le canal reste constante ;
- le volume de gaz chauffé est proportionnel à la température absolue.

Dans le cas de l'ETL, la densité électronique peut être calculée à partir de l'équation de Saha qui s'écrit pour l'air [3, 5-6] :

$$n_e = 4,768.10^7 N^{0.5} T^{0.75} . \exp(-90420 / T) \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (1.15)$$

où N est la densité des molécules du gaz et T la température absolue.

Le courant circulant dans le canal est donné par :

$$I = n_e . e . v_e . \pi a^2 \quad (1.16)$$

où v_e est la vitesse de dérive des électrons sous l'action du champ longitudinal dans le leader ; elle s'exprime par :

$$v_e = 1,9 . E . T \quad (\text{cm.s}^{-1}) \quad (1.17)$$

et a le rayon du canal qui croît linéairement à partir d'une valeur a_0 :

$$a = a_0 + r' t \quad (1.18)$$

Les applications numériques conduisent à une densité électronique de l'ordre de 10^{12} cm^{-3} et une température de 5300°K pour les données expérimentales suivantes [5] :

$I=0,6 \text{ A}$, $a=3 \text{ mm}$, $E=10^3 \text{ Vcm}^{-1}$.

Or la température utilisée pour déterminer la densité électronique doit être la température électronique, et non celle du gaz, puisque l'excitation électronique et l'ionisation sont probablement dues aux collisions électroniques.

La température électronique devrait être beaucoup plus élevée que 5000°K pour les valeurs relativement grandes de E/N qui sont admises pour le leader.

Or Whirter [5, 15] a donné, pour l'ETL, le critère :

$$n_e \geq 1,6.10^{12} T_e^{1/2} X^3 \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (1.19)$$

où X représente l'intervalle d'énergie le plus grand dans les schémas des termes spectraux des ions présents.

En prenant $X=7$ eV et $T_e=5000^\circ\text{K}$, on obtient $n_e=4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Il est clair que ce critère n'est pas satisfait, et l'hypothèse de l'ETL est donc à rejeter.

II-2-2-2 Modèle hors ETL

-Conductivité du canal

Du fait des pertes négligeables à sa périphérie, le canal se dilate à masse constante $\pi a_0^2 N_0$ où a_0 et N_0 sont respectivement le rayon et la densité des molécules du gaz à l'instant t_0 où se forme le segment du leader.

Le courant I du leader est supposé être une variable extérieure indépendante. La densité électronique est obtenue en écrivant l'équation des taux de production avec certaines hypothèses:

- Le canal est un milieu non attachant, c'est à dire un milieu où il y a peu d'ions négatifs. Ce qui se traduit par $n_e=n_+$.
- Le taux de détachement est compensé par le taux d'attachement.

Il est alors possible d'écrire pour le coeur homogène :

$$\frac{dN_e}{dt} = \nu_i N_e - a_e N_e n_+ \quad (1.20)$$

où ν_i est la fréquence d'ionisation, a_e le coefficient de recombinaison, N_e le nombre d'électrons dans le canal par unité de longueur.

En supposant que le canal du leader se comporte comme un conducteur résistant, le gradient de potentiel le long du leader s'exprime alors en fonction de la probabilité électronique μ_e :

$$E = \frac{I}{N_e e \mu_e} \quad (1.21)$$

Il faut noter que, pour les valeurs de E/N et de n_+ que l'on peut attribuer au canal, les constantes de temps d'ionisation ($1/\nu_i$) et de recombinaison ($1/a_e n_+$) sont très faibles devant le temps de développement du leader. Il en résulte que n_e et n_+ correspondent à un équilibre entre les taux d'ionisation et de recombinaison. Par conséquent

$$n_e = n_+ = \frac{\nu_i}{a_e} \quad (1.22)$$

L'équation (1.21) devient alors :

$$\frac{E}{N} = \frac{I}{N \pi a^2 \frac{1}{a_e} \frac{\nu_i}{N} N \mu_e e} \quad (1.23)$$

Comme $1/a_e$, ν_i/N et $N \mu_e$ sont seulement fonction du champ réduit E/N tandis que $N \pi a^2$ est constant, E/N apparaît comme une fonction implicite de I . On peut alors déduire que le degré d'ionisation

$$i = \frac{n_+}{N} = \frac{I}{a_e} \frac{\nu_i}{N} \quad (1.24)$$

et la conductivité du leader

$$\sigma = \frac{1}{a_e} \frac{v_i}{N} N \mu_e e \quad (1.25)$$

sont seulement fonction du courant dans le canal du leader.

Les variations de E/N , i , σ et T_e (température électronique) sont représentées à la figure I-9 pour $a_0=1$ mm et $T_0=1000^\circ\text{K}$. On remarquera en particulier que le champ réduit E/N varie peu avec I .

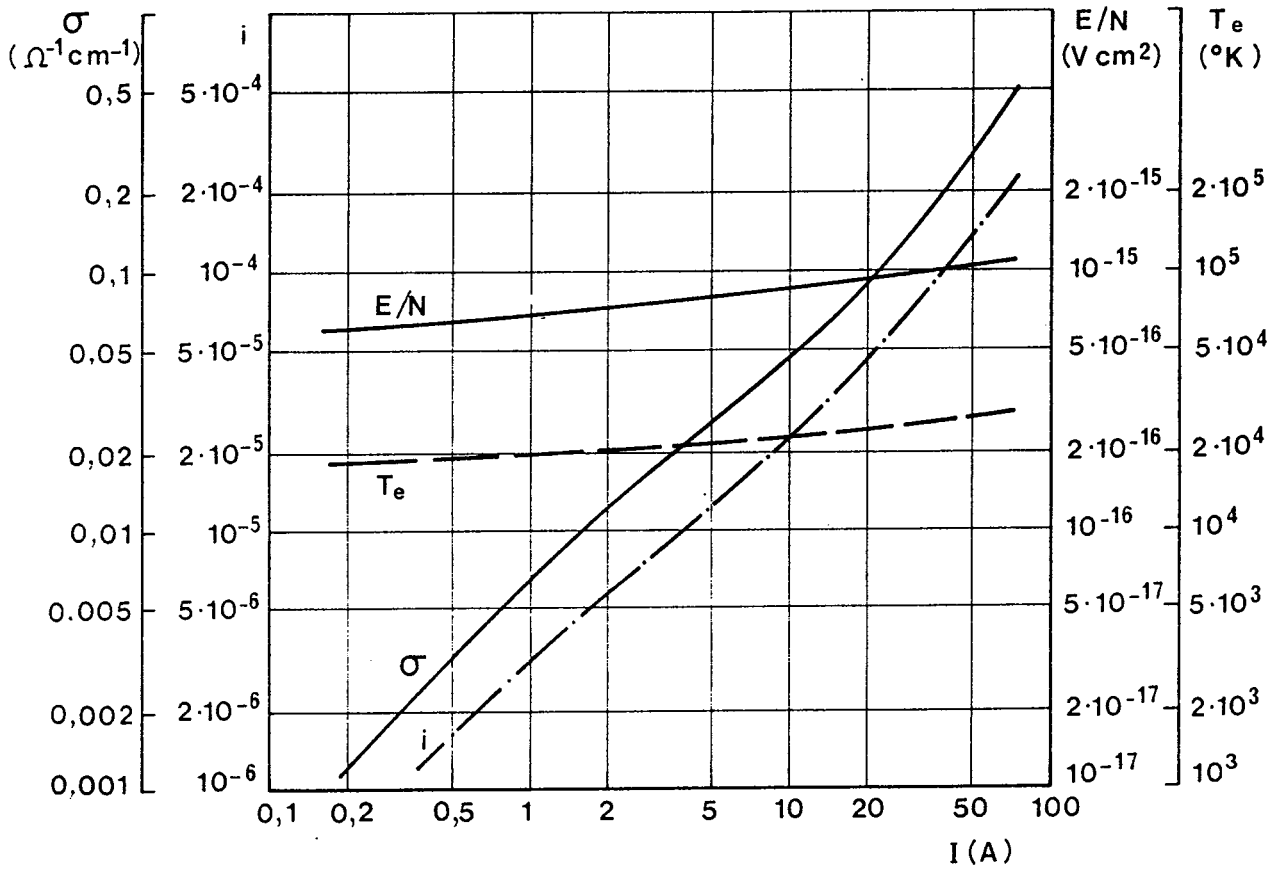


Figure I-9 : Variations des caractéristiques du canal du leader avec le courant ($a_0=1$ mm, $T_0=1000^\circ\text{K}$) établies par le Groupe des Renardières [3].

-Dilatation du canal

En négligeant les pertes par rayonnement et par conduction thermique, l'équation de conservation de l'énergie s'écrit :

$$\frac{dW_t}{dt} + p \frac{d(\pi a^2)}{dt} = EI \quad (1.26)$$

avec

$$W_i = M\xi$$

$$M = mN\pi a^2$$

où p est la pression, ξ l'énergie interne par unité de masse, M la masse totale et W_t l'énergie totale.

Le gaz étant loin de l'ETL, ξ ne peut être traitée comme une simple fonction d'état. Cette énergie interne se calcule par une bonne approximation [3, 5] :

$$\xi = \frac{1}{m} \frac{kT}{\gamma - 1} = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p}{mn} \quad (1.27)$$

où γ est le rapport entre les chaleurs spécifiques à volume constant et à pression constante.

Des résultats expérimentaux et les simulations théoriques [6, 18] montrent que le canal se dilate à pression constante avec une vitesse subsonique, la pression p dans le coeur du canal peut être supposée égale à la pression atmosphérique p_o . En supposant que le gaz dans le canal se comporte comme un gaz parfait et que le degré d'ionisation est très inférieur à 1, l'équation d'état s'écrit sous la forme

$$p = NkT$$

où k est la constante de Boltzman. En supposant que γ est constant, l'équation (1.26) devient en tenant compte de la conservation de la masse

$$\frac{p_o}{\gamma - 1} \frac{d(\pi a^2)}{dt} + p_o \frac{d(\pi a^2)}{dt} \quad (1.28)$$

La puissance injectée s'écrit sous forme

$$EI = \frac{EI}{N} \frac{N_o \pi a_o^2}{\pi a^2} \quad (1.29)$$

Sachant que E/N est presque constant [3, 18], l'équation (1.21) s'intègre immédiatement pour donner la section transversale du canal au temps t et à la position x :

$$(\pi a^2)_{x,t} = \sqrt{(\pi a_o^2)^2 + 2 \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{E}{N} \frac{\pi a_o^2}{p_o} \int_{t_o}^t Idt} \quad (1.30)$$

t_o est l'instant où la tête du leader passe par la position x et où le segment du canal est formé.

Les différents modèles que nous venons de présenter donnent une interprétation physique des phénomènes observés pendant le développement de la décharge et permettent une meilleure connaissance de ses paramètres internes, difficilement accessibles à la mesure. Cependant, chacun d'eux n'explique qu'une partie des phases du phénomène, et individuellement, ils ne peuvent rendre compte des phénomènes d'amorçage globaux résultant de l'enchaînement de ces différentes phases, et qui sont essentiels pour dimensionner les dispositifs d'isolation industriel.

Dans ce qui suit, nous allons présenter quelques modèles globaux prenant en compte l'essentiel des phases de la décharge, capables de rendre compte des phénomènes d'amorçage.

II-3 Modèles globaux

Un modèle global sera satisfaisant si [5] :

- il s'appuie sur une représentation réaliste de la décharge
- il permet une prédétermination des principaux paramètres de la décharge et de leur variations en fonction de la valeur crête de l'onde appliquée, de sa forme, de la géométrie de l'intervalle, et des paramètres climatiques

- il tient compte de l'aspect aléatoire d'une décharge, et permet de calculer les distributions des principaux paramètres statistiques.

II-3-1 Modèle de Hutzler [5, 21]

Le modèle consiste à assimiler l'extrémité du leader à une électrode équivalente mobile dans l'intervalle.

Dans le cas particulier où la cathode est plane, l'hyperboloïde de révolution se prête à des calculs analytiques. Le champ E_p en tête du leader s'écrit alors :

$$E_p = \frac{2U_j}{R_e \ln 4 \left(\frac{D - L_z}{R_e} \right)} \quad (1.31)$$

où $U_j = U_c(t) - \Delta U$ est le potentiel de la tête du leader, D la distance inter - électrodes et L_z la longueur axiale du leader. R_e est le rayon de l'électrode hyperboloïdale équivalent à la tête du leader.

ΔU est la chute de tension le long du leader :

$$\Delta U = \int_0^L g(M, t) dt \quad (1.32)$$

L est la longueur réelle du canal à l'instant t , et $g(M, t)$ est le gradient de potentiel le long du leader au point M (tête du leader) et à l'instant t .

Si E_p est suffisant - supérieur à un champ critique E_c - pour entretenir un effet de couronne, le canal du leader peut s'allonger dans l'intervalle. Dans le cas contraire, le leader se refroidit progressivement et disparaît finalement, sauf si les caractéristiques de l'onde de tension appliquée sont telles qu'une réactivation puisse se produire.

L'auteur admet que le leader, canal ionisé où le déséquilibre énergétique entre différents types de particules s'atténue progressivement, commence à présenter des points commun avec l'arc électrique. Le gradient g est donc calculé par

$$\frac{dg}{g_{\infty}(I) - g} = \frac{d\tau}{\varpi} \quad (1.33)$$

τ est l'âge de l'élément de leader considéré, ϖ la constante de temps avec laquelle le leader vieillit, c'est à dire avec laquelle g tend vers la valeur asymptotique $g_{\infty}(I) = A.I^{-\alpha}$ avec $A=0,25 \cdot 10^5$ MKSA et $\alpha=0,9$.

Le champ E_c est donné par [5, 21]

$$E_c = E_o \left[1 + \frac{0.0436}{\sqrt{R_e} \delta} \right] \quad (1.34)$$

Le canal du leader est alimenté par le courant d'effet couronne :

$$I = h.E_p(E_p - E_c) \quad (1.35)$$

avec $h=0,3 \cdot 10^{-11}$ MKSA.

La vitesse de propagation du canal dans l'intervalle est déduite de résultats expérimentaux [5, 21] :

$$v = c.I^{0,3} \quad (1.36)$$

avec $c=1.75 \cdot 10^4$ MKSA

Le trajet du leader est composé de segments de droite de longueur constante et faisant avec l'axe de l'intervalle un angle φ dont la loi de probabilité $P(\varphi)$ s'écrit :

$$P(\varphi) = \frac{\sin \varphi}{\omega} \exp\left(-\frac{1 - \cos \varphi}{\omega}\right) \quad (1.37)$$

où ω est une constante liée à la variation dans l'espace et le temps du champ à l'extrémité du leader. Le déclenchement du saut final est supposé réalisé dès que le champ électrique moyen

entre l'électrode équivalente au leader et la cathode atteint la valeur g_s ($g_s=4$ kV/cm) du champ électrique le long des streamers, soit:

$$\frac{U_j}{D - L_z} \geq g_s \quad (1.38)$$

L'ensemble des relations régissant le modèle est résolu dès que l'on donne les caractéristiques géométriques de l'intervalle et la forme de l'onde de tension. La résolution se fait alors selon l'organigramme de la figure I-10 [5, 21].

Les limites du modèle

Les principales critiques formulées à l'égard de ce modèle sont :

- le grand nombre de relations empiriques utilisées,
- l'utilisation d'une équation basée sur la théorie des arcs, ce qui suppose l'ETL atteint dans le canal du leader. Or comme nous venons de le voir au paragraphe II-2-2-1, l'ETL n'est pas réalisé dans le canal du leader.
- les formes des courants du leader sont assez loin de celles observées dans la littérature.
- le modèle n'inclut pas la phase d'arc en retour.

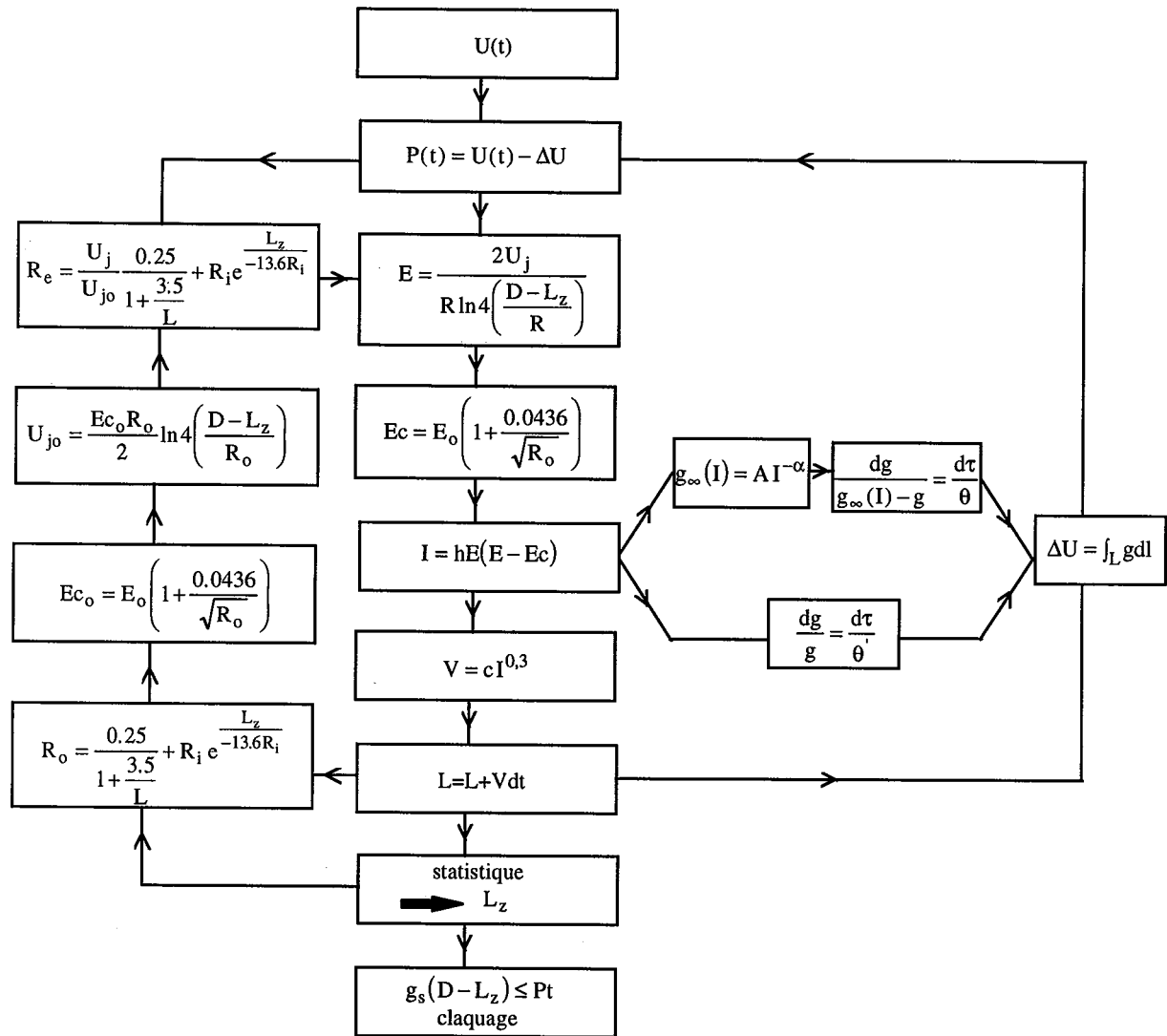


Figure I-10 : Schéma de l'organigramme permettant de résoudre les équations lorsque la forme de l'onde est imposée [21].

II-3-2 Modèle d'Ortége [7]

Ce modèle a été établi pour les grands intervalles d'air soumis à des ondes de tensions de forme biexponentielles pures ou oscillantes.

L'idée générale consiste à modéliser la propagation de la décharge par une injection discrète de charges dans l'intervalle.

A partir de mesures expérimentales, l'auteur rend compte d'une relation liant la charge apparente et le niveau de tension à trois instants du développement de la décharge :

première couronne : $t = t_i$ $Q_i = k_i U(t_i) (U(t_i) - U_o)$

première oscillation : $t = t_p$ $Q_p = k_p U(t_p) (U(t_p) - U_o)$

saut final : $t = t_{sf}$ $Q_{sf} = k_{sf} U(t_{sf}) (U(t_{sf}) - U_o)$

avec :

$$U_o = \frac{1}{2} R_p E_o \log \left(\frac{4D}{R_p} \right) \left(1 + \frac{0.0436}{\sqrt{R_p}} \right) \quad (1.39)$$

U_o est le niveau de tension seuil théorique d'apparition d'une première couronne déduit de la loi de Peek pour les géométries pointe - plan [7]. k_p , k_{sf} , k_i sont des coefficients qui dépendent des conditions expérimentales.

R_p est le rayon de l'électrode haute tension et $E_o = 31\delta$ (kV/cm), le seuil de champ critique à partir duquel les phénomènes d'ionisation deviennent significatifs.

Deux expressions permettant d'exprimer la charge injectée en fonction du temps sont proposées:

- La première $Q_1(t) = k_1(t) U(t) (U(t) - U_o)$ traduit une propagation de décharge réalisée dans des conditions optimales (propagation idéale)

- la seconde $Q_2(t) = k_2(t) U(t) (U(t) - U_i)$ rendant compte des conditions réelles de développement de la décharge (propagation réelle). Cette seconde relation tient compte du temps de retard statistique et de la non continuité de l'injection de charges dans l'intervalle en fonction du temps.

D'après les résultats expérimentaux, $k_1(t)$ et $k_2(t)$ sont des fonctions croissantes du temps.

L'auteur [7] propose alors :

$$\begin{cases} k_1(t) = k_i + k_{cr} L_{cr}(t) \\ k_2(t) = k_i + k L_{cr}(t) \end{cases}$$

$a_1 = k/k_{cr}$ est défini comme le coefficient de qualité de propagation. Il traduit la surconsommation de charges injectées par unité de longueur axiale par rapport au cas de la propagation idéale. Les coefficients suivants sont définis expérimentalement :

$k_i=40 \mu\text{C}/\text{MV}^2$ caractérise la première couronne.

$k_{cr}=12 \mu\text{C}/\text{m.MV}$ caractérise l'allongement du canal dans le cas de la propagation idéale.

Le principe de la modélisation du système à injection de charge est schématisé à la figure I-11.

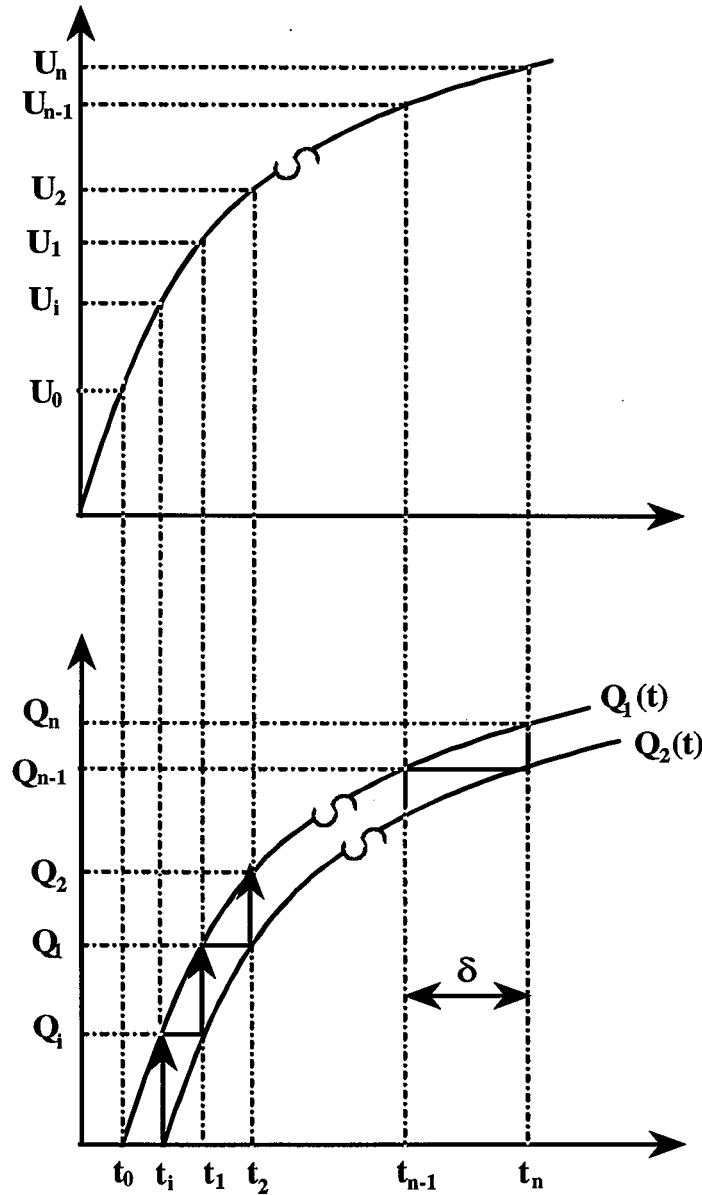


Figure I-11 : Schéma de principe du modèle d'Ortéga [7]

A l'instant t_i , lorsque la première couronne apparaît, la charge injectée ΔQ_i est donnée par $Q_1(t_i)$, aucune charge supplémentaire n'apparaissant dans l'intervalle.

Lorsqu'à l'instant t_1 on a $Q_2(t_1)=Q_1(t_i)$, la charge supplémentaire ΔQ_1 est donnée par la relation $L_z(t)=Q_1(t)/\lambda$, λ étant la consommation moyenne de charge par unité de longueur déduite expérimentalement. L'opération précédente est reproduite à des intervalles de temps dt jusqu'à la phase du saut final tant que $Q_1(t)>Q_2(t)$.

Le saut final sera déclenché dès que $L_z>L_{sf}$, L_{sf} étant la longueur du saut final déduit de la loi de Garcia et Hutzler [24] :

$$L_{sf} = D - \frac{U(t) - 0.15}{0.44} \quad (1.40)$$

Le développement de la décharge est dès lors caractérisé par la relation suivante découlant du modèle de Baldo et Pesavento [7] :

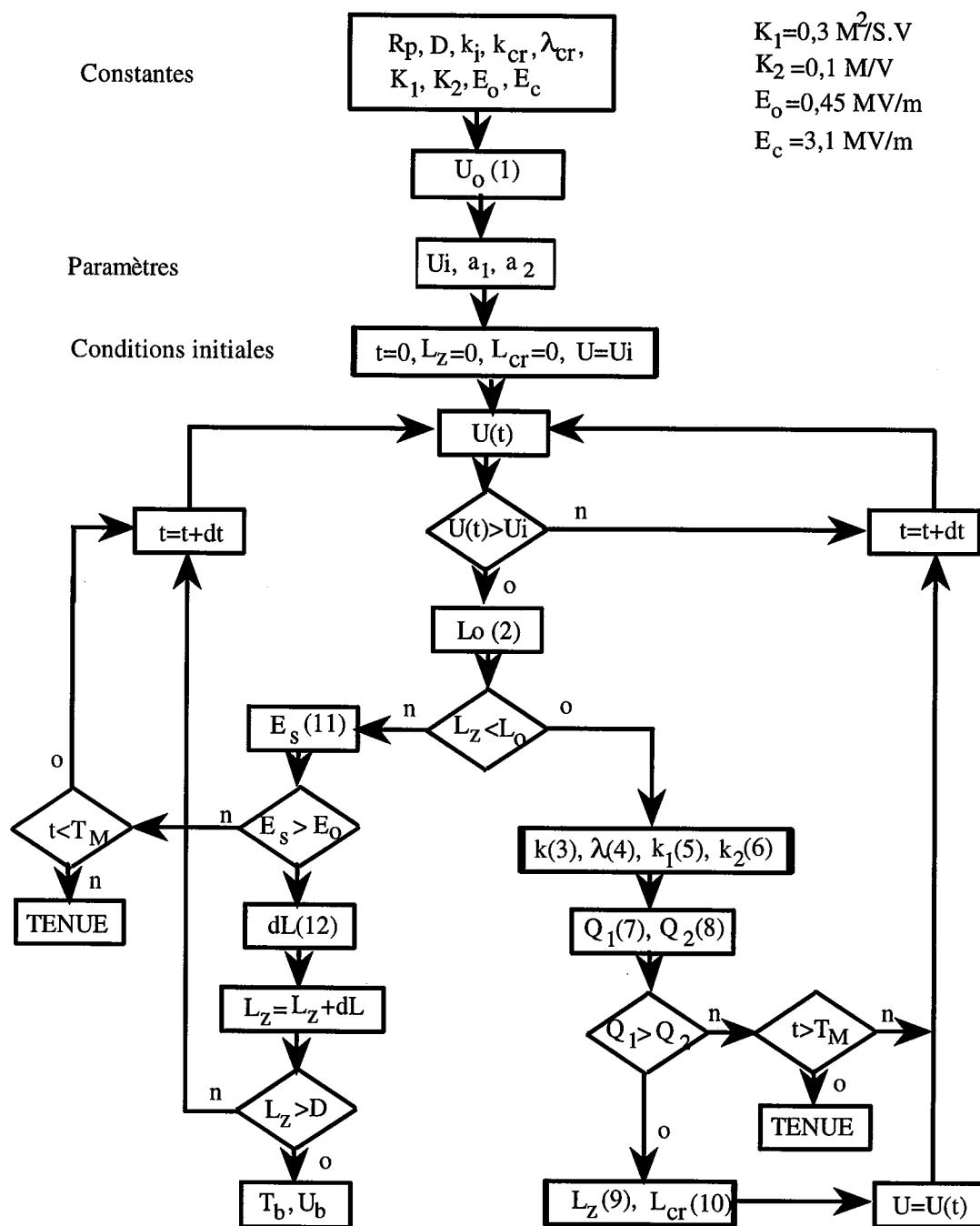
$$dL_z(t) = [k_1(E_s - E_o) + k_2 dU / dt] dt \quad (1.41)$$

k_1 et k_2 sont déduits expérimentalement.

L'organigramme de la modélisation totale est présenté à la figure I-12.

Les limites du modèle

- Les propriétés physiques de la décharge telles que la conductivité du canal du leader ou encore l'évolution de son rayon ne sont absolument pas prises en compte dans les calculs.
- Le modèle nécessite des données expérimentales relatives à une configuration d'électrodes donnée pour la simulation complète.
- Ne tient pas compte de paramètres liés aux conditions atmosphériques, alors que leur influence ne peut être négligée lors d'une telle étude.



$$(1): U_o = \frac{1}{2} R_p E_o \log \left(\frac{4D}{R_p} \right) \left(1 + \frac{0.0436}{\sqrt{R_p}} \right)$$

$$(1): L_o = D - \frac{U(t) - 0.15}{0.44}$$

$$(3): k = a_1 k_{cr}$$

$$(4): \lambda = a_2 \lambda_{cr}$$

$$(5): k_1(t) = k_i + k_{cr} L_{cr}(t)$$

$$(6): k_2(t) = k_i + k L_{cr}(t)$$

$$T_M = 200 \text{ ou } 400 \mu s \text{ et } dt = 0,2 \text{ ou } 0,4 \mu s$$

$$(7): Q_1(t) = k_1(t) U (U - U_o)$$

$$(8): Q_2(t) = k_2(t) U (U - U_i)$$

$$(9): L_{cr} = Q_1(t) / \lambda$$

$$(10): L_{cr} = Q_1(t) / \lambda_{cr}$$

$$(11): E_s = (U(t) - 0.15) / (D - L_z)$$

$$(12): dL = K_1 (E_s - E_o) dt + K_2 dU / dt$$

Figure I-12 : Schéma de l'organigramme du programme de calcul.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit les différentes étapes constituant la décharge dans les grands intervalles d'air en donnant les caractéristiques de chacune d'entre elles.

Nous avons présenté et discuté quelques modèles visant soit à décrire une phase particulière de la décharge soit le développement global du leader avec la succession de ses différentes phases jusqu'au saut final. Ces modèles sont principalement qualitatifs. Ils ne concernent en général que des phases singulières et ne peuvent être combinés ensemble en un modèle unique global capable de prédire les caractéristiques d'un intervalle d'air soumis à une tension donnée.

Dans ce qui va suivre, nous présentons un modèle global de décharge prenant en compte à la fois les trois phases principales (développement et propagation du leader, saut final, arc en retour).

Chapitre 2

MODELISATION DE LA DECHARGE POSITIVE

Introduction

Les systèmes de transmission de puissance, les isolations et les dispositifs de protection sont souvent soumis à deux principaux types de contraintes diélectriques: celles causées par les surtensions de foudre (ondes de foudre) et les surtensions de manoeuvre dues aux opérations sur le réseau lui même (ondes de manoeuvre). Ces dernières ont un impact économique considérable, car elles permettent de dimensionner les systèmes à haute tension. Elles peuvent être pures ou oscillantes. Les oscillations apparaissant pendant le front de l'onde de tension, proviennent des inductances du réseau, des réflexions, des opérations de manoeuvre,... L'étude de l'effet des ondes oscillantes sur la propagation de la décharge revêt donc un caractère important dans la mesure où les chocs normalisés dits de "manoeuvre", simulés par des ondes biexponentielles reflètent mal les conditions réelles telles que les effets inductifs, ou les réflexions d'ondes, engendrées par les sectionneurs ou les disjoncteurs sur les lignes haute tension [7]. Elles sont d'autre part adaptées pour les études de réactivation du leader [18]. Il apparaît donc nécessaire de connaître le comportement d'un intervalle d'air donné lorsqu'il est soumis à ces deux types d'ondes.

Le modèle que nous allons élaborer ici vise à prédéterminer les caractéristiques de propagation du leader positif en mettant à profit les connaissances acquises exposées au chapitre précédent.

Pour les besoins de l'étude, on utilisera l'intervalle pointe - plan, la pointe étant sous tension et le plan à la masse ce qui permet de n'observer qu'une seule décharge à la fois.

Ce modèle ne prend pas en compte toutes les phases de la décharge et ne peut donc pas être appliqué sans précautions à la détermination des caractéristiques d'amorçage des grands intervalles d'air.

Toutefois, dans les intervalles de plusieurs mètres, la phase de développement du leader est en fait la plus importante et la première couronne a relativement peu d'influence sur les phases suivantes de la décharge [21]. Par conséquent, identifier propagation du leader et amorçage serait tout à fait justifié [5, 21]. Pour cela, certaines conditions doivent être remplies :

- l'intervalle doit être suffisamment long. Une distance d'un mètre peut être retenue comme limite inférieure pratique.

- le rayon de courbure de l'électrode H.T. ne doit pas être trop grand c'est à dire de l'ordre du dixième de la longueur de l'intervalle [5, 21].

La première approche de ce modèle a été effectuée sur un logiciel de simulation de circuit appelé SICOS [25] élaboré au CEGELY et que nous avons publié par ailleurs [26]. Nous présentons en annexe de ce travail quelques détails de cette première approche.

I- STRUCTURE GENERALE

De façon générale, une décharge positive se présente comme un leader se propageant dans l'intervalle avec à sa tête une couronne lumineuse (figure II-1).

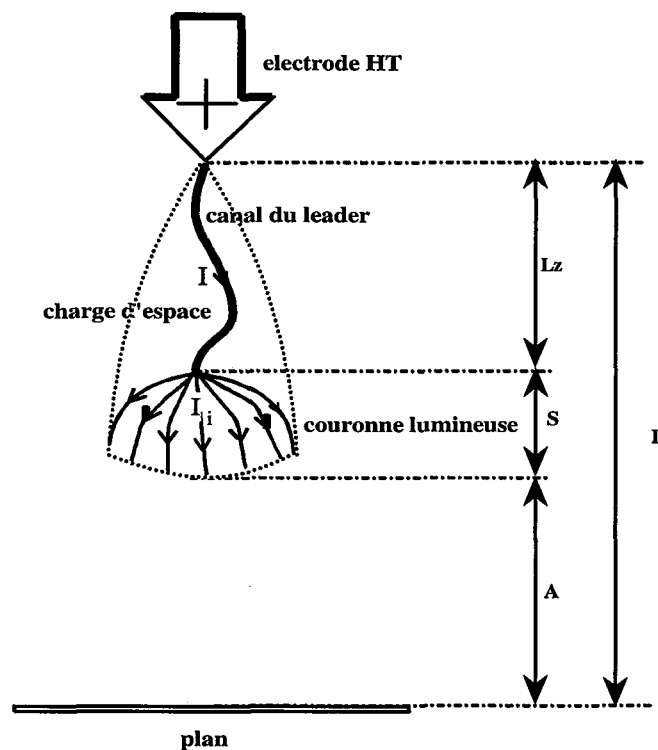


Fig. II-1: Représentation schématique du système leader - streamer.

L'idée générale consiste à assimiler la décharge à un conducteur cylindrique et à la représenter par un schéma électrique équivalent comme indiqué à la figure II-2. R_i , L_i , et C_i

étant respectivement la résistance, l'inductance et la capacité caractérisant la décharge, déterminés par des lois physiques, la théorie des gaz et par calcul de champs électromagnétiques. Le critère de propagation utilisé est celui de Hutzler [5, 21] ; la tête du leader positif est remplacée par une électrode équivalente. Si le champ électrique est suffisant - supérieur à un champ électrique E_c - pour entretenir un effet de couronne, le canal du leader est alimenté par le courant d'effet couronne et peut donc s'allonger dans l'intervalle. Dans le cas contraire, le canal du leader se refroidit et disparaît finalement, sauf si les caractéristiques de l'onde de tension sont telles qu'une réactivation du canal puisse se produire.

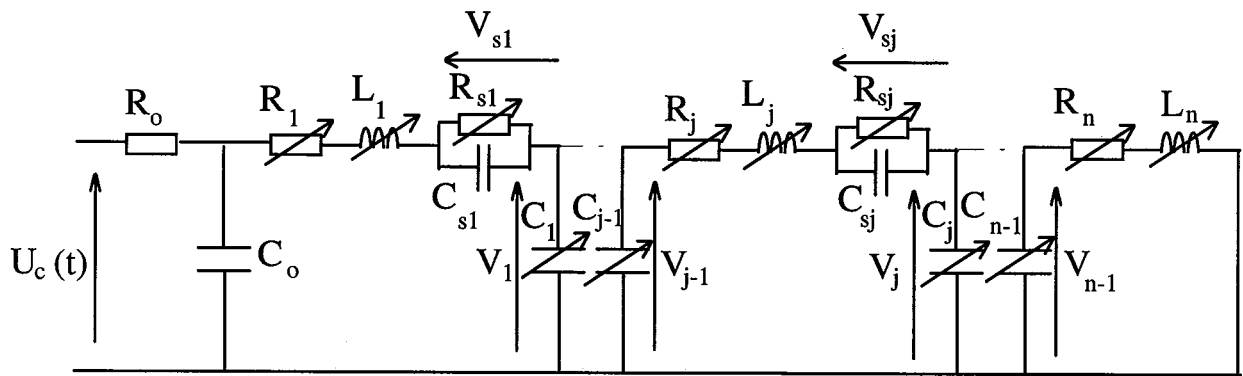


Fig. II-2 Schéma électrique équivalent à la propagation de la décharge.

