

RÉPUBLIQUE ALGIRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITÉ IBN-KHALDOUN DE TIARET

FACULTÉ DES SCIENCES APPLIQUÉES
DÉPARTEMENT DE GENIE ÉLECTRIQUE



MEMOIRE DE FIN D'ETUDES

Pour l'obtention du diplôme de Master

Domaine : Science et Technologie

Filière : Génie Electrique

Spécialité : Réseaux Electriques et haute tension

THEME

**Intégration des conditions aux limites absorbantes PML
dans un code de calcul de champ électromagnétique
rayonné par la foudre appliquant la méthode FDTD**

Préparé par : ABDAT Fatima

BOUZID Dihia

Devant le jury

Mr. A. MIMOUNI	PR	Président
M ^{me} . A.LAKHDAR	MAA	Examinatrice
Mr. K. HABRI	MAA	Encadreur

PROMOTION : 2015/2016

Remerciements

Ils sont plusieurs qui méritent d'être remercié pour l'accomplissement de ce travail.

Nous remercions notre Dieu tout puissant qui nous a donné la force et la santé pour mener ce travail à terme.

*Nous remercions chaleureusement notre Promoteur **MrHABRI KHALED** qui a bien voulu accepter de diriger ce travail. Pour Ses conseils et tous ses commentaires précieux nous ont permis de surmonter les difficultés et de progresser dans ce mémoire.*

*Tout notre respect et nos remerciements vont vers les membres du jury **Mr MIMOUNI ABDENBI** président, **M^{ME}LAKHDARASMAA** comme examinatrice, qui vont pleinement consacrer leur temps et leur attention afin d'évaluer notre travail, qui espérons le sera à la hauteur de leur attente.*

*Nous remercions **M^{me} BOURENANEHAYAT** pour ses précieux conseils et orientations et pour l'aide que nous a donné.*

Enfin, nos remerciements les plus sincères sont adressés à tous les enseignants, l'administration du département de Génie Electrique qui ont contribué à forger nos connaissances et à assister à notre formation, et à toute personne qui a participé de près ou de loin à la réalisation de ce modeste travail.

Dédicace

C'est avec toute l'ardeur de mes sentiments que je dédie ce modeste travail qui est le fruit de ma profonde reconnaissance à :

Mes parents qui ont sacrifié leur vie pour ma réussite et m'ont éclairé le chemin par leurs conseils judicieux. J'espère qu'un jour, je pourrai leur rendre un peu de ce qu'ils ont fait pour moi, que Dieu les garde et les protège.

A mes très chers frères « MOUAADH, SABER, LARBI, et MOHAMMED » qui m'ont aidé et m'ont encouragé beaucoup durant toutes mes études.

A ma chère « SAMAA », à mon binôme « BOUZID DIHIA », l'ambassadrice du berbère qui je la respecte pour son professionnalisme pendant tous les jours de travail et sa véritable amitié pendant notre parcours universitaire.

A tous mes amis et mes proches, à tous ceux qui m'ont aidé de près ou de loin durant les moments difficiles.

FATIMA

Dédicace

Je dédie ce modeste travail à mes très chers «Mère, Père et Ma grand-mère» qui ne cessent jamais de fournir des efforts pour me soutenir et m'encourager malgré toutes les circonstances et je ne manquerai pas l'occasion de leur souhaiter une longue vie pleine de joie et de prospérité tout en priant ALLAH le tout puissant de me les garder.

*A Toi mon frère, mon ami, le binôme de ma vie, lumière de mon parcours, à toi **KAM-C**.*

*A tous mes amis notamment «**Menad** », «**Asma** », et particulièrement à mon binôme «**Abdat Fatima**» «**Mahboulti** ».*

A tous mes amis et mes proches, à tous ceux qui m'ont aidé de près ou de loin pendant ce travail.

DIHIA

Sommaire

Introduction générale.....	2
Chapitre I: Généralités sur la foudre, ses effets et les moyens de protection	
I.1 Introduction.....	5
I.2Phénomène de foudre	5
I.2.1Formation des nuages d'orages.....	5
I.2.2Répartition des charges à l'intérieur d'un nuage	6
I.3Différents types de décharge atmosphérique	7
I.3.1Eclairs intra et inter-nuages	7
I.3.2Eclair nuage-sol	8
I.4Processus de déclenchement d'un éclair descendant négatif.....	9
I.5Déclenchement artificiel de la foudre	11
I.6 Vitesse de l'arc en retour	12
I.7Champ électromagnétique.....	13
I.8Principaux risques en matière de foudroiement.....	15
I.8.1Effets directs	16
I.8.2Effets indirects	16
I.8.3Effets sur l'homme et les structures	17
I.9Moyens de protection contre la foudre	17
I.9.1Protection 1 ^{er} niveau	18
I.9.2Protection 2 ^{ème} niveau	18
I.9.3Protection 3 ^{ème} niveau	19
I.10 Conclusion	19
Chapitre II: Modélisation du rayonnement électromagnétique de la foudre	
II.1 Introduction	21
II.2 Modélisation de la distribution du courant de l'arc en retour dans le canal de foudre.....	21
II.2.1 Classification des modèles de l'arc en retour	21
II.2.2 Modèles d'Ingénieurs	23
II.2.2.1 Modèle de Bruce et Golde (BG).....	23
II.2.2.2 Modèle de ligne de transmission (Transmission Line, TL).....	24
II.2.2.3Modèle de la source de courant progressive (Travelling Current Source, (TCS).....	25
II.2.2.4 Modèle de la ligne de transmission modifiée(MTL)	26
II.3 Généralisation des modèles d'ingénieur	28
II.4Adéquation des modèles d'Ingénieur	30

II.5	Représentation analytique du courant d'arc en retour à la base du canal	30
II.5.1	Modèle bi-exponentiel	30
II.5.2	Modèle d'Heidler	32
II.5.3	Modèle hybride	34
II.6	Rayonnement du canal de foudre	36
II.7	Formulation du champ électromagnétique rayonné par la foudre	36
II.7.1	Cas d'un sol parfaitement conducteur	36
II.7.2	Formule du Cooray et Rubinstein	39
II.7.3	Formulation du Wait	40
II.7.4	Approximation par la méthode FDTD	40
II.8	Conclusion	41

Chapitre III: Intégration des conditions aux limites absorbantes PML

III.1	Introduction	43
III.2	Equations de Maxwell dans le domaine temporel	43
III.3	Principe de base de la méthode FDTD	45
III.3.1	Discretisation spatiotemporelle	45
III.3.2	Conditions aux limites absorbantes (ABC)	47
III.4	Principe de base PML	49
III.4.1	Progression de la conductivité dans la couche PML	50
III.5	Conditions aux limites au niveau du sol et à la limite complétant le canal de foudre	51
III.6	Résultats de simulation et analyses	52
III.6.1	Validation expérimentale du code de calcul développé	52
III.6.2	Comparaison avec des résultats obtenus par la méthode FDTD utilisant les conditions aux limites absorbantes de Mur du premier ordre	54
III.7	Conclusion	58
	Conclusion générale	60
	Références bibliographiques	63

LISTE DES FIGURES

Figure I.1: La décharge électrique (La foudre).	5
Figure I.2: Représentation des flux d'air entraînant un épisode orageux (meteo-world.com)	6
Figure I. 3 : Distribution des charges électriques dans la masse d'un cumulo-nimbus et la répartition du champ électrique au sol, au moment où va se produire la foudre	7
Figure I.4: Eclairs intra et inter-nuages.	8
Figure I.5: Classification des coups de foudre.	9
Figure I.6: Processus de déclenchement d'un éclair descendant négatif.	10
Figure I.7: Le déclenchement artificiel de la foudre.	12
Figure I.8: champ électromagnétique rayonné par la foudre.	13
Figure I.9: Champ électrique vertical correspondant au premier arc en retour (trait continu) et à l'arc en retour subséquent (trait pointillé) à des distances variant de 1 Km à 200 km.	14
Figure I.10: Densité du flux magnétique correspondant à un premier arc en retour (trait continu) et à un arc en retour subséquent (pointillés) à des distances variant de 1 Km à 200 Km.	15
Figure II.1 : Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle BG.	24
Figure II.2: Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle TL.	25
Figure II.3: Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle TCS.	26
Figure II.4: Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle MTLL.	27
Figure II.5: Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle MTLE.	28
Figure II.6: Allure temporelle du courant à la base du canal calculé à l'aide du modèle bi-exponentiel. (a) : Arc en retour, (b) : Arc en retour subséquent.	32

Figure II.7: Courant à la base du canal correspondant à un arc en retour subséquent Calculé à l'aide du modèle d'Heidler.	34
Figure II. 8: Courant à la base du canal de foudre simulé à l'aide du modèle hybride.	35
Figure II. 9: Représentation du canal de foudre.	36
Figure II.10: Le canal de foudre et son image.	37
Figure III.1: Progression de la conductivité dans la couche PML.	50
Figure III.2: Maillage 2D-FDTD avec PML.	51
Figure III.3: Variations temporelles du courant à la base du canal. (a) calculée à l'aide du modèle d'Heidler, (b) courbe mesurée issue de la référence.	53
Figure III.4: Variations temporelles du champ électrique vertical pour $r = 62m$ et $z = 5m$. (a) calculée par l'approche proposée, (b) courbe mesurée issue de la référence.	53
Figure III.5: Variations temporelles du champ magnétique azimutal pour $r = 97m$ et $z = 5m$ (a) calculée par l'approche proposée, (b) mesurées référence.	54
Figure III.6 : Forme d'onde de champ électrique vertical à $r = 50m$ et $z = 5m$.	56
Figure III.7 : Forme d'onde de champ électrique radial à $r = 50m$ et $z = 5m$.	56
Figure III.8 : Forme d'onde de champ magnétique azimutal à $r = 50m$ et $z = 5m$.	57

Liste des tableaux

Tableau II.1 : $P(z')$ et v pour les cinq modèles d'ingénieur.	29
Tableau II.2: Paramètres des fonctions exponentielles.	31
Tableau II.3: Paramètres des deux fonctions d'Heidler utilisés dans le calcul du champ électromagnétique.	33
Tableau II.4: Paramètres du modèle hybride simulant le courant de foudre à la base du canal.	35
Tableau III. 1 : Paramètres des deux fonctions d'Heidler simulant le courant de foudre à la base du canal.	52
Tableau III. 2 : Paramètres des deux fonctions d'Heidler utilisés dans le calcul du champ électromagnétique.	55

INTRODUCTION GENERALE

Introduction générale

Le réseau électrique est soumis à diverses sources de perturbations électromagnétiques d'origine artificielle (réseaux électriques, émetteurs radio, ...) ou naturelle telle que la foudre, qui par ses effets indirects ou directs, peut entraîner de nombreux dérangements et des destructions d'équipements au sein du même réseau.