II- PARAMETRES CARACTERISTIQUES DE LA DECHARGE

Les essais industriels réalisés dans des laboratoires très spécifiques, montrent que l'évolution des propriétés diélectriques du gaz est influencée par les principaux paramètres suivants [1-9] :

- la nature du gaz
- la géométrie de l'intervalle étudié
- la contrainte de tension appliquée, voire des conditions initiales.

Dans la pratique, la répartition des potentiels est également influencée par la proximité du générateur, du diviseur de tension, des parois du laboratoire,... Ceci rend délicat le calcul du champ électrique réel [7].

II-1 Nature du gaz

Le présent travail porte sur les intervalles d'air ; les conditions atmosphériques sont de ce fait à prendre en compte car les variations de pression, de température et du taux d'hygrométrie influencent considérablement le comportement de la décharge.

L'influence des conditions d'ambiance (humidité, température, pression,...) est très complexe et se prête mal à des formulations empiriques d'usage limité [3]. On introduit la densité relative de l'air δ , par le rapport de sa densité dans les conditions de pression p_1 ou p_2 et de température T_e , à sa densité dans des conditions de référence $p_o=1013$ mbars et $T_e=20^\circ C$:

$$\delta = \frac{0,392 \cdot p_1}{273 + T_e} = \frac{2,92 \cdot p_2}{273 + T_e} \quad (2.1)$$

où p_1 est la pression barométrique en mmHg et p_2 la pression barométrique en kPa [27].

D'autre part, pour tenir compte des fluctuations naturelles du taux d'hygrométrie lors de l'étude des paramètres d'amorçage, on introduit un facteur multiplicatif K_H , sur le niveau de tension, facteur qui peut se mettre sous la forme [7] :

$$K_H = 1 + \alpha(H_o - H) \quad (2.2)$$

où α est un coefficient empirique qui depend de la géométrie des électrodes, de la polarité et de la forme de l'onde appliquée. L'humidité absolue (H) présente dans l'air est exprimée en g/m^3 et est référencée à la valeur $H_o=11$ g/m^3 .

Ce facteur permet de corriger la tension d'amorçage quand H diffère de H_o .

II-2 Géométrie de l'intervalle

La géométrie de l'intervalle étudié joue un rôle prépondérant dans la mesure où c'est elle qui détermine, compte tenu d'une différence de potentiel donnée appliquée entre les deux

électrodes, l'amplitude, l'orientation et la variation spatiale du champ électrique.

Comme les problèmes industriels relatifs aux hautes tensions sont généralement des problèmes de tenue diélectrique, nous nous intéresserons au type de géométrie présentant les plus faibles performances de tenue diélectrique c'est à dire menant le plus facilement au claquage de l'intervalle : la géométrie pointe - plan.

Ce type de géométrie présente certains avantages :

- Sa symétrie de révolution autour de l'axe de l'intervalle
- La simplicité de sa caractérisation qui ne nécessite que deux paramètres : le rayon de courbure de la pointe R_p et la distance pointe - plan D .
- La facilité de son étude, car la décharge ne concerne qu'une seule électrode durant la plupart du développement du leader. En effet, la cathode plane permet d'éviter des décharges issues d'anode qui viendraient masquer le processus étudié.

II-3 Contraintes de tension

Il est impossible de reproduire en laboratoire les formes complexes de surtensions observées ou attendues en réseau ; c'est pourquoi, la plupart des résultats ont été obtenus avec une onde de forme simple, en double exponentielle produite par les générateurs de choc.

Si l'on veut étudier les problèmes de claquage de grandes intervalles, il faut générer des tensions d'amplitude d'autant plus élevées que D est grand. Le principe des générateurs utilisés (générateur de MARX) est basé sur la charge de condensateurs en parallèle, puis de leur décharge en série à travers des résistances. La tension délivrée est caractérisée par deux paramètres :

- la durée conventionnelle de front $T_f = 1.67(T_{90} - T_{30})$
- la durée de queue à mi - amplitude T_2

où T_{90} est le temps au bout duquel l'impulsion atteint 90% de sa valeur crête U_{cr} et T_{30} celui correspondant à 30% U_{cr} . Chaque forme d'onde est notée T_f/T_2 , les deux temps étant exprimés en μs .

L'expression d'une biexponentielle peut être obtenue en utilisant un schéma équivalent au générateur de Marx. Ceci consiste en une capacité C_g qui est chargée à la tension requise U_t et qui se décharge à travers un circuit ; les constantes de temps peuvent être ajustées afin d'obtenir la forme de l'onde de tension désirée. Le circuit de base de ce générateur est donné à la figure II-3 (partie en gras uniquement).

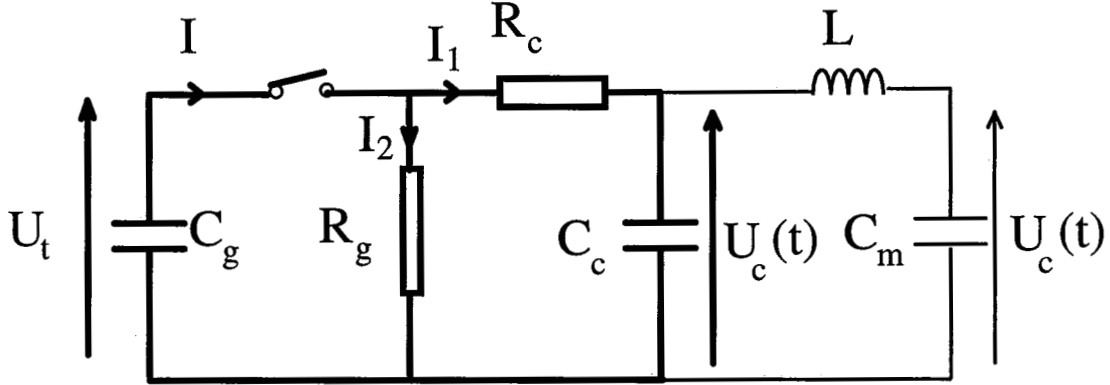


Figure II-3 : Schéma équivalent du générateur de Marx.

Les éléments R_c et C_c contrôlent le front et R_g et C_g , la queue de l'onde. Une analyse de ce circuit, permet d'obtenir l'expression de la tension de sortie $U_c(t)$. En utilisant les propriétés de la transformée de Laplace, nous avons:

$$\frac{U_t}{p} = I_1 R_g + (I_1 + I_2) \frac{1}{p C_g} \quad (2.3)$$

$$I_1 R_g = I_2 \left(R_c + \frac{1}{p C_c} \right) \quad (2.4)$$

$$U_c(p) = \frac{I_2}{p C_c} \quad (2.5)$$

En substituant les équations (2.3) et (2.4) dans (2.5), nous obtenons après réarrangement :

$$U_c(p) = \frac{U_t}{R_c C_c} \frac{1}{p^2 + bp + c} \quad (2.6)$$

ou

$$U_c(p) = \frac{U_t}{R_c C_c} \frac{1}{\left(p + \frac{1}{T_a}\right)\left(p + \frac{1}{T_b}\right)} \quad (2.7)$$

avec

$$b = \frac{1}{R_c C_c} + \frac{1}{R_g C_g} + \frac{1}{R_c C_g} \quad (2.8)$$

$$c = \frac{1}{R_c R_g C_c C_g} \quad (2.9)$$

$$T_{a,b} = \frac{2}{b \pm \sqrt{b^2 - 4c}} \quad (2.10)$$

où $1/T_a$ et $1/T_b$ sont les racines de l'équation $p^2 + bp + c = 0$.

Finalement, en inversant la transformée de Laplace dans l'équation (2.7), nous obtenons :

$$U_c(t) = \frac{U_t}{R_c C_c} \frac{T_a T_b}{T_a - T_b} \left[\exp\left(-\frac{t}{T_a}\right) - \exp\left(-\frac{t}{T_b}\right) \right] \quad (2.11)$$

Nous voyons ainsi que la forme de l'onde de tension $U_c(t)$ dépend des constantes de temps T_a et T_b ; leurs expressions sont bien connues dans la littérature [26, 28]

$$T_a = \frac{T_2 - T_{cr}}{0,7} \quad (2.12)$$

et

$$T_b = \frac{T_a}{\exp\left(1,35 + 1,2 \ln \frac{T_2}{T_{cr}}\right)} \quad (2.13)$$

La valeur maximale de $U_c(t)$ sera

$$t = T_{cr} = \frac{T_a \cdot T_b}{T_a - T_b} \ln \frac{T_a}{T_b} \quad (2.14)$$

où T_a, T_b, T_2, T_{cr} et U_t sont respectivement le temps de montée, le temps de descente, le temps à mi - amplitude, le temps crête et un facteur amplitude.

En posant :

$$\frac{T_a \cdot T_b}{(T_a - T_b) R_c C_c} = 1 \quad (2.15)$$

nous pouvons écrire $U_c(t)$ sous la forme

$$U_c(t) = U_t \left(\exp\left(-\frac{t}{T_a}\right) - \exp\left(-\frac{t}{T_b}\right) \right) \quad (2.16)$$

C_c sera alors :

$$C_c = \frac{T_a \cdot T_b}{T_a - T_b} \frac{1}{R_c} \quad (2.17)$$

Les éléments du générateur sont tels que R_g et C_g sont très grands devant R_c et C_c respectivement.

L'examen de l'équation (2.10), nous donne alors :

$$T_a \approx R_g (C_g + C_c) \quad (2.18)$$

$$T_b \approx R_c \frac{C_g C_c}{C_g + C_c} \quad (2.19)$$

Ces équations nous permettent de déduire C_g et R_g . D'autre part, en posant : $\delta = T_a / T_b$ on peut déduire U_t [29].

$$U_t = \frac{U_{cr}}{(\delta^{1/(1-\delta)} - \delta^{\delta/(1-\delta)})} \quad (2.20)$$

Finalement, $U_c(t)$ sera obtenu à partir du bloc diagramme de la figure II-4.

Dans la pratique, les systèmes d'isolation, ou de protection, liés au transport d'énergie électrique ne sont soumis que rarement à des contraintes de formes purement biexponentielles telles que les chocs dits de manoeuvre. Les opérations d'ouverture et de fermeture des disjoncteurs, ou des sectionneurs, sont responsables d'oscillations apparaissant sur le front d'onde des perturbations (tension) en raison de l'existence d'inductances parasites ou de réflexions de ces ondes. Il est donc intéressant d'analyser le comportement d'une décharge pilotée par de telles ondes oscillantes. En laboratoire, il est possible de superposer une oscillation sur l'onde de tension biexponentielle en introduisant, dans le circuit de charge, des inductances de différentes valeurs [7].

Le schéma proposé pour cette étude est la totalité de la figure II-3. La fréquence des oscillations de l'onde de tension est :

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2} \quad (2.21)$$

où R et C sont définies comme suit:

$$R = \sqrt{2} \frac{L}{(R_g + R_c) \left(\frac{C_c}{C_m}\right) (C_m + C_c)} \quad (2.22)$$

et

$$C = \frac{C_m \cdot C_c}{C_m + C_c} \quad (2.23)$$

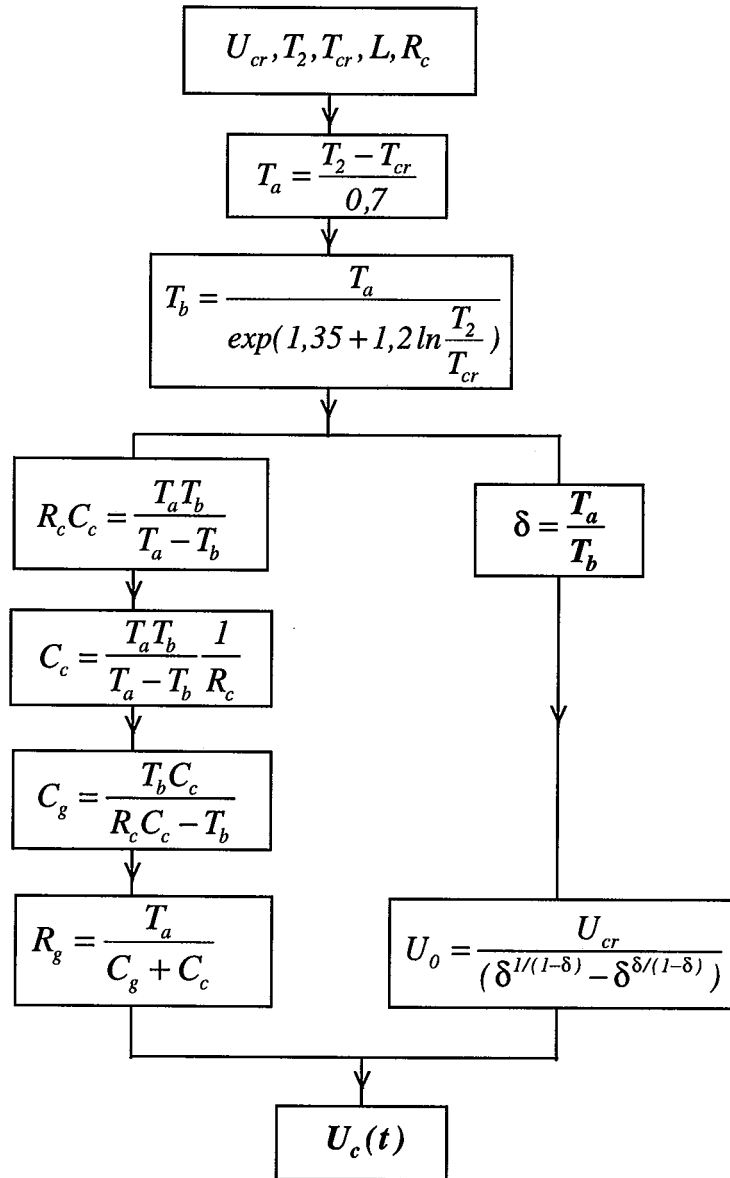


Figure II-4 : block diagramme permettant le calcul des paramètres du schéma équivalent du générateur de Marx.

III- CARACTERISATION DE LA PROPAGATION DE LA DECHARGE

III-1 Initiation de la première couronne

L'instant d'apparition de la première couronne est aléatoire d'un choc à l'autre. Il est lié à un retard aléatoire par rapport à l'instant où une tension seuil U_0 est atteinte. Il est probable

qu'un phénomène de type probabiliste ne permette l'initiation de l'effet de couronne qu'avec un certain retard. Pendant ce délai, la tension et le champ électrique au voisinage de la pointe ont continué à croître de sorte que la prédécharge peut se développer sous l'action d'une tension U_i d'autant plus grande que le retard est lui-même grand. La tension U_o ne dépend que de la géométrie du système d'électrodes [22] ; elle est déduite de la loi empirique de Peek (voir équation 1.39).

La longueur des streamers de première couronne est déduite d'une loi empirique [30] :

$$S_o = 1.44U_o \quad (\text{MV, m}) \quad (2.24)$$

Dans cette étude, nous essayons de rendre compte par un aspect probabiliste la dispersion qui affecte les paramètres d'apparition de la première couronne. Si nous disposons de résultats expérimentaux, nous choisirons une densité de probabilité liée à cette distribution. Dans le cas contraire, nous nous contenterons d'une distribution aléatoire uniforme.

III-2 Développement spatio-temporel du leader

Il paraît être à l'origine des dispersions concernant la tension de décharge disruptive et la durée jusqu'à l'amorçage.

III-2-1 Critère de propagation du leader

C'est la répartition du champ électrique dans l'intervalle qui détermine l'existence et l'importance de l'effet de couronne à l'extrémité du leader. Dans le cas particulier où la cathode est plane, la tête du leader peut être représentée par une électrode de forme hyperboloïdale [5, 21].

Le champ E_p en sa tête est donné par l'équation (1.31) où R_e est donnée par [21] :

$$R_e = \frac{U_j}{U_{jo}} \frac{0.25}{1 + \frac{3.5}{L}} + R_i \exp\left(\frac{L_z}{-13.6R_i}\right) \quad (2.25)$$

R_i est le rayon équivalent initial après le développement de la première couronne. U_{jo} est la tension qu'il faut appliquer à l'intervalle non franchi pour que le champ à la surface de l'électrode équivalente devienne égal au champ critique E_c [5, 21]:

$$U_{jo} = \frac{Ec_o R_o}{2} \ln 4 \left(\frac{D - L_z}{R_o} \right) \quad (2.26)$$

où:

$$Ec_o = E_o \left(1 + \frac{0.0436}{\sqrt{\delta R_o}} \right) \quad (2.27)$$

et

$$R_o = \frac{0.25}{1 + \frac{3.5}{L}} + R_i \exp\left(\frac{L_z}{-13.6R_i}\right) \quad (2.28)$$

La propagation se poursuit si E_p à l'extrémité de l'électrode équivalente au leader est supérieur au champ critique E_c (équation 1.34).

Sous des circonstances spécifiques, la tension en tête du leader peut tendre vers zéro, arrêtant ainsi la propagation du leader et donc de la décharge.

Pour des conditions atmosphériques données, le champ critique E_c (champ minimum théorique d'ionisation) sera donné par la loi expérimentale modifiée de Peek [5] :

$$E_c = \delta E_o \left[1 + \frac{0.0436}{\sqrt{R_e \delta}} \right] \quad (2.29)$$

La simplification apportée par l'hypothèse de l'électrode équivalente hyperboloïdale apparaît clairement. Au lieu d'un calcul de champ utilisant des méthodes classiques (charge équivalentes, Montecarlo, ...) et nécessitant de nombreux passages par l'ordinateur, on dispose d'une formule analytique simple liant entre elles des grandeurs connues. Bien sûr, la

simplification se limite au cas de la cathode plane. Dans le cas contraire, on ne dispose malheureusement pas de formule analytique simple.

III-2-2 Conductivité du canal

Le leader étant considéré hors équilibre thermodynamique local, sa caractéristique est décrite au paragraphe II-2-2-2 du premier chapitre ; nous utiliserons pour ce faire les caractéristiques décrites par la figure I-9 qui donne l'évolution de la conductivité en fonction du courant s'écoulant dans le canal du leader.

III-2-3 Dilatation du canal

Le diamètre du leader est un paramètre important dont la connaissance est indispensable à la vérification des modèles physiques du leader. Sa mesure est cependant très délicate car il n'est pas défini de façon unique. La partie lumineuse n'est pas forcément identique à la partie qui assure la conductivité ou à la partie dans laquelle est répartie la charge d'espace. D'autre part, le leader n'est pas un volume dont les frontières sont parfaitement nettes. Il est donc nécessaire de définir un diamètre équivalent ; cette définition peut être différente suivant le paramètre vis-à-vis duquel on se place [22].

Waters [2] propose de définir le diamètre de la façon suivante : à l'intérieur du leader, la pression augmente (suite à l'augmentation de la température), en conséquence, le canal du leader a tendance à se dilater. Cependant, le courant qui traverse le canal crée un champ magnétique et la pression magnétique qui en résulte vient s'opposer à la pression d'origine thermique. Pour que le canal soit stable, il faut que les deux pressions s'équilibrent ; le diamètre correspondant à cet équilibre peut être défini comme étant le diamètre du leader.

La caractérisation de l'évolution temporelle du canal nécessite des équations décrivant son état thermodynamique en plus des équations électriques. On admet que le leader est hors ETL et l'évolution temporelle de son canal thermique est alors donnée par l'équation (1.30).

III-2-4 Gradient dans le leader

Des équations (1.29) et (1.30), on déduit le gradient de potentiel le long du leader :

$$E = \frac{E}{N} \frac{N_o}{\sqrt{1 + 2 \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{E}{N} \frac{\int_0^t Idt}{kT_o \pi a_o^2}}} \quad (2.30)$$

Du fait de la dilatation du canal et de la décroissance de la densité des molécules du gaz, le gradient dans le leader décroît.

III-2-5 Vitesse de propagation du leader

Le canal du leader peut être considéré comme un filament cylindrique formé d'un plasma faiblement ionisé. Une amélioration significative dans la compréhension du développement de la décharge dans les grands intervalles d'air basée sur l'analyse des processus hydrodynamiques intervenant dans le canal du leader, a été acquise ces dernières années [6, 18]. Le leader se comporte comme un fluide en expansion. Son évolution au cours du temps peut s'étudier en examinant les processus thermodynamiques qui résultent de l'énergie injectée. Les détails de cette modélisation sont rapportés dans la référence [31].

III-2-5-1 Energie cinétique

La méthodologie que nous utilisons est similaire à celle proposée par Béréal [32] dans un autre milieu diélectrique.

Pendant la propagation du leader, l'énergie totale W_t est consommée sous différentes formes : énergie thermique, ionisation, radiation, Une partie de W_t (l'énergie cinétique) sera transférée au canal du leader, lui permettant ainsi de s'allonger d'une distance dl_j . En appelant W_c l'énergie cinétique, on peut écrire :

$$W_c = \beta W_t \quad (2.31)$$

β étant la fraction de cette énergie W_t utilisée pour la propagation du leader. Il est tel que : $0 < \beta \leq 1$.

Pendant un temps dt , la masse ajoutée au canal est égale au produit de la masse volumique du gaz ρ par le volume ajouté ($\pi r_j^2 dl_j$) tel que : $m = \rho \pi r_j^2 dl_j$ (où r_j est le rayon de la branche j).

Dans ce travail, nous ferons l'approximation que le rayon r_j de la nouvelle branche du canal et la température T de ce dernier sont constants : $r_j = r_o$ et $T = T_o$.

L'énergie cinétique peut dès lors s'écrire comme suit :

$$W_c = \frac{1}{2} \rho \pi r_j^2 dl_j v_j^2 \quad (2.32)$$

où v_j est la vitesse de la branche j .

En considérant que le courant de la décharge consiste en n impulsions, nous pouvons écrire à chaque instant [32] :

$$\sum_{j=1}^n \frac{1}{2} (\rho \pi r_j^2 dl_j) v_j^2 = \beta \sum_{j=1}^n q_j E_j dl_j \quad (2.33)$$

où q_j et E_j sont respectivement la charge de la branche j , et le champ électrique à sa tête. Par conséquent, la vitesse correspondante à chaque déplacement dl_j du leader sera :

$$v_j^2 = \frac{2\beta}{\pi r_j^2 \rho} \left(\int i_j dt \right) E_j \quad (2.34)$$

III-2-5-2 La vitesse moyenne du leader

Généralement, le courant du leader est constitué de plusieurs impulsions discrètes [5, 7]. La charge électrique totale qui est la somme de toutes les charges élémentaires déduites de

l'intégration des impulsions de courant [7], varie par sauts. Chaque charge élémentaire contribue à la propagation partielle du leader. Il est à noter que, la charge correspondante au courant entre deux impulsions consécutives (du courant) est négligeable comparée à celle correspondant à une seule impulsion.

Soit t_j le temps correspondant à la somme de la durée de l'impulsion t_{pj} et de celle de la pause t_{oj} jusqu'à la prochaine impulsion, c'est à dire :

$$t_j = t_{pj} + t_{oj} \quad (2.35)$$

et, v_{pj} et v_{oj} , les vitesses durant t_{pj} et t_{oj} respectivement. La vitesse moyenne v_{al} du leader à travers la distance inter - électrodes, sera

$$v_{al} = \frac{1}{\sum_{j=1}^n t_j} \sum_{j=1}^n (v_{pj} t_{pj} + v_{oj} t_{oj}) \quad (2.36)$$

A partir de (2.34), nous pouvons écrire :

$$v_{pj}^2 = \frac{2}{\pi r_j^2} \frac{\beta}{\rho} q_{pj} E_j \quad (2.37)$$

et

$$v_{oj}^2 = \frac{2}{\pi r_j^2} \frac{\beta}{\rho} q_{oj} E_j \quad (2.38)$$

En substituant (2.37) et (2.38) dans (2.36), nous obtenons :

$$v_{al} = \frac{1}{\sum_{j=1}^n t_j} \sum_{j=1}^n \left(\left(\frac{2}{\pi r_j^2} \frac{\beta}{\rho} E_j \right)^{1/2} (q_{pj}^{1/2} t_{pj} + q_{oj}^{1/2} t_{oj}) \right) \quad (2.39)$$

v_{oj} est généralement négligeable par rapport à v_{pj} . En effet v_{oj} est la vitesse moyenne du leader durant le temps t_{oj} qui est nécessaire pour reconstituer la charge en tête du leader et pour atteindre la valeur du champ critique permettant de déplacer le leader d'un nouveau pas.

En considérant que r_j , β , ρ , et E_j comme constants à travers la propagation, nous obtenons la vitesse moyenne du leader

$$v_{al} = \left(\frac{2}{\pi r_j^2} \frac{\beta}{\rho} E_j \right)^{1/2} \left[\frac{1}{\sum_{j=1}^n t_j} \sum_{j=1}^n (q_{pj}^{1/2} t_{pj} + q_{oj}^{1/2} t_{oj}) \right] \quad (2.40)$$

En négligeant v_{oj} , nous avons :

$$v_{al} \cong \left(\frac{2}{\pi r_j^2} \frac{\beta}{\rho} E_j \right)^{1/2} \left[\frac{1}{\sum_{j=1}^n t_j} \sum_{j=1}^n (q_{pj}^{1/2} t_{pj}) \right] \quad (2.41)$$

Il apparaît que la vitesse moyenne du leader sera d'autant plus élevée que E_j et/ou q_{pj} , sera élevé.

III-2-5-3 Détermination de la masse volumique

Aux très hautes températures, tous les gaz sont considérés comme parfaits. Comme le leader est un plasma faiblement ionisé ($T \geq 1500^\circ\text{K}$) [1-5], nous pouvons donc lui appliquer la loi des gaz parfaits :

$$pV = \frac{m}{M} RT \quad (2.42)$$

où p , V , m , R , M sont respectivement le volume, la masse du canal, la constante des gaz parfaits, la température et la masse molaire du canal.

Sachant que $\rho = m/V$, il vient :

$$\rho = \frac{M}{R} \frac{p}{T} \quad (2.43)$$

Le leader étant une phase non explosive [3, 6], la pression peut être considérée constante, et approximativement égale à la pression atmosphérique. Ceci est vrai surtout pour les ondes voisines de l'onde critique (ondes courtes). Par conséquent :

$$\rho(kg.m^{-3}) = \frac{k}{T(^{\circ}K).R} \quad (2.44)$$

où : $k = Mp$.

Dans le cas présent R est une fonction de la température [18]. Il dépend en fait, de la masse moléculaire moyenne des particules du gaz, qui est affectée par la dissociation des molécules O_2 et N_2 et inversement par la recombinaison des atomes O et N . L'équation (2.45) représente par conséquent une relation non linéaire d'état entre ρ et T .

Les équations (2.41), (2.44) et (1.31) donnent :

$$v_{al} = \left(\frac{4\beta T_o U_j R}{\pi r_o^2 k R_e \ln 4 \left(\frac{D - L_z}{R_e} \right)} \right)^{1/2} \left[\frac{1}{\sum_{j=1}^n t_j} \sum_{j=1}^n (q_{pj}^{1/2} t_{pj}) \right] \quad (2.45)$$

Il apparaît que la vitesse du leader dépend de la tension en tête du leader U_j , de sa longueur axiale L_z et d'autres paramètres physiques.

III-2-5-4 Fraction d'énergie cinétique

La connaissance de la vitesse moyenne du leader nous permet d'établir la valeur moyenne de la fraction d'énergie utilisée pour le déplacement du leader. La valeur de β pour

différentes propagations à travers l'intervalle jusqu'à l'instant du saut final peut être déduite à partir de l'équation (2.45) :

$$\beta = \frac{v_{al}^2 \pi r_o^2 \rho R_e \ln 4 \left(\frac{D - L_{sf}}{R_e} \right) \left(\frac{\sum_{j=1}^n t_j}{\sum_{j=1}^n (q_{pj}^{1/2} t_{pj})} \right)^2}{4U_{sf}} \quad (2.46)$$

Considérons, par exemple, des données expérimentales pour lesquelles nous connaissons la configuration des électrodes et l'allure de la charge électrique injectée dans l'intervalle, les valeurs moyennes de r_o et de v_{al} (figure 1 de [31]). D'après les résultats rapportés dans la littérature à $T_o = 1000^\circ K$ [3, 5], la masse volumique du gaz est $\rho = 0,15 \text{ kg.m}^{-3}$ [18]. En substituant les valeurs des différents paramètres dans l'équation (2.46), on obtient pour $D = 2,9 \text{ m}$, $\beta = 0,10$.

Pour une autre donnée expérimentale ($D = 16,7 \text{ m}$, intervalle cône - plan sous onde $750/10\,000 \mu s$) pour laquelle nous connaissons l'allure de la charge électrique injectée dans l'intervalle [16] et les valeurs moyenne $v_{al} = 2 \text{ m.s}^{-1}$, et $r_o = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$, nous obtenons $\beta = 0,09$.

Il ressort de ces deux exemples, relatifs à des essais réalisés avec des ondes critiques et au voisinage de U_{50} , que β est pratiquement constant. Ces deux exemples suggèrent que seulement 10% de l'énergie totale est consommée en énergie cinétique. Dans ce qui suit, nous considérerons une valeur moyenne de $\beta = 10\%$, sachant qu'en réalité β n'est pas constant.

L'équation (2.41) montre que β dépend de plusieurs paramètres parmi lesquels certains tels que L_{sf} , V_{al} , D et R_e sont interconnectés. D'autre part, nous devons souligner que la température T_o aussi varie avec le développement du leader. Comme, nous considérons seulement la vitesse de la tête du leader, nous considérons T_o constant.

III-2-5-5 Vitesse instantanée du leader

A partir de l'équation. (2.31), nous pouvons écrire

$$dW_c = \beta \quad dW_p \quad (\beta \text{ est supposé être constant}).$$

Par conséquent, pour chaque déplacement dl_j , nous aurons :

$$\frac{1}{2} \rho \pi r_j^2 dl_j v_j^2(t) = \beta dW_j(t) \quad (2.47)$$

($dW_j(t) = dW_i(t)$ pour la branche j).

Sachant que $dl_j = v_j dt$ (dt étant la durée du saut), $T = T_o$ et $r_j = r_o$, il vient

$$\frac{1}{2} \rho \pi r_o^2 v_j^3(t) dt = \beta dW_j(t) \quad (2.48)$$

Par conséquent :

$$v_j(t) = \left(\frac{2\beta}{\rho \pi r_o^2} \frac{dW_j(t)}{dt} \right)^{1/3} \quad (2.49)$$

ou

$$v_j(t) = \left(\frac{2\beta}{\rho \pi r_o^2} P_j(t) \right)^{1/3} \quad (2.50)$$

$P_j(t)$ étant la puissance instantanée injectée dans l'intervalle :

$$P_j = U_j I_j \quad (2.51)$$

L'énergie instantanée injectée dans l'intervalle est :

$$W_j = \sum_0^t U_j I_j dt \quad (2.52)$$

Plus le courant sera élevé, plus la vitesse d'élongation v du leader sera forte. Cependant, v varie moins vite que le courant.

Il ressort des expressions (2.49) et (2.50), que la connaissance de W_j et P_j est nécessaire pour calculer v_j . La validation de ce modèle a été présentée par ailleurs [31]. On peut remarquer que

pour une tension presque constante, les expressions (2.49 et 2.50) sont assez proches de celle établie empiriquement par Hutzler (voir équation 1.36 du chapitre 1).

III-3 Dispersion

La propagation du leader peut être représentée par des segments successifs de longueur 'dL' (dL=v.dt, v et dt étant respectivement la vitesse de propagation du leader et le pas de temps du calcul) faisant un angle aléatoire ϕ avec l'axe de l'intervalle, tel que $dL_z = dL \cdot \cos\phi$; dL_z étant la longueur axiale du pas du leader.

D'autre part, la propagation hasardeuse du leader est connue pour être un des facteurs responsables de la dispersion des tensions et du temps de claquage. Hutzler et Hutzler [21, 33] ont établi une loi probabilistique qui semble être physiquement plausible. Les calculs complets conduisent à la détermination de l'angle ϕ sont présentés dans [33]. Cet aspect est pris en compte avec la loi de probabilité caractérisée par un paramètre de dispersion " ω ". La densité de probabilité $P(\phi)$ de l'angle ϕ est définie par la relation (1.37) du chapitre 1.

Il est possible d'exprimer le paramètre " ω " sous la forme suivante [21] :

$$\omega = 0,6(1 + 10R)^{-1} \cdot \left(0,8 + 10^{-10} \frac{dU_c(t)}{dt} \right)^{-1} \quad (\text{m, V, s}) \quad (2.53)$$

où R est le rayon de courbure de la surface équipotentielle au point considéré et $dU_c(t)/dt$ (en V/s) est le taux de variation de la tension appliquée à l'instant considéré. Cette formule empirique exprime le fait que la tortuosité du leader est d'autant plus marquée que le champ est moins uniforme et que la tension croît moins vite.

Le fait que la probabilité d'avoir $\phi > \pi/2$ est non nulle, permet d'inclure dans le modèle, la possibilité pour le leader de remonter vers l'électrode H.T. D'autre part, l'expression précédente nous conduit à une probabilité non nulle d'avoir $\phi > 2\pi$, ce qui n'a aucune signification physique.

Par conséquent, il est nécessaire de faire une troncature telle que:

$$P(\varphi) = \frac{|\sin \varphi|}{2\omega \left(1 - \exp\left(\frac{-2}{\omega}\right)\right)} \exp\left(\frac{\cos \varphi - 1}{\omega}\right) \quad (2.54)$$

III-4 La couronne du leader

Les couronnes de leader apparaissent chaque fois qu'il y a un leader puisque ce sont elles qui "alimentent" ce dernier et permettent sa propagation à travers l'intervalle.

En subdivisant le potentiel soumis à l'intervalle, en trois termes (leader, streamer, intervalle non franchi) suivant la figure II-1, nous obtenons à chaque pas de temps :

$$U_c(t) = E_L L_Z + E_S S + E_A A \quad (2.55)$$

où E_L , E_S (pratiquement constant et égale à 0.45 MV/m [7, 8, 18]), E_A sont respectivement les champs moyens le long du leader, le long des streamers et de l'intervalle non franchie. L_Z , S , et A sont les longueurs axiales des trois régions.

Le problème principal est l'obtention d'une bonne approximation de E_A . Sachant que l'intervalle inter - électrodes est $D=L_Z+S+A$ (figure II-1), nous proposons :

$$E_A = \frac{U_c(t) - U_o}{A} \quad (2.56)$$

La longueur des streamers de couronnes se déduit alors aisément de l'équation (2.55) :

$$S = \frac{U_c(t) - E_A A - E_L L_Z}{E_S} \quad (2.57)$$

La vitesse des streamers est aussi déduite à chaque instant :

$$v_s(t) = dS/dt.$$

Sous des circonstances spécifiques, cette vitesse peut tendre vers zéro, arrêtant le courant qui alimente la tête du leader. La condition $v_s(t) > 0$ est donc testée à chaque instant.

Dans la pratique $v_s(t)$ dépend du champ géométrique E_g et du nombre de porteurs de charges N_s (charge d'espace) [19].

III-5 Saut final

Il est intéressant d'examiner les conditions qui doivent être remplies pour que le saut final se déclenche. L'étude expérimentale effectuée par Hutzler et Garcia [24] montre qu'une approximation satisfaisante est fournie par la relation (1.40)

Cette relation traduit le fait que la hauteur du saut final ne dépend que de la tension au début du saut final et est indépendante de tous les paramètres géométriques.

Généralement, le déclenchement de cette phase conduit inévitablement à l'amorçage sauf si la tension appliquée décroît de façon sensible.

La décharge évoluera jusqu'à l'amorçage si le gradient moyen le long des streamers

$$E_{ms} = \frac{U_c(t) - 0.15}{D - Lz} \quad (2.58)$$

est suffisant c'est à dire supérieur à E_s . La vitesse d'accélération durant cette période est une fonction exponentielle négative de la longueur de l'intervalle qui reste à franchir [6, 22]. Elle est de l'ordre de quelques m/μs [1-9].

III-6 Arc en retour

Cette phase est caractérisée par le passage d'un fort courant dans un canal de faible impédance. La valeur de ce courant est entièrement définie par les caractéristiques du circuit d'essai mais ne dépasse pas en général 10 kA [34].

IV- BASE DU MODELE

Il est bien connu que les modèles circuit ont une part importante à jouer dans la compréhension des phénomènes relatifs aux plasmas [35-39]. Dans ce qui suit, nous considérons que la décharge peut être représentée par un schéma électrique équivalent comme indiqué à la figure II-2 où R_o est la résistance de l'électrode plane. Dans ce travail, nous utiliserons la valeur de 100Ω [20, 39-42], C_o peut être estimée par une approximation sphérique (assumant les deux électrodes à deux sphères concentriques, leurs rayons étant R_p et (R_p+D) respectivement) et considérant qu'elle est égale à la moitié de la capacité sphérique [20, 39-42] :

$$C_o = 2\pi\epsilon_o \frac{(D+R_p)R_p}{D} \quad (2.59)$$

Une détermination plus rigoureuse de cette capacité C_o peut se faire expérimentalement comme décrit par Domens [16], ou par des logiciels de CAO tel que "fissure" développé au CEGELY.

Lorsque le leader se propage, la tension et le courant initiés sont :

$$L_j \frac{dI_j(t)}{dt} = V_{j-1}(t) - V_j(t) - R_j I_j(t) - V_{s_j}(t) \quad (2.60)$$

$$C_{s_j}(x) \frac{dV_{s_j}(t)}{dt} = I_j(t) - \frac{V_{s_j}(t)}{R_{s_j}} \quad (2.61)$$

$$C_j(x) \frac{dV_j(t)}{dt} = I_j(t) \quad (2.62)$$

D'autre part, nous avons :

$$I_{j-1}(t) - I_j(t) = C_{j-1}(x) \frac{dV_{j-1}(t)}{dt} \quad (2.63)$$

Pour la modélisation, nous utilisons la "représentation d'état". Ceci consiste à écrire les équations du circuit sous forme d'un système d'équations différentielles du premier ordre :

$$\frac{dX(t)}{dt} = AX(t) + BU(t) \quad (2.64)$$

$$Y(t) = CX(t) + DU(t) \quad (2.65)$$

où A, B, C et D sont les matrices d'état correspondant respectivement à la dynamique du système, au contrôle, à l'observation et à la transmission directe.

U(t) et Y(t) sont respectivement les matrices d'entrée et de sortie.

Une fois le vecteur d'état X déterminé, les matrices d'état (A, B, C, D) seront calculées connaissant la topologie et les valeurs des paramètres du circuit.

En substituant les équations (2.60), (2.61) et (2.62) dans (2.63), nous obtenons les tensions. Alors, le courant du leader sera :

$$I(t) = \frac{U_c(t) - V_o(t)}{R_o} \quad (2.66)$$

$V_o(t)$ étant la tension aux bornes de C_o .

La charge d'espace injectée dans l'intervalle est la somme des charges élémentaires :

$$Q(t) = \sum_j^n q_j = \sum_j^t C_j V_j(t) \quad (2.67)$$

$V_j(t)$ est la tension aux bornes de C_j et n le nombre de bonds du leader.

V- LES PARAMETRES DU CIRCUIT EQUIVALENT

V-1 La résistance

V-1-1 La couronne du leader

La couronne du leader est constituée de plusieurs canaux filamenteux ou streamers comme indiqué à la figure 1. I_i est le courant circulant dans chaque branche, tel que $\sum I_i = I$. A cause de la conductivité élevée des streamers, I_i est très faible par rapport à I .

Dans ce qui va suivre, nous considérons pour simplifier les calculs que la couronne du leader se comporte globalement comme une portion de leader de longueur S . R_{sj} se calculera donc comme R_j .

V-1-2 Le canal

a) phase du leader

Durant la propagation du leader, aucun ETL n'est atteint. Son canal se comporte comme une électrode résistive ; ses propriétés sont contrôlées par un échauffement ohmique et par l'expansion dynamique du gaz [3, 6]. En assimilant le canal à un conducteur cylindrique, la résistance par unité de longueur sera donnée par l'expression suivante :

$$\lambda = \frac{I}{\sigma \pi a^2 (t - t_o)} \quad (2.68)$$

La conductivité du leader σ est fonction de son courant I [3, 18]. A la figure I-9 la caractéristique $\sigma = f(I)$ donnant la conductivité en fonction du courant a été établie par Le groupe des Renardières [3, 5, 6, 18]. Les conditions initiales étaient $a_0 = 1$ mm et $T_0 = 1000^\circ\text{K}$. Comme la valeur de a_0 dépend en pratique de R_p et de $U_i - U_o$ [6, 22], nous devons procéder à une troncature. Ainsi pour un intervalle donné avec a_{or} comme rayon initial du canal du leader, la conductivité réelle σ_r sera:

$$\sigma_r = \left(\frac{a_o}{a_{or}} \right)^2 \sigma \quad (2.69)$$

Il apparaît nécessaire de connaître a_o . Nous adopterons par conséquent la même approche que celle utilisée par ailleurs [41-42].

b) La phase du saut final

Le saut final représente la transition durant laquelle le canal du leader passe des propriétés hors ETL aux caractéristiques d'ETL de la phase d'arc. Le leader change ses conditions internes en un temps bref (de l'ordre de 10 à 20 μ s). Ce passage entraîne la chute de la résistance par unité de longueur du leader. En utilisant des résultats expérimentaux [3, 6] nous avons déduit une expression (par extrapolation) pour la résistance R_{ff} durant cette phase [41] :

$$R_{ff} = 10 \sqrt{p^2 - \frac{t}{\Delta t}} \quad (2.70)$$

où Δt est la durée de la phase du saut final $p = \log_{10} R$; R étant la dernière valeur de la résistance du leader juste avant le début du saut final.

c) La phase d'arc en retour

Pendant la phase d'arc en retour, l'ETL est réalisé [6] : les molécules du gaz sont totalement dissociées et la température est uniforme à travers le canal. Cette phase correspond à la neutralisation des charges injectées dans l'intervalle durant la propagation du leader. Le rayon du canal est maintenu par des forces de contraction magnétique et cinétique égales [34]. La conductivité des gaz fortement ionisés est donnée par $\sigma = 1,5 \cdot 10^{-5} \cdot T^{3/2} (\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1})$ [38]. Selon Gallimberti [6], la température dans le canal pour les longs intervalles d'air durant l'arc en retour est de l'ordre de 20 000°K. Le canal devient un chemin faiblement résistant joignant les deux électrodes.

V-2 L'inductance

Il faut noter que durant la phase leader, l'inductance du canal est négligeable par rapport à la résistance. Ainsi, les calculs seront réalisés durant la phase d'arc.

Dans le but de déterminer l'inductance du canal, nous utilisons la simplification donnée à la figure II-5 [38, 40]. Les effets de bord sont négligés. L'inductance du canal est la somme de deux inductances : l'inductance due à l'énergie électromagnétique emmagasinée dans le canal L_1 (inductance interne) et l'inductance due au champ électromagnétique rayonné par le courant circulant dans le canal L_2 .

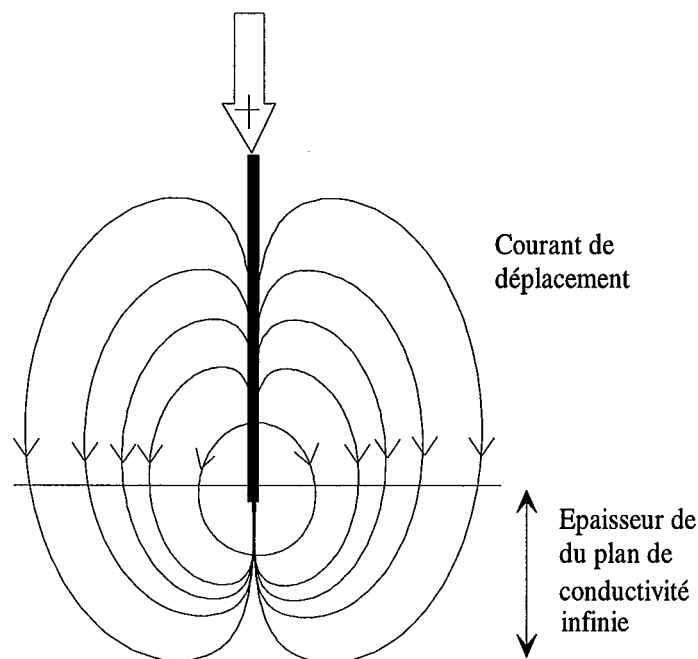


Figure II-5 : Schéma de l'hypothèse simplificatrice utilisée pour le calcul de l'inductance du canal [38, 40].

V-2-1 Inductance due à l'énergie électromagnétique emmagasiné dans le canal

Considérons un segment du canal de hauteur h comme indiqué à la figure II-6.

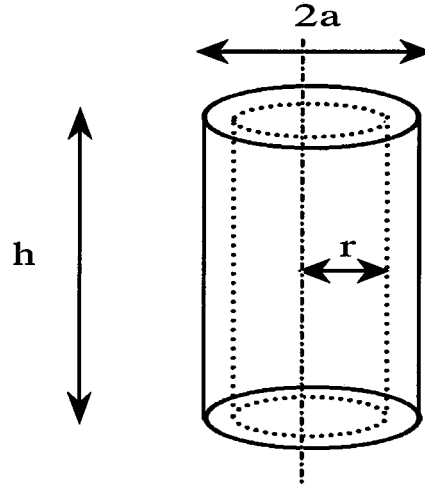


Figure II-6 : Schéma de l'hypothèse simplificatrice utilisée pour le calcul de L_I .

Soit I le courant circulant dans ce segment. Le champ magnétique à une distance r ($r \leq a$) par rapport à l'axe du canal est :

$$B(r) = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{1}{r} \left(\frac{I}{\pi a^2} \pi r^2 \right) = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{r}{a^2} I \quad (2.71)$$

La densité de l'énergie électromagnétique emmagasiné sera :

$$\delta\omega(r) = \frac{1}{2\mu_0} B^2(r) \quad (2.72)$$

ou encore

$$\delta\omega(r) = \frac{\mu_0}{8\pi^2} I^2 \frac{r^2}{a^4} \quad (2.73)$$

En faisant l'hypothèse que le courant I est constant, l'énergie électromagnétique totale emmagasinée dans le segment du canal sera

$$W = 2\pi h \int_0^a \delta\omega(r) r dr \quad (2.74)$$

ainsi

$$W = \frac{\mu_0}{16\pi} I^2 h \quad (2.75)$$

D'autre part, cette énergie peut aussi s'exprimer comme suit :

$$W = \frac{1}{2} L_1 I^2 \quad (2.76)$$

Des équations (2.75) et (2.76), nous pouvons déduire L_1 :

$$L_1 = \frac{I \mu_0}{4 \cdot 2\pi} h \quad (2.78)$$

V-2-2 Inductance due au champ électromagnétique rayonné par le courant d'arc

Soit D_f la distance par rapport au canal à laquelle le champ est considéré nul. Considérons une section longitudinale du segment précédent du canal comme indiqué à la figure II-7.

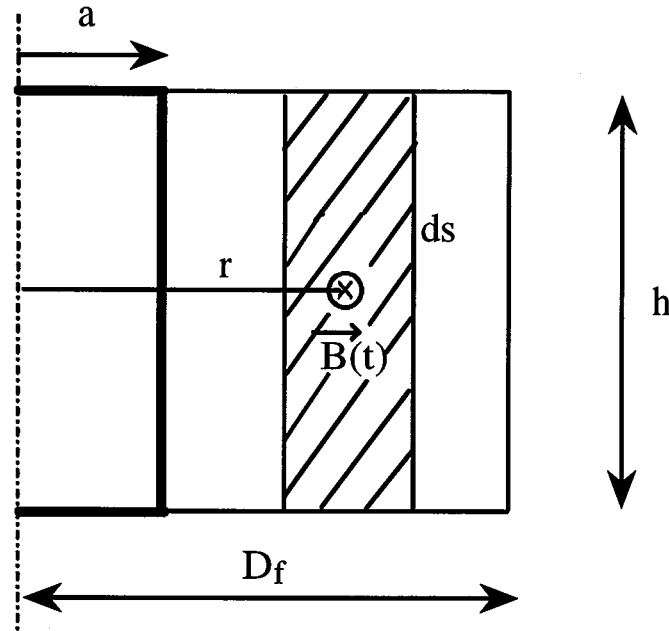


Figure II-7 : Schéma de l'hypothèse simplificatrice utilisée pour le calcul de L_2 [40].

Le champ d'induction magnétique à la distance r ($a < r < D_f$) est défini comme suit :

$$B(r) = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I}{r} \quad (2.78)$$

D'après l'équation (2.72), la densité d'énergie électromagnétique emmagasinée est :

$$\delta\omega(r) = \frac{1}{2\mu_0} \frac{\mu_0^2 I^2}{4\pi^2 r^2} = \frac{\mu_0 I^2}{8\pi^2 r^2} \quad (2.79)$$

En considérant encore I constant, l'énergie électromagnétique totale emmagasinée sera d'après l'équation (2.74) :

$$W = \frac{2\pi h \mu_0 I^2}{8\pi^2} \int_a^{Df} \frac{dr}{r} = \frac{h \mu_0 I^2}{4\pi} \ln\left(\frac{Df}{a}\right) \quad (2.80)$$

D'autre part, cette énergie peut s'exprimer comme suit :

$$W = \frac{1}{2} L_2 I^2 \quad (2.81)$$

A partir des équations (2.80) et (2.81), nous avons :

$$L_2 = \frac{\mu_0 h}{2\pi} \ln\left(\frac{Df}{a}\right) \quad (2.82)$$

Des équations (2.77) et (2.82), nous déduisons l'inductance totale du canal :

$$L = \frac{\mu_0}{2\pi} h \left(\frac{1}{4} + \ln\left(\frac{Df}{a}\right) \right) \quad (\text{H}) \quad (2.83)$$

L'inductance par unité de longueur L_u du canal sera alors :

$$L_u = \frac{\mu_0}{2\pi} \left(0.25 + \ln\left(\frac{Df}{a}\right) \right) \quad (\text{H/m}) \quad (2.84)$$

Df sera pris très grand. L'erreur fractionnaire est de l'ordre de $(1/\ln(D/a))$ [38, 40]. Ceci est très petit vu que $Df \gg a$.

Le travail ici présenté concerne la décharge dans les grands intervalles d'air créée en laboratoire. Dans ce qui va suivre, nous allons prendre $D_f=100\text{ m}$ pour le calcul, ceci est une valeur plausible [39].

V-3 La capacité

V-3-1 La couronne du leader

La capacité C_{sj} entre la tête du leader et celle des streamers peut être obtenue en utilisant une approximation sphérique (figure II-8). Sachant que l'angle solide Γ_{sj} ($\Gamma_{sj} = 2\pi(1 - \cos\theta_{sj})$) est petit devant 4π , et que $S \gg r_o$, nous aurons :

$$C_{sj} = \Gamma_{sj} \epsilon \left(\frac{(S + r_o)r_o}{S} \right) = \Gamma_{sj} \epsilon r_o \quad (2.85)$$

La permittivité ϵ de cette couronne (zone ionisée) est très difficile à évaluer. Cependant, les calculs effectués en admettant que $\epsilon = \epsilon_o$ donnent des ordres de grandeurs pour les caractéristiques des impulsions de courant (en particulier le temps de queue) compatible avec ceux mesurés [7].

Le calcul montre que $R_{sj}C_{sj}$ est très petit devant le pas de temps. C_{sj} sera alors négligé.

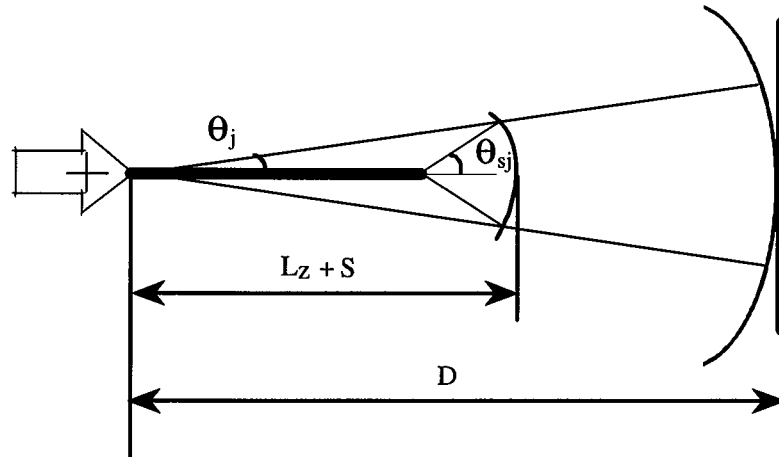


Fig. II-8: Approximation sphérique utilisée pour le calcul des capacité.

V-3-2 L'intervalle non franchi

La capacité C_j est obtenue en utilisant un modèle simple [26, 39-44] (c'est à dire une approximation sphérique). Ce modèle représente le leader comme un plasma de canal terminé par une enveloppe de charges déposées composée de streamers. Le modèle consiste à assimiler la tête de la décharge et l'électrode plane à deux sphères concentriques. La distance entre ces deux sphères varie avec la propagation de la décharge (figure II-8).

Sachant que l'angle solide Γ ($\Gamma = 2\pi(1 - \cos\theta)$) est plus petit que 4π , la capacité sera donnée par l'expression suivante :

$$C_j = \Gamma_j \epsilon_o \frac{D(L_z + S)}{A} \quad (2.86)$$

Nous voulons connaître l'évolution de Γ_j . Pendant chaque saut du leader, les charges élémentaires injectées peuvent s'exprimer comme suit :

$$q_j = C_j U_j = \Gamma_j \epsilon_o \left[\frac{D(L_z + S)}{A} \right] U_j \quad (2.87)$$

Le courant circulant dans le canal s'écrit aussi $I = dq_j/dt$. Nous avons alors :

$$I = \frac{d}{dt} \left[\Gamma_j \epsilon_o \frac{D(L_z + S)}{A} U_j \right] \quad (2.88)$$

Le développement de cette expression nous donne :

$$I = \frac{d\Gamma_j}{dt} \epsilon_o \left(\frac{D(L_z + S)}{A} \right) U_j + \frac{dU_j}{dt} \Gamma_j \epsilon_o \left(\frac{D(L_z + S)}{A} \right) + \Gamma_j \epsilon_o U_j \frac{d}{dt} \left(\frac{D(L_z + S)}{A} \right) \quad (2.89)$$

En posant $d\Gamma_j = \Gamma_j - \Gamma_{j-1}$ et sachant que $dS/dt = v_s$ et $dL_z/dt = dL \cos\varphi/dt = vL \cos\varphi$ nous aurons finalement :

$$\Gamma_j = \frac{\frac{I}{\epsilon_o} + \frac{D(L_z + S)}{A dt} U_j \Gamma_{j-1}}{\frac{D(L_z + S)}{A dt} U_j + \frac{dU_j}{dt} \frac{D(L_z + S)}{A} + U_j \left(\frac{M - N}{A^2} \right)} \quad (2.90)$$

avec

$$\begin{cases} M = (D^2 - D(L_z + S))(v_L \cos \varphi + v_s) \\ N = -(v_s + v_L \cos \varphi)(D(L_z + S)) \end{cases}$$

On peut remarquer que Γ_j dépend de Γ_{j-1} .

Sur la photographie de la figure I-2b, prise en mode image par image (frame) on remarque que les couronnes de leader ont une forme conique. Waters [3] note que l'angle au sommet reste voisin de 70° tout au long de la propagation.

D'où, pour commencer la simulation nous utiliserons comme angle conique pour la première couronne $\theta_o = \pi/6$.

On voit donc que C_j est liée à I et à l'angle conique de la couronne. La couronne est d'autant plus développée que le courant de couronne est grand comme l'a constaté Hutzler [33].

Conclusion

L'ensemble des relations qui viennent d'être présentées est résumé dans l'organigramme de la figure II-9. En principe, la tension appliquée, les conditions atmosphériques, la géométrie de l'intervalle sont des données du problème. Les flèches précisent dans ce cas, comment s'articulent les diverses opérations. T_M est le temps maximum prévu pour le développement total de la décharge. Il est fonction de tous les paramètres mis en jeu (géométrie de l'intervalle, tension appliquée, conditions atmosphérique,...)

Le block diagramme apparaît être formé de plusieurs boucles. Les valeurs d'équilibre qui correspondent à une propagation stable, sont imposées par la tension appliquée, qui représente une donnée externe au système. Les fluctuations statistiques ou les perturbations externes peuvent générer des oscillations dans les différentes boucles.

Le modèle présenté ici utilise un maximum d'éléments ayant des fondements physiques. Néanmoins, des éléments empiriques ont été également introduits pour palier aux insuffisances dans la compréhension de tous les mécanismes n'est pas acquise, mais aussi quelques fois parce que la formulation physique de certains aspects est trop complexe.

Dans ce qui suit, nous présentons quelques résultats de simulation qui seront validés sur la base de résultats expérimentaux publiés dans la littérature.

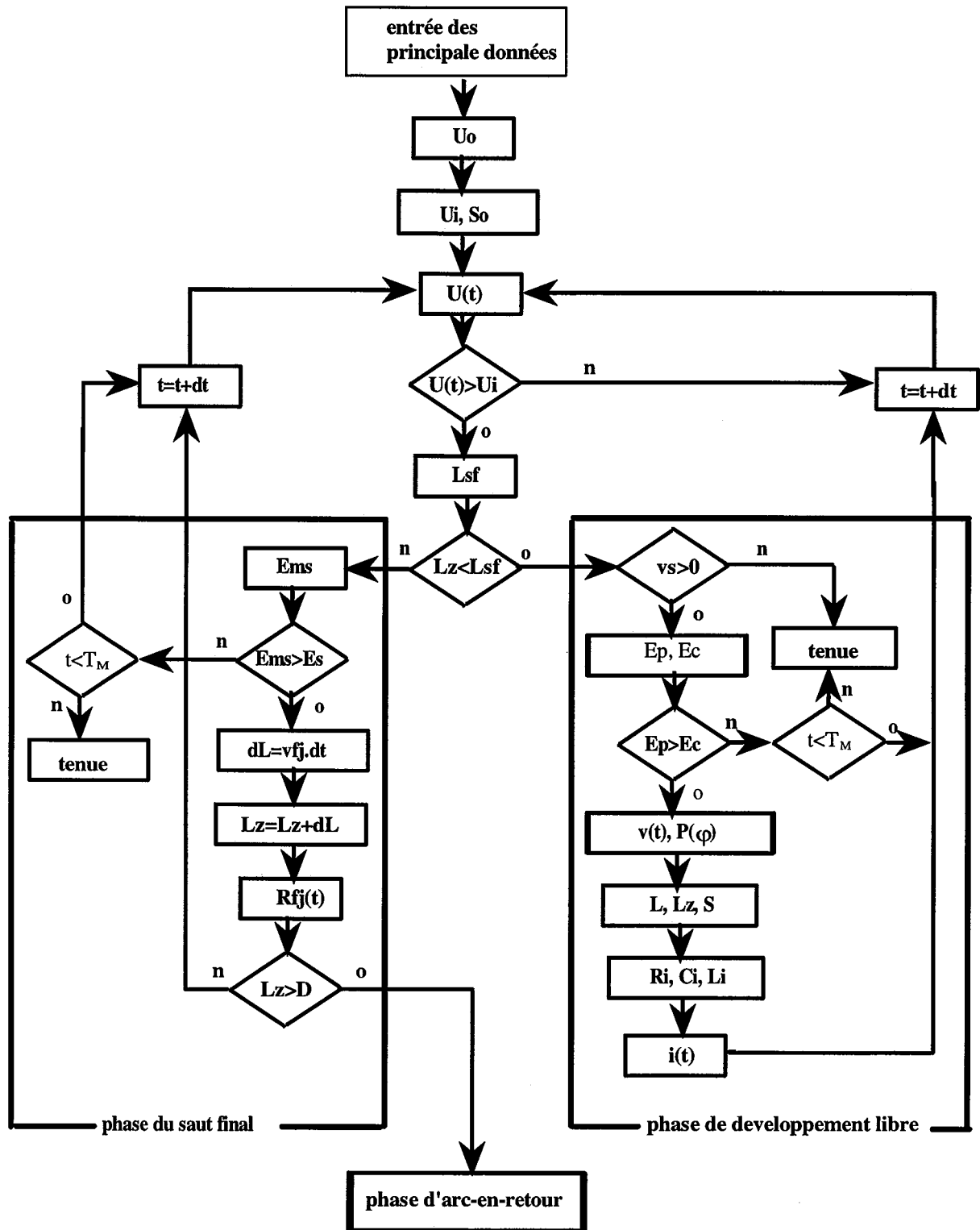


Figure II-9 : Schéma de l'organigramme permettant de résoudre les équations.

Chapitre 3

EXPLOITATION NUMERIQUE

Introduction

L'intérêt de la simulation d'une expérience de laboratoire réside essentiellement dans la validation de la modélisation qu'elle est susceptible d'apporter.

Le modèle a été programmé sous matlab (bibliothèque scientifique) selon l'organigramme de la figure II-10 du chapitre 2.

Afin de pouvoir porter un jugement aussi précis que possible, il est intéressant de choisir les configurations de laboratoire pour lesquelles une connaissance expérimentale a pu être acquise : les intervalles pointe, tige ou cône - plan soumis à des impulsions de tension de forme biexponentielle pure ou oscillante.

Nous présenterons dans ce chapitre quelques exemples de simulations d'expérience de laboratoire ; il s'agit de :

- la détermination des caractéristiques (claquage et tenue) d'un intervalle d'air donné soumis à une tension U_{50} (tension qui donne 50 % d'amorçage).
- simulation d'une séquence "up and down" (montée et descente) pour la détermination de la tension U_{50} pour différentes configurations géométriques. Les résultats obtenus sont comparés à des valeurs expérimentales [45].
- Comparaison des caractéristiques globales pour une configuration donnée et des conditions expérimentales données.

L'ensemble de ces résultats de simulation seront validés sur la base de résultats expérimentaux publiés dans la littérature [3, 7, 45].

I- SIMULATION D'UNE EXPERIENCE DE LABORATOIRE

I-1 Cas d'une onde pure

Considérons un intervalle pointe - plan de 10 mètres soumis à une onde 500/10 000 μ s qui en laboratoire constitue l'onde critique pour un intervalle de 10 m, c'est à dire celle qui conduit à la plus faible tension d'amorçage [21]. L'amplitude de la tension correspond à la tension U_{50} . Il s'agit là d'une configuration à laquelle se réfèrent largement les travaux du Groupe des Renardières [1-3].

Le rayon équivalent R_i au début de la propagation est supposé être influencé par le premier effet de couronne [21-22]. Il est pris égal à 10 cm [21].

Les résultats de la simulation pour deux cas sont donnés à la figure III-1 : un amorçage en (a) et une tenue en (b). Dans chacun des deux cas, nous pouvons voir les variations des caractéristiques de la tension appliquée, l'évolution de la position de l'extrémité du leader comme on pourrait le photographier et les caractéristiques du courant du leader. Dans le cas de l'amorçage, la partie ultime de la propagation dite phase du saut final est illustrée en pointillé.

Les figures qui suivent (III-2 à III-9) représentent les caractéristiques physiques et géométriques dans le cas de l'amorçage.

La figure III-2 est une simulation du convertisseur d'image. Nous avons en (a) le fonctionnement en mode balayage (le saut final correspond bien à l'arrivée des streamers au sol) et en (b) le fonctionnement en mode image par image qui met en évidence le chemin capricieux suivi par le leader. L'évolution axiale de la couronne de tête du leader est représentée en pointillé. Cette figure donne un aperçu qualitatif de la décharge. Elle reflète assez bien la réalité comparée à la figure I-2 du chapitre 1.

La charge injectée dans l'intervalle au cours de la propagation du leader est représentée à la figure III-3. La valeur moyenne de cette charge par unité de longueur est de l'ordre d'une dizaine de μ C/m. Cette valeur rappelle celles obtenues expérimentalement [3, 5, 21-22].

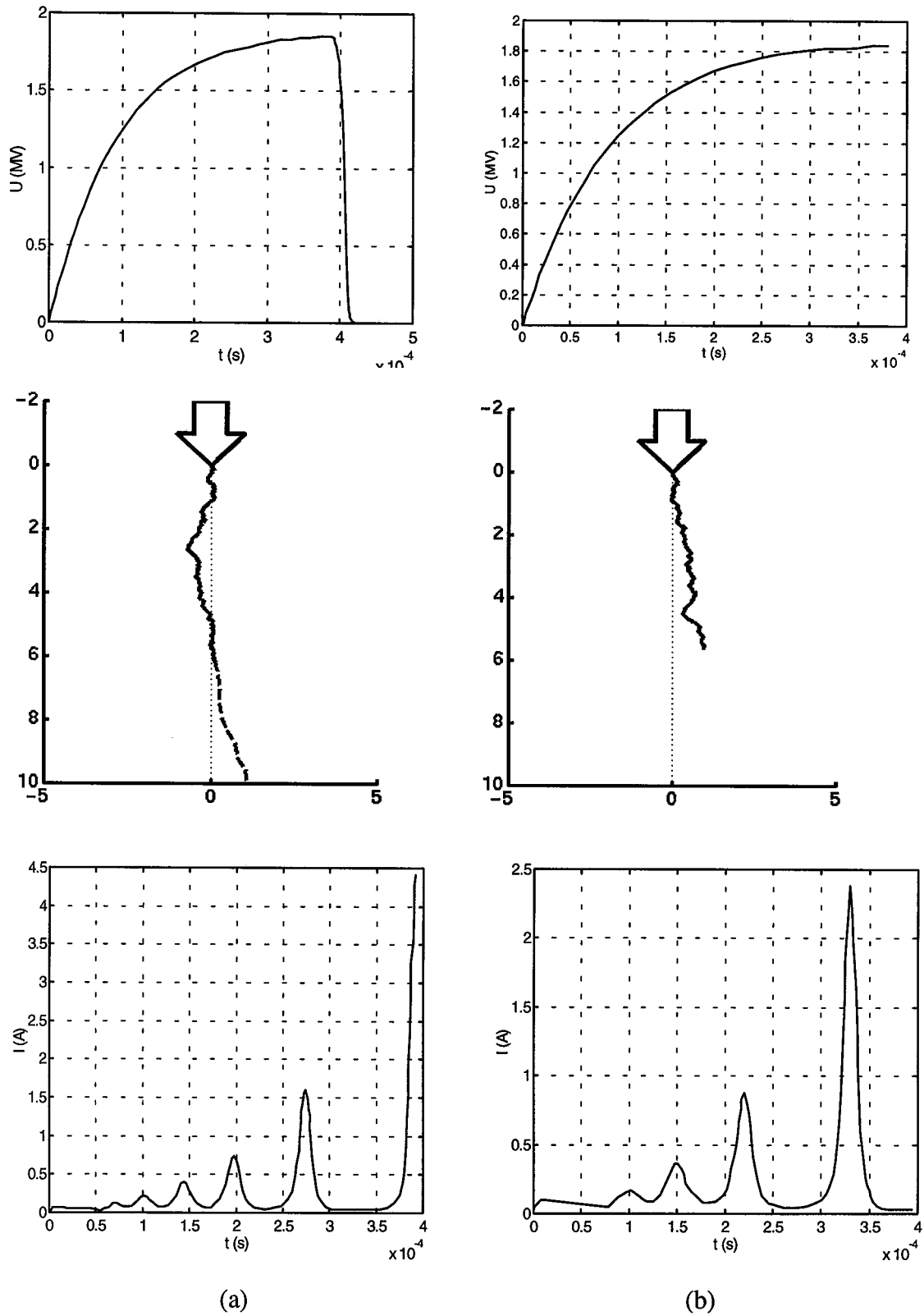


Figure III-1 : Simulation de l'amorçage dans un intervalle pointe - plan : tension appliquée, trajectoire de la décharge, courant du leader. $D=10$ m - onde 500/10 000 μ s - tension crête = $U_{50} = 1870$ kV. (a) amorçage (b) tenue.

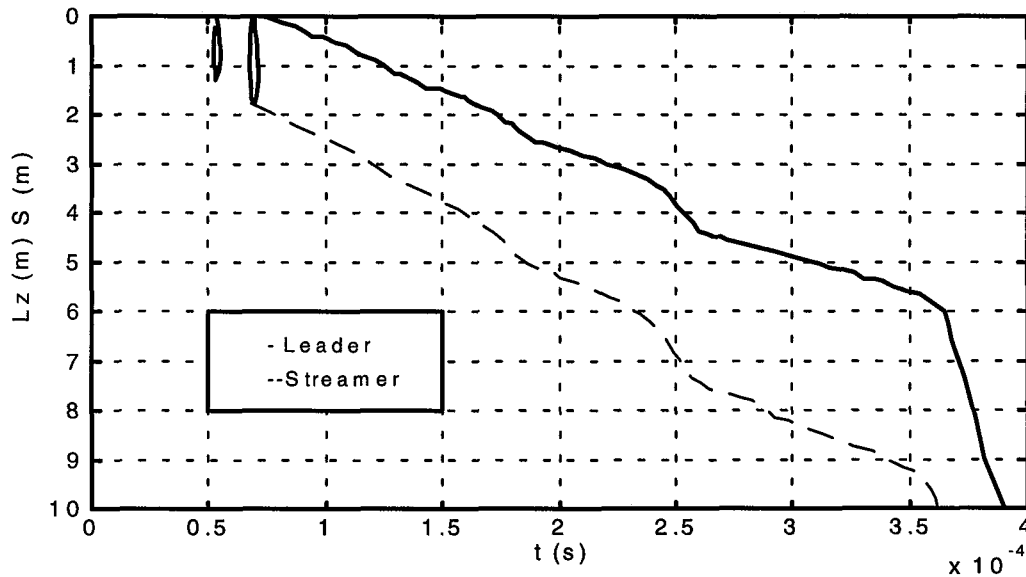


Figure III-2 (a) : Convertisseur d'image en mode balayage

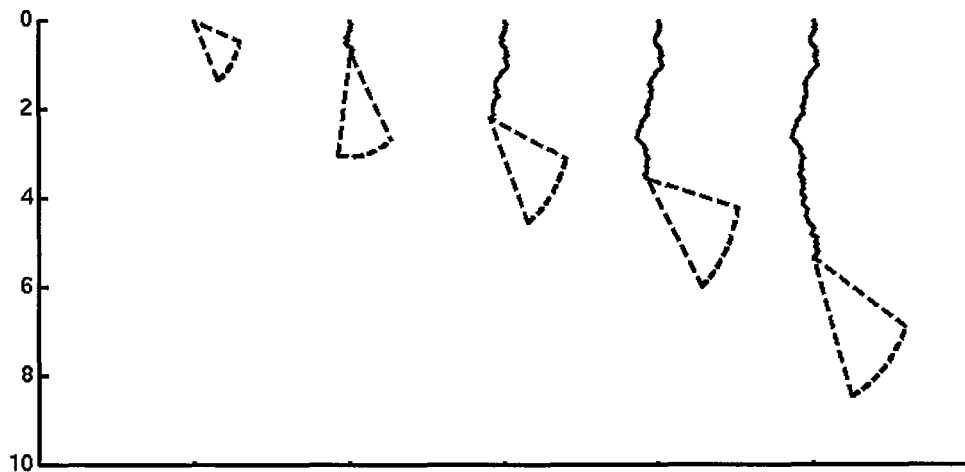


Figure III-2 (b) : Convertisseur d'image en mode image par image

Le gradient de potentiel du leader en un point donné décroît au cours du temps comme l'indique la figure III-4 du fait de la dilatation du canal à E/N presque constant et de la décroissance de la densité des molécules du gaz. Cette figure illustre ainsi le "vieillessement" du leader et permet de suivre l'évolution du champ local et du champ moyen. Cette décroissance dans le temps du champ interne dans le leader (due aux modifications des

propriétés électriques du plasma, notamment de sa conductivité) peut servir de base pour expliquer plusieurs traits de l'amorçage des grands intervalles [3] telle que la nature des courbes en U,

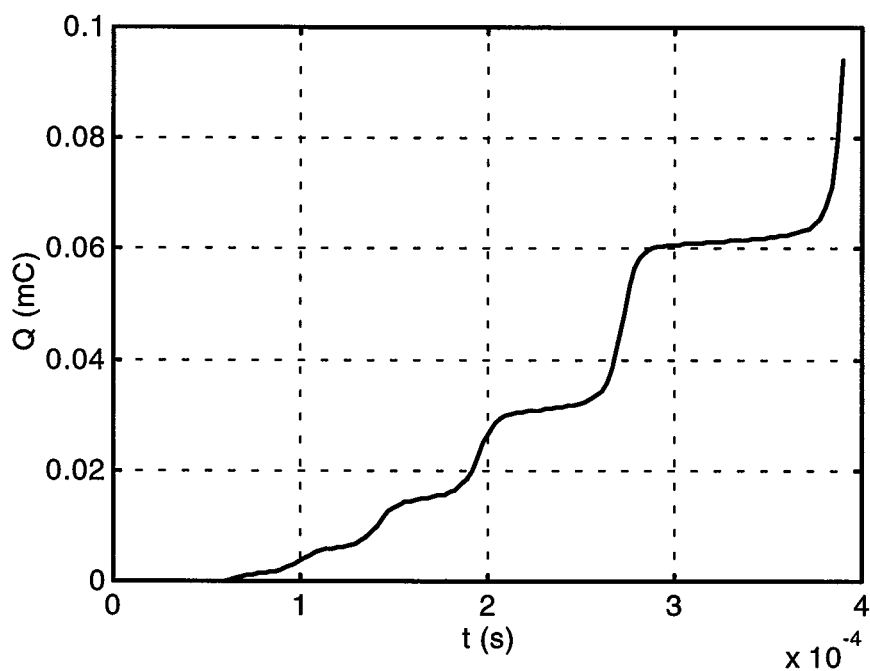


Figure III-3 : charge injectée dans l'intervalle

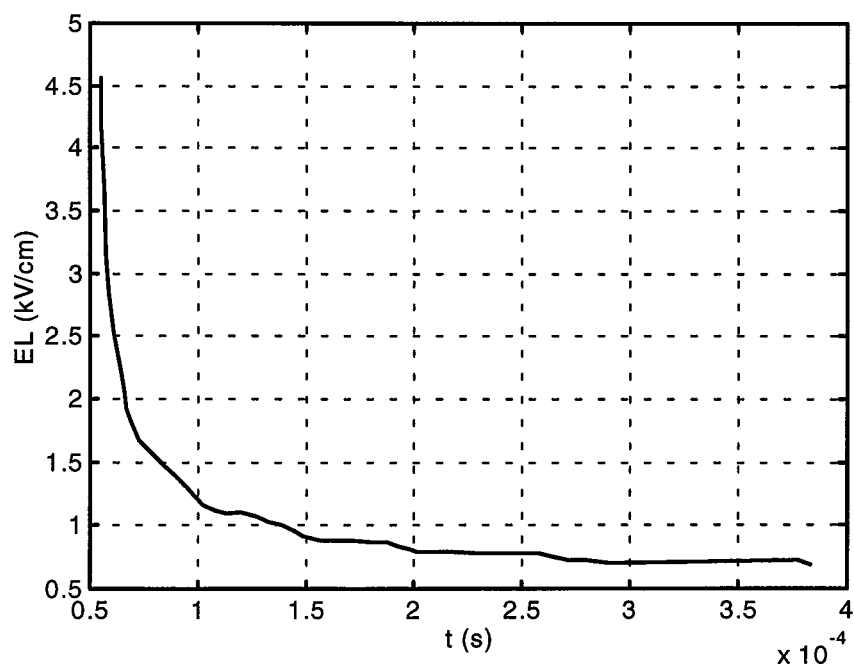


Figure III-4 : gradient de potentiel dans le leader

L'évolution du rayon thermique du leader est présentée à la figure III-5.