La foudre est un phénomène très aléatoire et imprévisible qu'on ne maîtrise pas encore très bien. Néanmoins nous savons comment elle se forme, et les caractéristiques nécessaires pour qu'elle ait lieu. Généralement, elle se forme dans un cumulonimbus. Ce nuage se forme, dans la plupart du temps, lorsqu'il y a un fort contraste de température.

On peut dire que ce phénomène présente un grand danger pour l'homme, les structures et les installations électriques, d'où le coup de foudre frappe directement la victime ou indirectement par les rayonnements électromagnétiques. La connaissance des champs électromagnétiques rayonnés par la foudre est particulièrement lors de la phase de l'arc en retour à cause de sa forte agressivité électromagnétique, est très utile pour mieux dimensionner les systèmes de protection vis-à-vis cette agression électromagnétique.

Cependant, l'étude expérimentale de la foudre est très délicate à mener vu l'aspect aléatoire qui caractérise ce phénomène et la difficulté de contrôler l'instant et le lieu où elle peut frapper.

Bien qu'il soit possible dans les dernières décennies de déclencher artificiellement la foudre. Cependant, les essais en grandeur nature sont coûteux et lourds à mettre en œuvre. C'est pourquoi, on dispose un modèle prédictif de rayonnement électromagnétique de la foudre qui serait très utile pour une caractérisation bien détaillée sur le plan spatio-temporel.

Notre objectif dans ce mémoire a été fixé à la caractérisation du rayonnement électromagnétique de la foudre pour un sol considéré comme parfaitement conducteur en se basant sur le développement de codes de calcul élaborés sous environnement Matlab, utilisant une méthode aux différences finies, appelée FDTD (*Finite-Difference Time-Domain*). Notre apport principal dans ce travail est d'éviter la réflexion des ondes électromagnétiques aux interfaces fictives du domaine de propagation en utilisant les conditions aux limites absorbantes de type PML (Perfectly Matched layer).

Introduction générale

Pour atteindre cet objectif, nous avons décomposé ce mémoire en trois chapitres :

Le premier chapitre de ce mémoire présente la phénoménologie des coups de foudre, en particulier la phase dite de l'arc en retour associée à une décharge nuage-sol négative, les principales observations expérimentales relatives aux éclairs naturels et ceux déclenchés artificiellement, les différentes caractéristiques et données expérimentales concernant le courant à la base du canal, la vitesse de l'arc en retour, ainsi que le champ électromagnétique rayonné.

Concernant le deuxième chapitre, nous mettons en vue une attention particulière aux modèles d'Ingénieur BG, TL, MTLL, TCS et MTLE, Ces modèles permettent une description de la distribution du courant le long du canal en fonction du courant à la base du canal. Nous abordons ensuite les approches mathématiques utilisées dans la littérature pour le calcul du champ électromagnétique rayonné par la foudre.

Le troisième et dernier chapitre représente tout d'abord les principes de base de la méthode FDTD en intégrant une condition aux limites absorbantes de type PML (Perfectly Matched Layer). Le code de calcul développé dans le cadre de ce mémoire, sera passé par une phase de validation à travers la comparaison de nos résultats obtenus en exploitant notre code de calcul avec ceux obtenus expérimentalement. Nous présentons ensuite, une comparaison des résultats obtenus en adoptant la couche parfaitement absorbante, avec ceux obtenus en adoptant les conditions aux limites absorbantes habituelles dites de « *Mur du premier ordre* ».

Nous terminons ce mémoire par une conclusion générale.

CHAPITRE I

**GENERALITES SUR LA FOUDRE, SES
EFFETS ET LES MOYENS DE
PROTECTION**

I.1 Introduction

Depuis Benjamin Franklin[1] a démontré, il y a deux cents ans, qu'il s'agissait d'une gigantesque décharge électrique, il mit pour la première fois en évidence la présence d'électricité dans les nuages. Ce fait d'histoire représente le premier pas dans la recherche sur les décharges électriques.

La foudre (figure I.1) constitue une source de perturbation majeure pour le bon fonctionnement des réseaux. En effet, on distingue deux types d'agressions de la décharge orageuse, selon que l'éclair touche directement l'ouvrage ou tombe à proximité.

Ce premier chapitre a pour but de savoir quels sont les phénomènes de base qui interviennent avec suffisamment de force pour nécessiter des protections contre leurs effets destructeurs.



Figure I.1 : La décharge électrique (La foudre) [2].

I.2 Phénomène de foudre

I.2.1 Formation des nuages d'orages

Deux éléments caractérisent les nuages orageux :

- La présence d'une masse d'eau importante, qui de fait va se trouver sous forme vapeur, liquide (eau et eau surfondue) et solide (cristaux de glace, grésil, grêlons...),

- Modes de transfert de chaleur Des mouvements de convection, conduction, rayonnement atmosphériques notables conduisant à des vents extrêmement violents pouvant dépasser la centaine de kilomètres/heure.

La formation des nuages orageux résulte de la rencontre entre un flux d'air anormalement froid issu de l'électrosphère et un flux d'air anormalement chaud venant du sol Figure I.2.

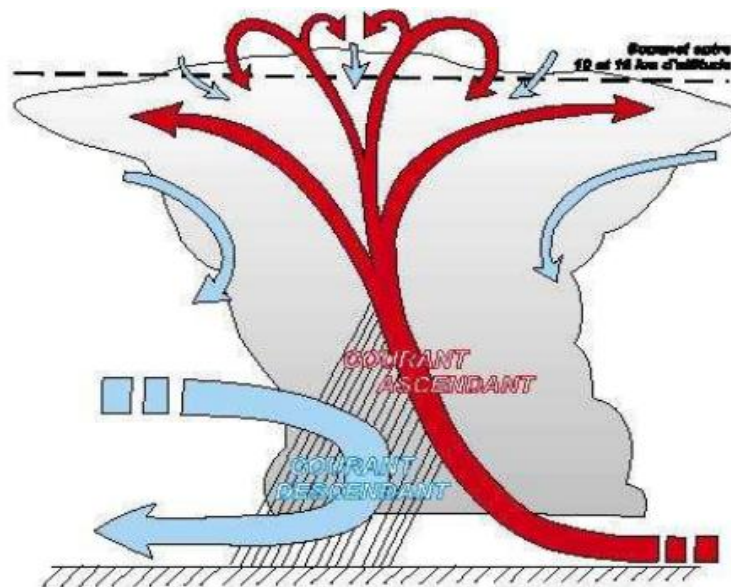


Figure I.2: Représentation des flux d'air entraînant un épisode orageux(meteo-world.com).

A l'origine les nuages orageux sont des cumulus. À ce stade, un courant ascendant, d'air chaud prédomine au sein du nuage. Ce courant vertical atteint habituellement sa vitesse maximale dans la partie supérieure (de l'ordre de 25m/s). Durant son ascension, l'eau contenue dans le courant d'air chaud se condense au contact de l'air ambiant plus froid et provoque la création de gouttes d'eau et de glace dans la partie haute du nuage ainsi qu'un courant descendant constitué d'air froid. On parle alors de cumulonimbus [3], Ce type de nuage est facilement reconnaissable grâce à sa forme en enclume provoquée par la rencontre entre le courant ascendant et les couches hautes de l'atmosphère, la stratosphère.

I.2.2 Répartition des charges à l'intérieur d'un nuage

Le processus par lequel les nuages d'orage acquièrent une charge n'est pas complètement bien compris. A l'heure actuelle, Il existe deux théories fondamentales qui expliquent la répartition des charges électriques au sein d'un nuage : D'une part, la théorie de la convection qui considère que les ions libres dans l'atmosphère sont captés par les gouttelettes contenues dans

le nuage. Les gouttelettes ainsi chargées sont ensuite transportées par les courants convectifs dans le nuage, produisant ainsi des zones de charges.

D'autre part, la théorie de gravitation, qui repose sur l'hypothèse que les particules chargées négativement sont plus lourdes que les particules chargées positivement. Dans ce cas, la séparation entre les charges négatives et positives se fait par gravité.

Néanmoins, aucune de ces deux théories ne permet d'obtenir une bonne corrélation avec les observations effectuées sur le terrain ou en laboratoire. Cependant, la majorité du monde scientifique s'accorde aujourd'hui sur le fait que le haut du nuage est chargé positivement et que le bas du nuage se compose de particules négatives mais peut aussi contenir des « poches de particules positives », comme la Figure I.3 montre.