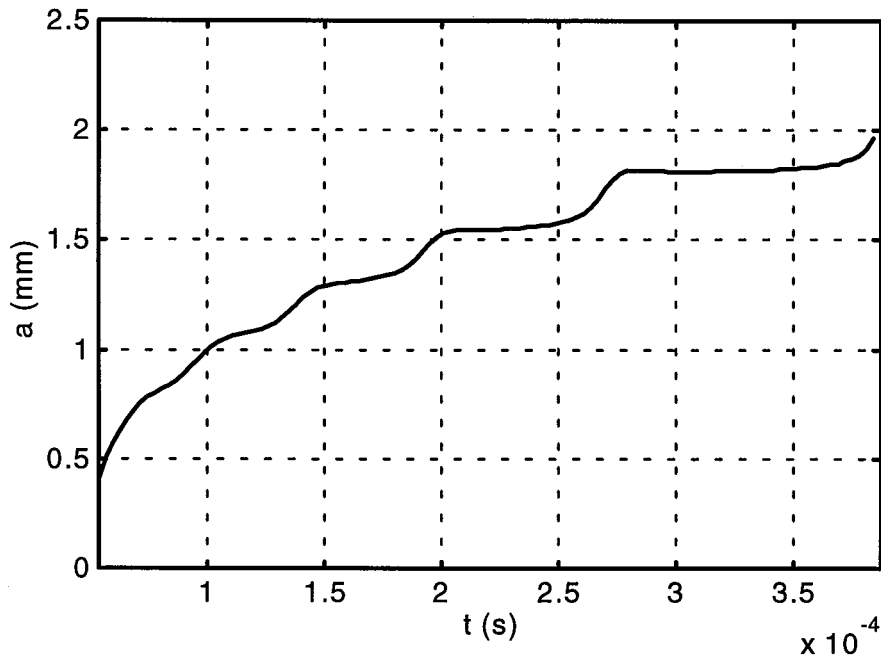


Figure III-5 : Evolution du rayon thermique du canal du leader

Le rayon croît à partir d'une valeur r_0 jusqu'à une valeur de 2 mm. Son évolution dépend essentiellement de la charge totale s'écoulant à travers la section du leader [6]. Des mesures effectuées à l'aide de photodensimètre [3, 22] indiquent que pour un intervalle de 10 m, le rayon moyen est de l'ordre de 1 à 3 mm. Les résultats de simulation sont ainsi en bon accord avec les enregistrements expérimentaux tant du point de vue de la forme que des amplitudes.

La puissance et l'énergie injectée dans l'intervalle au cours du temps sont respectivement présentées à la figure III-6 et III-7. L'énergie consommée par unité de longueur est de l'ordre de quelques dizaines de J/m alors que la puissance par unité de longueur atteint la centaine de kW/m. Ces valeurs sont bien conformes à celle déduites expérimentalement par le groupe des Renardières [1-3].

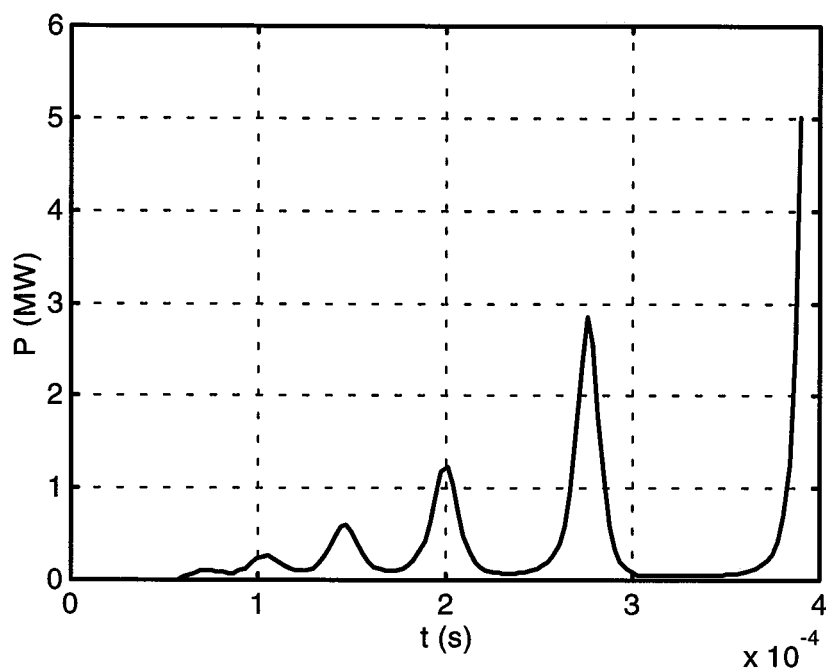


Figure III-6 : puissance injectée dans l'intervalle

Les valeurs instantanées de la puissance ou de l'énergie injectée dans l'intervalle permettent de déterminer les vitesses instantanées du leader au cours du temps jusqu'au saut final (figure III-8). La vitesse moyenne est de l'ordre de 2 cm/ μ s, valeur qui est parfaitement en accord avec celles mesurées expérimentalement [1-7, 22]. Cette figure, comparée à la figure III-1 montrent le lien étroit entre courant et vitesse.

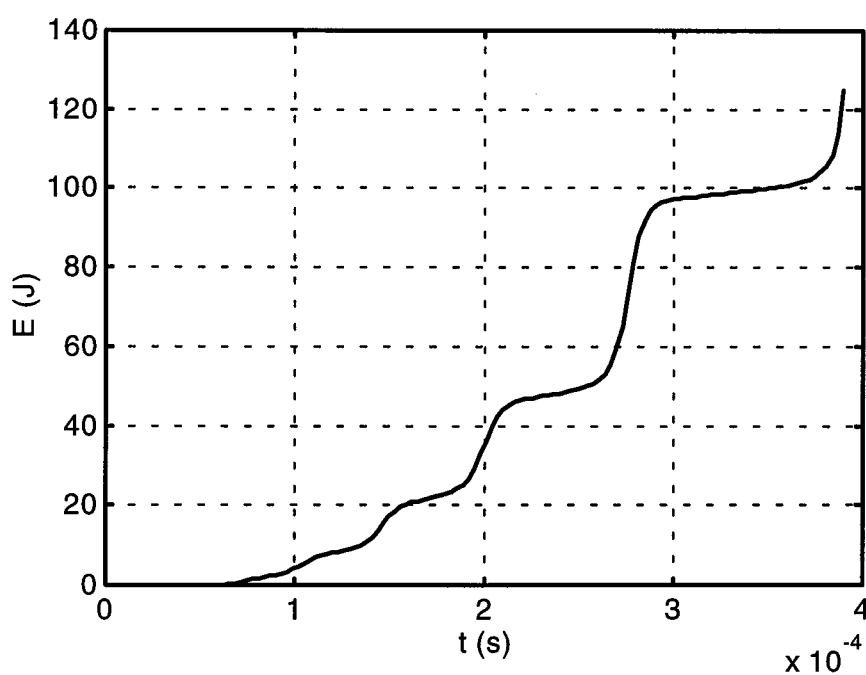


Figure III-7 : Energie injectée dans l'intervalle

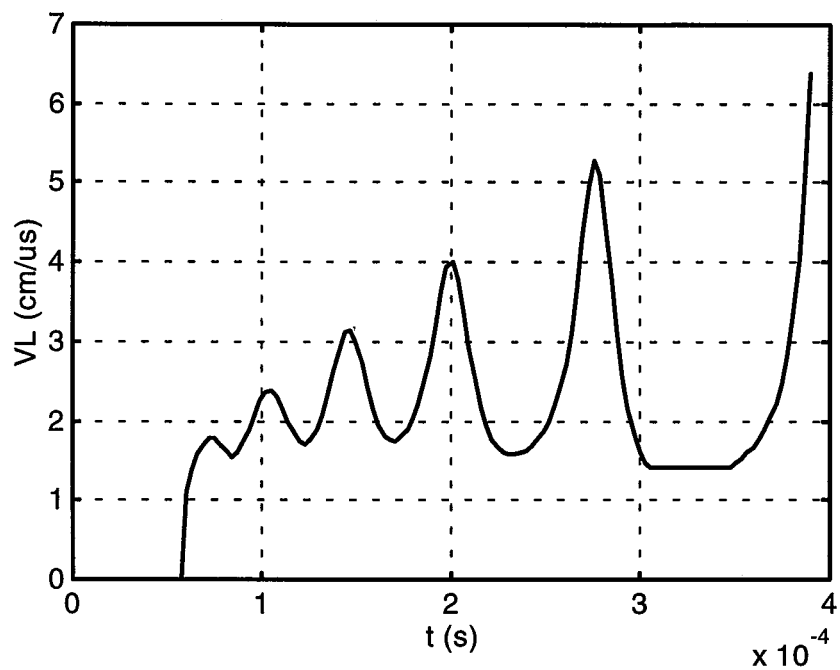


Figure III-8 : Vitesse instantanée du leader dans l'intervalle

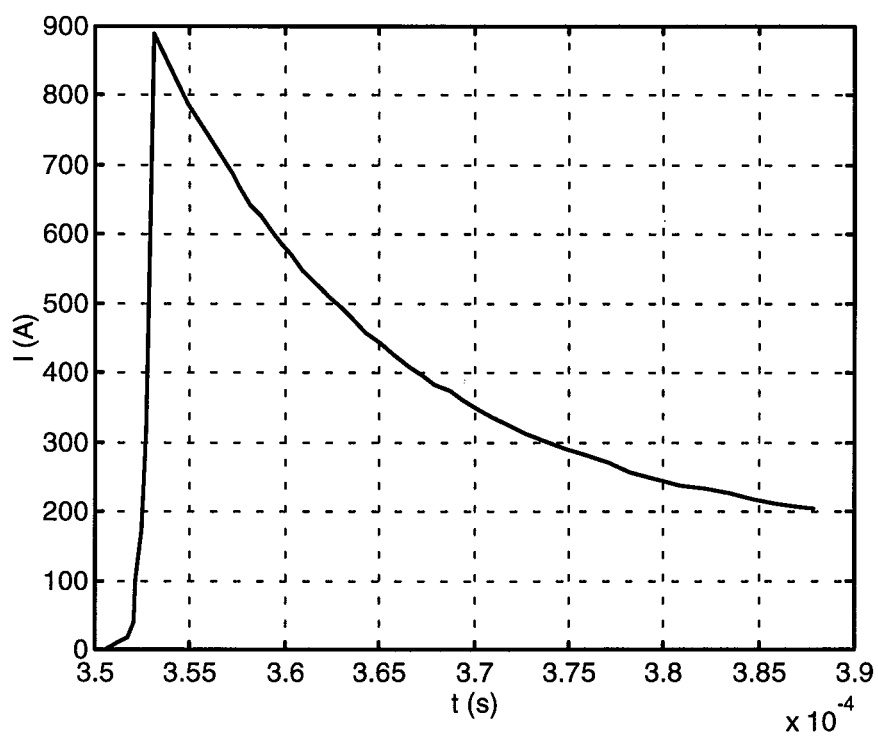


Figure III-9 : Courant de l'arc en retour

La figure III-9 résume les caractéristiques du courant d'arc qui représente le courant de décharge des condensateurs du générateur de choc.

L'exemple qui suit reprend l'expérience précédente pour une onde oscillante.

I-2 Cas d'une onde oscillante

Nous considérons la même configuration que celle de l'expérience précédente seule change la forme de l'onde de tension appliquée à l'intervalle. A l'onde précédente, nous superposons des oscillations dont la fréquence est de 18 kHz.

Les figures III-10 à III-15 donnent quelques résultats de la simulation.

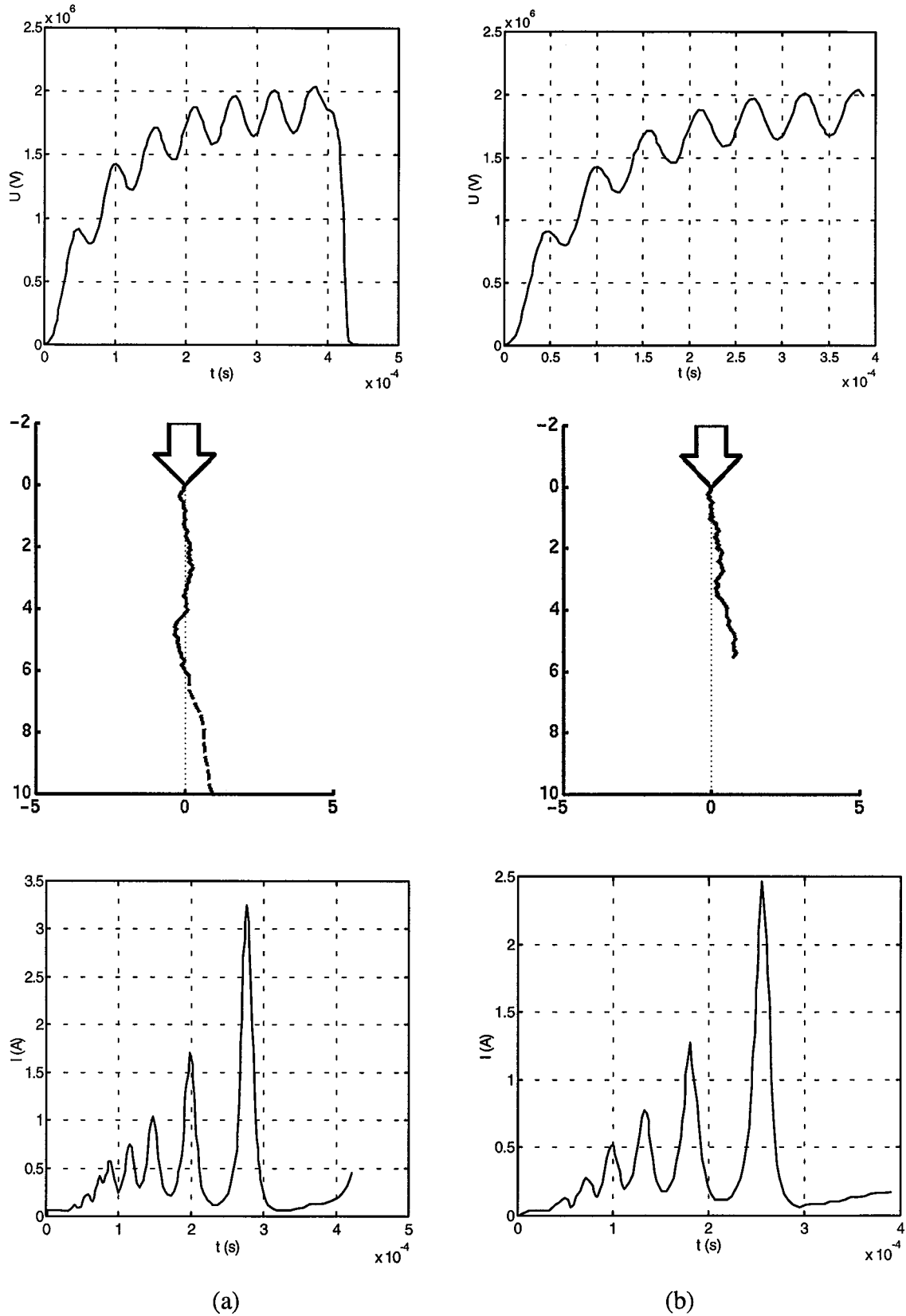


Figure III-10 : Simulation de l'amorçage dans un intervalle pointe - plan : tension appliquée, trajectoire de la décharge, courant du leader. $D=10$ m - onde 500/10 000 μ s - tension crête de l'onde de base = $U_{50} = 1870$ kV. (a) amorçage (b) tenue.

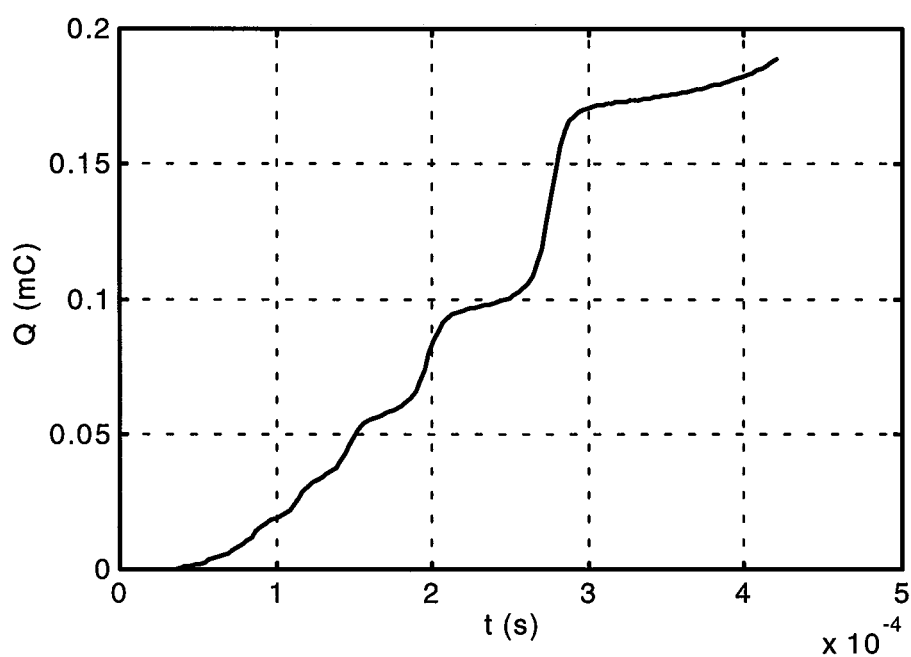


Figure III-11 : charge injectée dans l'intervalle

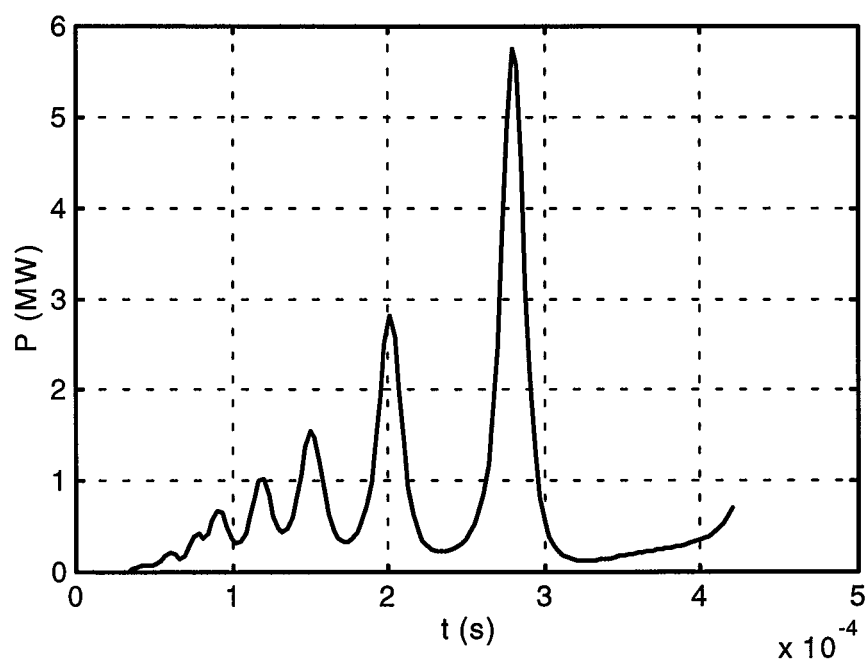


Figure III-12 : puissance injectée dans l'intervalle

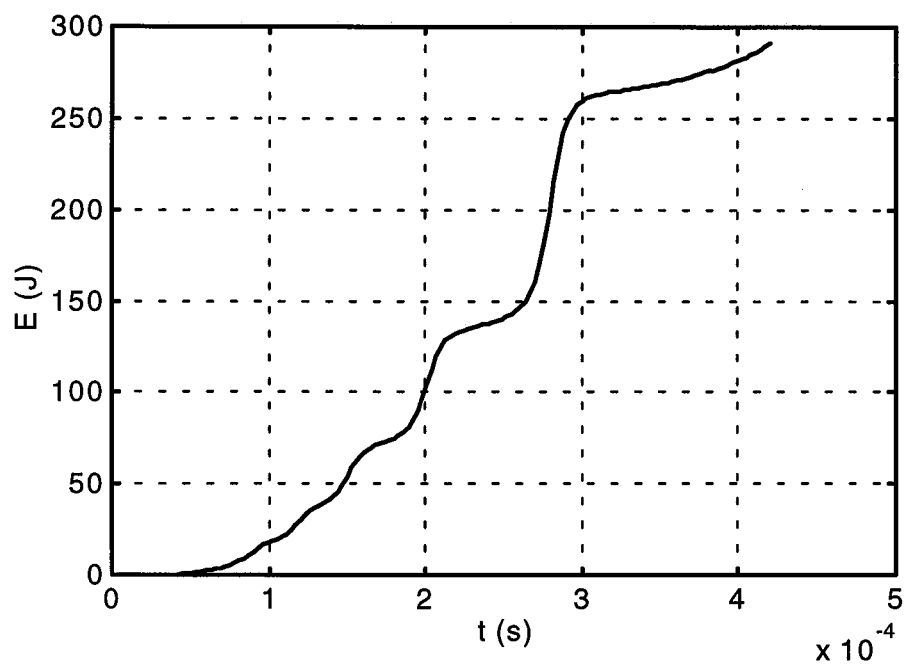


Figure III-13 : énergie injectée dans l'intervalle

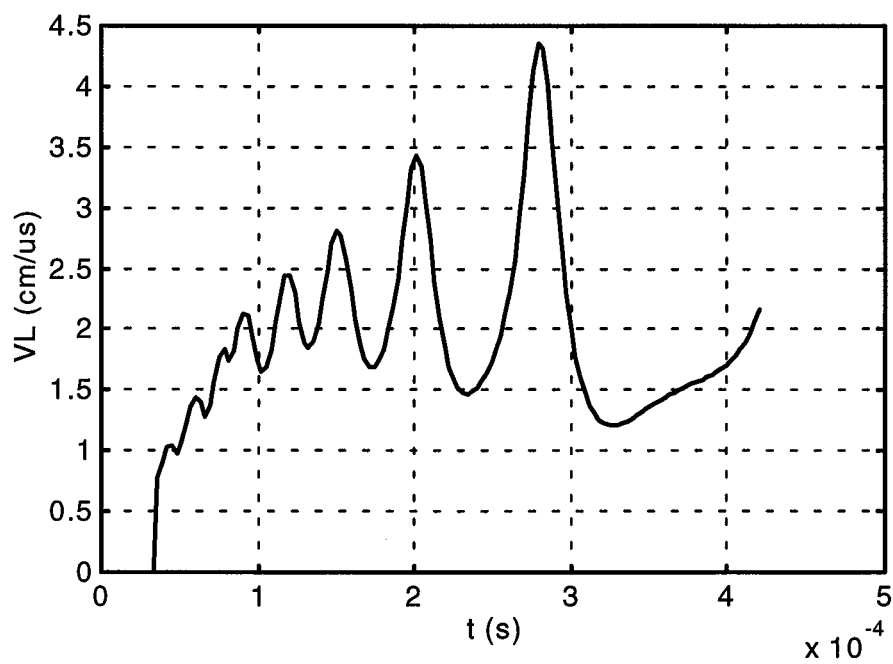


Figure III-14 : Vitesse instantanée du leader dans l'intervalle

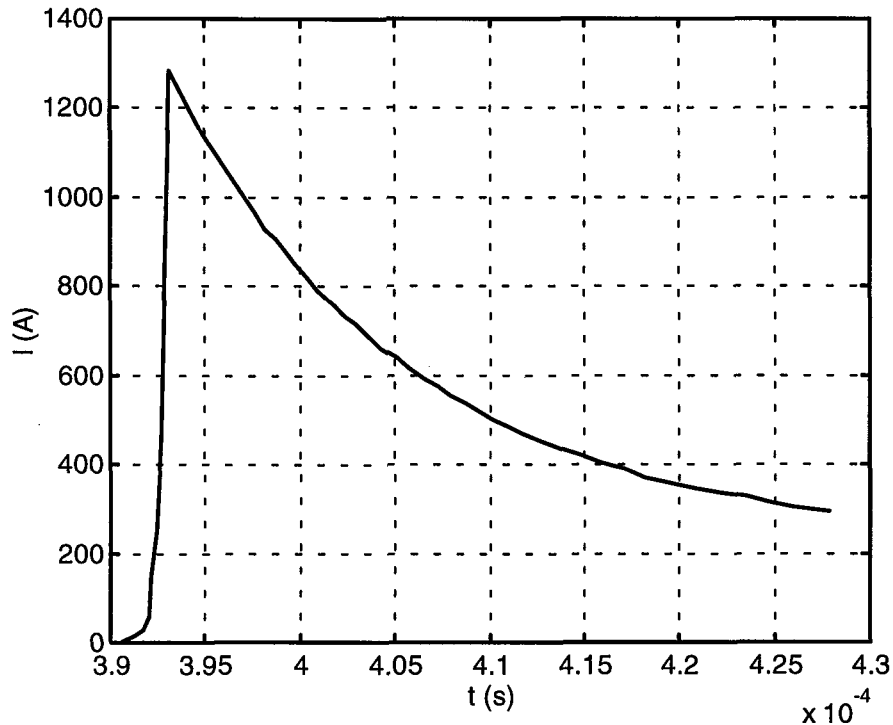


Figure III-15 : Courant présumé de l'arc en retour

Des résultats relatifs à ces travaux sont présentés dans [41-43]

Il faut noter qu'on ne peut pas comparer directement dans les moindres détails ce type de simulation à des résultats expérimentaux compte tenu de la nature aléatoire de la décharge. Nous reconnaissons globalement les caractéristiques générales mises en évidence expérimentalement [1-8, 16, 18, 22] : l'aspect tortueux du chemin suivi par la décharge, le courant constitué d'impulsions, le gradient en un point du leader qui décroît, l'évolution dans le temps du canal thermique qui croît en fonction de la charge injectée dans l'intervalle,....

Les exemples précédents n'illustrent que des cas individuels. Pour faciliter la confrontation avec l'expérience, il est souhaitable de disposer de résultats d'ensemble basés sur un grand nombre de simulations.

II- Simulations pour différentes configurations (résultats globaux)

Considérons par exemple, une configuration géométrique d'électrodes pour laquelle nous connaissons la forme de la tension appliquée, les conditions expérimentales et les résultats correspondants [3]. Quelques figures donnant des caractéristiques de la décharge relatives à cette étude sont présentées dans [41]. Pour trois types d'intervalles, les résultats globaux sont comparés aux résultats expérimentaux pour le même nombre de chocs et dans les mêmes conditions (forme des électrodes, conditions atmosphériques et forme de la tension appliquée) comme indiqué dans le tableau 1 où T_i , U_i et t_b sont respectivement le temps d'initiation du leader, sa tension d'initiation et le temps de claquage. Comme on peut le remarquer (tableau III-1), tous les paramètres caractérisant la décharge pour une configuration expérimentale donnée c'est à dire T_i , U_i , L_{sf} et t_b obtenus par le modèle sont en bon accord avec ceux obtenus expérimentalement.

Notre modèle décrit avec beaucoup de satisfaction l'évolution de la décharge totale (les phases du leader, du saut final et de l'arc en retour), contrairement à ceux reportés dans la littérature. En effet, présentement, différents modèles décrivant les processus physiques intervenant au cours de chaque phase de la décharge sont valables [5, 10, 22]. Cependant, ces modèles restent limités à des phases particulières et ne peuvent être combinés ensemble en un modèle général, capable de prédire le comportement d'un intervalle d'air donné soumis à une tension donnée sous des conditions d'ambiance données.

Dans ce qui suit, nous présentons la simulation d'une séquence "up and down".

Forme de l'électrode	Nbre de chocs	D (m)	Forme de la tension T_1/T_2 (μs)	U _{cr} (kV) (U ₅₀)	Conditions atmosphérique		Type de résultat	T _i (μs)	U _i (kV)	L _{sf} (m)	t _h (μs)
					P (mb)	T (°C)					
Hémisphère φ = 100 mm	6	10	600/10 000	1890	1011	21	Expérimental	97 ± 25	977 ± 180	6.5	395 ± 28
							Modèle	101±4	1001±14	6.44±0.1	396±7
Sphère φ = 600 mm	8	8	550/10 000	1932	990	21	Expérimental	145 ± 36	1398 ± 54	3.62 ± 0.4	354 ± 50
							Modèle	147±8	1387±30	3.97±0.42	348±43
Tube φ = 100 mm	6	6	400/10 000	1445	1019	20	Expérimental	140 ± 13	1165 ± 47	3.2 ± 0.22	400 ± 40
							Modèle	139±8	1196±13	3.17±0.11	365±12

Tableau III-1 : Comparaison des résultats du modèle à des résultats expérimentaux dans les mêmes conditions et pour le même nombre de chocs.

III- Calcul de tension U_{50} pour différentes configurations

Il a été démontré expérimentalement [3-7] que la dispersion statistique des processus de claquage est due en grande partie à la tortuosité aléatoire du canal du leader et au temps de retard statistique lié à l'initiation de la première couronne.

L'organigramme général du modèle présenté à la figure II-10 du chapitre 2, indique les relations entre les différentes variables. Dans ce modèle, une variété de conditions conduisant à une tenue ou arrêt de la décharge ont été pris en compte (voir l'organigramme de la figure II-9 du chapitre 2).

Nous déterminons ici par la méthode des montées et descentes, la tension U_{50} pour différentes distances inter électrodes (géométrie pointe - plan) variant de 2 à 10 m (pointe hémisphérique de diamètre 0.6 m) soumise à des tensions de polarité positive pour une onde 320/10 000 μ s [45].

Les temps de retard statistique lié à l'initiation de la première couronne sont déduits de résultats expérimentaux rapportés par Baldo et al [45].

Les figures III-16 à III-20 résument les simulations de la détermination de la tension U_{50} par la méthode des montées et descentes avec cinquante chocs pour chacune des distances.

Nous obtenons des écarts types de l'ordre de 2,4 à 4,8 %. Ces valeurs sont sensiblement proches des valeurs expérimentales où l'écart type est de l'ordre de 4 à 5 % [21].

Les résultats obtenus pour U_{50} sont comparés aux résultats expérimentaux. La figure III-21 représente cette comparaison en fonction de la distance inter électrodes.

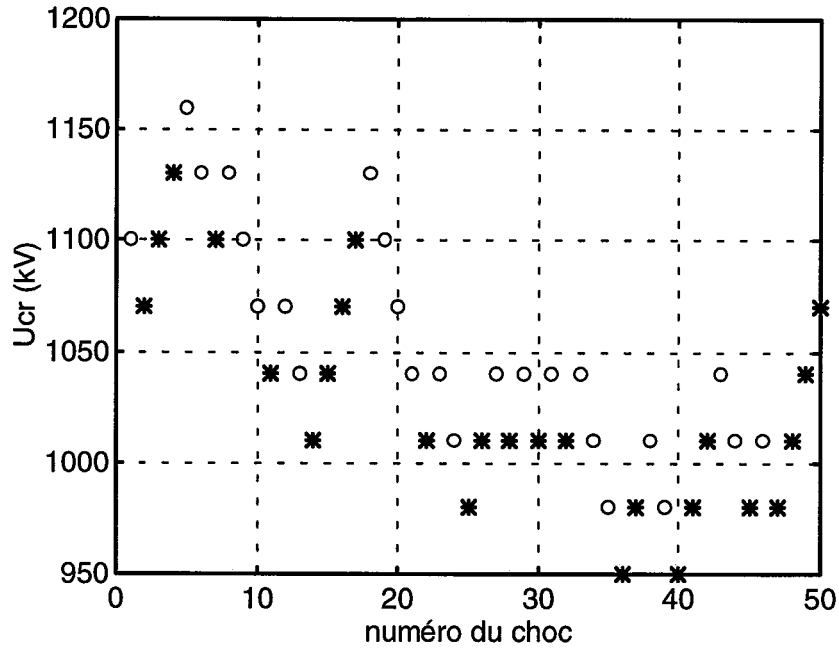


Figure III-16 : Simulation d'une séquence "up and down". Intervalle pointe - plan $D=2,6$ m, onde 320/10 000 μ s . Les cas d'amorçage sont caractérisés par les points "o" et les cas de ténue par les points "*". $U_{50} = 1040,6$ kV et $\sigma = 4,8$ %.

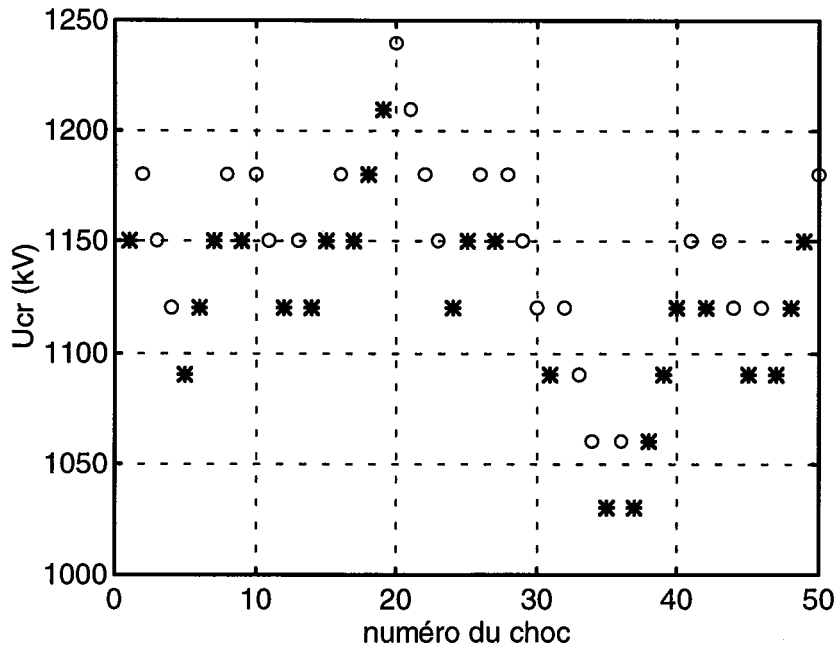


Figure III-17 : Simulation d'une séquence "up and down". Intervalle pointe - plan $D=3$ m, onde 320/10 000 μ s . Les cas d'amorçage sont caractérisés par les points "o" et les cas de ténue par les points "*". $U_{50} = 1135$ kV et $\sigma = 3,89$ %.

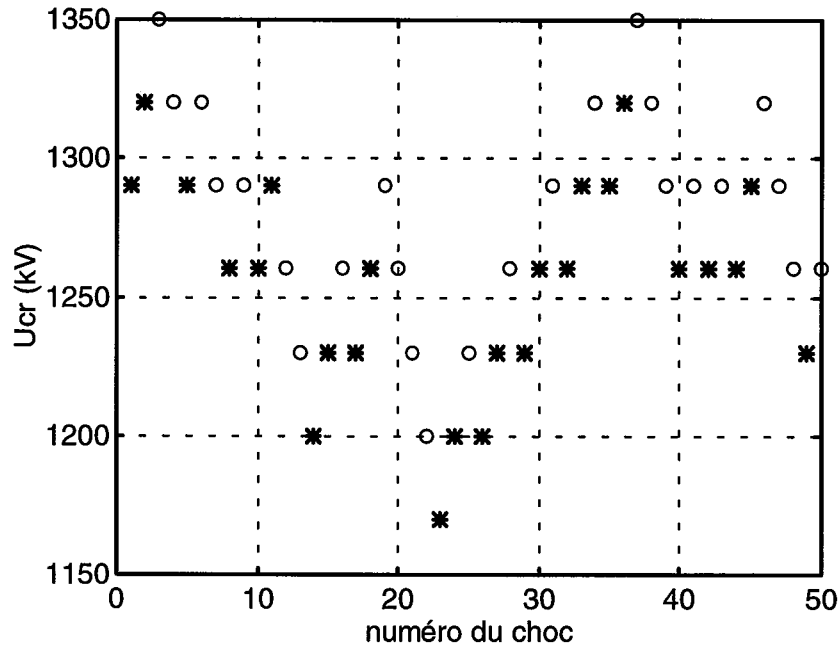


Figure III-18 : Simulation d'une séquence "up and down". Intervalle pointe - plan $D=4$ m, onde 320/10 000 μ s . Les cas d'amorçage sont caractérisés par les points "o" et les cas de tenue par les points "*". $U_{50} = 1269$ kV et $\sigma = 3,1$ %.

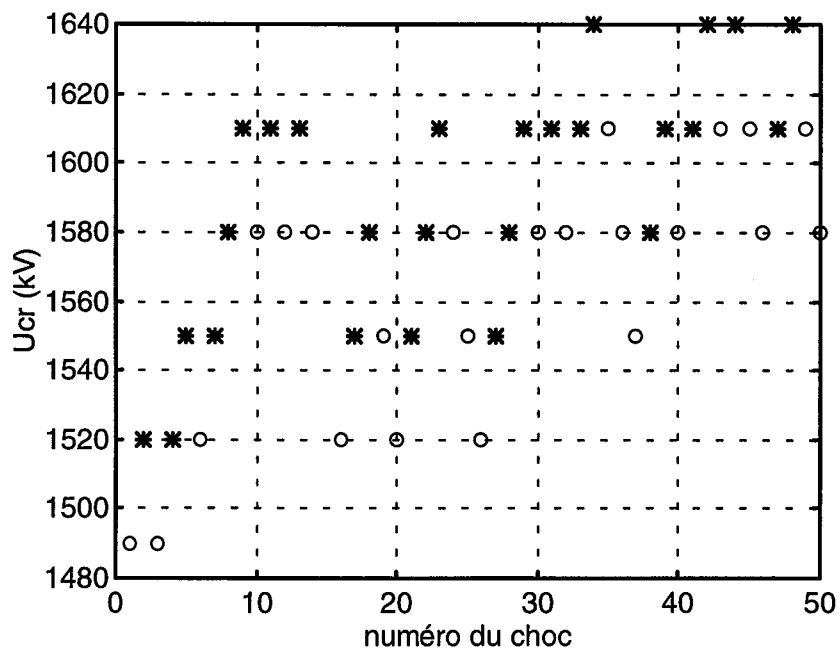


Figure III-19 : Simulation d'une séquence "up and down". Intervalle pointe - plan $D=7$ m, onde 320/10 000 μ s . Les cas d'amorçage sont caractérisés par les points "o" et les cas de tenue par les points "*". $U_{50} = 1577.6$ kV et $\sigma = 2,4$ %.

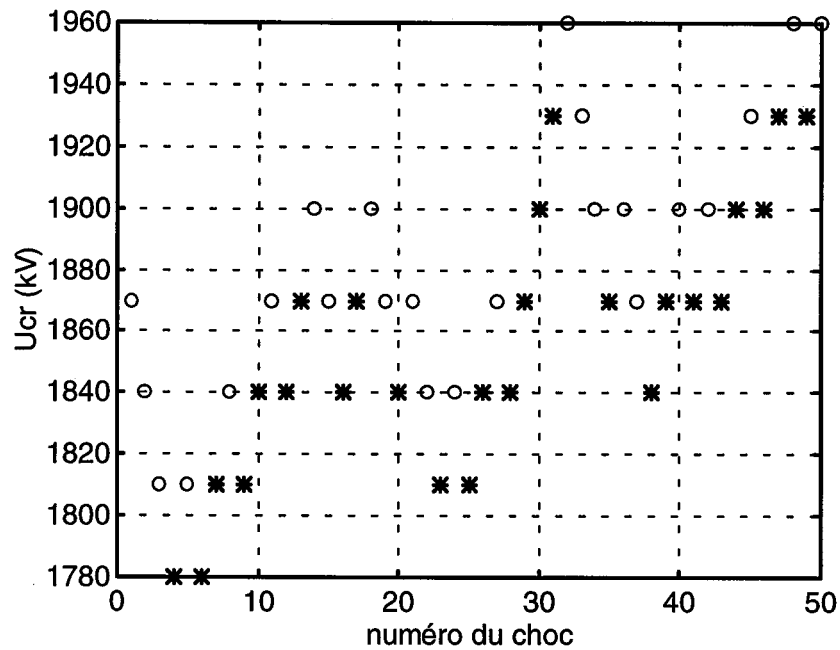


Figure III-20 : Simulation d'une séquence "up and down". Intervalle pointe - plan $D=10$ m, onde 320/10 000 μ s. Les cas d'amorçage sont caractérisés par les points "o" et les cas de ténue par les points "*". $U_{50} = 1869$ kV et $\sigma = 2,4$ %.

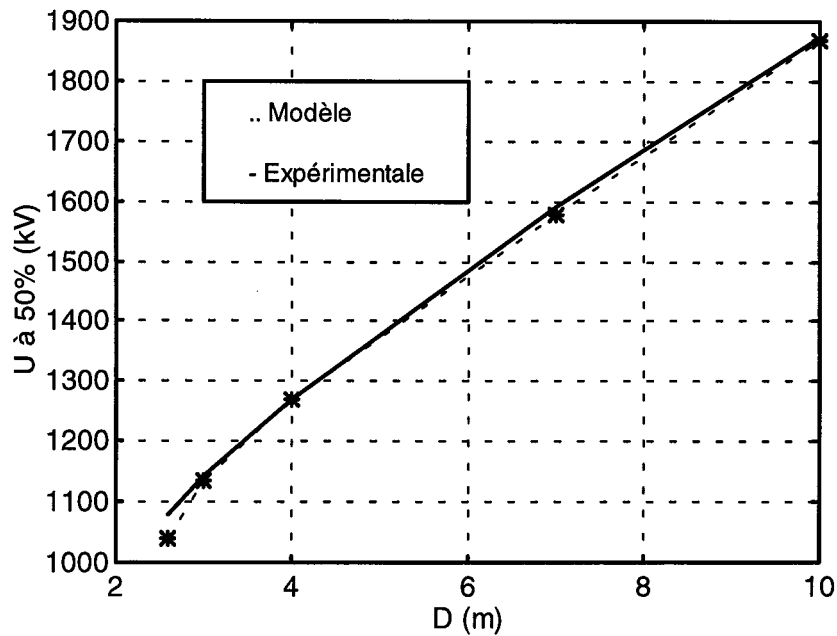


Figure III-21 : Résultats expérimentaux et simulés de la tension U_{50} en fonction de la distance inter - électrodes D (rayon de courbure de l'électrode $R_p=0,3$ m et sous la forme d'onde 320/10 000 μ s)

On peut remarquer la très bonne concordance des résultats de la simulation avec ceux obtenus expérimentalement.

Il a été montré que les modèles circuit ont un rôle important à jouer dans la compréhension des phénomènes de la physique de la décharge [35-38]. Ce modèle peut être présenté comme la confirmation de ce point de vue.

Une des propriétés intéressantes de ce modèle est qu'il est possible pour des conditions spécifiques données (tension, géométrie de l'intervalle, certaines conditions atmosphériques,...), de déterminer les courants du leader et de l'arc en retour, les charges correspondantes, l'énergie et la puissance injectées dans l'intervalle, les vitesses de propagation du leader, sa trajectoire plausible, la simulation du convertisseur d'images,... pour un même choc.

Conclusion

Le modèle proposé est basé sur une simulation simplifiée des différentes phases successives du développement de la décharge. Il a été testé et validé pour une variété de conditions expérimentales, pour différentes géométries d'électrodes (formes et distances inter - électrodes) et pour différentes formes de l'onde de tension. Il apparaît que toutes les caractéristiques obtenues par notre modèle sont en bon accord avec les résultats expérimentaux tant du point de vue de la forme que des amplitudes.

D'autre part, de nombreuses expériences en laboratoire ont montré une grande analogie entre les grandes étincelles et les décharges atmosphériques. Une meilleure compréhension des grandes étincelles peut alors aider à mieux appréhender le mécanisme de la foudre et par la suite à une amélioration de la prédiction et de la protection contre ses effets directs et indirects.

Compte tenu de la bonne concordance obtenu pour les configurations de laboratoire, on peut envisager d'adapter le modèle à des longueurs d'intervalles d'air représentatifs de la foudre moyennant quelques modifications ou adaptations de certaines formules.

Dans ce qui suit, la présentation de ce modèle sera précédée d'un rappel des principaux phénomènes caractérisant les décharges atmosphériques qui lui servent de fondements, et d'un parallèle entre décharge de foudre et celles obtenues en laboratoire

Chapitre 4

CAS DES TRES GRANDS INTERVALLES : LA FOUDRE POSITIVE
--

Introduction

Malgré le grand nombre de travaux consacrés à la foudre par les chercheurs depuis plusieurs décennies, ce phénomène reste encore assez mal connu.

Cette situation provient en grande partie de la nature insaisissable de la foudre, qui frappe où elle veut et quand elle veut.

Dans ce chapitre, nous décrivons les différents aspects phénoménologiques caractérisant les décharges atmosphériques. Nous parlerons de l'origine de la foudre et de la nécessité de son existence dans la nature, pour maintenir un équilibre électrostatique entre la terre et son environnement. Une description sommaire des différentes étapes d'une décharge nuage - sol sera ensuite donnée.

Dans les pays à climat tempéré, la plupart des précurseurs drainent des charges négatives vers la terre. Ceux qui drainent des charges positives sont généralement appelés foudre positive. Leur pourcentage varie essentiellement entre 10 et 30 % [11, 47-50]. Les décharges de foudre positives ont un intérêt particulier en ce sens qu'elles sont responsables des plus grands courants d'arc enregistrés, qui varient entre 200 et 300 kA [11, 48], et des charges drainées à la terre qui sont considérés plus élevés que ceux des décharges négatives. Les décharges positives s'avèrent aussi importantes dans la mesures où dans les régions tropicales, bien que les statistiques soient insuffisantes, il semble que leur pourcentage soit plus élevé [5, 11-14, 29, 48].

Compte tenu de la grande similitude entre les décharges en laboratoire et la foudre, le modèle précédent relatif à la décharge dans les grands intervalles d'air sera adapté au cas de la foudre en polarité positive. Nous ne décrivons ici que les équations qui subissent des modifications.

I ELECTRICITE ATMOSPHERIQUE

I-1 Le condensateur terrestre

On peut considérer la terre comme un gigantesque condensateur sphérique, dont les armatures seraient constituées par le globe lui-même et par l'électrosphère : zone conductrice de l'atmosphère. Entre les deux, la troposphère et la stratosphère constituent le diélectrique dont l'épaisseur est de l'ordre de cinquante kilomètres. Des mesures [29, 48] montrent qu'il existe par beau temps, un champ électrique faible permanent dirigé vers le bas (c'est à dire la haute atmosphère chargée positivement et la terre chargée négativement), dont l'amplitude est de l'ordre de 100 à 150 V/m. Le condensateur terrestre est donc chargé en permanence. Or l'air n'est pas un diélectrique parfait ; il existe toujours un certain nombre de paires d'ions positifs et négatifs, créés par les radiations cosmiques ou par la radioactivité naturelle des sols. Ces ions sont entraînés par le champ dans un sens tel que les ions négatifs se dirigent vers le haut, les ions positifs vers le bas. Il résulte de ce mouvement un courant électrique atmosphérique qui a pour effet de décharger le condensateur terrestre.

I-2 L'orage comme générateur de charges du condensateur terrestre

Il semble que les coups de foudre au sol et les orages constituent, sinon le seul, du moins l'un des mécanismes de recharge du condensateur terrestre. On estime qu'à tout instant, environ deux milles orages sont en cours autour du globe terrestre, produisant à chaque seconde une centaine de décharges dont le tiers frappe la terre [5, 29, 49].

II- DECHARGES ATMOSPHERIQUES

La foudre est un ensemble de phénomènes physiques et électriques complexes qui se présente dans la nature sous différentes formes [26, 48-49] :

II-1 Décharges nuage - sol

Parmi toutes les formes de décharges atmosphériques, la décharge nuage - sol est la moins fréquente mais certainement la plus contraignante et la mieux étudiée. Elle représente à peu près le tiers [5, 29, 47-49] de la totalité des décharges atmosphériques que connaît le globe terrestre. Ce pourcentage est fonction des conditions météorologiques et physiques (humidité, température, localisation des charges dans le nuage,...), de l'altitude du nuage et enfin de la latitude. Elle se présente sous la forme d'une succession de décharges "nuage - sol - nuage" appelées coups de foudre. Ces derniers sont classés en deux groupes selon deux critères [29, 47-50] :

- la polarité du canal ionisé : les coups de foudre sont dits positifs ou négatifs

- le sens du traceur principal : les coups de foudre sont dits ascendants ou descendants.

On définit ainsi quatre types de foudre comme indiqué à la figure IV-1 où v est la vitesse de propagation du canal ionisé et i le courant de foudre.

Dans les régions tempérées, le type le plus fréquent est toutefois le coup de foudre négatif et descendant (80 à 90%). Les effets nuisibles de ces décharges touchent principalement les réseaux de communications et de transports d'énergie, les équipements industriels à base d'électronique et le transport aérien.

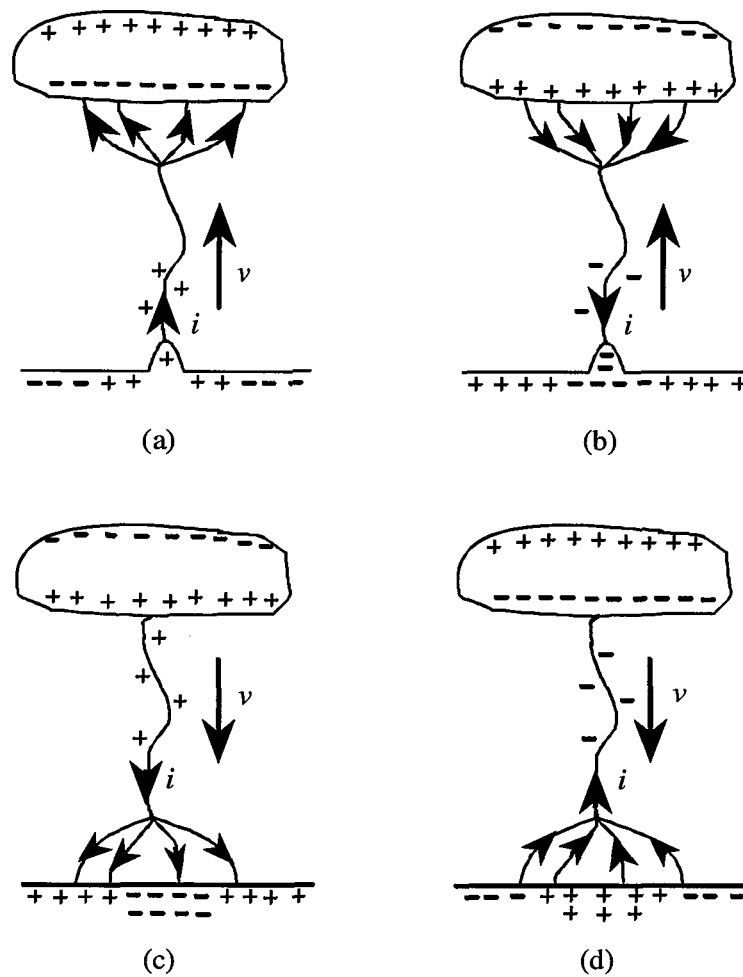


Figure IV-1 : Classification des coups de foudre [29]

- (a) : foudre ascendante positive (canal ionisé +, courant de foudre -)
- (b) : foudre ascendante négative (canal ionisé -, courant de foudre +)
- (c) : foudre descendante positive (canal ionisé +, courant de foudre +)
- (d) : foudre descendante négative (canal ionisé -, courant de foudre -)

II-2 Décharges intra - nuages

Contrairement aux décharges nuage - sol, la décharge intra - nuage est de loin la plus fréquente mais la moins étudiée [49-51]. Elle se présente sous la forme d'une succession d'arcs électriques qui se tendent entre une ou plusieurs poches de charges opposées contenues dans un même nuage. En règle générale, ces arcs sont fortement ramifiés et se produisent à l'intérieur du nuage. Mais il arrive parfois qu'ils sortent du nuage pour y revenir en passant par l'extérieur, formant ainsi une espèce de pont très lumineux et visible de la terre. La durée de

ces décharges est de l'ordre de plusieurs centaines de millisecondes et leurs effets sont plutôt minimes [51].

II-3 Décharges entre nuages

Comme leur nom l'indiquent, ces décharges se développent entre deux ou plusieurs nuages orageux différemment chargés se trouvant à une distance telle que l'ionisation de l'air qui les sépare devient possible. Elles se produisent généralement à de très grandes altitudes, et elles sont d'autant plus fréquentes que la densité de l'air est faible. Ces décharges inquiètent surtout les engins aéronautiques et les systèmes de transmissions par satellite [49, 51].

II-4 Foudre en boule

Il s'agit là de l'une des formes les plus rares et les plus spectaculaires de la foudre. Une boule de feu, lumineuse de quelques dizaines de centimètres de diamètre, qui se déplace librement et avec une vitesse vertigineuse du ciel vers la terre [51]. La foudre en boule est crainte surtout par les fermiers, en raison des incendies et des dégâts matériels qu'elle peut provoquer.

II-5 Autres formes

D'autres formes de décharges sont observées de temps à autre, comme les décharges nuages - air [51], fréquentes dans les régions arides et en période de beau temps, ou encore les décharges chaudes, une forme très rare qui associe plusieurs types de décharges (les types 2 et 3) et qui se produisent à de très grandes altitudes, si bien qu'il est impossible d'entendre le tonnerre qui les accompagne, ou de les distinguer à l'oeil nu.

Dans la partie qui suit, nous étudierons plus précisément le premier type de décharge. Nous analyserons les mécanismes de formation des nuages orageux, de développement des arcs électriques entre le sol et le nuage.

Cette description du phénomène de foudre peut s'appliquer à quelques restrictions près aux décharges ascendantes et positives. Puisque, indépendamment du sens du premier traceur, les mécanismes physiques propres au phénomène de la foudre sont globalement les mêmes :

- formation d'un nuage orageux
- séparation des charges dans le nuage orageux
- intensification local et au sol du champ électrique
- ionisation de l'air et développement des arcs électriques.

III- DECHARGE NUAGE - SOL

D'une manière schématique, une décharge nuage - sol peut être décrite en la décomposant en trois principales étapes :

- formation des nuages orageux.
- décharge préliminaire et propagation du leader.
- arc en retour.

III-1 Formation des nuages

L'orage commence par la formation d'un ou plusieurs nuages orageux fortement électrisés. Un nuage est généralement un cumulo-nimbus. Un tel nuage peut s'étendre sur plusieurs kilomètres carrés ; sa base se trouve à environ 2 à 3 km au dessus du sol et il se développe en hauteur jusqu'à des altitudes de 10 à 15 Km [5, 29, 34, 47-52].

La formation du nuage orageux est un phénomène thermodynamique très complexe qui dépend de plusieurs éléments météorologiques et physiques : la chaleur, l'humidité et les turbulences atmosphériques. En fonction de leurs conditions de formation, les orages sont classés en deux catégories [29, 49] : les orages frontaux et les orages de convection.

- Les orages de convection naissent de l'effet combiné de l'humidité de l'air et du réchauffement local du sol. La chaleur et l'humidité favorisent la formation de bulles d'air chaudes et riches en eau qui, sous l'effet de leurs températures internes, vont pouvoir s'élever

jusqu'à des dizaines de kilomètres du sol. Au fur et à mesure que ces bulles montent, la température de leurs parties supérieures baisse. Ainsi la vapeur d'eau contenue dans cette partie subissent une condensation et deviennent des cristaux de glace, alors que l'eau contenue dans la partie inférieure restent à l'état de vapeur. L'orage devient possible dès que les conditions de séparation de charges à l'intérieur du nuage et de l'ionisation de l'air sont réunies. La durée de formation de ces orages est courte : 2 à 3 heures.

- Les orages frontaux naissent quant à eux à la rencontre de masse d'air de température et d'humidité différentes. La rencontre entre ces masses donne lieu à l'apparition de violents courants d'air ascendants accompagnés de condensation. Ces orages contrairement aux premiers durent plus longtemps (quelques jours).

III-2 Mécanisme de séparation de charges à l'intérieur du nuage

Le mécanisme de séparation des charges à l'intérieur du nuage orageux est certainement l'étape la moins connue de tout les processus de la foudre, et ce malgré de nombreux travaux réalisés depuis la fin du siècle dernier. Selon ces travaux, dans le cas d'une décharge négative (cas des régions tempérées), le nuage se présente globalement sous la forme d'un dipôle électrique. Cette bipolarité est due au phénomène de balloélectricité qui se traduit par un mécanisme de transfert de charges par collision entre les particules d'eau formant le nuage. Ces collisions sont provoquées par les turbulences atmosphériques dont la vitesse peut dépasser 20 m/s [29, 49]. Sous l'effet de ces courants, le mécanisme de condensation des particules d'eau au sommet du nuage est renforcé. Ceci conduit à l'augmentation de la taille des cristaux de glace, et par conséquent à leur précipitation. En raison de leur légèreté, les gouttelettes d'eau sont entraînées vers le sommet du nuage par ces mêmes courants. La collision entre les cristaux de glace et les gouttelettes d'eau est alors inévitable. Lors de cette collision, les gouttelettes d'eau perdent leurs électrons au profit des cristaux sous l'effet du frottement (règle de Cohen [29]).

A la fin de ce processus, les cristaux de glace (chargés négativement) viennent se déposer en bas du nuage, alors que les gouttelettes (chargées positivement) finissent par se stabiliser au

sommet. Souvent, un îlot de charges positives est inséré dans cette masse négative. Le nuage constitue alors un véritable dipôle.

A l'approche d'un nuage orageux, le champ électrique au sol qui est de l'ordre de la centaine de V/m par beau temps commence par s'inverser puis croît dans de fortes proportions. Lorsqu'il atteint 15 à 20 kV/m, on peut dire qu'une décharge au sol est imminente.

En admettant que ce champ est à peu près uniforme dans l'espace sol-base du nuage, on peut estimer la différence de potentiel entre ces deux surfaces à plusieurs dizaines de mégavolts [29, 34, 52].

III-3 Différentes étapes d'une décharge de foudre

III-3-1 La décharge préliminaire (preliminary breakdown)

Plusieurs enregistrements spectroscopiques ont montré l'existence de plusieurs décharges dans la partie inférieure du nuage à environ 0,1s juste avant l'émergence du premier arc (stepped leader). Ces décharges sont connues sous le nom de "décharges préliminaires". L'apparition de ces décharges est possible dès que le gradient de claquage de l'air séparant ces deux masses est atteint [49].

III-3-2 Le traceur par bonds (stepped leader)

La majeure partie de ce que l'on connaît sur la formation et le développement du traceur est due aux travaux de Schonland [53-54].

A la suite de la décharge préliminaire, une série d'arcs électriques commence à progresser vers le sol par bonds successifs intermittents d'une longueur de 3 à 50 mètres, avec une vitesse moyenne de 150 à 200 km/s. Entre deux bonds successifs, il marque un temps d'arrêt pendant lequel il perd sa luminosité ; ce temps varie entre 40 et 100 μ s [47-52].

Les courants ont une intensité de l'ordre de 100 à 3.3 kA [48, 55].

La progression de ces arcs, crée au niveau du sol, des champs variables qui s'intensifient au fur et à mesure que le "stepped leader" s'approche du sol, il se ramifie et la luminosité du chemin ionisé s'accroît.

Le point d'impact du leader n'est défini qu'à l'approche de ce dernier du sol (environ 20 à 100 m [5, 29, 34, 46-52]).

Cette distance appelée "distance d'amorçage" (striking distance) est fonction de l'état de surface du sol (présence d'aspérités ou de proéminence) et de quantité de charge électrique drainée par le leader.

III-3-3 L'arc en retour (return stroke)

Une intensification du champ électrique au niveau du sol est provoquée par l'approche du leader, si bien qu'à quelques dizaines de mètres du sol, le potentiel électrique de l'extrémité basse du canal avoisine les 100 MV [5, 29], ce qui correspond à un champ électrique 10 à 20 fois supérieur au seuil d'ionisation de l'air. Ce champ va donc provoquer l'amorçage d'une couronne négative et initier une décharge positive appelée arc en retour qui progressera du sol vers le leader à une vitesse moyenne de l'ordre de $0,1.c_0$ (c_0 étant la vitesse de la lumière) [47-52].

Lorsque l'une des prédécharges ascendantes et le traceur par bonds se rejoignent, le circuit électrique entre le nuage et le sol est fermé, et le coup de foudre se produit.

Un canal géant fortement ionisé et lumineux se forme entre le sol et le nuage (2 à 10 km!) accompagné d'une onde sonore brutale : le tonnerre.

Le brassage entre les charges de l'arc en retour et celles du leader provoque une forte et brutale évolution thermique du canal. La température interne atteint parfois les 30 000°K et la densité électronique, une valeur supérieure à 10^{18} cm^{-3} à l'instant initial [55]. Les courants de décharge mesurés ont une intensité de l'ordre de 10 à 200 kA [48]. La charge drainée vers le sol varie entre 5 et 15 C [46, 48].

Pendant que le courant de décharge s'écoule dans le canal, des forces électrodynamiques produisent une contraction du canal jusqu'à le rendre très étroit. L'élévation de pression

d'origine électrodynamique dans le canal est de 2 à 8 atm [46, 48-49, 56], le canal explose et revient à la valeur de 1 atm provoquant l'onde de choc.

Cette étape appelée populairement "coup de foudre", est certainement l'étape la plus spectaculaire en raison de sa luminosité et ses ramifications.

III-3-4 Le traceur continu

Lorsque le courant de la première décharge a cessé de s'écouler, il peut se passer environ 100 ms [29, 34, 46, 48-49] avant qu'une seconde décharge n'apparaisse, le nuage pouvant contenir encore une certaine quantité de charges, condition requise pour l'apparition d'un nouvel éclair. Cette seconde décharge commence par l'apparition d'un leader qui suit de façon continu sans ramification le chemin du leader précédent, sans que se reproduisent les phénomènes précurseurs, avec une vitesse de l'ordre de 10^7 m/s [48-52].

III-3-5 L'arc en retour subséquent (subséquent return stroke)

A l'approche du traceur continu, d'autres charges superficielles au sol sont arrachées puis drainées vers la base du traceur sous la forme d'une nouvelle décharge ascendante appelée arc en retour subséquent. Cette décharge est caractérisée par une trajectoire continue et sans ramifications (le canal étant déjà formé) et une vitesse de propagation estimée entre 1 et $1,2 \cdot 10^8$ ms⁻¹ [48-52].

Plusieurs décharges successives peuvent ainsi avoir lieu selon ce type de mécanisme. Ce que l'oeil enregistre n'est donc pas un éclair unique, mais une succession de décharges séparées de plusieurs dizaines de millisecondes. En général, un coup de foudre complet dure de 0,2 à 1 seconde et comporte en moyenne quatre "décharges partielles". En raison de la raideur des fortes impulsions électromagnétiques émises pendant cette phase, l'arc en retour est certainement l'étape la plus redoutable de tout le processus de la foudre pour les systèmes électriques et électroniques. Elle est aussi, de ce fait, une des étapes qui a été la plus étudiée et certainement la mieux comprise [48-49].

IV- COMPARAISON GRANDES ETINCELLES - DECHARGE NUAGE - SOL

La première remarque est que l'étincelle de laboratoire ne peut être comparable qu'à la première composante (décharge) du coup de foudre.

D'un point de vue purement phénoménologique, foudre et grandes étincelles résultent toutes deux de la propagation de décharges de structure identiques : un canal dénommé leader à l'extrémité duquel se trouve une couronne composée de streamers.

Cependant, deux catégories de différences peuvent être relevées :

- la première catégorie concerne les ordres de grandeurs des différents paramètres que l'on peut comparer. Par exemple, les courants qui s'écoulent dans le traceur atteignent la centaine d'ampères, avec une densité linéique de charge estimée à $800 \mu\text{C/m}$, contre quelques dizaines de $\mu\text{C/m}$ pour les grandes étincelles [7, 34, 46]. Cependant, d'après Ortéga [7] et Hutzler [34], l'augmentation de l'intervalle d'étude nous rapproche des ordres de grandeurs des caractéristiques de foudre sans faire apparaître de nouveaux phénomènes. Il est alors intéressant pour le physicien de baser ses recherches fondamentales et modèles sur des résultats expérimentaux obtenus avec des intervalles plus réduits et donc plus commodes à observer.

- la deuxième concerne l'aspect qualitatif, puisqu'en laboratoire, on peut observer des phénomènes complexes entre chaque étape, phénomènes que l'on ne peut pas mettre en évidence dans le cas des précurseurs de foudre. Cette différence peut s'expliquer par les conditions d'observation qui sont beaucoup plus aisées en laboratoire.

Ainsi, une apparente différence n'implique pas nécessairement une nature différente. Si dans l'absolu l'identité de nature reste à démontrer, tout porte à penser que dans un intervalle de quelques mètres de long, la structure de la décharge est la même (leader - streamer) que pour la foudre.

Compte tenu de ce qui précède, des modèles relatifs aux grandes étincelles peuvent s'extrapoler à la décharge atmosphérique. Il suffira certainement d'adapter les diverses dimensions utilisées dans le modèle des grandes étincelles au cas des décharges nuage - sol.

V- MODELISATION

Sur la base des principales similarités entre décharge de laboratoire et décharge de foudre, la simulation des différentes phases du phénomène de la première décharge de foudre est ici considérée.

Bien sûr, dans le cas des décharges atmosphériques, le rayon de l'anode n'est pas défini; cependant, si l'on excepte le début de la propagation, on peut admettre qu'une tension à peu près constante permet d'entretenir le développement du leader positif [21, 55].

Dans ce qui suit, nous considérons donc que la décharge de foudre peut être représentée par le même schéma électrique équivalent établi pour les décharges de laboratoire (figure II-2). R_o représente ici l'impédance offerte par la terre au canal de foudre. Les différentes simulations ayant montré leurs indépendances vis à vis de R_o , nous la choisirons pure et égale à 100 Ω [55]. C_o est la capacité du condensateur plan équivalent au système nuage - sol. En assimilant les armatures de ce condensateur à deux disques conducteurs de diamètres H séparés par une distance D [37, 50, 55, 57-58], nous avons :

$$C_o = \frac{\epsilon_o \pi H^2}{4D} \quad (4.1)$$

La taille des streamers de premier effet de couronne n'est plus définie par la relation empirique (2.24) du chapitre 2. Elle est choisie entre 50 et 100 mètres.

Les paramètres électriques du canal (R_p , L_p , C_p , R_{sp} ,...) se calculent tous comme définis au chapitre 2.

Le rayon du canal de foudre étant de l'ordre du centimètre [48], nous prendrons ici $r_o=0,5$ cm [55, 57-58].

La distance Df (définie au paragraphe V-2-2 du chapitre 2) par rapport à la décharge où le champ est considéré nul sera pris égale à 100 km [38, 40, 55-58].

Le problème principal est l'obtention d'une bonne approximation de E_A . Sachant que l'intervalle inter - électrodes est $D=L_Z+S+A$ (figure II-1), nous proposons [55, 57-58] :

$$E_A = \frac{U_c(t) - \Delta U}{D} \quad (4.2)$$

En négligeant totalement la chute de tension ΔU le long du leader, on obtient une estimation par excès de la longueur du saut final [22, 55, 57-58]:

$$L_{sf} = D - \frac{U_c(t)}{E_s} \quad (4.3)$$

Comme dans le cas des décharges de laboratoire, nous admettons que la propagation s'arrêtera si le champ moyen le long des streamers E_{ms} est supérieur à E_s :

$$E_{ms} = \frac{U_c(t)}{D - L_z} \quad (4.4)$$

La description totale de ce modèle est présentée dans [55, 57-58].

VI- RESULTATS DE SIMULATION

VI-1 Exemple 1

Considérons par exemple, une hauteur entre le nuage et le sol, $D=5000$ km. Cette valeur est souvent prise dans la littérature [48, 50] comme une estimation moyenne pour les calcul de champ électromagnétique de l'arc en retour. Les conditions atmosphériques au sol sont : $p=100$ kPa et $T=20^\circ\text{C}$.

Comme nous venons de le voir dans le rappel phénoménologique d'une décharge nuage - sol, une décharge est imminente au sol, lorsque le champ au sol atteint 15 à 20 kV/m [52]. En admettant que ce champ est à peu près uniforme dans l'espace sol-base du nuage, on peut estimer la différence de potentiel U_c entre ces deux surfaces à plusieurs dizaines de mégavolts. Nous prendrons alors $U_c=100$ MV. Le diamètre de la base du nuage sera pris égal à 1 km [48].

Ne disposant pas de résultats expérimentaux pour la décharge de foudre positive, nous comparerons dans tout ce qui va suivre, les ordres de grandeurs de nos résultats de simulations à ceux, expérimentaux obtenus en polarité négative.

Les résultats de la simulation sont donnés par les figures IV-1 à IV-8. La figure IV-1 représente une trajectoire de la décharge obtenue en 3D. On retrouve assez bien le caractère aléatoire du trajet de la décharge.

Les caractéristiques du rayon thermique du leader sont résumées à la figure IV-2 ; sa croissance est de l'ordre de quelques centimètres comme observé en foudre naturel [48]. La puissance et l'énergie injectée dans l'intervalle pendant la propagation de la décharge sont respectivement présentés à la figure IV-3 et IV-4. L'énergie par unité de longueur résultante est de l'ordre de 10^5 J/m tandis que la puissance par unité de longueur du canal est de l'ordre 10^6 W/m. Ces deux valeurs rappellent celles obtenues par Uman [46].

Les figures IV-5 et IV-6 décrivent respectivement les variations du courant du leader et celui de l'arc en retour. La valeur moyenne du courant du leader est de l'ordre de 2 kA tandis que les valeurs moyennes mesurées sont de l'ordre de 0,2 à 3,3 kA [34, 48]. La valeur crête du courant d'arc est de 82 kA avec un temps de montée de l'ordre de la dizaine de μ s et un temps de queue à mi amplitude de l'ordre de 20 μ s. On retrouve là, la forme typique d'un courant de foudre [5, 29, 47-52].

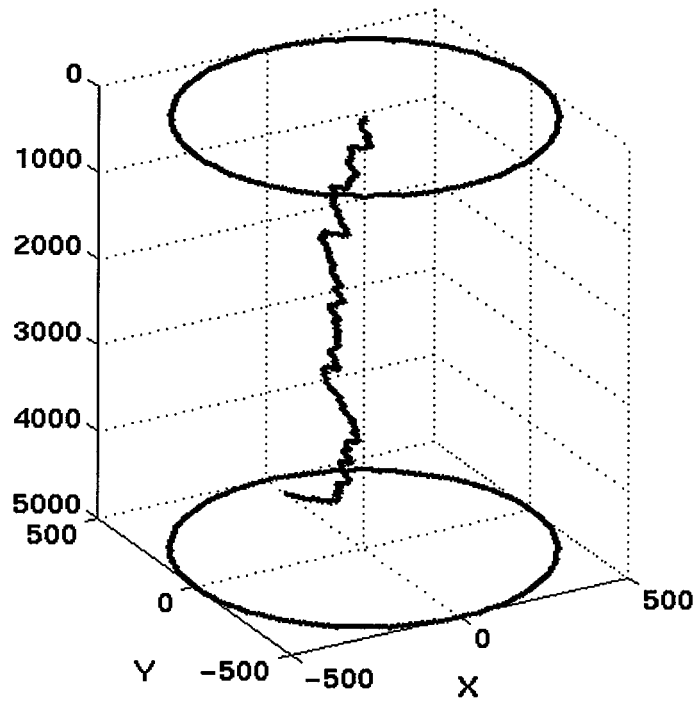


Figure IV-1 : Trajectoire de la décharge.

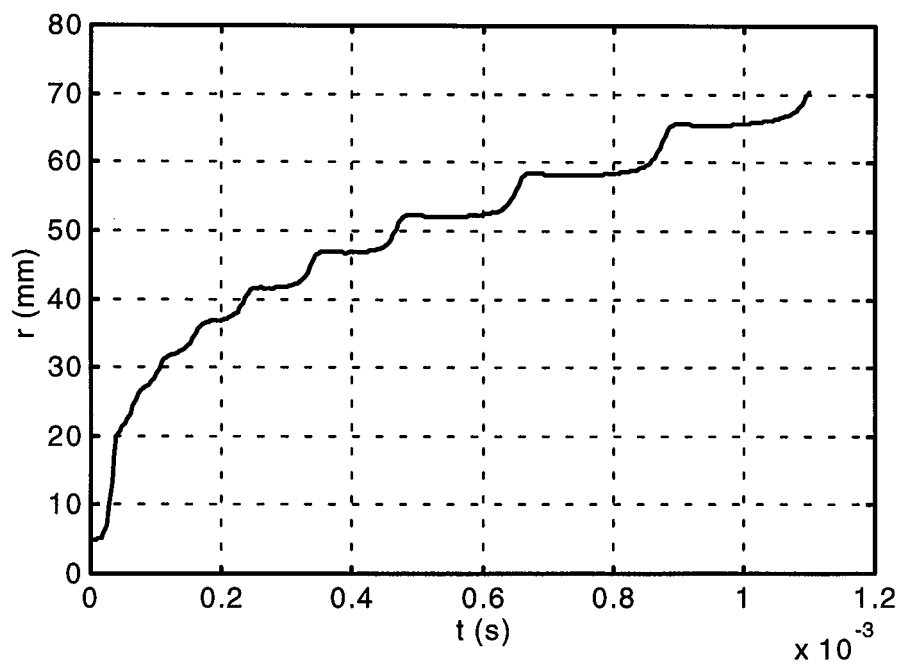


Figure IV-2 : Evolution du rayon thermique de la décharge.

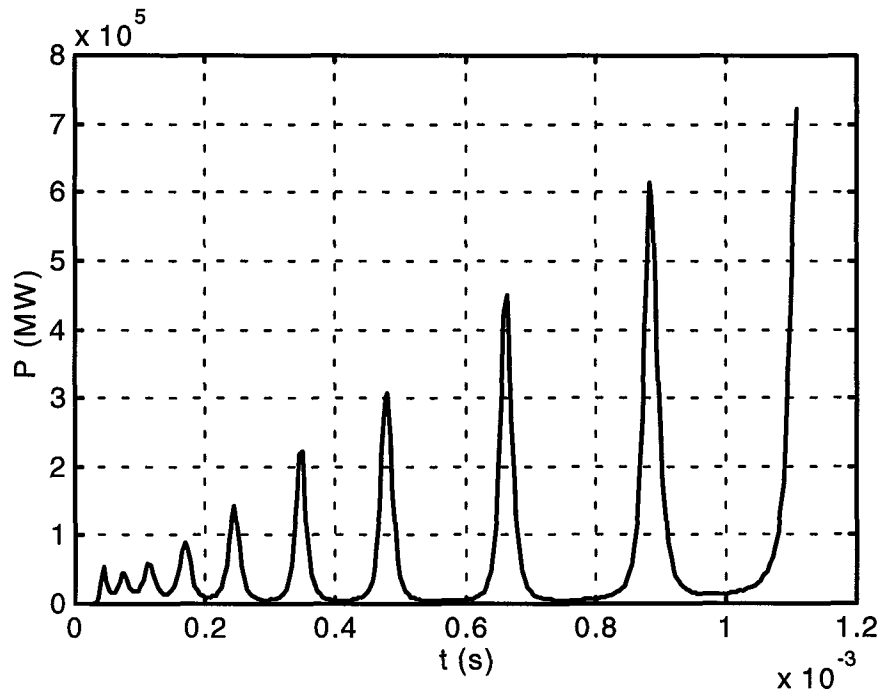


Figure IV-3 : puissance injectée dans l'intervalle.

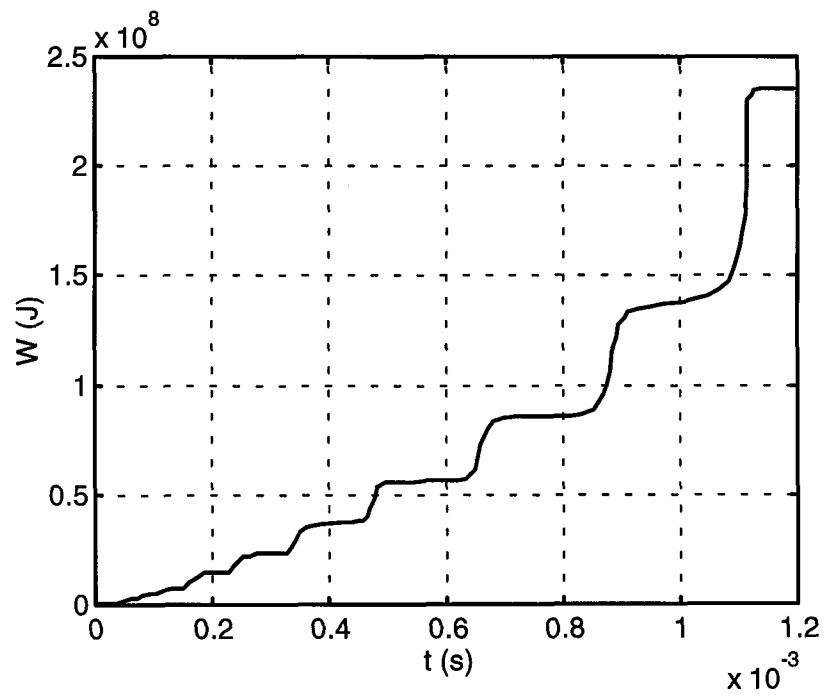


figure IV-4 : énergie injectée dans l'intervalle.