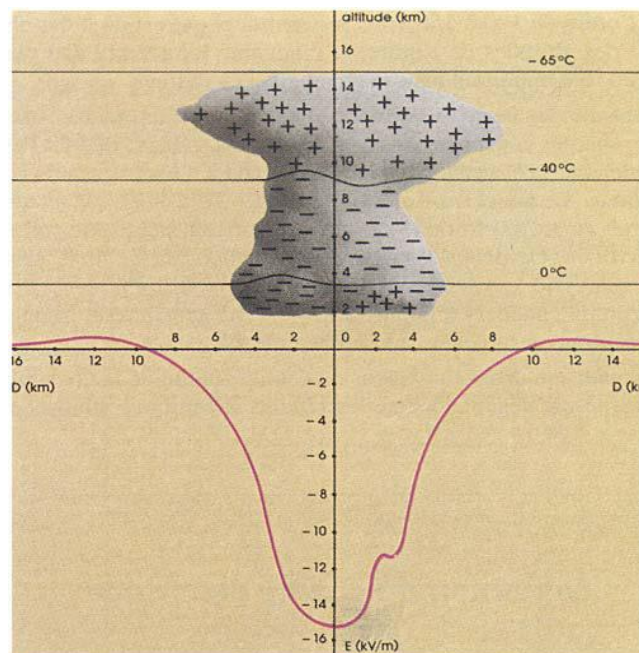


Figure I.3 : Distribution des charges électriques dans la masse d'un cumulo-nimbus et la répartition du champ électrique au sol, au moment où va se produire la foudre [4].

I.3 Différents types de décharge atmosphérique

I.3.1 Eclairs intra et inter-nuages

La disposition des charges électriques dans l'orage, telle qu'expliquée antérieurement, crée des différences de potentiel entre le sommet, le centre et la base de l'orage. Lorsque le potentiel est suffisamment grand, l'air entre ces différents niveaux n'est plus assez isolant et un

claquage se produit. La foudre alors générée peut se produire entre les différentes parties du nuage ou entre des nuages voisins[2].

Figure I.4 illustre les éclairs intra et inter-nuages.

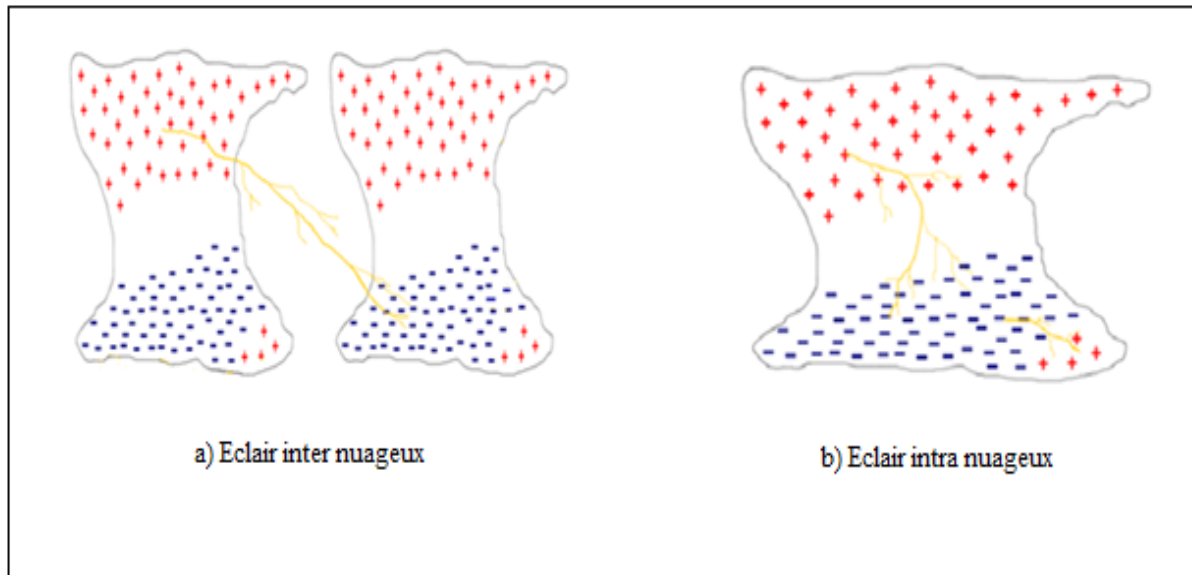


Figure I.4 : Eclairs intra et inter-nuages.

I.3.2Eclair nuage-sol

La foudre est la manifestation lumineuse de la décharge électrique entre le sol et le nuage. De nombreuses études menées par Berger [5], Golde, Mason et Uman [1], ont permis de mieux comprendre le principe de déclenchement des coups de foudre.

Les décharges de la foudre nuage-sol ont été subdivisées en quatre catégories. Ces catégories sont définies selon d'une part la direction, ascendante ou descendante, du traceur qui déclenche la décharge, et d'autre part le signe de la charge portée par le traceur, positive ou négative. La figure (I.5) illustre les quatre catégories des décharges nuage-sol.

Dans les régions tempérées, plus de 90 % des coups de foudre nuage-sol sont de la catégorie 1. Ce type de décharge, appelée décharge négative, peuvent par conséquent être considérée comme la forme la plus commune des décharges nuage-sol. Cette forme de décharge est déclenchée par un traceur descendant chargé négativement.

Les coups de foudre appartenant à la 3^{ème} catégorie sont aussi déclenchés par un traceur descendant, mais chargé positivement (décharge dite positive). Cette catégorie regroupe moins de 10 % des décharges nuage-sol.

Enfin, les décharges des catégories 2 et 4 qui sont déclenchées par des traceurs ascendants, sont relativement rares et apparaissent généralement au sommet des montagnes ou des longues structures.

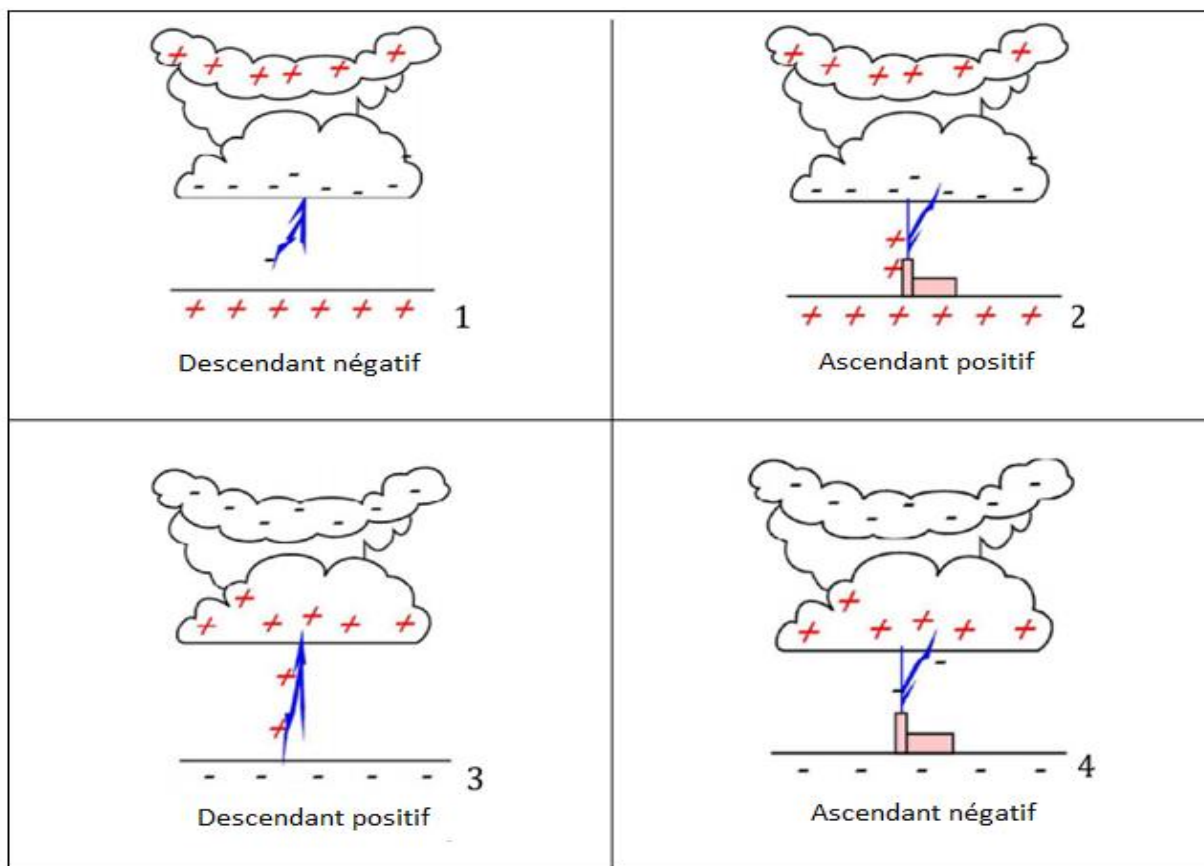


Figure I-5 : Classification des coups de foudre [6].

I.4 Processus de déclenchement d'un éclair descendant négatif

Une décharge négative (nuage-sol) apporte une quantité des charges négatives de quelques dizaines de Coulomb à la terre. L'éclair représentant le phénomène le plus lumineux a une durée de l'ordre de 0.5 secondes et peut être constitué de plusieurs décharges appelées arcs en retour. Un arc en retour dure environ quelques millisecondes, et la séparation entre deux arcs en retour successifs est de l'ordre de plusieurs dizaines de millisecondes.