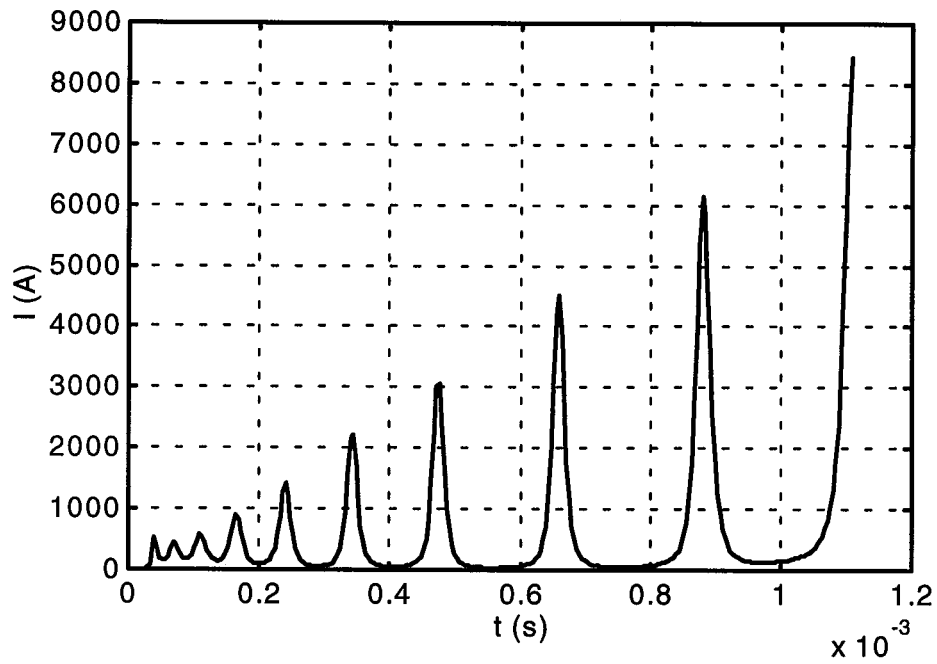


Figure IV-5 : Courant du leader de foudre.

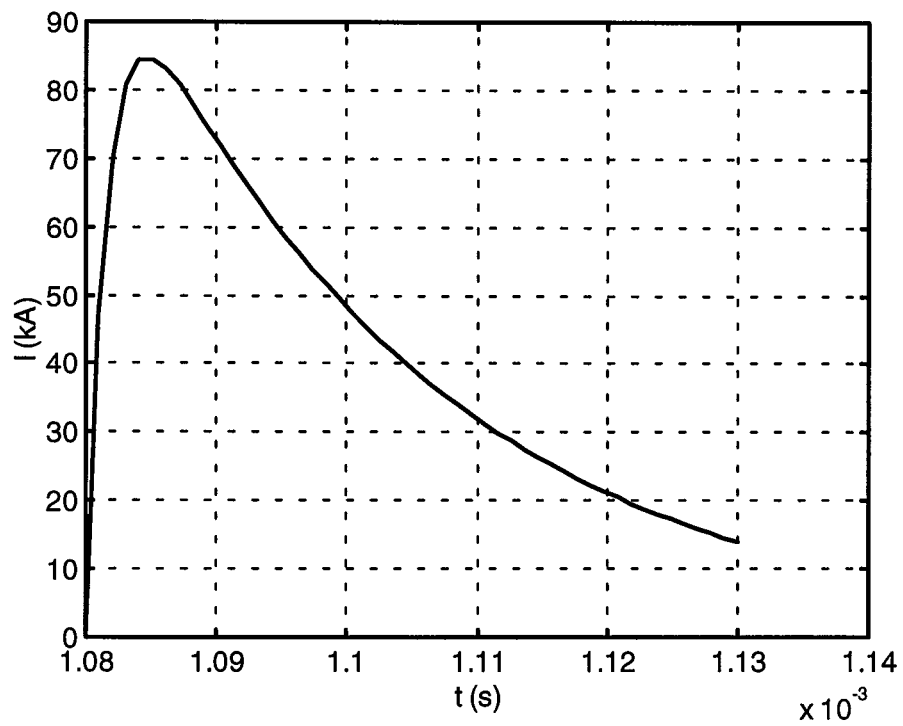


figure IV-6 : Courant d'arc de foudre.

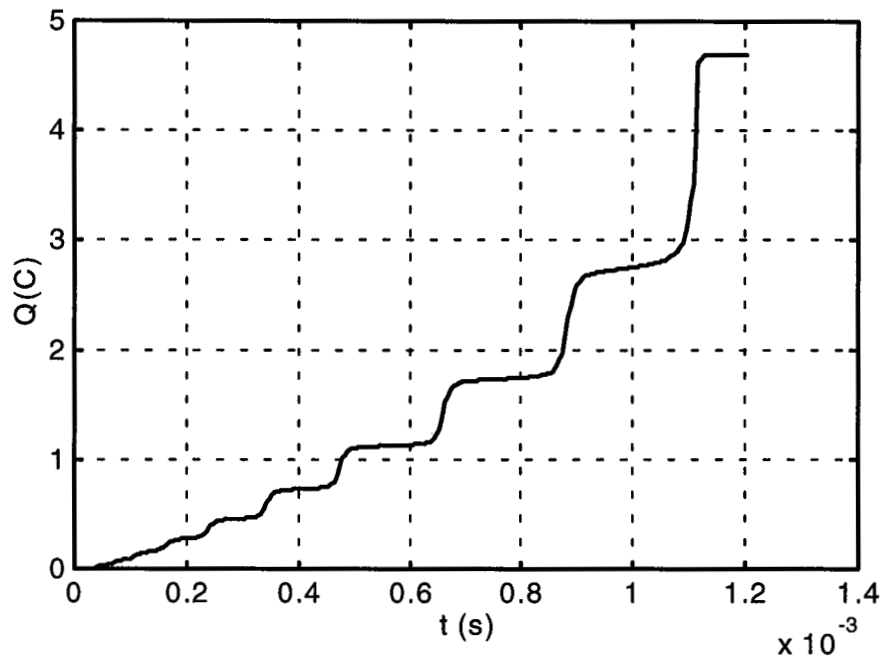


Figure IV-7 : charge injectée dans l'intervalle.

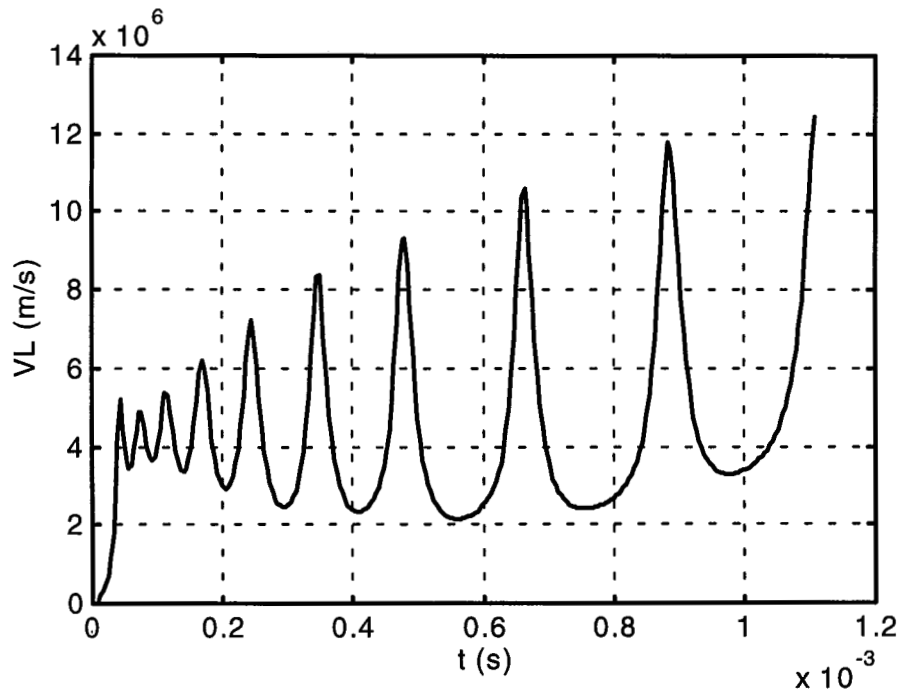


figure IV-8 : vitesse instantanée du leader.

L'évolution de la charge totale injectée dans l'intervalle est présentée à la figure IV-7. Elle atteint 5C, valeur qui est du même ordre de grandeur que celle obtenues pendant les éclairs naturels [5, 29, 47-52]. La vitesse instantanée du leader est reportée à la figure IV-8. La vitesse moyenne est de l'ordre de 10^6 m/s, tandis que les vitesses individuelles de bonds peuvent atteindre 10^7 m/s. Ces valeurs sont parfaitement en accord avec celles obtenues en foudre naturelle [5, 29, 34, 46, 48].

VI-2 Exemple 2

Soit $D=7500$ km, avec comme conditions atmosphériques au sol $p=100$ kPa et $T=29^\circ\text{C}$. La différence de potentiel U_c entre ces deux surfaces étant de l'ordre de plusieurs dizaines de mégavolts, nous prendrons $U_c=120$ MV. Le diamètre de la base du nuage sera pris égale à 2 km. Les résultats de la simulation sont donnés par les figures IV-9 à IV-16. Comparé encore une fois aux résultats relevés au cours des décharges naturelles, le modèle donne encore une fois satisfaction.

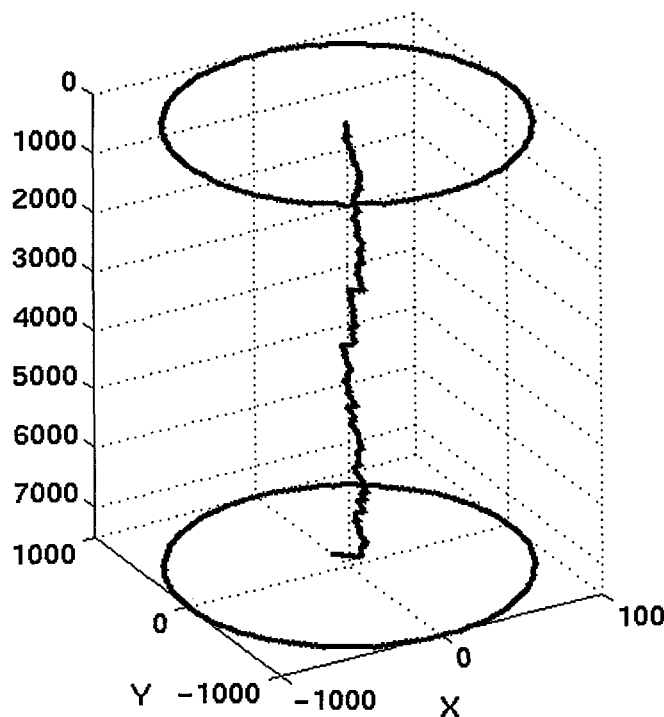


Figure IV-9 : Trajectoire de la décharge.

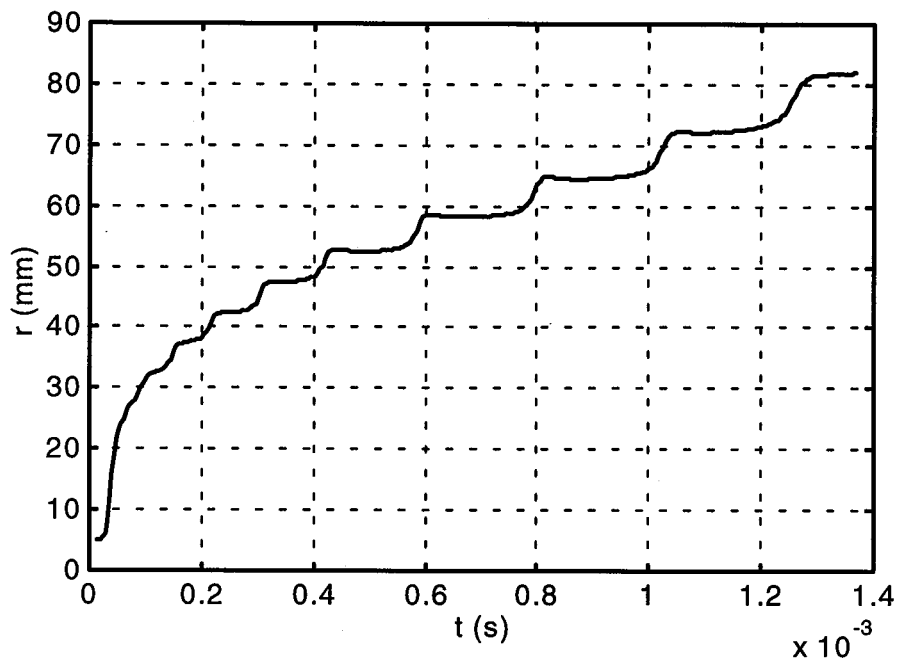


Figure IV-10 : Evolution du rayon thermique de la décharge.

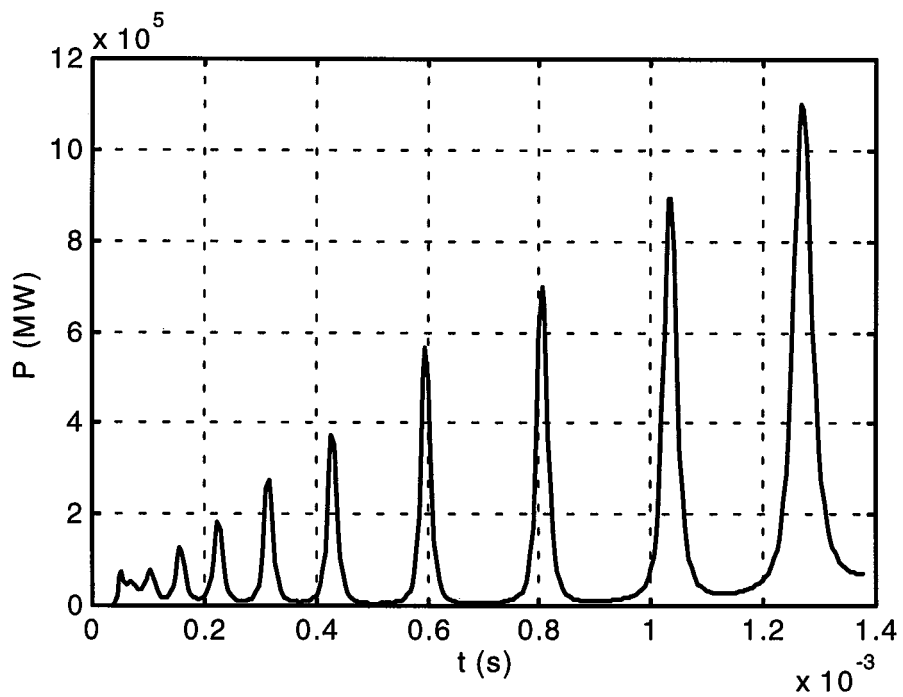


Figure IV-11 : puissance injectée dans l'intervalle.

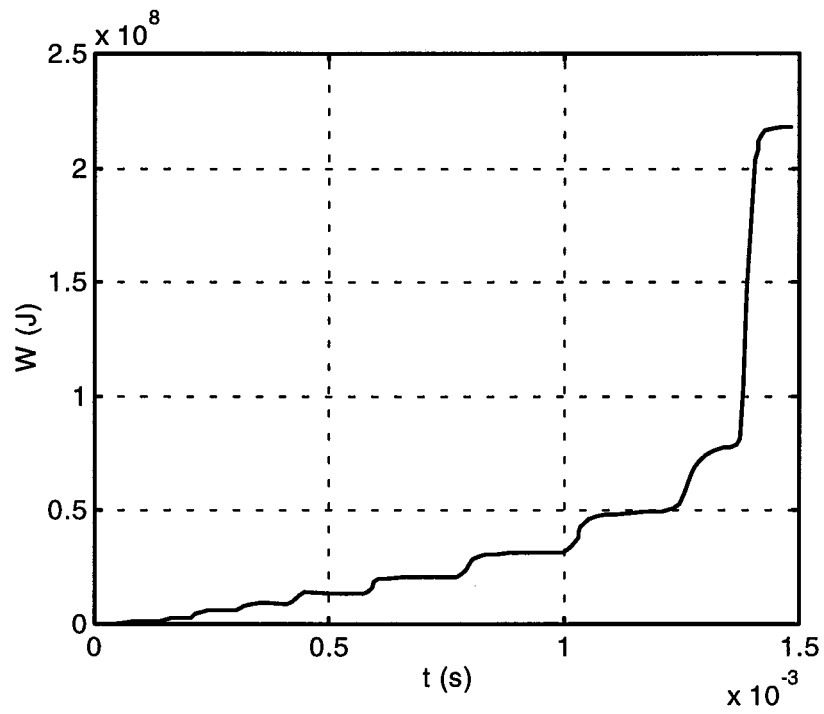


figure IV-12 : énergie injectée dans l'intervalle.

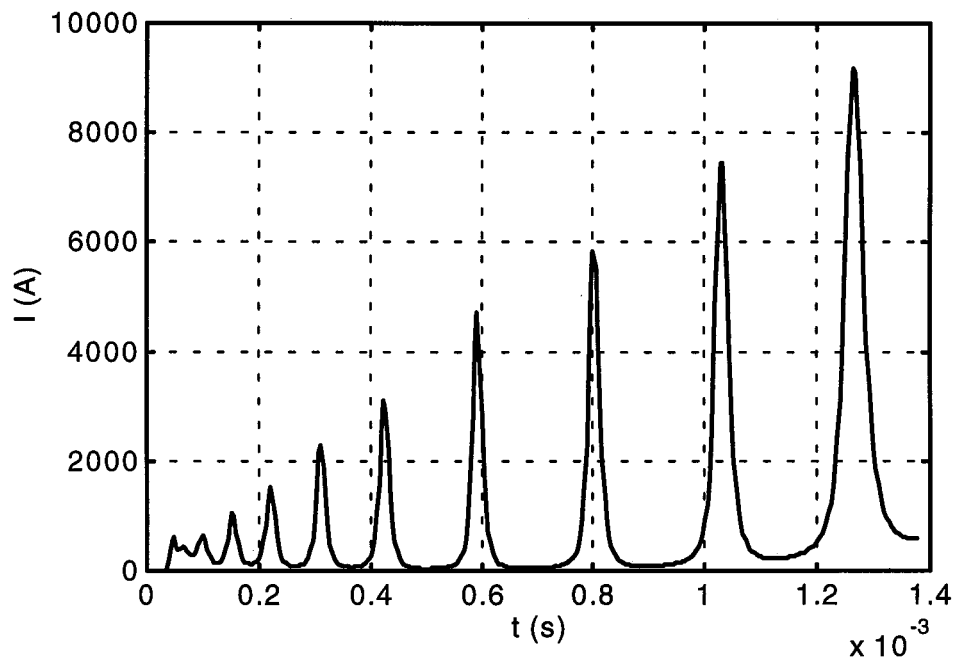


Figure IV-13 : Courant du précurseur de foudre.

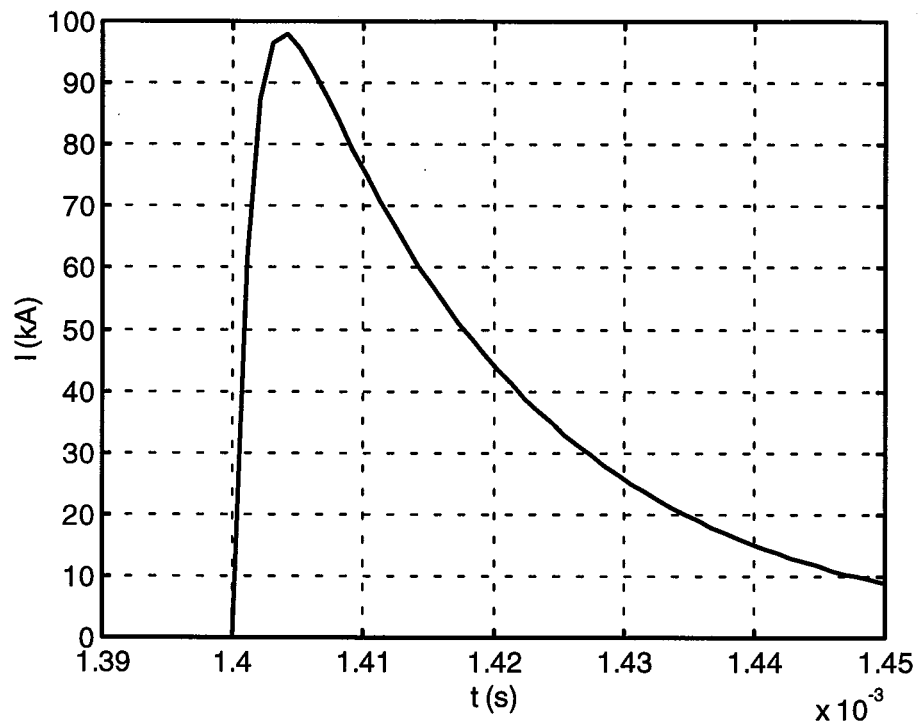


figure IV-14 : Courant d'arc de foudre.

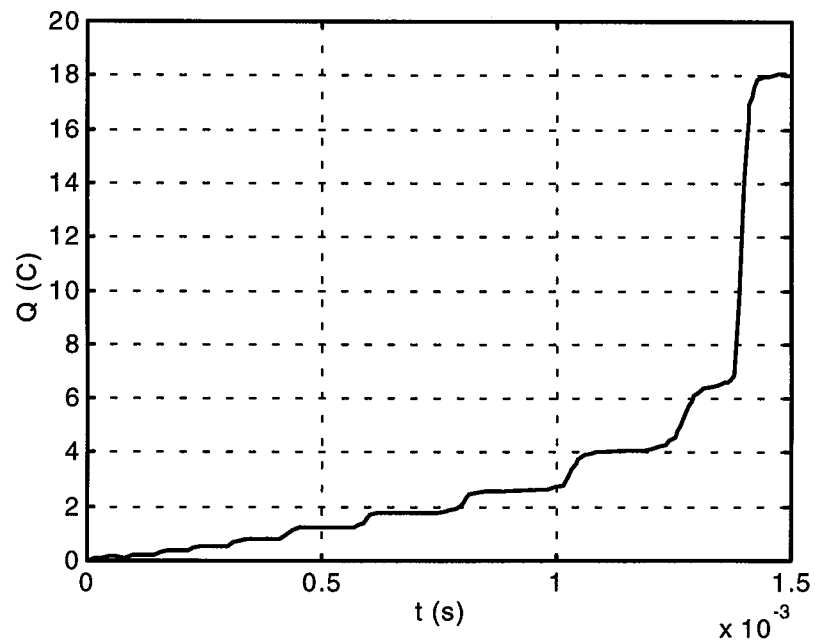


Figure IV-15 : charge injectée dans l'intervalle.

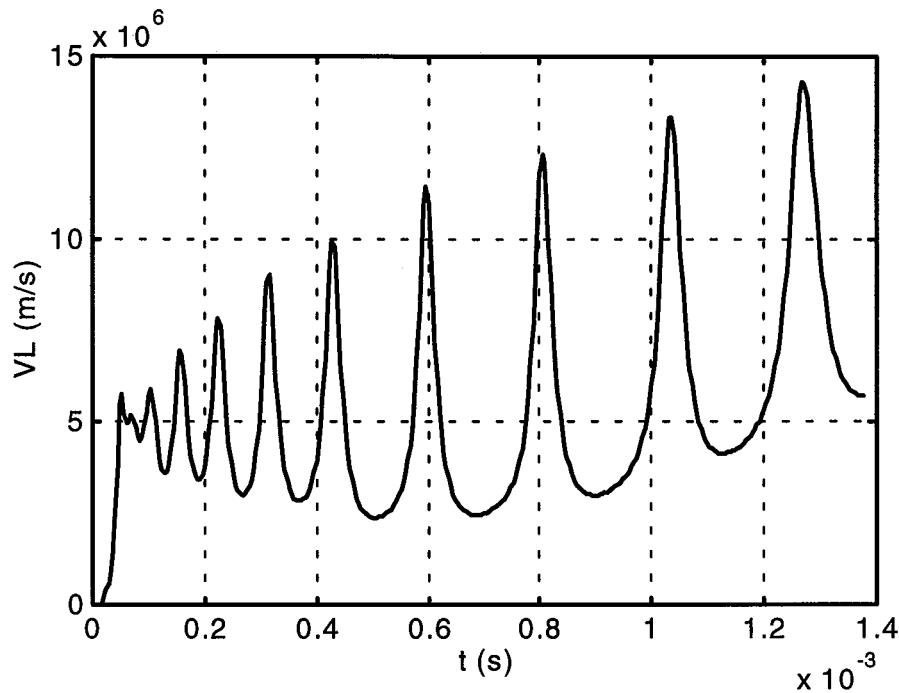


figure IV-16 : vitesse instantanée du leader.

Il apparaît au vu de ce qui précède que les caractéristiques obtenues par ce modèle sont parfaitement en accord avec celles mesurées lors des décharges atmosphériques nuage - sol. Ceci concerne non seulement la forme mais aussi les amplitudes pour chaque paramètre. Pour faciliter la confrontation avec la foudre naturelle, il est souhaitable de disposer de résultats globaux basés sur plusieurs simulations. L'exploitation du modèle pour différentes distances nuage - sol nous conduit aux résultats résumés dans le tableau IV-1 établi par ailleurs [55], où V_m , H_{sf} , I_m , T_c , I_{ar} sont respectivement la vitesse moyenne, la distance d'amorçage, le courant moyen du leader, la durée totale de la première décharge de foudre et le courant d'arc en retour.

D (m)	U_{cr} (MV)	V_m (m/s)	H_{sf} (m)	I_m (kA)	T_c (ms)	I_{ar} (kA)
2000	35	$2 \cdot 10^6$	79,2	1,1	0,968	21,1
4000	45	$2,9 \cdot 10^6$	101	1,5	1,35	33
6000	60	$3,8 \cdot 10^6$	136	1,8	1,52	42

Tableau IV-1 : Résultats de simulation pour différentes distances nuage - sol.

On peut là encore noter que ces résultats sont conformes à la réalité expérimentale.

Conclusion

Nous venons de présenter un modèle permettant de prédire les caractéristiques (courant, charge, vitesse, énergie et puissance injectées dans l'intervalle, évolution du diamètre thermique du canal,...) d'une première décharge de foudre en polarité positive. Ce modèle est issu de celui établi pour les longues décharges de laboratoire.

Tous les résultats obtenus par le modèle sont assez proches des observations du leader négatif de l'éclair nuage - sol négatif. Ce modèle pourra être par conséquent un outil important pour apprécier les dommages que peut causer une décharge de foudre sur les systèmes d'ingénierie. Les perturbations engendrées par les décharges de foudre sont de deux types. Les premiers constituent les coups directs et les seconds, les plus fréquents, sont dûs au champ électromagnétique associé à la fois au leader et à l'arc en retour.

Dans ce qui suit, nous analysons les effets indirects dû au précurseur de foudre.

Chapitre 5

APPLICATION A LA COMPATIBILITE ELECTROMAGNETIQUE
--

Introduction

L'effet du foudrolement représente une menace pour un grand nombre de systèmes sophistiqués et, par conséquent, vulnérables. Le précurseur de foudre rayonne un champ électromagnétique qui parasite les communications des ondes hertziennes, mais qui également perturbe et peut même détruire certains composants électroniques sensibles [47, 34, 48, 50, 59]. La décharge nuage - sol rayonne, elle aussi, un champ électromagnétique et engendre des montées en potentiel qui peuvent causer des dommages importants lorsque l'impact se produit, par exemple, sur les réseaux de transport d'énergie ou de télécommunications, sur les sites de lancement, sur les aéroports... La réalisation de protections permettant d'atténuer ses effets passe obligatoirement par une connaissance approfondie du phénomène. Il s'agit malheureusement d'un événement difficilement contrôlable, tout d'abord parce qu'il est peu fréquent, mais aussi surtout parce que l'instant et le point d'impact où la foudre se manifeste sont totalement imprévisibles.

Dans des travaux récents effectués au CEGELY (Centre de Génie Electrique de Lyon) [50], les champs électriques et magnétiques associés au leader (qui dans le cas des faibles distances est du même ordre de grandeur que ceux associés à l'arc en retour) ont été caractérisés. Au modèle précédent relatif à la décharge de foudre positive, nous associons les calculs de champ rayonnés par le précurseur. Les résultats obtenus seront validés sur la base des enregistrements de champ réalisés lors de la campagne de déclenchement artificiel de la foudre entre 1993 et 1995 sur le site expérimental de "Camp Blanding" en Floride [50].

I- CHAMP ELECTRIQUE ASSOCIE AU LEADER

Pendant sa propagation, le leader draine vers la terre, une certaine quantité de charges. Ces charges engendrent au niveau du sol un champ électrostatique. L'amplitude du champ associé au leader varie avec la distance du point de mesure à la décharge. En effet aux grandes distances, sa variation est négligeable comparée à celle de l'arc en retour avec un rapport de

l'ordre de $1/10$ [50]. Par contre, pour les faibles distances, les champs associés aux deux phases de la décharge sont du même ordre de grandeur [50].

Pour le calcul du champ associé au leader, nous utiliserons la simplification de la figure V-1. La terre est considérée comme un conducteur parfait afin de calculer la contribution des charges de l'image du leader. Le leader est représenté par une succession de segments verticaux, chargés à partir d'une source initiale située à la base du nuage.

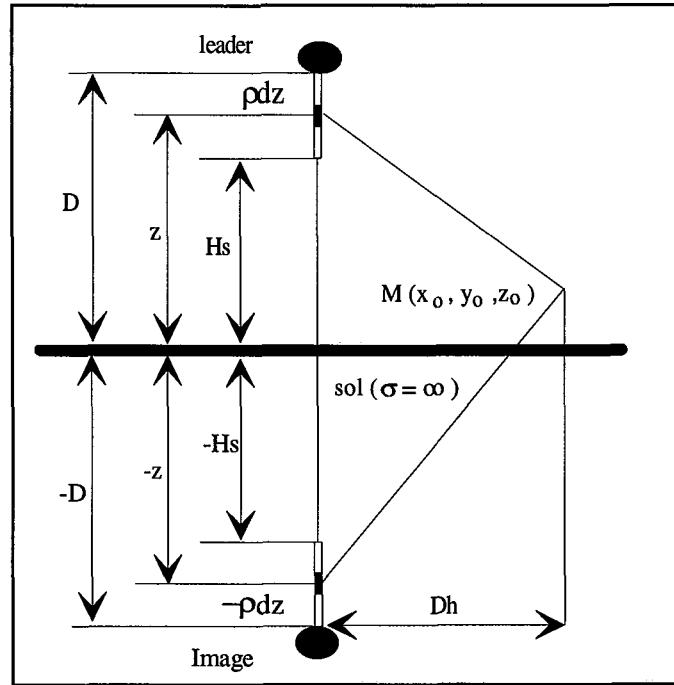


Fig. V-1: modèle géométrique simplifié utilisé pour le calcul du champ électrique associé au leader [50].

Le champ électrique produit par chaque segment du leader au point d'observation $M(x_0, y_0, z_0)$ est :

$$dE(\rho dz) = \frac{\rho(z)dz}{4\pi\epsilon_o((z-z_o)^2 + Dh^2)} \quad (5.1)$$

avec $Dh = \sqrt{x_o^2 + y_o^2}$ et ρ étant la distribution linéique de charges le long du canal du leader.

La composante suivant l'axe z (la plus importante) s'écrit :

$$dE(\rho dz) = \frac{\rho(z)dz}{4\pi\epsilon_o \left((z - z_o)^2 + Dh^2 \right)} \cos(\pi - \theta) \quad (5.2)$$

On peut écrire à partir de la figure V-1 :

$$\cos(\pi - \theta) = \frac{z - z_o}{\sqrt{(z - z_o)^2 + Dh^2}} \quad (5.3)$$

En substituant cette équation dans l'équation (5.2), nous obtenons :

$$dE(\rho dz) = \frac{\rho(z)(z - z_o)dz}{4\pi\epsilon_o \left((z - z_o)^2 + Dh^2 \right)^{\frac{3}{2}}} \quad (5.4)$$

La contribution de l'image de l'élément de charge réel, par rapport au sol, sera alors :

$$dE(-\rho dz) = \frac{\rho(z)(z + z_o)dz}{4\pi\epsilon_o \left((z + z_o)^2 + Dh^2 \right)^{\frac{3}{2}}} \quad (5.5)$$

Le champ électrique du leader à un instant t est la somme des contributions des charges élémentaires pdz et de leur image, sur la longueur effective du leader à cet instant.

D'autre part, la diminution de la charge de la source initiale située à la base du nuage engendre elle aussi une variation de champ électrique au niveau du point M. Si l'on considère que la charge de la source possède une distribution sphérique, la variation de champ électrique due à sa diminution s'exprime à l'instant t par :

$$E_{source} = \frac{\rho(z)}{4\pi\epsilon_o} \frac{(D - H_s)(D - z_o)}{D^3 \left(1 + (D - z_o)^2 / Dh^2 \right)^{3/2}} \quad (5.6)$$

Le champ total au point M sera alors la somme des contributions du leader réel, et de la diminution de charge ainsi que celles de leurs images respectives par rapport au sol :

$$E_{v,tot} = \frac{\rho(z')}{4\pi\epsilon_o} \left[\begin{aligned} & \frac{1}{(Dh^2 + (Hs - z_o)^2)^{\frac{1}{2}}} - \frac{1}{(Dh^2 + (D - z_o)^2)^{\frac{1}{2}}} - \frac{(D - Hs)(D - z_o)}{Dh^3(1 + (D - z_o)^2 / Dh^2)^{\frac{3}{2}}} \\ & + \frac{1}{(Dh^2 + (Hs + z_o)^2)^{\frac{1}{2}}} - \frac{1}{(Dh^2 + (D + z_o)^2)^{\frac{1}{2}}} - \frac{(D - Hs)(D + z_o)}{Dh^3(1 + (D + z_o)^2 / Dh^2)^{\frac{3}{2}}} \end{aligned} \right] \quad (5.7)$$

II- CHAMP MAGNETIQUE ASSOCIE AU LEADER

Outre l'aspect électrostatique du leader, son courant engendre au niveau du sol, la variation du champ magnétique. La figure V-2 représente la simplification géométrique utilisée pour calculer le champ magnétique au point M. Les mêmes hypothèses précédentes sont utilisées. Le canal est subdivisé en éléments de courants successifs Idz . La contribution de chaque élément est [50, 55, 57, 60] :

$$dH = \frac{Idz}{4\pi} \frac{Dh}{(z^2 + Dh^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (5.8)$$

Le champ dû à la longueur effective du leader au temps t est obtenu en intégrant la relation précédente. Le champ total au point M, dû à la contribution simultanée du leader et de son image par rapport à la terre est :

$$H = \frac{I}{4\pi Dh} \left[\begin{aligned} & \frac{D - z_o}{((D - z_o)^2 + Dh^2)^{\frac{1}{2}}} - \frac{Hs - z_o}{((Hs - z_o)^2 + Dh^2)^{\frac{1}{2}}} \\ & + \frac{D + z_o}{((D + z_o)^2 + Dh^2)^{\frac{1}{2}}} - \frac{Hs + z_o}{((Hs + z_o)^2 + Dh^2)^{\frac{1}{2}}} \end{aligned} \right] \quad (5.9)$$

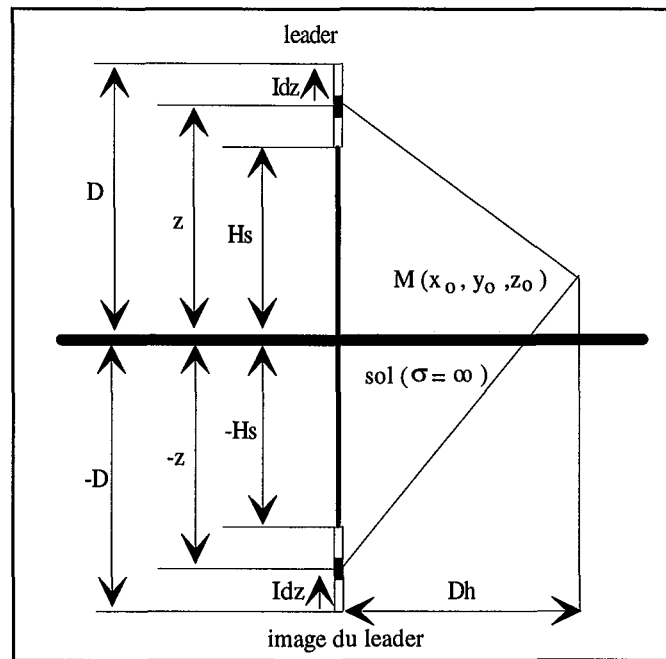


Fig. V-2: modèle géométrique simplifié utilisé pour le calcul du champ magnétique associé au leader [50].

III- QUELQUES RESULTATS DE SIMULATION

Le modèle de décharge de foudre en polarité positive permet à l'heure actuelle, pour une simulation, d'obtenir les caractéristiques (courant, charge, vitesse du leader, énergie et puissance injectée, champ électrique et magnétique,...) de cette décharge. Nous donnerons donc ici, les champs rayonnés par le précurseur pour les deux exemples du chapitre IV.

III-1 Exemple 1

Pour apprécier les effets induits par le leader, les équations (5.7) et (5.9) ont été programmées. Les résultats obtenus, environ 50 μ s avant le début de l'arc en retour, à différentes distances Dh de la décharge sont représentés à la figure V-3 et V-4. Nous pouvons noter que les résultats obtenus représentent une bonne approximation comparés aux valeurs obtenues durant la campagne de déclenchement artificielle effectuée pour les décharges négatives entre 1993 et 1995 en Floride [50].

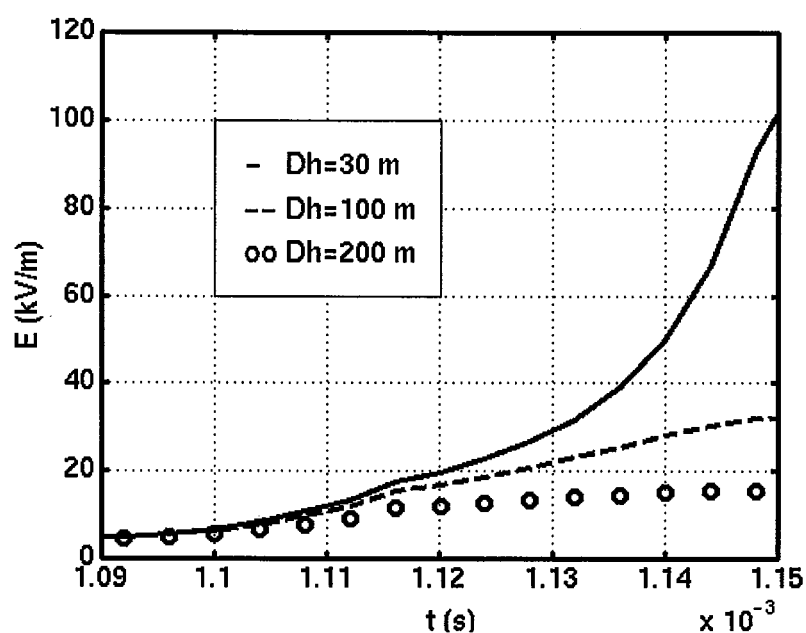


Fig. V-3 : champ électrique du leader à différentes distances de la décharge pour une distance nuage - sol de 5000 m, 50 μ s avant le début de l'arc en retour.