Figure I.6 montre le Processus de déclenchement d'un éclair descendant négatif.

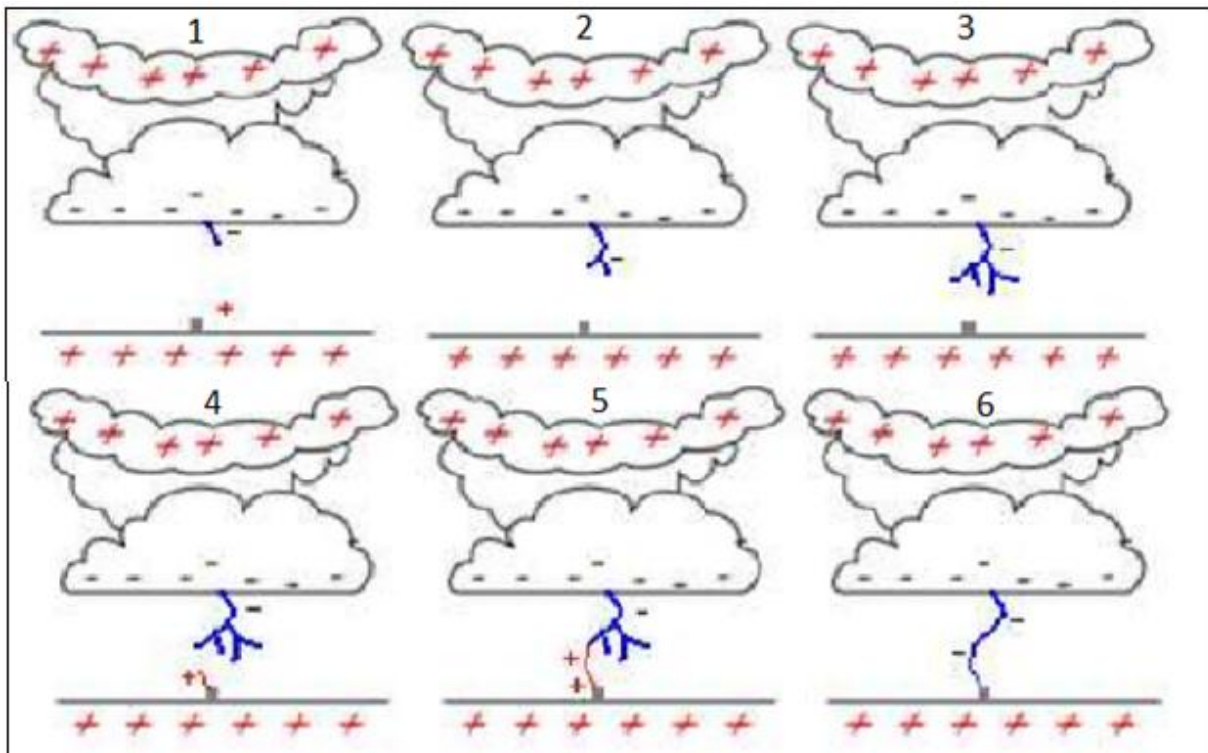


Figure I.6 : Processus de déclenchement d'un éclair descendant négatif [6].

De manière générale, ce processus peut être décomposé en 4 étapes [7]:

1. Le traceur par bond,
 2. La pointe de rencontre,
 3. L'arc en retour,
 4. le traceur continu et les arcs en retour subséquents.
- ✓ Une première décharge (preliminary breakdown) se produisant à l'intérieur du nuage, entraîne la création d'un canal chargé négativement vers le bas (étape 1) appelé traceur par bond. Le canal ionisé ainsi créé permet l'écoulement des charges contenues dans le nuage. Sa progression s'arrête au bout d'une dizaine de mètres parcourus. Le canal contient de l'air fortement ionisé, et favorise l'écoulement de nouvelles charges négatives issues du nuage vers le sol. De nouveaux canaux ionisés sont alors créés (étapes 2 et 3).

- ✓ Ce processus se répète jusqu'à créer un champ suffisamment intense pour faire apparaître, par l'effet de pouvoir des pointes, une ou plusieurs décharges partant du sol, on parle alors d'effluve (étape 4).
- ✓ Dans l'étape 5, relative au processus d'attachement, la « connexion » entre le traceur par bond et l'effluve se crée à une dizaine de mètres au-dessus du sol et permet la création d'un canal ionisé permettant l'échange de charges entre le sol et le nuage. On observe alors un éclair de forte luminosité et l'extinction des autres traceurs par bonds (étape 6).
- ✓ Durant la phase d'éclair, de nombreux échanges de charges ont lieu. Dans un premiers temps, le canal du traceur est déchargé par une onde de potentiel de sol constituant le premier arc en retour (first return stroke) qui se propage vers le nuage à une vitesse de l'ordre de tiers de la vitesse de la lumière en neutralisant le canal chargé par le traceur. Après la phase de l'arc en retour, l'éclair peut disparaître, mais une quantité résiduelle de charges encore présente au sommet du canal permet le développement d'un traceur obscur (dart leader) à une vitesse de l'ordre de 3.10^6 m/s. Le traceur obscur déclenche un arc en retour subséquent (subséquent return stroke). Ce mécanisme se reproduit tant que les charges sont encore présentes au sommet du canal et peut donc donné naissance à plusieurs arcs en retour subséquents. Le dernier arc en retour subséquent(add) généré est souvent l'arc présentant la plus forte amplitude, car il draine les charges résiduelles de la cellule orageuse. De plus, il est intéressant de noter que les arcs en retour subséquents présentent un temps de montée plus rapide que celui de du premier arc en retour.

I.5 Déclenchement artificiel de la foudre

La technique de déclenchement artificiel de la foudre permet de provoquer celui-ci lors de passage des nuages orageux et de l'attirer en un lieu déterminé. Le principe est d'envoyer vers les nuages une petite fusée déroulant derrière elle un fil conducteur mis à la terre.

Les éclairs ainsi générés contiennent souvent des arcs en retour très similaires aux arcs aux retours subséquents des éclairs naturels.

Aujourd'hui, il existe plusieurs stations expérimentales de déclenchement artificiel de la foudre dans le monde, en particulier en France, aux Etats-Unis et au Japon. La méthode la plus couramment utilisée pour déclencher artificiellement la foudre s'appuie sur la technique *fusée-fil*. On utilise une fusée connectée à un filin totalement ou partiellement métallique. Cette méthode, facile à mettre en œuvre, présente également l'avantage d'avoir un coût relativement faible[6].

Le déclenchement artificiel de la foudre a offert la possibilité de réaliser des mesures du courant de l'arc en retour à la base de canal, du champ électrique, et de la vitesse de l'arc en retour mesurée à l'aide des dispositifs optiques.

Figure I.7 décrit le déclenchement artificiel de la foudre.



Figure I.7: Le déclenchement artificiel de la foudre[6].

I.6 Vitesse de l'arc en retour

Les données expérimentales les plus récentes sont publiées par Idone et Orville [8] illustrent que la vitesse de l'arc en retour décroît en fonction de la hauteur, cette décroissance est plus marquée pour les premiers arcs en retour et que la vitesse des arcs en retour subséquent est en général plus grande que celle des arcs en retour premiers, les valeurs moyennes pour 17 premiers arcs en retour et 46 arcs en retour subséquent sont respectivement, 96 m/ μ s et 120m/ μ s.

I.7 Champ électromagnétique

Le champ électromagnétique rayonnée par la foudre se propage dans l'espace par ses trois composantes ; deux électriques, horizontal (E_r) et vertical (E_z) et l'autre magnétique azimutal H_φ .

Pour une approximation générale, ils présentent pour toute distance (entre 1 km et 200 km) un premier pic dont l'intensité est approximativement inversement proportionnelle à la distance. A des distances relativement proches, le champ magnétique présente une bosse ("hump") à environ $30\mu s$, alors que le champ électrique a une croissance en rampe après son pic initial. Les champs électrique et magnétique lointains (distance supérieure à environ 50 km) ont essentiellement la même forme d'onde, et présentent une inversion de polarité. Ces remarques ont été observées sur les courbes expérimentales de Berger et al [5].

Suivant les modèles géométriques du problème adoptés par les différents auteurs, le courant de la foudre se propage du sol vers le nuage selon l'axe vertical z [9] figure suivante.

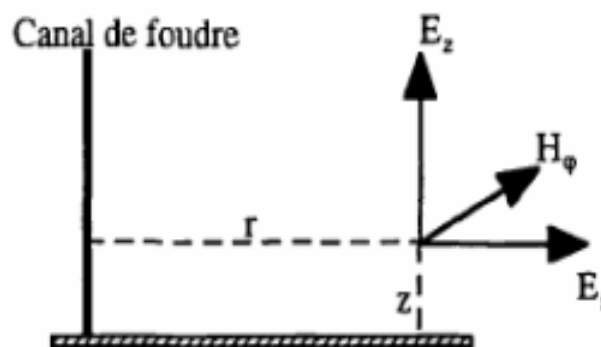


Figure I.8: champ électromagnétique rayonné par la foudre[9].

Plusieurs contributions dues à des sources différentes participent dans la totalité des trois composantes du champ électromagnétique : il s'agit de la contribution électrostatique E_{el} qui a pour source l'intégral du courant de la foudre (charge électrique déposée au sol), la contribution d'induction (E_{ind} , H_{ind}) qui a pour source le courant de la foudre et la contribution de rayonnement (E_{ray} , H_{ray}) qui a pour source le dérivée du courant.