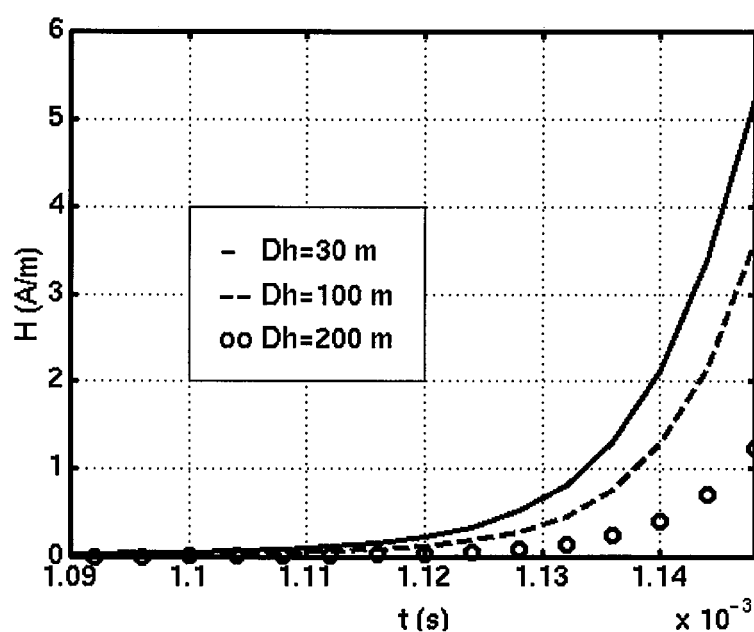


Fig. V-4 : champ magnétique du leader à différentes distances de la décharge pour une distance nuage - sol de 5000 m, 50 μ s avant le début de l'arc en retour.

III-2 Exemple 2

Pour ce second cas, les résultats obtenus pour différentes distances Dh au point d'impact de la décharge sont représentés à la figure V-5 et V-6. Nous pouvons encore noter que les résultats obtenus représentent une bonne approximation comparés aux valeurs obtenues durant la campagne de déclenchement artificielle effectuée pour les décharges négatives entre 1993 et 1995 en Floride [50].

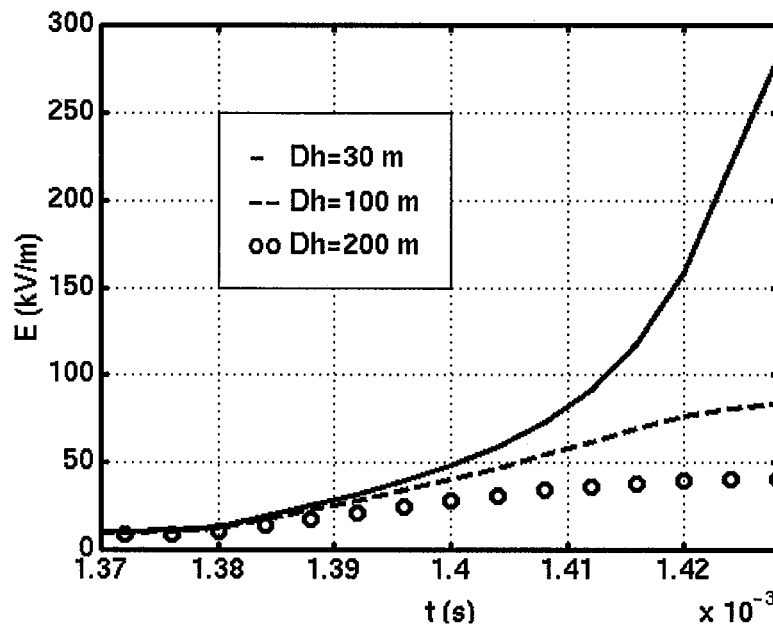


Fig. V-5 : champ électrique du leader à différentes distances de la décharge pour une distance nuage - sol de 7500 m, 50 μ s avant le début de l'arc en retour.

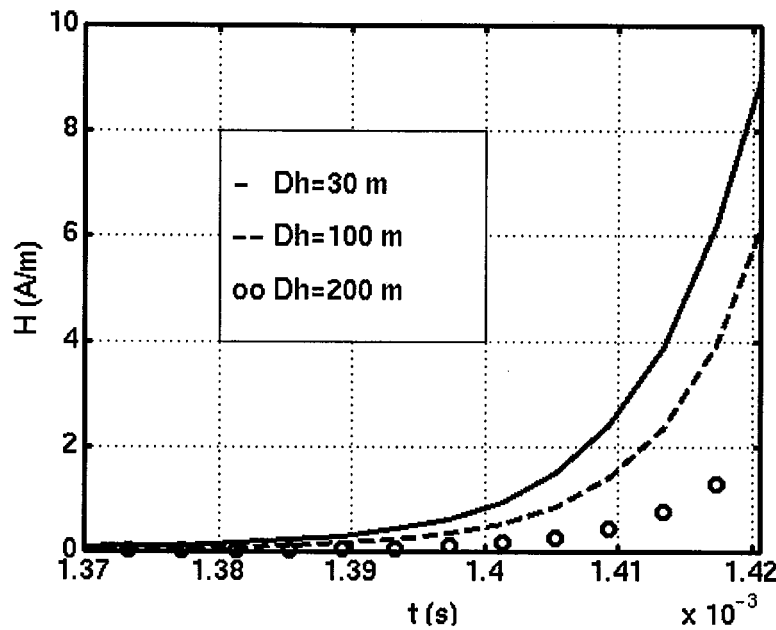


Fig. V-6 : champ magnétique du leader à différentes distances de la décharge pour une distance nuage - sol de 7500 m, 50 μ s avant le début de l'arc en retour.

Conclusion

Malgré la simplicité du modèle utilisé, qui repose sur deux hypothèses simplificatrices [50], à savoir : une conductivité infinie du sol et une trajectoire du leader rectiligne verticale, on remarque qu'à faibles distances du point d'impact de la décharge, les résultats comparés à ceux obtenus lors de la campagne de foudre négative déclenchée en Floride [50] sont satisfaisants. Ceci concerne aussi bien les ordres de grandeurs que les amplitudes.

L'interaction de ces champs rayonnés avec les systèmes d'ingénierie peut ainsi être étudiée. Il serait souhaitable pour la suite de cette étude de caractériser le champ associé à l'arc en retour et aussi de prendre en compte la tortuosité du canal qui est d'une grande importance lors du calcul des champs électromagnétiques associés à la décharge [50].

CONCLUSIONS

CONCLUSION GENERALE

Ce travail nous a permis d'élaborer un modèle prédictif de décharge basé sur un schéma électrique équivalent. Le canal de la décharge est assimilé à un conducteur cylindrique ; chacun de ses bords est représenté par un circuit RLC spécifique à la décharge (R, L et C étant respectivement la résistance, l'inductance et la capacité caractérisant ce circuit, déterminés par des lois physiques) en tenant compte des paramètres atmosphériques (température et pression ambiante). La propagation du leader est basée sur un critère lié au calcul du champ à sa tête et où le caractère aléatoire du trajet de la décharge est modélisé par une loi de probabilité.

Lorsque la forme des électrodes est donnée, ainsi que les variations temporelles de la contrainte appliquée (c'est à dire la tension qui peut être une biexponentielle pure ou oscillante), la solution requiert alors l'utilisation d'importants moyens de calcul. Le modèle permet de déterminer l'évolution des courants (leader et arc en retour), la charge correspondante, le gradient de potentiel dans le canal, une trajectoire plausible de la décharge, sa vitesse instantanée de progression, l'évolution temporelle de son canal thermique, la puissance et l'énergie injectée dans l'intervalle, l'instant et la tension d'amorçage. Aussi, pour une configuration donnée (géométrie de l'intervalle, conditions atmosphérique), ce modèle constitue un outil pour la détermination de la tension U_{50} (tension à 50 % d'amorçage) par l'une des méthodes connues (montée et descente, palier,...) Le modèle permet également de simuler le convertisseur d'image en mode "streak" ou "frame".

Ces informations de nature probabiliste se prêtent mal à des comparaisons précises avec les résultats expérimentaux obtenus en laboratoire. On note cependant que les résultats issus du modèle élaboré sont en bon accord avec ceux obtenus expérimentalement.

Compte tenu de l'accord résultant de la confrontation modèle - expérience de laboratoire et de la grande similarité, grande étincelle - décharge atmosphérique, un modèle de foudre positif a été élaboré. Même si dans ce cas, les mesures sont beaucoup moins fiables que lorsqu'elles sont réalisées en laboratoire, les caractéristiques obtenus à partir du modèle sont conformes à ces mesures. Il s'agit là d'un important résultat qui montre qu'il n'est pas

déraisonnable d'étendre au cas de la foudre, une modélisation applicable aux grandes étincelles de laboratoire.

L'environnement électromagnétique associé au précurseur de foudre a été ensuite caractérisé. Cet environnement représente une source de perturbation importante, en particulier à courte distance du lieu d'impact de la décharge où le transfert des charges à travers le canal du leader engendre une variation de champ électrique aussi importante que celle associée à l'arc en retour. Il serait également souhaitable que ce travail se poursuive pour caractériser l'environnement électromagnétique associé à l'arc en retour qui représente la phase la plus énergétique et la plus spectaculaire de la décharge.

Les modélisations présentées dans ce travail utilisent un maximum d'éléments ayant un fondement physique. Cependant, là où subsistent des lacunes dans la connaissance des phénomènes, des relations empiriques ont été introduites. Ainsi par exemple, la tête de la décharge où s'opère la transition entre streamers d'effet de couronne et leader, a été remplacée par une électrode équivalente. De même, la façon de prendre en compte l'aspect statistique de la propagation et du temps de retard statistique ne sont pas justifiées par une étude détaillée des mécanismes élémentaires du phénomène. Il ne s'agit là que d'une approche descriptive qui représente les aléas du développement de la décharge.

Bien sûr, des progrès restent à faire. Les relations empiriques devront disparaître au fur et à mesure de l'approfondissement des connaissances physiques, et l'humidité dont l'influence ne peut être négligée lors d'une telle étude devra être prise en compte.

Nous avons vu au chapitre 2, que la configuration pointe positive - plan constitue du point de vue isolation, la contrainte la plus sévère. Ainsi, pour l'ingénieur qui s'intéresse à ce sujet, la polarité négative présente à priori, moins d'intérêt compte tenu des tensions d'amorçage plus important dans ce cas. Néanmoins en pratique, la configuration des électrodes est en général plus complexe (configuration comportant des électrodes multiples ou plusieurs phases) et l'apparition de phénomènes pouvant se produire à la cathode fait que l'étude de la polarité négative apparaît nécessaire. De plus, il faut rappeler que dans les régions à climat tempéré, 80 à 90 % des coups de foudre au sol sont négatifs. Il apparaît donc primordial que le modèle soit étendue à la polarité négative.

Mais dès à présent, le modèle des longues décharges peut être utilisé pour prédéterminer les performances des grands intervalles d'air soumis à des surtensions de manoeuvre de forme quelconques. Le simulateur expérimental de foudre pourra aussi permettre de tester de manière répétitive, du matériel électrique.

ANNEXES

MODELISATION DE LA DECHARGE A L'AIDE D'UN SCHEMA ELECTRIQUE EQUIVALENT

I- CAS OU LES PARAMETRES DU CANAL SONT CONSTANTS

Cette étude est relative à une configuration pointe - plan sous onde de tension oscillante positive.

I-1. Evolution spatio - temporelle du leader

Comme point de départ, nous considérons que le leader peut être représenté par le schéma électrique équivalent présenté à la figure A-1 où R_o et C_o sont définis comme au chapitre 2.

Le leader est assimilé à un conducteur cylindrique. Chacun de ses bords est représenté par une cellule $R_i C_i$.

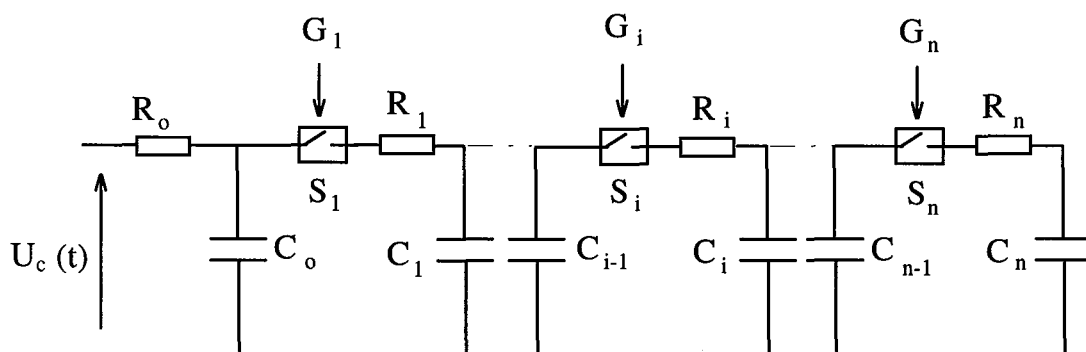


Figure A-1 : Schéma électrique équivalent à la propagation du leader.

La propagation du leader est matérialisée par la fermeture d'un contacteur S_i associé à un générateur d'impulsion G_i .

Les potentiels et courants initiés sont définis à la figure A-2. On peut écrire à chaque instant :

$$I_i(t) = C_i(x) \frac{dV_i(t)}{dt} \quad (1)$$

ou encore

$$I_i(t) = \frac{V_i(t) - V_{i-1}(t)}{R_i(x)} \quad (2)$$

D'autre part, nous avons :

$$C_{i-1}(x) \frac{dV_{i-1}(t)}{dt} = I_{i-1}(t) - I_i(t) \quad (3)$$

où $x = L_z + S$.

En substituant les équations (1) et (2) dans (3), nous obtenons les différentes tensions $V_i(t)$; le courant du leader est alors donné par l'équation 2.66 du chapitre 2.

La charge d'espace injectée dans l'intervalle est déduite par intégration du courant :

$$q(t) = \int_0^t I(t) dt \quad (4)$$

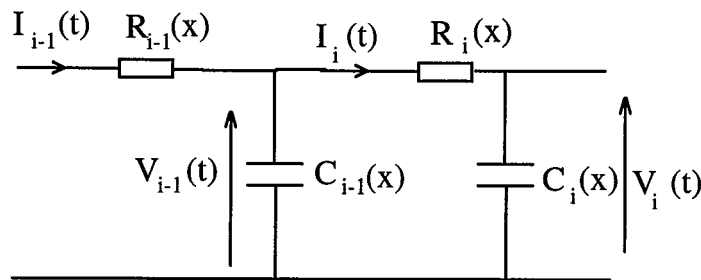


Figure A-2 : Cellule élémentaire.

La figure A-3 représente le schéma général montrant les connections intégrateur - schéma électrique équivalent donné à la figure A-1, où :

$$V(t) = \frac{kR_o}{C} \int_0^t I(t) dt \quad (5)$$

(k étant la transconductance). On choisira $kR_o/C = 1$ pour avoir une image de $q(t)$.

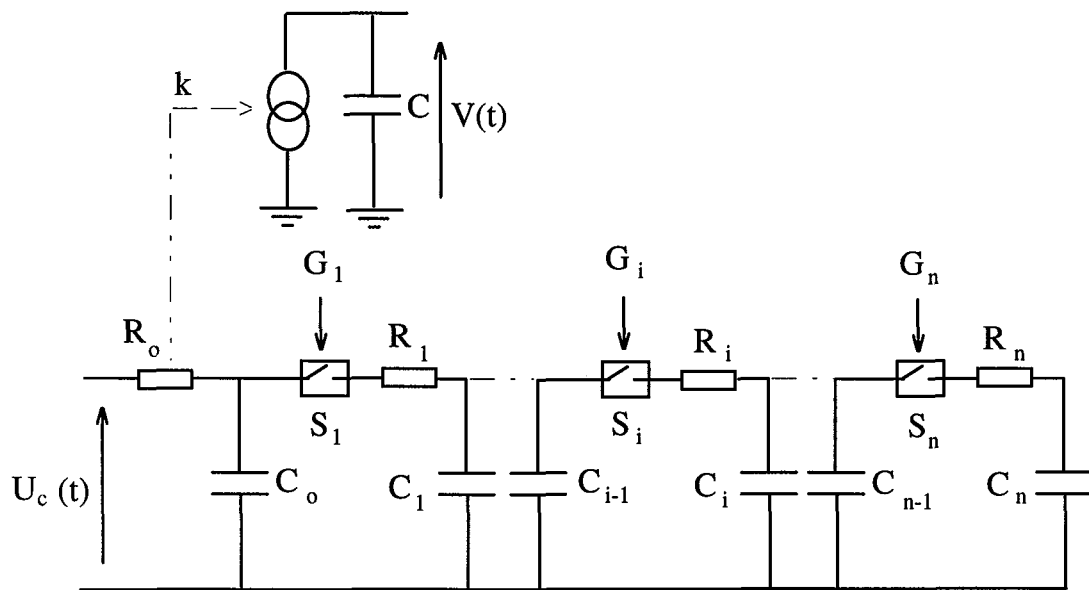


Figure A-3 : Schéma équivalent du leader associé à l'intégrateur avec $kR_j/C = 10^6 \text{ F}^{-1}$ ($k = 10^{-5} \Omega^{-1}$ et $C = 1 \text{ nF}$).

I-2. Tension appliquée

Il est bien connu que le courant et la charge du leader dépendent de la tension appliquée à l'intervalle inter - électrodes [1-8]. Dans ce qui suit, nous considérons des ondes de tensions similaires à celles utilisées par Ortéga [7, 8, 30] afin de pouvoir comparer les résultats obtenus. Ces ondes de tensions consistent à superposer des oscillations à des ondes biexponentielles pures. Les formes d'ondes utilisées sont produites par un générateur de Marx de 12 étages d'une capacité de $0,0108 \mu\text{F}$ et d'une tension maximum de 3 MV (48,6 kJ) [7, 8, 30].

Les oscillations de tension sont obtenues en introduisant des inductances L ($7 \text{ mH} < L < 110 \text{ mH}$) entre le diviseur de tension capacitif et l'électrode portée à la haute tension [7, 8, 30].

L'onde oscillante obtenue par ce circuit complexe ne peut être déterminée par un simple calcul analytique [7, 8, 30]. Dans le cas présent, la difficulté principale est de représenter des valeurs non définies, des éléments du réseau telles que les capacités parasites et de couplage, et les inductances linéiques.

Sur la base de circuits similaires connus [7, 8, 30], les éléments inconnus ont été estimés comme indiqué à la figure A-4 et les éléments R_g , C_g , C_c et R_c sont calculés comme au chapitre 2. L'inductance L impose la fréquence des oscillations.

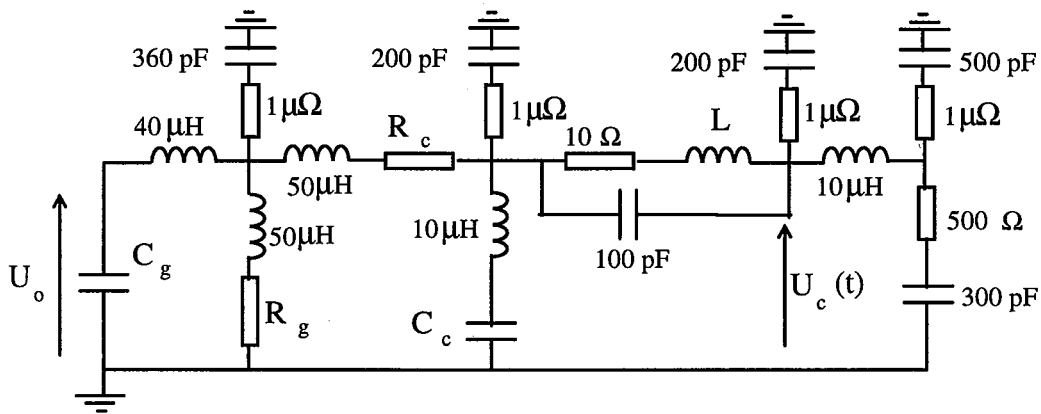


Figure A-4 : Schéma équivalent utilisé pour les simulations

Il ressort de ce qui précède que la connaissance des caractéristiques spatio-temporels du leader (courant, charge,...) nécessite la connaissance des éléments R_i et C_i .

I-3. Les paramètres du circuit équivalent au leader

I-3-1 Résistance

En assimilant le leader à un canal cylindrique, sa résistance par unité de longueur devient

$$\lambda = \frac{l}{\sigma \pi a^2} \quad (6)$$

où σ est la conductivité du leader et a son rayon.

Le logiciel de simulation de circuits SICOS [25] utilisé ne prenant pas en compte l'évolution temporelle des paramètres R_i et C_i , nous choisirons α et σ constants, égaux à des valeurs moyennes. La résistance R_i est alors :

$$R_i = \lambda \Delta x \quad (7)$$

$$\text{où } \Delta x = (x_i - x_{i-1}) = \Delta[(L_z + S)_i - (L_z + S)_{i-1}]$$

La résistance par unité de longueur λ peut être obtenue en utilisant des données expérimentales relatives au courant du leader. Pour la configuration ici utilisée ($D \leq 2,9$ m), ces courants varient de 0,5 à 5 A [7-8]. Pour de telles valeurs, nous avons $\sigma_1 \leq \sigma \leq \sigma_2$, où σ_1 et σ_2 sont déduits de la figure I-9 établie par Le groupe des Renardières [3]. Nous obtenons : $\sigma_1 = 0,003 \Omega^{-1}.cm^{-1}$ et $\sigma_2 = 0,03 \Omega^{-1}.cm^{-1}$.

D'autre part, pour des intervalles tel que $D \leq 2,9$ m, la valeur moyenne du rayon du leader est de l'ordre de 1,5 mm [3, 7]. Ainsi, nous avons $\lambda_2 \leq \lambda \leq \lambda_1$ où :

$$\lambda_1 = \lambda(\sigma_1) = 4,7 \cdot 10^7 \Omega.cm^{-1}$$

$$\lambda_2 = \lambda(\sigma_2) = 4,7 \cdot 10^6 \Omega.cm^{-1}$$

Par conséquent, nous utiliserons dans ce qui suit la valeur moyenne $\lambda = 2 \cdot 10^5 \Omega.m^{-1}$

I-3-2 La capacité

La capacité C_i est calculée comme décrit au paragraphe V-3-2 du chapitre 2.

$$C_i = \Gamma_i \epsilon_o D \frac{x_i}{A} \quad (8)$$

En tenant compte du fait que l'angle solide $\Gamma_i = 2\pi(1 - \cos\theta)$ (figure II-9) doit être plus petit que 4π , la capacité C_i devient :

$$C_i = \frac{4\pi}{\alpha} \epsilon_o D \frac{x_i}{A} \quad (9)$$

où $\alpha = 4\pi/\Gamma_i$

Le rapport α doit être celui qui donnera les paramètres du leader (courant, charge) en bon accord avec les résultats expérimentaux.

Considérons par exemple des données expérimentales similaires à ceux d'Ortega [7, 8]. La longueur des bonds ainsi que leurs temps d'initiation t_i sont déduits à partir de photographies du convertisseur d'images et de l'oscillogramme du courant (ou charge) du leader. Les paramètres du canal du leader R_i et C_i sont alors calculés une fois α imposé.

Le modèle est simulé par un logiciel de circuit appelé SICOS [25]. Le principe général de cette simulation est présenté à la figure A-5.

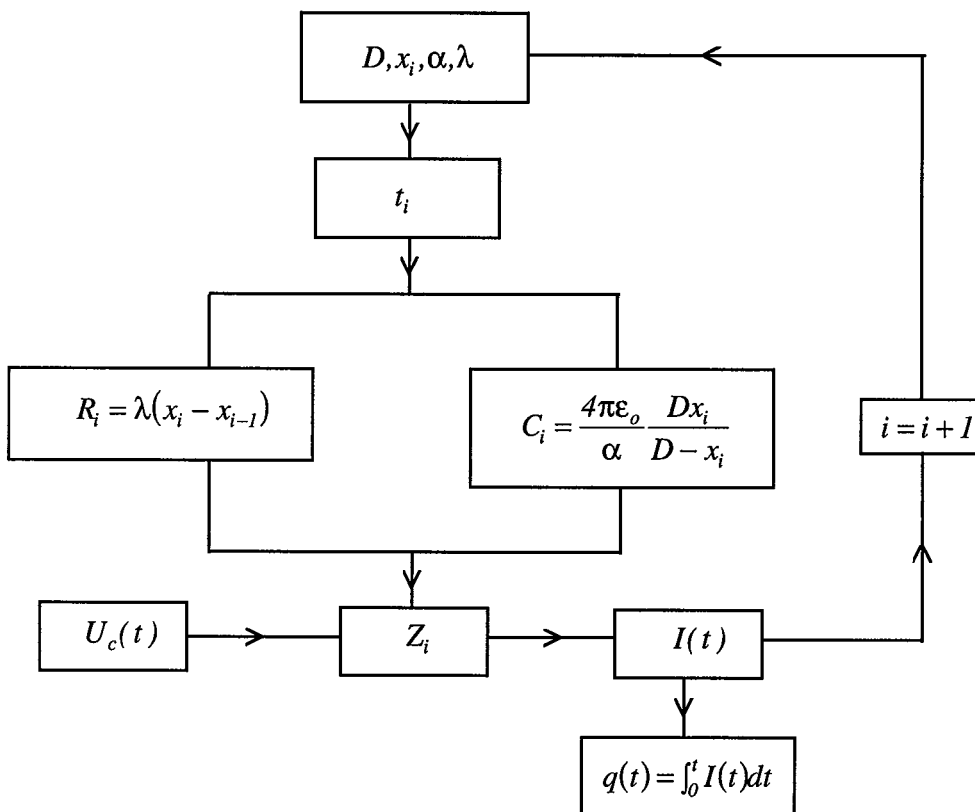


Figure A-5 : Schéma de principe de la simulation

Pour une valeur donnée de α , nous effectuons la simulation jusqu'à obtenir une allure de $q(t)$ assez proche de celle obtenue expérimentalement [7, 8].

Ainsi, nous déduisons par cette méthode la valeur de α : $\alpha = 30$. Les résultats correspondant (tension et charge) sont présentés à la figure A-6.

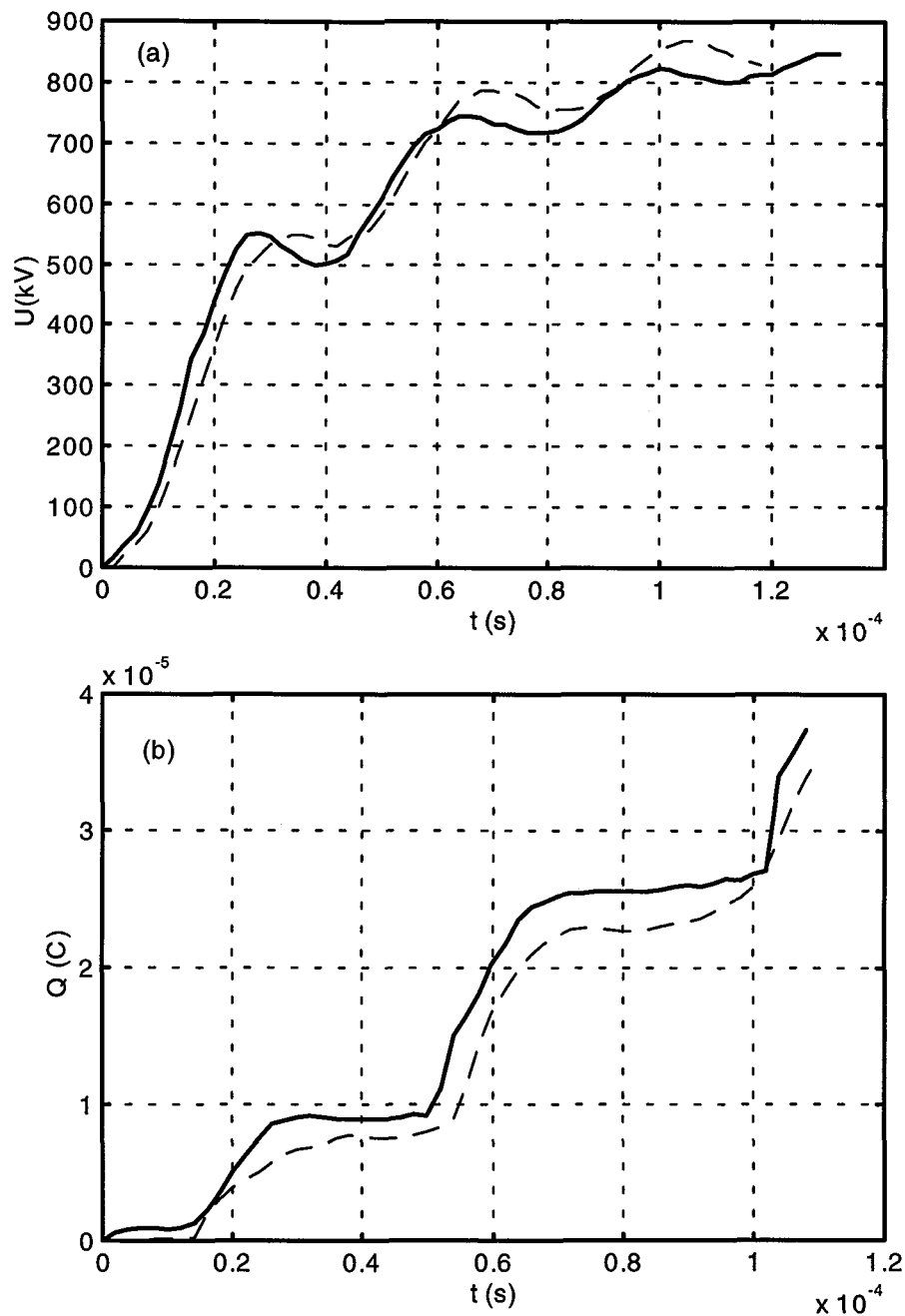


Figure A-6 : Variations de la tension appliquée (a) et de la charge injectée dans l'intervalle (b) pour $U_{cr} = 1$ MV, $L = 75$ mH, $D = 2,2$ m, $R_c = 49$ k Ω , $T_{cr} = 240$ μ s et $T_2 = 3100$ μ s. Les courbes pleines représentent les valeurs expérimentales [7, 8] tandis que celles en pointillés représentent la simulation.

Nous prendrons par conséquent dans ce qui va suivre, α constant et égal à 30.

Dans le but de valider ce modèle et aussi de justifier la valeur de α , nous allons considérer une série de tests relatifs à des données expérimentales réalisées par Ortéga [7, 8, 30]. Pour chaque test, nous avons les caractéristiques obtenues expérimentalement et par simulation.

I-4. Validation du modèle

Considérons par exemple une configuration d'électrodes pour laquelle nous connaissons la forme de l'onde appliquée ainsi que le courant du leader. Les figures A-7 et A-8 donnent les caractéristiques obtenues expérimentalement puis par simulation. Nous avons en (a) la tension appliquée et en (b) le courant du leader dans les deux cas. D'autres résultats relatifs à cette étude sont présentés dans [26]. Comme on peut le remarquer, les caractéristiques issues du modèle sont en bon accord avec celles obtenues expérimentalement. Ceci concerne non seulement la forme mais aussi les amplitudes en dépit des simplifications effectuées, en considérant le rayon et la conductivité du leader constant.

Notons que chaque saut du leader est caractérisé par une cellule RC qui dépend des processus physiques intervenant dans le canal. L'inductance du canal (de l'ordre de 10^{-10} à 10^{-6} H) n'a pas été prise en compte à cause des valeurs élevées des résistances du canal.

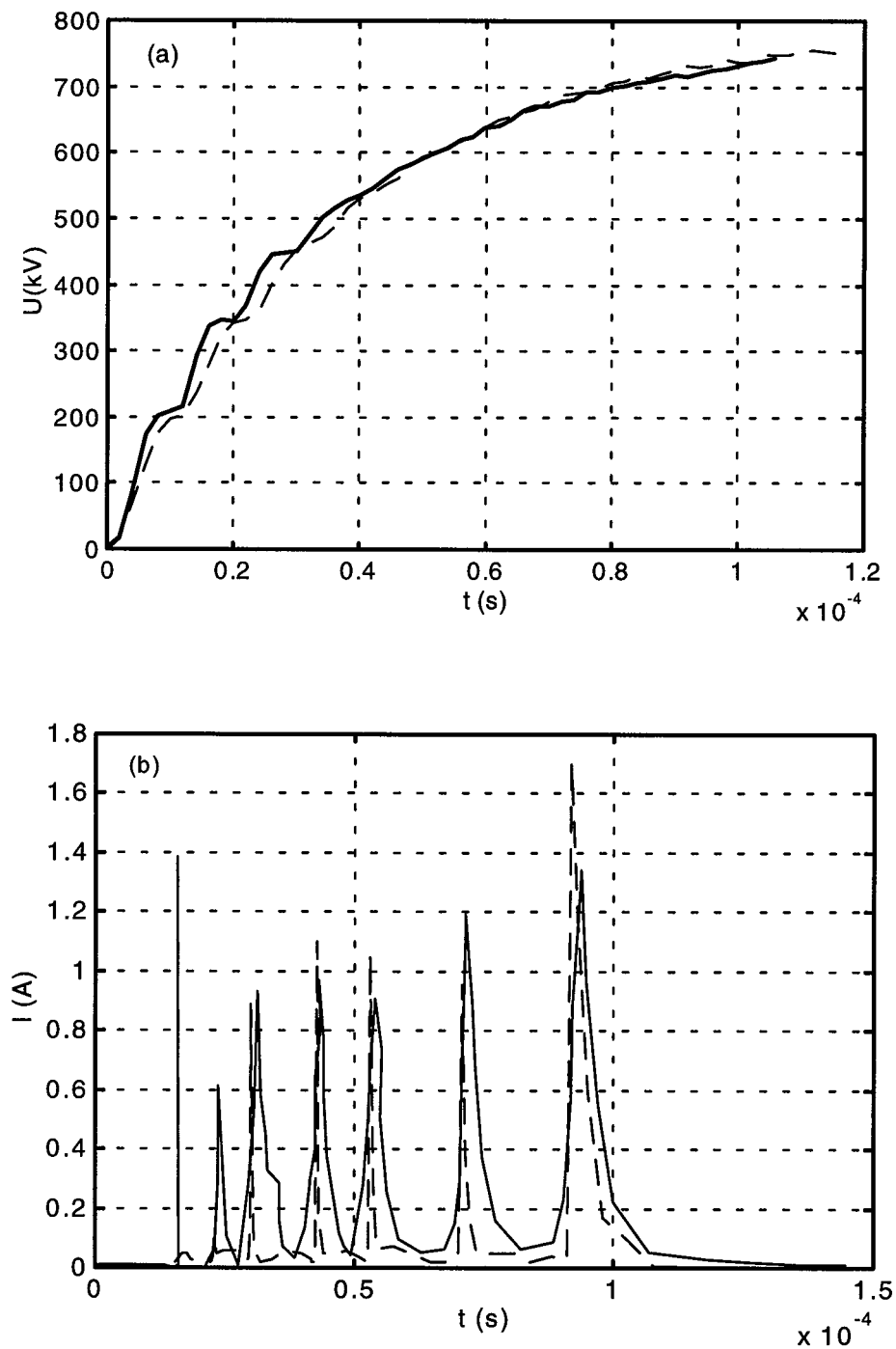


Figure A-7 : Variations de la tension appliquée (a) et de la charge injectée dans l'intervalle (b) pour $U_{cr} = 0,8$ MV, $L = 6$ mH, $D = 2,2$ m, $R_c = 49$ k Ω , $T_{cr} = 235$ μ s et $T_2 = 3100$ μ s. Les courbes pleines représentent les valeurs expérimentales tandis que celles en pointillés représentent la simulation.

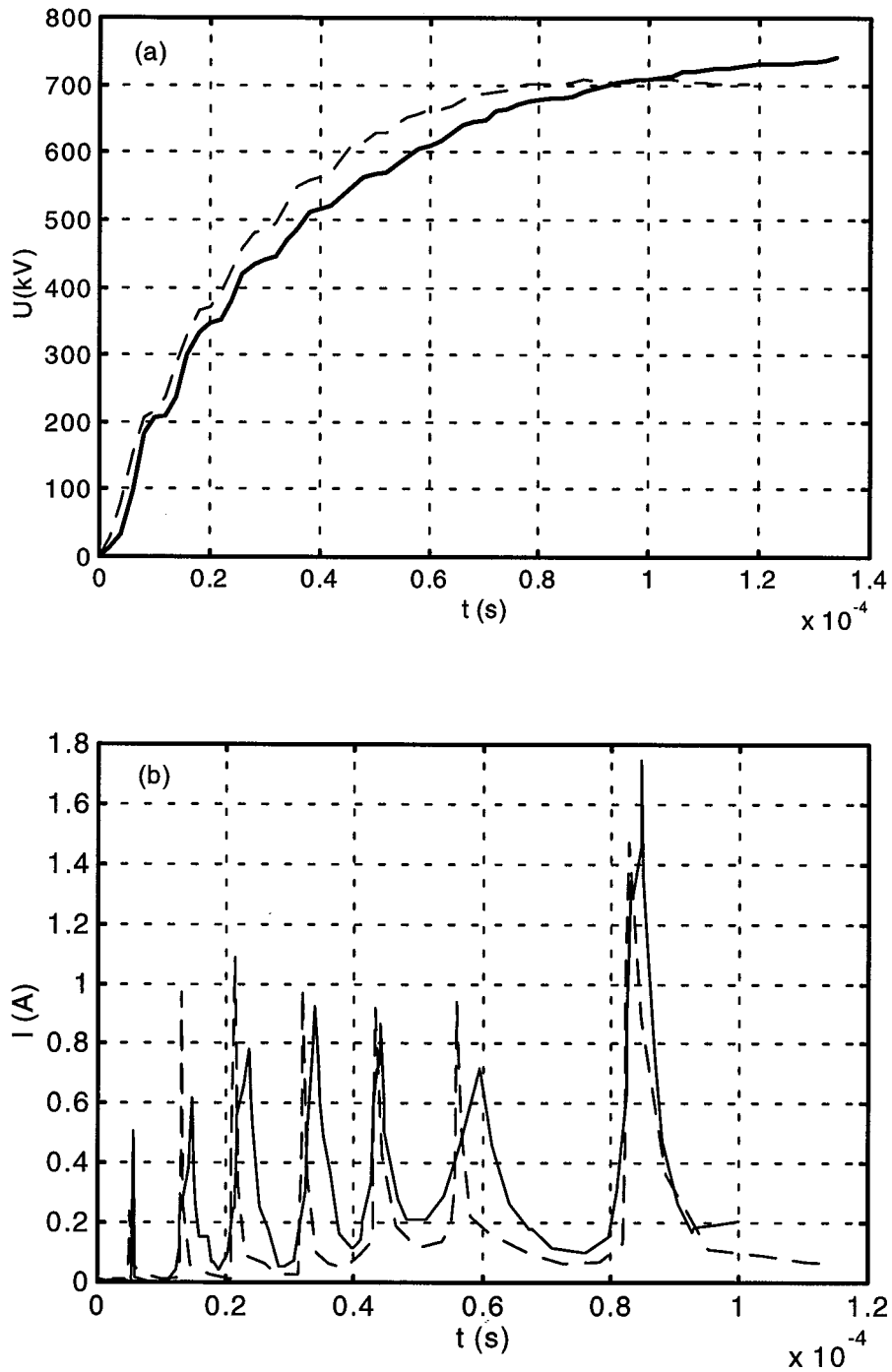


Figure A-8 : Variations de la tension appliquée (a) et de la charge injectée dans l'intervalle (b) pour $U_{cr} = 0,8$ MV, $L = 7$ mH, $D = 2,2$ m, $R_c = 49$ k Ω , $T_{cr} = 235$ μ s et $T_2 = 3100$ μ s. Les courbes pleines représentent les valeurs expérimentales tandis que celles en pointillés représentent la simulation.