Figure I.9 et I.10 représentent respectivement Champ électrique vertical correspondant au premier arc en retour (trait continu) et à l'arc en retour subséquent (trait pointillé) à des distances variant de 1 Km à 200 km [10], et Densité du flux magnétique correspondant à un premier arc en retour (trait continu) et à un arc en retour subséquent (pointillés) à des distances variant de 1 Km à 200 Km [10].

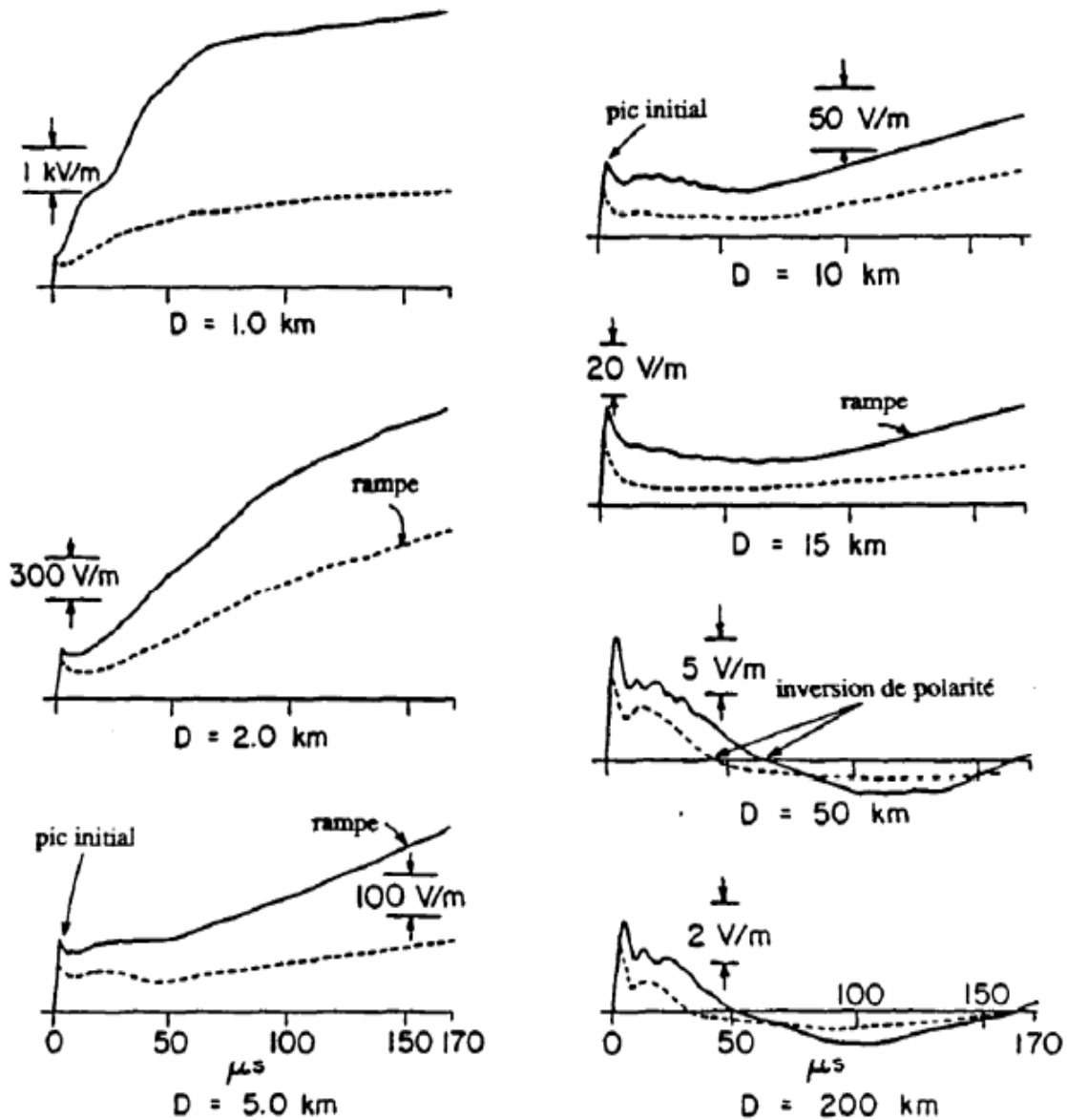


Figure I.9: Champ électrique vertical correspondant au premier arc en retour (trait continu) et à l'arc en retour subséquent (trait pointillé) à des distances variant de 1 Km à 200 km [10].

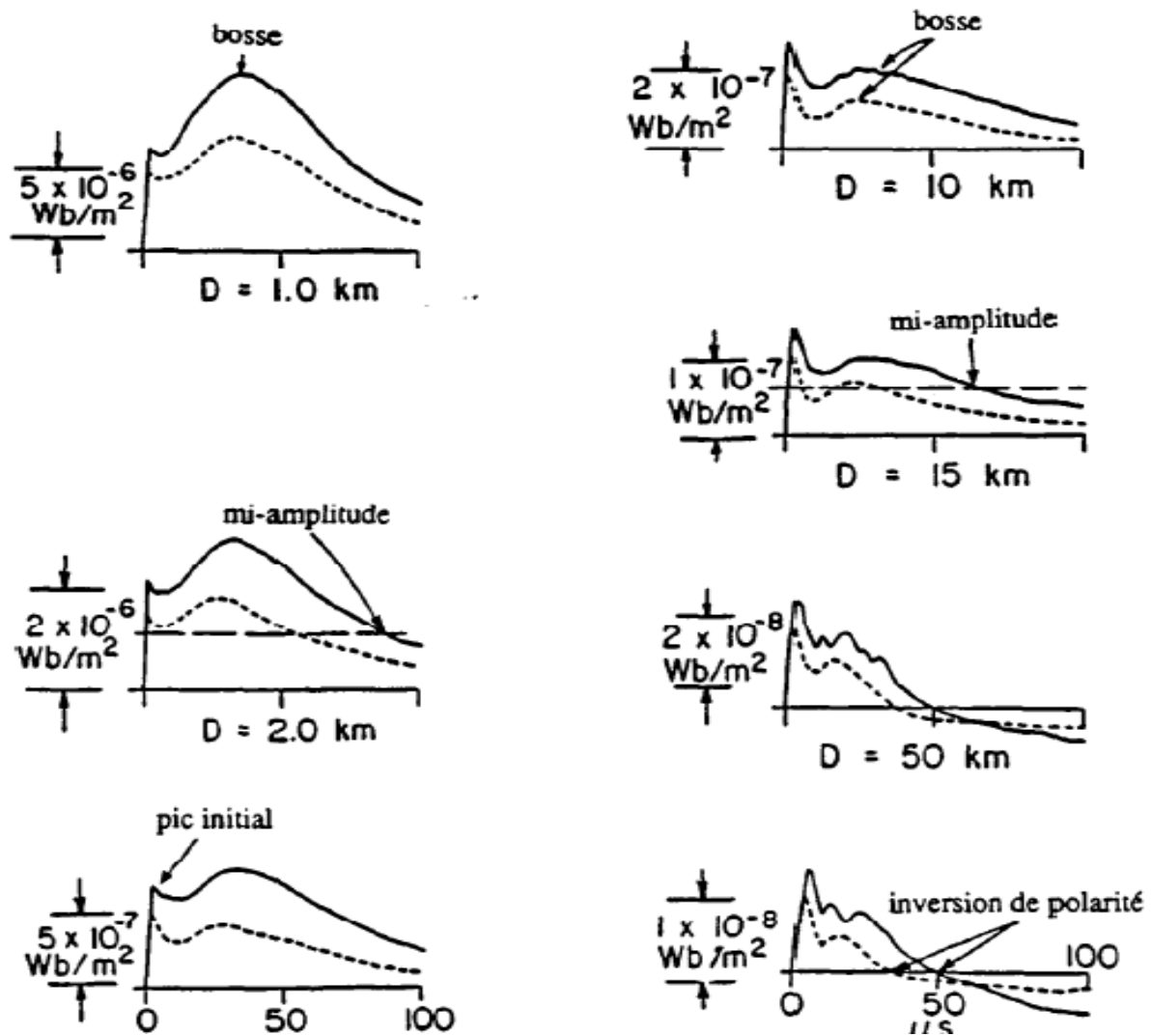


Figure I.10: Densité du flux magnétique correspondant à un premier arc en retour (trait continu) et à un arc en retour subséquent (pointillés) à des distances variant de 1 Km à 200 Km [10].

I.8 Principaux risques en matière de foudroiement

Il est indispensable de toujours avoir à l'esprit que les risques liés au foudroiement sont de deux types : coup de foudre direct, et coup de foudre indirect.

Les manifestations parfois exceptionnelles de la foudre ne doivent pas faire oublier de relativiser les risques réels : le retour d'expérience concernant les êtres humains conduit à des statistiques de décès liés à un coup de foudre de l'ordre de 25 par an, du même ordre de grandeur que celles journalières dues aux accidents de la route.