II- CAS OU LES PARAMETRES DU CANAL SONT VARIABLES

II-1. Evolution spatio - temporelle du leader

Dans la pratique, les paramètres caractérisant le canal du leader ne sont pas constants. La seconde étape de cette modélisation a donc été la prise en compte de la variation de ces paramètres en fonction de t et x et la phase d'arc en retour. Aussi, pendant cette phase, les inductances du canal ne peuvent être négligées ; cette étude a fait l'objet d'une communication [39].

Le schéma équivalent de la décharge devient alors celui de la figure A-8.

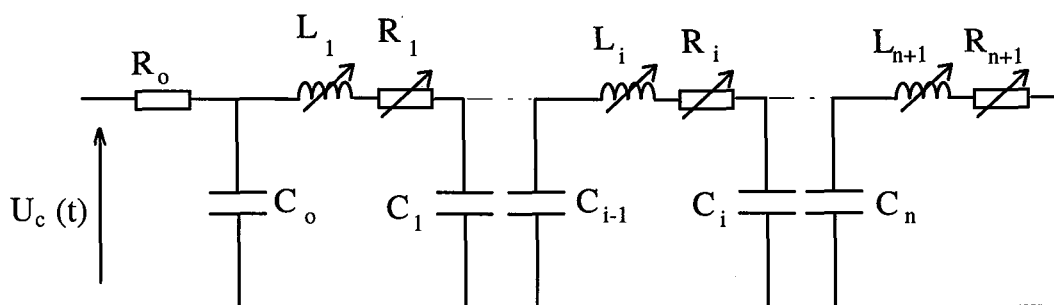


Figure A-8 : Schéma électrique équivalent à la propagation du leader.

Les équations de propagation du leader deviennent alors :

$$L_i \frac{di_i(t)}{dt} = V_{i-1}(t) - V_i(t) - R_i i_i(t) \quad (10)$$

$$i_i(t) = C_i(x) \frac{dV(t)_i}{dt} \quad (11)$$

D'autre part, nous avons :

$$i_{i-1}(t) - i_i(t) = C_{i-1}(x) \frac{dV_{i-1}(t)}{dt} \quad (12)$$

En écrivant ces équations sous forme de système d'état (voir équation 2.64 et 2.65 du chapitre 2); nous obtenons après la résolution, le courant du leader (équation 2.66 du chapitre 2). La charge d'espace injectée dans l'intervalle est égale à la somme des charges élémentaires (équation 2.67 du chapitre 2).

II-2. Les paramètres du circuit équivalent au leader

La **résistance** par unité de longueur du canal est décrite par l'équation 2.68 du chapitre 2 où a est fonction du temps et σ une fonction du courant du leader (figure I-9 du chapitre 1). Pendant la phase dite de saut final, cette résistance décroît de façon significative en un temps très court. L'évolution de la conductivité durant la phase d'arc en retour, est décrite au paragraphe V-1-2 du chapitre 2.

La **capacité** de l'intervalle non franchi se calcule comme au paragraphe I-2-3 (voir équation 8 et 9) de cet annexe.

L'**inductance** par unité de longueur du canal est donnée par l'équation 2.84 du chapitre 2. Elle varie en fonction du temps du fait de l'évolution temporelle du rayon a .

II-3. Validation du modèle

Le modèle a été simulé sous matlab selon le diagramme synoptique de la figure A-9. Pour valider ce modèle, considérons par exemple des données expérimentales pour lesquelles nous connaissons la forme, la géométrie des électrodes et les courants (ou charges) correspondants.

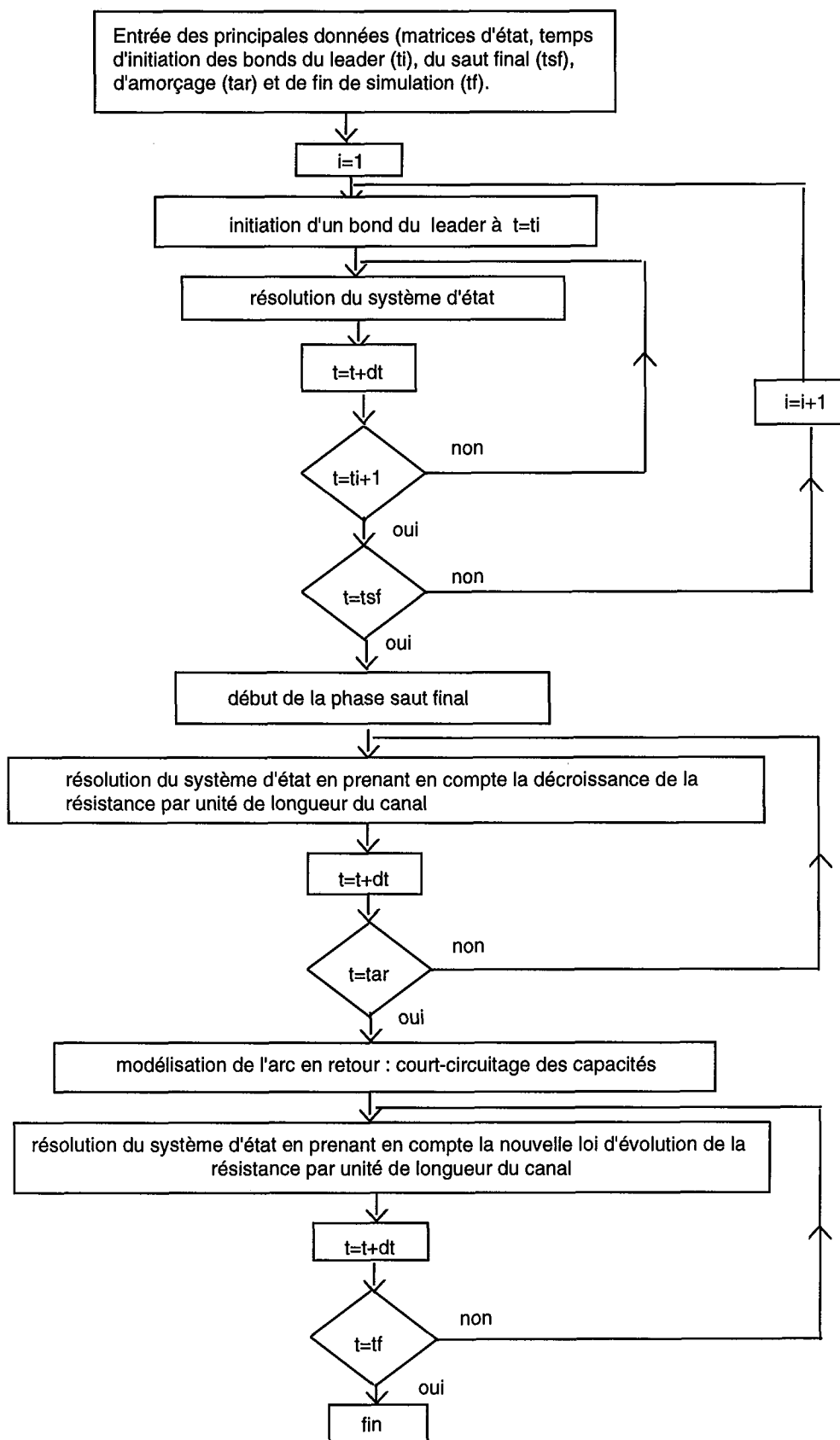


Figure A-9 : schéma synoptique de la modélisation

II-3-1 Exemple 1

Nous disposons de caractéristiques expérimentales (tension appliquée, évolution temporelle du rayon du leader, l'évolution de la résistance par unité de longueur durant la phase du saut final) pour un intervalle cône - plan de 10 m soumis à une onde 500/10 000 μs [3, 6]. Les figures A-10 et A-11 donnent respectivement les caractéristiques du rayon du leader et de l'évolution temporelle de sa résistance par unité de longueur durant la phase du saut final. Ces caractéristiques sont nécessaires pour la simulation.

La figure A-12 représente les résultats expérimentaux et simulés du courant du leader. Il apparaît que les caractéristiques du courant du leader issues de notre modèle sont en bon accord avec celles obtenues expérimentalement.

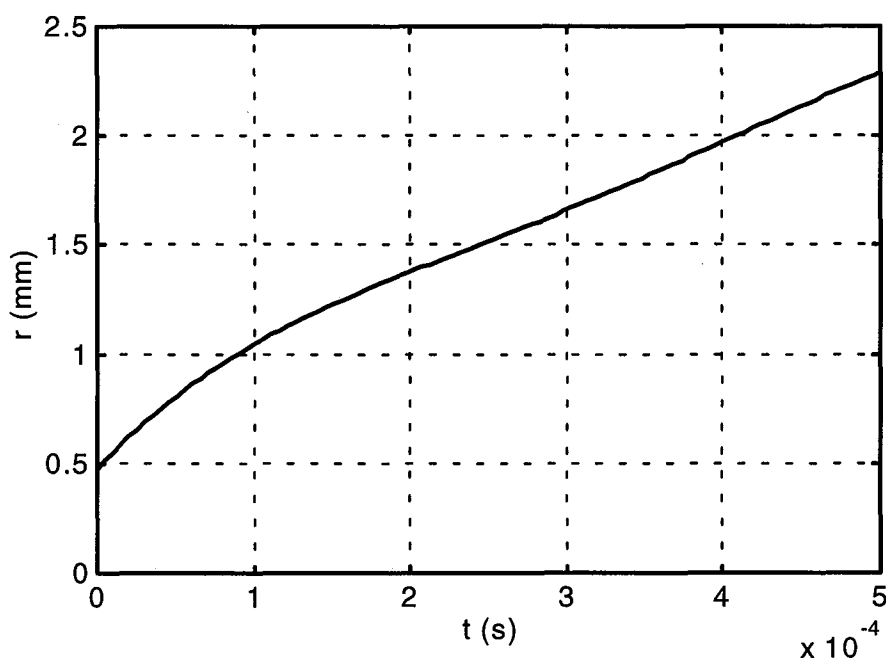


Figure A-10 : Variation du rayon du leader extrapolée à partir de [6] ($D = 10$ m, intervalle cône - plan sous l'onde 500/10 000 μs).

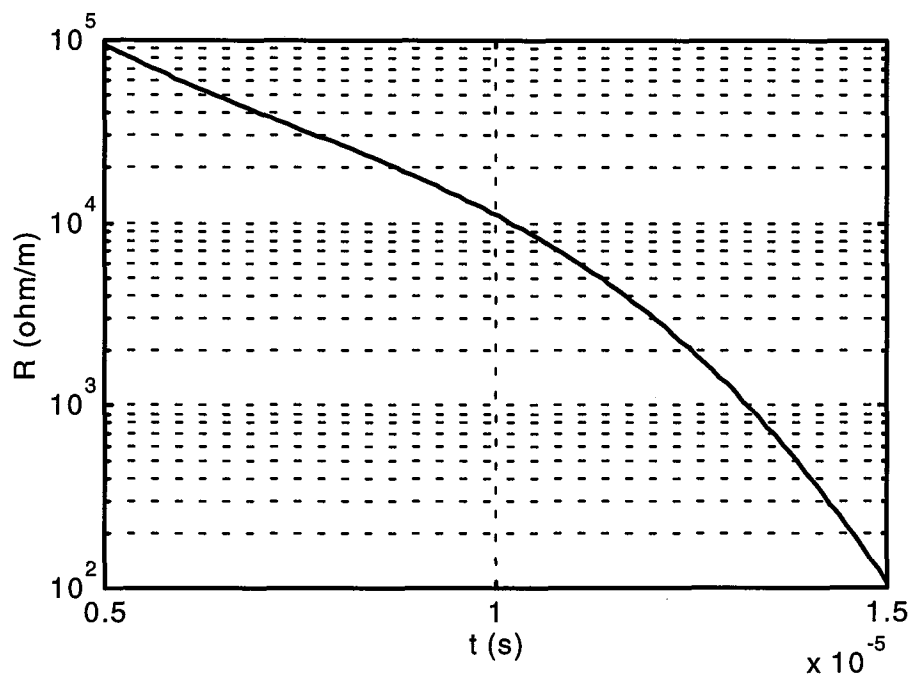


Figure A-11 : Variation de la résistance du leader pendant le saut final ($D = 10$ m, intervalle cône - plan sous l'onde 500/10 000 μ s).

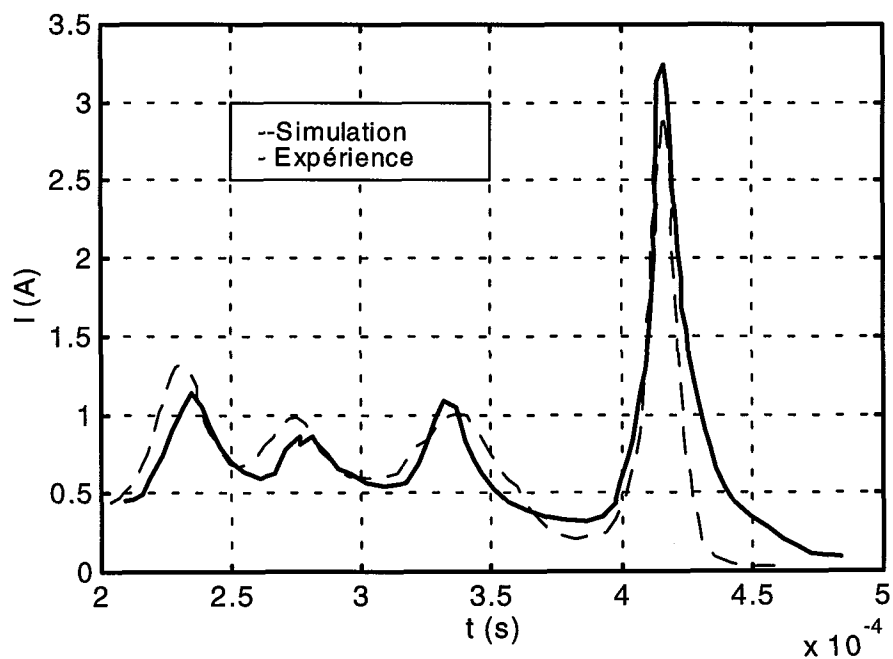


Figure A-12 : Variations du courant du leader ($D = 10$ m, intervalle cône - plan sous l'onde 500/10 000 μ s).

II-3-2 Exemple 2

Considérons maintenant les données expérimentales rapportées par Domens [16] pour un intervalle cône -plan de 16,7 m soumis à une onde de tension 750/10 000 μ s. L'évolution correspondante du rayon du canal est donnée à la figure A-13. L'évolution de la résistance par unité de longueur du leader pendant la phase du saut final a été extrapolée à partir de données expérimentales [3, 6] comme indiqué à la figure A-14.

La figure A-15 représente l'évolution des caractéristiques expérimentales et simulées de la charge au cours de la décharge totale. La comparaison de ces résultats montre encore une bonne concordance. La figure A-16 décrit le courant présumé de l'arc en retour.

Ce modèle est une tentative de modélisation globale de la décharge. Il permet de déterminer le courant (ou charge) des différentes phases de la décharge.

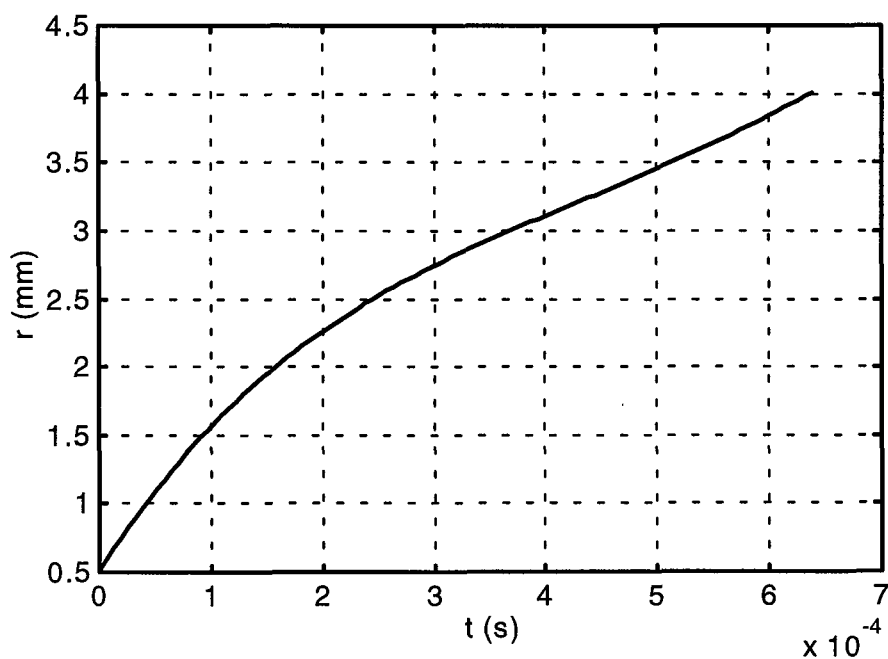


Figure A-13 : Variation du rayon du leader [16] ($D = 16,7$ m, intervalle cône - plan sous l'onde 750/10 000 μ s).

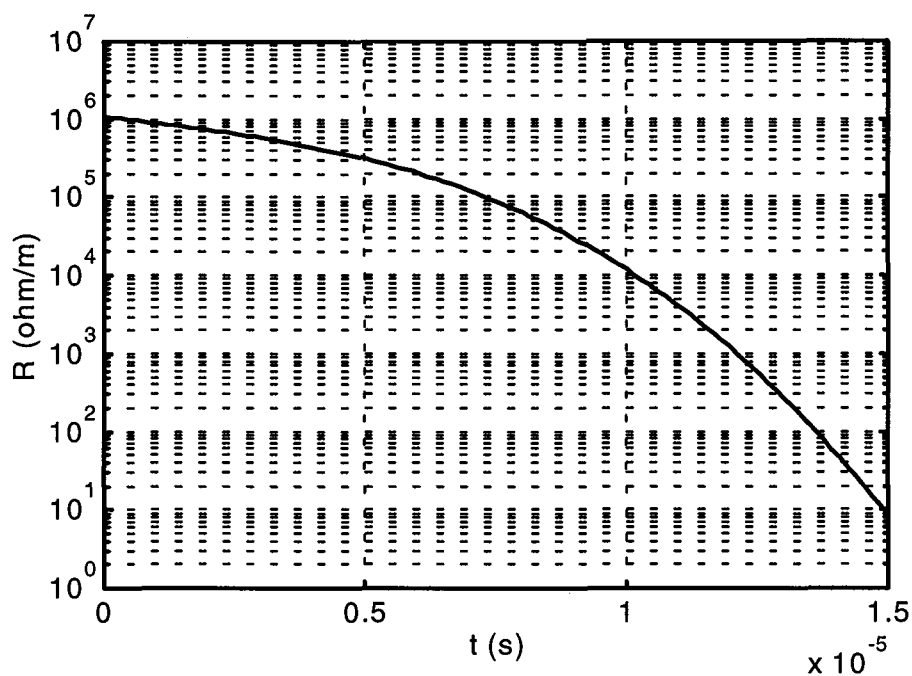


Figure A-11 : Variation de la résistance du leader pendant le saut final extrapolée de [6] ($D = 16,7$ m, intervalle cône - plan sous l'onde 750/10 000 μ s).

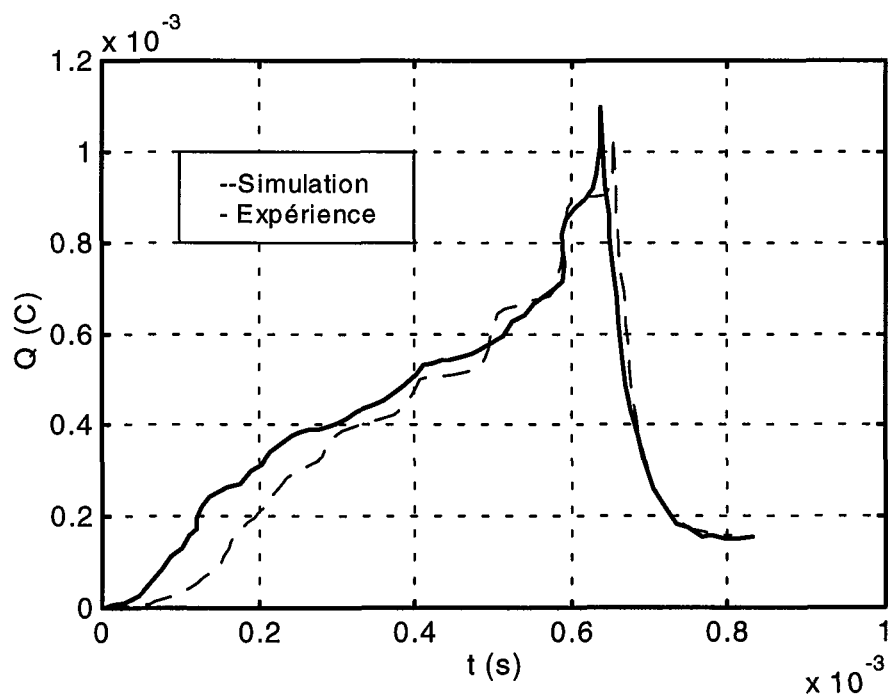


Figure A-15 : Variations de la charge injectée (durant la totalité de la décharge) dans l'intervalle ($D = 16,7$ m, intervalle cône - plan sous l'onde 750/10 000 μ s)

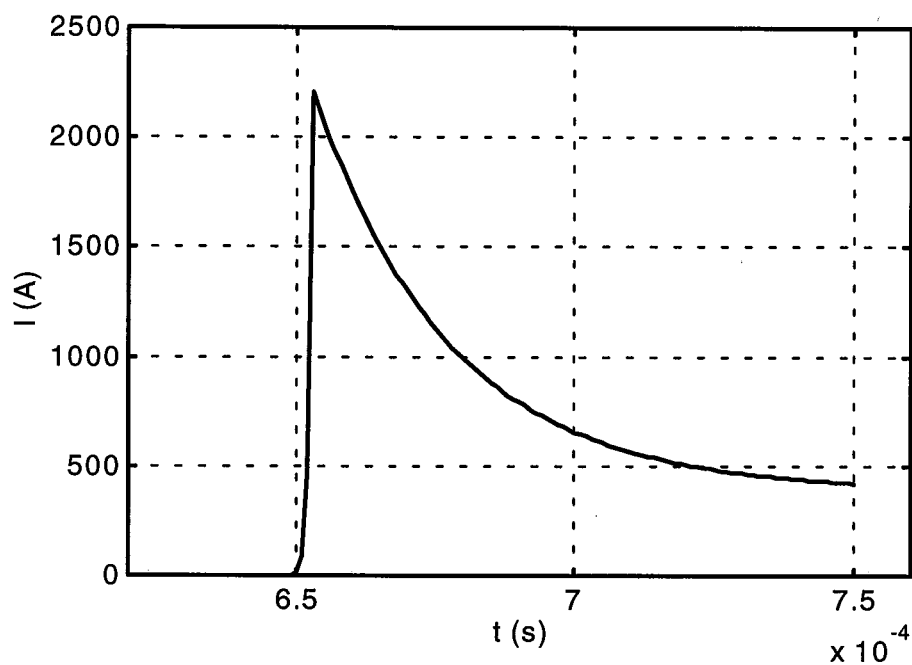


Figure A-16 : Variations du courant présumé de l'arc en retour ($D = 16,7$ m, intervalle cône - plan sous l'onde 750/10 000 μ s)

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] Le groupe des Renardières, "*Research on long air gap discharges at les Renardières*", Electra n° 23, 1972.
- [2] Le groupe des Renardières, "*Long air gap discharges at les Renardières*", Electra n°35, 1974.
- [3] Le groupe des Renardières, "*Positives discharges in long air gaps at les Renardières*", electra n°53, 1977.
- [4] J.M. Meek and J. D. Graggs, "*Electrical breakdown of gases*", John Wiley and sons, 1978.
- [5] C. Gary, G. Le Roy, B. Hutzler, J. Lalot and C. Dubanton "*Les propriétés diélectriques de l'air et les très hautes tensions*", collection de la D.E.R d'E.D.F. n° 51 Eyrolles, 1984.
- [6] I. Gallimberti, "*The mechanism of long spark formation*" journal de physique; tome 40, p. C7-193, 1979.
- [7] P. Ortega, "*Comportement diélectrique des grands intervalles d'air soumis à des ondes de tension de polarité positives et négatives*", thèse de Doctorat, Université de Pau (France), 1992.
- [8] F. Rülhing, F. Heilbronner, P. Ortega, Domens, J. Dupuy and A. Gibert "*Long air gap discharges under non-standard positive impulse voltages. Part I : experimental set-up and effect of superimposed oscillations*", 7th I.S.H. Dresden, pp. 101-104, 1991.
- [9] B. Jones "*Switching surges and air insulation*" Phil. Trans. Roc. Soc. London vol A 275 pp. 165-180, 1973.
- [10] R.C. Klewe, R.T. Waters, B. Jones, "*Breakdown phenomena on long air gaps under switching impulse conditions*", Ch 4 Review of models of breakdown, IEEE summer meeting, paper 74-CH.0910-PWR, 1974.
- [11] K. N. Baral and D. Mackerras, "*Positive cloud - to ground lightning discharges in Katmandu thunderstorms*", J. of Geophys. research, vol 98, pp. 10331-340, 1993.
- [12] Hojo J. M. Ishii, T. Kawamwa, F. Suzuki, H. Komuro and M. Shiogama, "*Seasonal variation of cloud - to ground lightning flash characteristics in the coastal area of the sea of Japan*", J. of Geophys. research, vol 94, pp. 13207 - 212, 1989.

- [13] M. Brook, R. W. Henderson and R. B. Pyle, "**Positive lightning strokes to ground**", J. of Geophys. research, vol 94, pp. 13293-303, 1989.
- [14] W. H. Beasley, "**Positive cloud - to ground lightning observations**", J. of Geophys. research, vol 90, pp. 6131-138, 1985.
- [15] K. Berger, "**Novel observations on lightning discharges : results of research on Mont San Salvatore**", J. Franklin Inst. vol 283, pp. 478-525, 1967.
- [16] P. Domens "**Contribution à l'étude des décharges électriques dans les grands intervalles d'air**". Thèse de Doctorat d'état, Université de Pau (France), 1987.
- [17] A. Pigini, G. Rizzi, E. Garbagnati, A. Porrino, G. Baldo and G. Pesavento "**Performance of large air gaps under lightning overvoltages: experimental study and analysis of accuracy of predetermination methods**", IEEE Trans. on Power Delivery, vol 4, No 2 pp 1379-92, 1989.
- [18] Le groupe des Renardières "**Double impulse tests of long air gaps**", IEE, vol 133, Pt. A, No 7, part I and II, pp 395-437, 1986.
- [19] A. Bondiou and I. Gallimberti, "**Theoretical modelling of the development of the positive spark in long air gaps**", J. Phys. D: Appl. Phys. vol 27 pp 1252-66, 1994.
- [20] G. N. Aleksandrov "Mechanism of corona to spark transiton in long air gaps" Soviet Physics, vol. 10 n°7 p. 948, 1966.
- [21] B. Hutzler and D. Hutzler "**A model of the breakdown in large air gaps**". Bulletin de la D.E.R. d'E.D.F. numero 4, pp 11-39, 1982.
- [22] G. Berger, A. Baillot, G. Gallet, H. N. Garcia, C. Gary, M. Goldman, B. Hutzler, J. Jouaire, G. Leroy et M. Simon, "**L'amoçage dans l'air aux grandes distances**". RGE tome 83 n°11, pp 761-789, 1974.
- [23] G. A. Dawson and W. P. Winn, "**A model for streamer propagation**", Zeischrift für Physik 183, pp 159-71, 1965.
- [24] N. Garcia and B. Hutzler "**Electrical breakdown in long air gaps. The final jump**". IEE Conf. on Gas Discharge. London, pp 206-10, 1974.
- [25] R. Jastre "**Logiciel de commande pour la simulation d'interrupteurs de puissance**" diplôme d'ingenieur CNAM en electrotechnique, Lyon (France), 1990.

- [26] I. Fofana and A. Bérroual "*Modelling of the leader current with an equivalent electrical network*" J. Phys. D: Appl. Phys. vol 28, No 2 pp 305-13, 1995.
- [27] Giao N. Trinh "*Partial discharge in air, part II: selection of line conductors*", IEEE Electrical Insulation Magazine vol 2 n°3, pp 5-11, 1995.
- [28] I. Kazimierz and R. Kosztaluk, "*High voltage techniques*", tom 1, W.N.T., Warsaw, 1985.
- [29] M. Aguet et M. Ianoz, "*Haute tension*" traité d'électricité", DUNOD, 1987.
- [30] P.Ortega, P. Domens, J. Dupuy, A. Gibert, F. Rülhing and F. Heilbronner "*Long air gap discharges under non-standard positive impulse voltages. Part II : Physical interpretation*", 7th I.S.H. Dresden, pp. 105-108, 1991.
- [31] I. Fofana and A. Bérroual, "*A new proposal for calculation of the leader velocity based on energy considerations*", J. Phys. D: Appl. Phys., vol 29 N°3 pp 691-696, 1996.
- [32] Bérroual A. "*Electronic gaseous process in the breakdown phenomena of dielectric liquids*". J. Appl. Phys. 73 (9), pp 4528-33, 1993.
- [33] B. Hutzler and D. Hutzler "*Grandes étincelles en polarité positive. Caractéristiques de dispersion du leader*". Int. Symp. Hochspannungstechnik, Zurich, pp 524-529, 1975.
- [34] B. Hutzler "*Simulation de la foudre en laboratoire*". Bulletin de le D.E.R. d'E.D.F. No 3, pp 31-40, 1988.
- [35] G. Labaune, P. Richard and A. Bondiou, "*Electromagnetic properties of lightning channels formation and propagation*", Hemisphere Publishing Corporation, pp 261-393, 1987.
- [36] I. Taudière, "*Analyse du rayonnement electromagnetique VHF-UHF de l'éclair - Application à un modèle d'avancée du précurseur négatif*", thèse de Doctorat, Université de Paris VI, 1988.
- [37] P. Johannet, "*Modélisation opérationnelle du canal de foudre*", E.D.F, bulletin de la D.E.R. serie B, No 2, pp. 59-72, 1987.
- [38] P. Ratnamahilan P. Hoole, "*Modelling the lighthning earth flash return stroke for studying its effects on engineering systems*", IEEE transactions on magnetics, vol 29, n° 2, pp. 1839-1844, 1993.

- [39] Fofana I. and Beroual A. "**Modelling of the leader and the return stroke current with an equivalent electrical network**", 9th Int. Symp. on High Volt. Eng., Graz (Austria) August 28 - September 1, paper 2141, 1995.
- [40] Fofana I. and Bérroual A., "**A model for long air gap discharge using an equivalent electrical network**", IEEE Trans. on Dielect. and Elec. Insul., vol 3, n° 2, pp 273-282, 1996.
- [41] I. Fofana and A. Bérroual, "**A Predictive Model of Positive Discharge in Long Air Gaps under Pure and Oscillating impulse Shapes**" J. Phys. D: Appl. Phys. (submitted).
- [42] I. Fofana, "**Modélisation de la Décharge dans les Grands Intervalles d'Air**" 3° Conférence des Jeunes Chercheurs en Genie Electrique, Lyon 1-3 Avril, 1996.
- [43] I. Fofana, "**Modèle prédictif de la Décharge dans les Grands Intervalles d'Air**" 4° Colloque des Etudiants Doctorants des Ecoles Centrales, Lille 12-14 Juin, 1996.
- [44] A. Bérroual and I. Fofana, "**Modelling of the Streamer in Dielectric Liquids with an Equivalent Electrical Network**" 12th International Conference on conduction and breakdown in Dielectric Liquids, Roma (Italy), pp 214-217, July 15-19 1996.
- [45] G. Baldo, I. Gallimberti, H. N. Garcia, B. Hutzler, J. Jouaire and M. F. Simon "**Breakdown phenomena of long gaps under switching impulse conditions. Influence of distance and voltage level**", IEEE Trans. on Power Appar. Syst., vol 94 pp 1131-1140, 1975.
- [46] M. A. Uman "**Comparison of lightning and a long laboratory spark**", Proceedings of the IEEE, vol 59, n°4, pp 457-466, 1971.
- [47] S. Rathoin, "**Contribution à la modélisation du rayonnement électromagnétique de la foudre en vue du couplage sur les câbles**", thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon (France), 1993.
- [48] M. A. Uman "**The lightning discharge**", Int. Geophys. series, N. Y. Academic press, vol 39, 1987.
- [49] I. Fofana, "**Etude de la décharge de foudre**", Rapport de D.E.A, Ecole Centrale de Lyon (France), juin 1993.
- [50] A. Ben Rhouma, "**Caractérisation et modélisation des champs électromagnétiques rayonnés par les décharges de foudre en vue de l'élaboration d'un simulateur expérimental**", thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon (France), 1996.

- [51] A. Darchérif "*Contribution à la modélisation des phénomènes d'interfaces électromagnétiques dans les réseaux électriques*", thèse de Doctorat de l'INPG, 1990.
- [52] C. Gary, A. Cimador, et R. Fieux "*La foudre : étude du phénomène - application à la protection des lignes de transport*", RGE tome 84, n°1, pp 24-35, 1975.
- [53] F. J. Schonland "*The lightning discharge*" Handbook der Physik, vol 22, Berlin : Springer-verlag, 1956.
- [54] E. P. Krider, C. D. Wiedman and R. C. Noggle "*The electric fields produced by lightning stepped leader*" J. Geophys. Res., vol 79, 1977.
- [55] I. Fofana and A. Béroual, "*A Positive Lightning Stepped Leader Model Based on the Similarity with Long Laboratory Sparks*" 23rd International Conference on Lightning Protection, Firenze (Italy), pp 393-398, september 23-27, 1996.
- [56] Szpor S. "*Electrodynamic considerations of lightning problems*", Acta geophysica Polonica, vol XIX, No 1, part II, pp 35-48, 1971.
- [57] I. Fofana, A. Ben Rhouma, A. Béroual and Ph. Auriol, "*Modelling Positive Lightning Stepped Leader Model for Studying its Effects on Engineerings Systems*" IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility (submitted).
- [58] I. Fofana, A. Ben Rhouma, A. Béroual and Ph. Auriol, "*A Model of Positive Lightning Stepped Leader and Radiated Electromagnetic Fields*" 12th International Zurich Symposium & Technical Exhibition on Electromagnetic Compatibility, February 18-20, 1997.
- [59] Moreau J.P. "*Caracterisation du rayonnement electromagnetique des precursseurs de foudre*". Note technique de l'ONERA, 1985.
- [60] D. K. Cheng "*Field and wave electromagnetics*" Addison - weasly, Reading, Massachussets, 1983.

Titre : *Modélisation de la décharge positive dans les grands intervalles d'air*

Titre : *Modelling of positive discharge in long air gaps*

RESUME :

Ce travail présente un modèle de décharge autonome permettant de prédire le comportement d'un intervalle d'air soumis à une tension donnée (biexponentielle pure ou oscillante). Ce modèle est basé sur un schéma électrique équivalent, ses paramètres variant avec le temps en fonction des caractéristiques du canal et de la géométrie de la décharge. La propagation du leader est basée sur un critère lié au calcul du champ à sa tête et où le caractère aléatoire du trajet de la décharge est pris en compte.

Le modèle permet de déterminer l'évolution des courants (leader et arc en retour), la charge correspondante, le gradient de potentiel dans le canal, une trajectoire plausible de la décharge, sa vitesse instantanée, l'évolution temporelle de son canal thermique, la puissance et l'énergie injectée dans l'intervalle, l'instant et la tension d'amorçage. Aussi, pour une configuration donnée, ce modèle constitue un outil pour la détermination de la tension U_{50} (tension à 50 % d'amorçage). Il permet également de simuler le convertisseur d'image en mode balayage ou image par image. Les résultats issus du modèle élaboré sont en bon accord avec ceux obtenus expérimentalement.

Sur la base de la grande similarité, grande étincelle - décharge atmosphérique, un modèle de foudre positif a été élaboré. Les caractéristiques obtenus à partir du modèle sont aussi conformes à ces mesures effectuées lors des décharges naturelles. L'environnement électromagnétique associé au précurseur de foudre a été ensuite caractérisé. Les caractéristiques obtenues à partir du modèle sont aussi conformes aux mesures effectuées lors des décharges naturelles.

Mots clés :

Décharge - longues distances - amorçage - tenue diélectrique - modélisation - foudre - précurseurs - compatibilité électromagnétique.

Direction de recherche

Monsieur Abderrahmane BEROUAL, Maître de Conférences
Centre de Génie Electrique de Lyon (CEGELY)
UPRESA CNRS 5005
Ecole Centrale de Lyon - -BP 163
69131 Ecully Cedex, France