1.8.1 Effets directs

Les effets directs de la foudre peuvent être de natures différentes [2] :

- **Effets thermiques:** au voisinage de la zone de contact canal de foudre-structure, des transferts d'énergie importants ont lieu entre l'arc électrique, dont la température interne peut atteindre 30 000 K, et les matériaux des structures. Par ailleurs, l'amplitude des courants générés par la foudre est transmise aux structures conduites à un effet joule significatif dans les matériaux, en particulier au niveau des connexions arc-structure. Accrus par l'effet de peau, caractéristique des composantes hautes fréquences de la foudre, ces deux effets combinés peuvent conduire à des échauffements des matériaux des structures très violents, pouvant occasionner des dommages considérables.
- **Effets mécaniques:** le transfert brutal d'énergie entre l'arc de foudre et la structure peut se faire aussi sous forme mécanique. Ces effets peuvent engendrer des déformations de structure, des délaminages dans les matériaux composites stratifiés. Par ailleurs, les courants de foudre injectés dans la structure sont suffisamment intenses pour engendrer, sous certaines conditions, des déformations résultant des forces de Laplace.

1.8.2 Effets indirects

Les effets indirects sont liés au rayonnement électromagnétique de l'éclair qui, par conduction ou induction, va venir perturber le bon fonctionnement des processus, dispositifs et systèmes électroniques et informatiques d'installations.

La détermination des tensions et des courants induits au niveau des équipements est complexe et fait actuellement l'objet de nombreuses études universitaires.

Les effets sont aussi bien de nature :

- électrique
- destructions de systèmes électroniques et de composants,
- pertes de contrôles-commandes,
- dérèglements de processus,
- pertes de fichiers informatiques,
- thermique
- électromagnétique, par exemple au niveau des antennes d'émission et de réception.

1.8.3 Effets sur l'homme et les structures

- **Effets sur l'homme**

Les effets sur l'homme sont du même type que les effets directs et indirects de la foudre, mais il convient de distinguer deux classes d'effets :

- ceux qui sont directement liés au foudroiement et qui sont de nature thermique, électrique, auditif, oculaire etc. et qui sont très spécifiques à la foudre,
- ceux qui font suite aux conséquences des effets indirects d'un foudroiement ; brûlures liées à un incendie, chutes d'objets, courants électriques à fréquence industrielle de défauts, etc, ce sont d'ailleurs les plus nombreux. Ces effets ne sont pas spécifiques à la foudre.

- **Effets sur les structures**

En ce qui concerne les structures ou les installations, la foudre peut engendrer :

- des incendies, des chutes d'arbres provoquant des accidents,
- des dommages sur les réseaux de lignes électriques ou téléphoniques,
- des dommages sur les sites industriels : installations portuaires, raffineries de pétrole, réservoirs de matières combustibles, installations au sol des aéroports.

I.9 Moyens de protection contre la foudre

La protection en général, et des personnes en particulier, est d'autant meilleure qu'un écoulement maximal des perturbations vers la terre est assuré, le plus près possible des sources de perturbations.

La condition d'une protection efficace est donc d'assurer des impédances de terre minimales, en créant des maillages et des interconnexions de prises de terre chaque fois que possible.

Contre les courants de foudre et les élévations de potentiel qu'ils induisent, il y a lieu de distinguer plusieurs niveaux de protection [11].

I.9.1 Protection 1^{er} niveau

Son but est de limiter les impacts directs sur les ouvrages électriques en détournant la foudre vers des lieux d'écoulement privilégiés.

Détourner la foudre de façon contrôlée vers des points précis se fait au moyen de :

➤ **Paratonnerres**

Basés sur le principe de la distance d'amorçage : ce sont des tiges effilées placées en haut des structures à protéger, reliées à la terre par le chemin le plus direct.

➤ **Cages maillées ou de faraday**

Ce système est utilisé pour des bâtiments sensibles, il consiste en la réalisation d'un maillage fermé de conducteurs horizontaux et verticaux reliés au sol à un réseau de terre.

➤ **Les câbles de garde**

Ce sont des conducteurs parallèles aux câbles de phases, situés au-dessus d'eux et reliés à la terre par l'intermédiaire des pylônes.

I.9.2 Protection 2^{ème} niveau

Cette protection s'applique en haute tension. Son objectif est d'assurer que le niveau d'isolement au choc des différents éléments du poste ne soit pas dépassé.

Son principe est de créer un circuit de dérivation à la terre, permettant ainsi l'écoulement du courant de foudre, par amorçage ou conduction. Deux types d'appareils sont utilisés pour limiter la tension : l'éclateur, plus ancien, et le parafoudre qui tend à le supplanter dans de nombreuses applications.

➤ **L'éclateur**

C'est le moyen de protection le plus simple et le moins cher, il est constitué de deux électrodes, l'une reliée à l'élément à protéger, l'autre à la terre. Ce système fonctionne par amorçage.

➤ **Le parafoudre**

Son fonctionnement est similaire à celui de l'éclateur, mais il contrôle mieux la tension.

I.9.3 Protection 3^{ème} niveau

Appliquée en basse tension et pour les équipements sensibles, elle se réalise avec les méthodes et les éléments suivants :

- Conception des réseaux de terre (interconnexions, dimensionnement...).
- Coordination des limiteurs de surtensions avec les protections de surcharge et de court-circuit, et les dispositifs différentiels.
- Protection parallèle limitant les tensions de choc.
- Protection série limitant la puissance transmise à l'aide d'absorbeurs d'onde.

I.10 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons choisi de donner un aperçu bibliographique sur le développement et le progrès des connaissances sur la foudre apportées par plusieurs chercheurs.

Aujourd'hui, la foudre reste toujours un phénomène physiquement mal connu, non maîtrisable et aux conséquences variables et potentiellement dramatique.

A la fin de ce chapitre, nous avons présenté les effets de la foudre qui peuvent être directs de nature thermique et mécanique, ou indirects du courant de foudre. Afin d'éviter les effets dus à la foudre, on a élaboré quelques techniques qui nous permettent nous prémunir des risques de la foudre.

CHAPITRE II

**MODELISATION DU RAYONNEMENT
ELECTROMAGNETIQUE DE LA
FOUDRE**

II.1 Introduction

La connaissance et la caractérisation du champ électromagnétique (EM) rayonné par un coup de foudre permettant une meilleure protection des systèmes électriques et électroniques contre les perturbations engendrées par la foudre. Cependant, l'étude expérimentale de la foudre est très délicate à mener l'aspect aléatoire qui caractérise ce phénomène.

Bien qu'il soit possible dans les dernières décennies de déclencher artificiellement la foudre. Cependant, les essais en grandeur naturel sont coûteux et lourds à mettre en œuvre. C'est pourquoi, plusieurs modèles de l'arc en retour, avec différents degrés de complexité, ont été développés par plusieurs chercheurs afin de permettre l'évaluation de son rayonnement électromagnétique. L'une des difficultés majeures liées à la modélisation du canal de foudre réside dans le fait que le courant ne peut être mesuré qu'à la base du canal. Or, pour déterminer les champs électriques et magnétiques rayonnés, il est nécessaire de connaître la distribution du courant le long du canal

En effet, l'intérêt de la modélisation de la foudre réside dans sa capacité à prédire les caractéristiques de cette dernière d'une façon plus conforme que possible aux caractéristiques expérimentales. Cela permet ainsi de réduire les temps et les coûts de l'expérimentation de la foudre. La validation d'un modèle passe donc par la comparaison des résultats de simulation qu'il fournit avec les résultats expérimentaux.

Nous avons abordé ce chapitre par la modélisation du courant d'arc en retour, d'où on considère que le canal de foudre est vertical sur le sol. A partir de cette étude nous étudierons aussi les différents modèles de l'arc en retour.

II.2 Modélisation de la distribution du courant de l'arc en retour dans le canal de foudre

II.2.1 Classification des modèles de l'arc en retour

Durant les dernières décennies, plusieurs modèles de l'arc en retour avec différents degrés de complexité ont été développés. Ces modèles ont fait l'objet de plusieurs revues ces dernières années (voir par exemple : (1997), (1998), (2000), (2002), (2003), (2004), (2005)). Ainsi, les modèles de l'arc en retour sont classés en quatre catégories[12] :

- (1) modèles du gaz dynamique (physiques),
- (2) modèles électromagnétiques,
- (3) modèles RLC,
- (4) modèles d'Ingénieur.

Nous pouvons décrire ces modèles comme suit :

1. La première catégorie définit la classe des modèles "modèles du gaz dynamique ". Dans ce modèle, on assimile le canal de la foudre à un segment court d'une colonne cylindrique de plasma chauffé par le passage d'un courant variable dans le temps. Des modèles de ce type ont été développés pour des décharges dans les laboratoires, ensuite, appliqués pour la modélisation des courants de la foudre. On appelle ce modèle aussi « le modèle physique ». Dans ce modèle, Braginskii a utilisé le principe du choc fort « strongshock » pour définir les paramètres du canal de l'arc retour, tels que : le rayon, la température et la pression en fonction du courant initial [13]. Cependant, en dépit de leur rigueur théorique, ces modèles n'ont jamais donné une entière satisfaction de point de vue prédiction des champs électromagnétiques rayonnés.
2. Dans les modèles électromagnétiques, la théorie des Antennes est adoptée pour simuler le canal de foudre. La distribution spatio-temporelle du courant le long du canal est obtenue par le biais de la résolution numérique des équations de Maxwell. Le calcul du champ électromagnétique s'effectue, en général, par l'utilisation de la méthode des moments [3], [14].
3. Les modèles de la troisième catégorie sont connus sous le nom « modèles RLC » ou « modèles des lignes de transmission ». La décharge de foudre est représentée comme un processus transitoire sur une ligne de transmission caractérisée par une résistance, une inductance et une capacité, tous par unité de longueur. Ce type de modèles est utilisé pour déterminer le courant de foudre en fonction du temps et de la hauteur et par la suite le calcul du champ électromagnétique rayonné [15], [16].

4. La dernière classe est celle des modèles d'Ingénieur. Ce sont les modèles les plus utilisés par la communauté scientifique, dans ces derniers, la distribution spatiale et temporelle du courant du canal de foudre (ou la densité des charges du canal) est spécifiquement basée sur certaines observations des caractéristiques de l'arc en retour comme le courant à la base du canal, la vitesse de propagation ascendante du front d'onde et le profil de luminosité du canal de foudre [17], [18] et [19]. Ces modèles sont connus par leur simplicité, l'aspect physique de l'arc en retour n'est pas pris en compte, l'objectif de l'utilisation de ces modèles est de reproduire le plus fidèlement possible les courbes expérimentales du champ électromagnétique pour des distances allant de quelques dizaines de mètres à quelques centaines de kilomètres [20].

Dans ce travail, nous utilisons les modèles d'Ingénieur pour deux raisons essentielles :

- La première liée au faible nombre de paramètres ajustables caractérisant ces modèles.
- La deuxième raison est liée au fait que la distribution spatio-temporelle du courant le long du canal de foudre est reliée au courant à la base du canal par une expression simple.

L'avantage de l'utilisation de ces modèles est qu'on dispose de données expérimentales notamment celle du courant mesuré à la base du canal de foudre.

II.2.2 Modèles d'Ingénieurs

Les modèles d'Ingénieurs se basent sur la description de la distribution spatio-temporelle du courant le long du canal de foudre en fonction du courant mesuré à la base du canal, ceci a donné une certaine simplicité analytique. Les modèles les plus populaires dans cette classe sont [21] :

II.2.2.1 Modèle de Bruce et Golde (BG)

Il s'agit de l'un des premiers modèles dans le genre et probablement le plus simple [21]. Il a été développé par Bruce et Golde en 1945. Selon ce modèle, le courant $i(z', t)$, à des hauteurs inférieures au front de l'arc en retour, est égalé au courant à la base du canal, à des hauteurs supérieures au front de l'arc en retour, le courant est nul. Mathématiquement, il est décrit comme suit :

$$i(z', t) = \begin{cases} i(0, t) & z' \leq v_f \cdot t \\ 0 & z' > v_f \cdot t \end{cases} \quad \text{II.1}$$

Où :

v_f : La vitesse de l'arc en retour.

z' :Altitude le long du canal.

t : Le temps.

La figure II.1 donne, à titre d'exemple, les variations temporelles du courant dans le canal aux trois hauteurs différentes ($z' = 0$, $z' = 1.5 \text{ km}$ et $z' = 3 \text{ km}$) selon l'expression du modèle BG. Les paramètres du courant à la base du canal utilisés comme données initiales pour cette représentation sont ceux représentés dans le tableau II.2, avec une vitesse de propagation du courant le long du canal, $v_f = 150 \text{ m}/\mu\text{s}$.

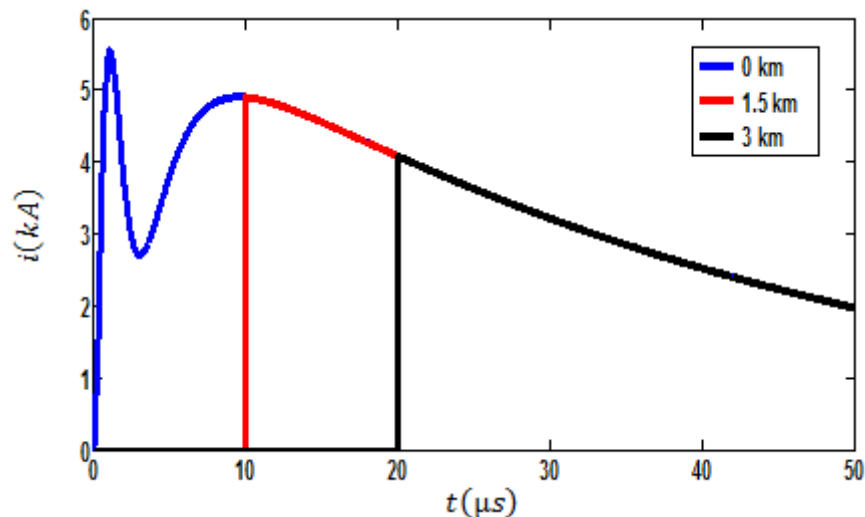


Figure II.1: Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle BG.

II.2.2.2 Modèle de ligne de transmission (Transmission Line, TL)

Le modèle assimile le canal de foudre à une ligne de transmission sans pertes ou une impulsion de courant se propage à partir du sol à la vitesse de l'arc en retour. En introduisant l'effet du retard ce modèle fut présenté par Uman et Mclainen 1969, il est largement utilisé [21]. La distribution du courant est définie par les relations suivantes :

$$i(z', t) = \begin{cases} i\left(0, t - \frac{z'}{v_f}\right) & z' \leq v_f \cdot t \\ 0 & z' > v_f \cdot t \end{cases} \quad \text{II.2}$$

La figure II.2 donne, les variations temporelles du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle TL aux trois hauteurs différentes ($z'=0$, $z'=1.5\text{km}$ et $z'=3\text{km}$).

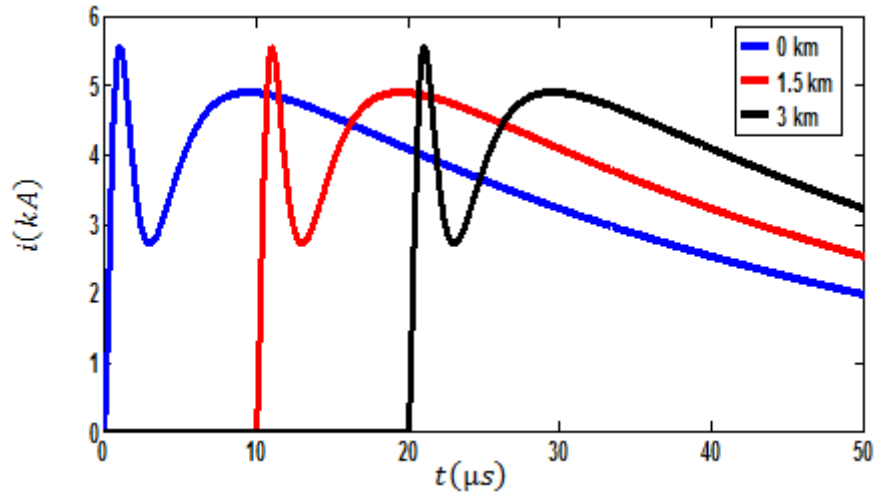


Figure II. 2: Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle TL.

II.2.2.3 Modèle de la source de courant progressive (Travelling Current Source, (TCS) [22,23]

Selon ce modèle, proposé par Heidler en 1985, les charges du traceur sont instantanément neutralisées à l'arrivée du front de l'arc en retour.

Une source de courant est associée au front de l'arc-en-retour et parcourt le canal à la vitesse v de celui-ci. Le courant résultant se propage jusqu'au sol à la vitesse de la lumière.

Le courant injecté par la source mobile à une hauteur « z' » atteint la base du canal avec un retard de z'/c :

$$i(z', t) = \begin{cases} i\left(0, t + \frac{z'}{c}\right) & z' \leq v_f \cdot t \\ 0 & z' > v_f \cdot t \end{cases} \quad \text{II.3}$$

Où :

c : la vitesse de la lumière.

Les résultats obtenus grâce à ce modèle semblent en très bon accord avec les enregistrements, notamment en ce qui concerne le premier pic du champ rayonné à faible distance et ce qui concerne l'inversion de la polarité du champ lointain.

La figure II.3 donne, les variations temporelles du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle TCS aux trois hauteurs différentes ($z' = 0 \text{ km}, z' = 1.5 \text{ km}$ et $z' = 3 \text{ km}$).

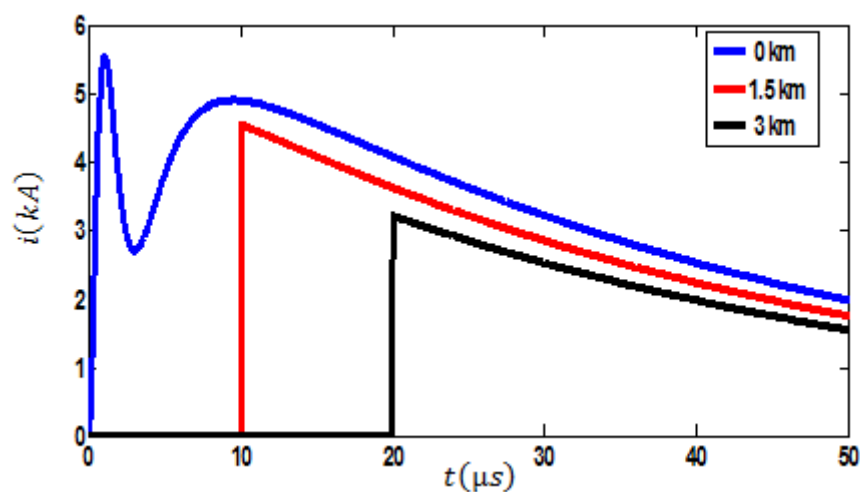


Figure II. 3 : Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle TCS

II.2.2.4 Modèle de ligne de transmission modifiée (MTL)

Le modèle de ligne de transmission TL a été modifié par Nucci et al. [17] et par Rakov et Dulzon, [22], tout en introduisant le facteur d'atténuation de l'amplitude du courant avec la hauteur. Les deux modèles sont décrits comme suit :

a- Modèle de ligne de transmission modifié avec une décroissance linéaire

"Modified Transmission Line with Linear decay" (MTLL)

Dans le modèle MTLL proposé par Rakov et Dulzon [22], l'amplitude du courant décroît linéairement lors de sa propagation dans le canal, il est décrit par :

$$i(z', t) = \begin{cases} i\left(0, t - \frac{z'}{v_f}\right) \cdot P(z') & z' \leq v_f \cdot t \\ 0 & z' > v_f \cdot t \end{cases} \quad \text{II.4}$$

Où :

$P(z')$: Une fonction de décroissance de courant le long du canal $P(z')$ de forme linéaire. Cette fonction est exprimée comme suit :

$$P(z') = 1 - \frac{z'}{H} \quad \text{II.5}$$

H : la longueur total du canal de foudre.

La figure II.4 donne, à titre d'exemple, les variations temporelles du courant dans le canal aux trois hauteurs différentes ($z' = 0$, $z' = 1.5 \text{ km}$ et $z' = 3 \text{ km}$) selon l'expression du modèle MTLL.

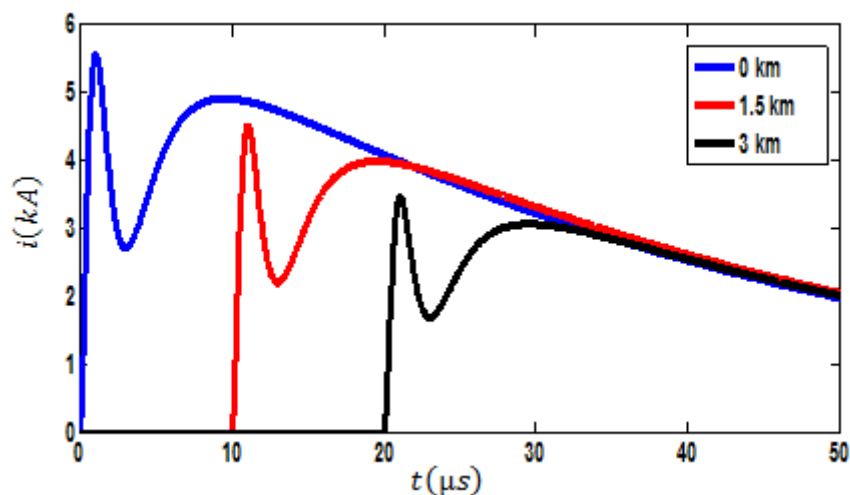


Figure II. 4 : Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle MTLL.

b- Modèle de ligne de transmission modifié avec une atténuation exponentielle

"Modified Transmission Line with Exponential decay" (MTLE) [17]

Afin de pallier aux inconvénients du modèle TL sans toucher à sa simplicité qui permet une utilisation aisée dans les calculs de couplage, une modification au modèle TL a été proposée. La distribution spatio-temporelle du courant $i(z', t)$ est définie par :

$$i(z', t) = \begin{cases} i\left(0, t - \frac{z'}{v_f}\right) \cdot P(z') & z' \leq v_f \cdot t \\ 0 & z' > v_f \cdot t \end{cases} \quad \text{II.6}$$

Où :

$P(z')$: Une fonction d'atténuation du courant le long du canal, elle est de forme exponentielle:

$$P(z') = e^{-z'/\lambda} \quad \text{II.7}$$

Le facteur λ est la constante de décroissance introduite pour tenir compte de l'effet de charges stockées dans le leader qui sont neutralisées durant la phase de l'arc en retour. Sa valeur typique est de l'ordre de 1.5 à 2 km.

Figure II.5 donne la distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle MTLE.

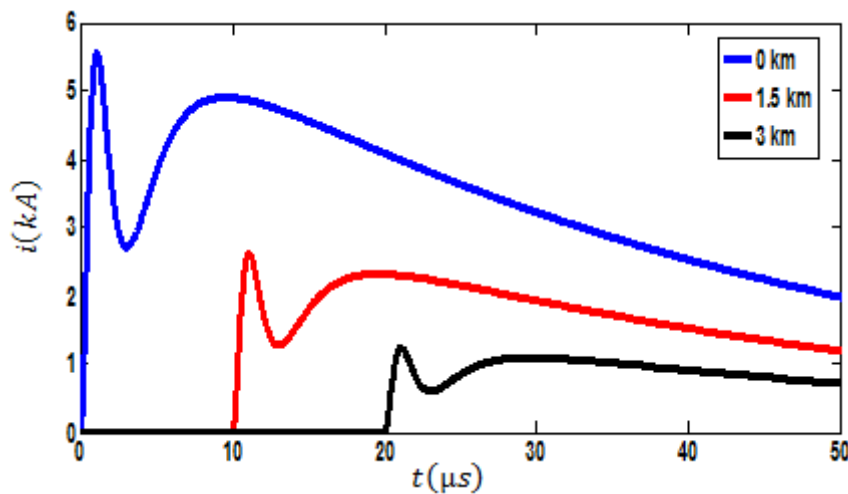


Figure II.5: Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle MTLE.

II.3 Généralisation des modèles d'Ingénieur

Rakov dans [16] a présenté les modèles d'Ingénieur décrit précédemment suivant une équation généralisée de la distribution de courant dans le canal, elle est définie comme suit :

$$I(z', t) = u\left(t - \frac{z'}{v_f}\right) P(z') i\left(0, t - \frac{z'}{v_f}\right) \quad \text{II.8}$$

Où :

$$u(t) = \begin{cases} 1 & t \geq 0 \\ 0 & t < 0 \end{cases}$$

II.9

$u(t)$: la fonction de Heaviside égale à l'unité pour $t \geq z'/v$

$P(z')$: le facteur d'atténuation d'écrit dans les modèles MTLE et MTLL.

v_f : la vitesse du front.

v : la vitesse de propagation de l'onde du courant.

Le tableau II.1 est le résumé des modèles d'Ingénieurs décrits précédemment.

Tableau II.1 $P(z')$ et v pour les cinq modèles d'Ingénieur [20].

Modèle	$P(z')$	v
TL	1	v_f
MTLE	$1 e^{-\frac{z'}{\lambda}}$	v_f
MTLL	$1 - \frac{z'}{H}$	v_f
BG	1	∞
TCS	1	$-c$

λ : le taux de décroissance de l'intensité du courant .

II.4 Adéquation des modèles d'Ingénieur

Les modèles d'ingénieur sont considérés adéquats, car ils reproduisent les champs avec une approximation raisonnable par rapport aux valeurs obtenues par les expériences [18]. Les versions modifiées du modèle TL (MTLL et MTLE) sont probablement les plus raisonnables, du point de vue simplicité mathématique et précision. On peut résumer la validation des modèles d'ingénieur comme suit :

- La relation entre les valeurs pics initiales du champ électrique et le courant est bien prédite.
- Les champs électriques à 10 [m] loin du canal après les 10 à 15 [μ s] sont, raisonnablement, produits par les modèles MTLL, BG et TCS, mais, pas avec les 2 autres modèles TL et MTLE.

II.5 Représentation analytique du courant d'arc en retour à la base du canal

Pour modéliser les courants d'arc en retour nous faisons recours au courant à la base du canal de foudre qui est la seule grandeur mesurable. Différentes expressions analytiques sont utilisées dans la littérature afin de simuler l'allure du courant à la base du canal de foudre. Parmi ces modèles, on cite [21] :

II.5.1 Modèle bi-exponentiel

Ce modèle est souvent utilisé en raison de sa simplicité. Par ailleurs, il s'adapte à l'analyse fréquentielle du champ électromagnétique, puisque sa transformée de Fourier s'exprime analytiquement. L'expression du courant [24] est :

$$i(0, t) = I_0(e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) \quad \text{II.10}$$

Où:

I_0 : Amplitude du courant,

α : Inverse du temps de montée de l'impulsion du courant

β : Inverse de la durée de l'impulsion du courant.

Quant à l'arc en retour subséquent, l'expression du courant est exprimée comme suit [24] :

$$i(0, t) = i_1(0, t) + i_2(0, t) \text{ II.11}$$

Avec :

$$i_1(0, t) = I_{01} \cdot (e^{-\alpha_1 t} - e^{-\beta_1 t}) \text{ II.12}$$

$$i_2(0, t) = I_{02} \cdot (e^{-\alpha_2 t} - e^{-\beta_2 t}) \text{ II.13}$$

Où :

I_1 : Amplitude du courant i_1 ,

α_1 : Inverse du temps de montée de l'impulsion du courant i_1 ,

β_1 : Inverse de la durée de l'impulsion du courant i_1 ,

Même définitions pour le courant i_2 ,

Le tableau II.2 présente les paramètres de ces deux fonctions.

Tableau II.2: Paramètres des fonctions exponentielles [24].

	I_{01} (KA)	$\alpha_1(S^{-1})$	$\beta_1(s^{-1})$	$I_{02}(KA)$	$\alpha_2(s^{-1})$	$\beta_2(s^{-1})$
Premier arc en retour	37.3	9.2×10^3	4×10^5	-	-	-
Arc en retour subséquent	14.3	18×10^4	3×10^6	10	10^4	9.4×10^4

Dans la figure II.6, nous présentons les formes d'ondes du courant du premier arc en retour et celui de l'arc en retour subséquent sur une durée de 50 μs . Ces formes sont obtenues en utilisant le modèle bi-exponentiel du courant à la base du canal de foudre et en adoptant les paramètres du tableau II.2.

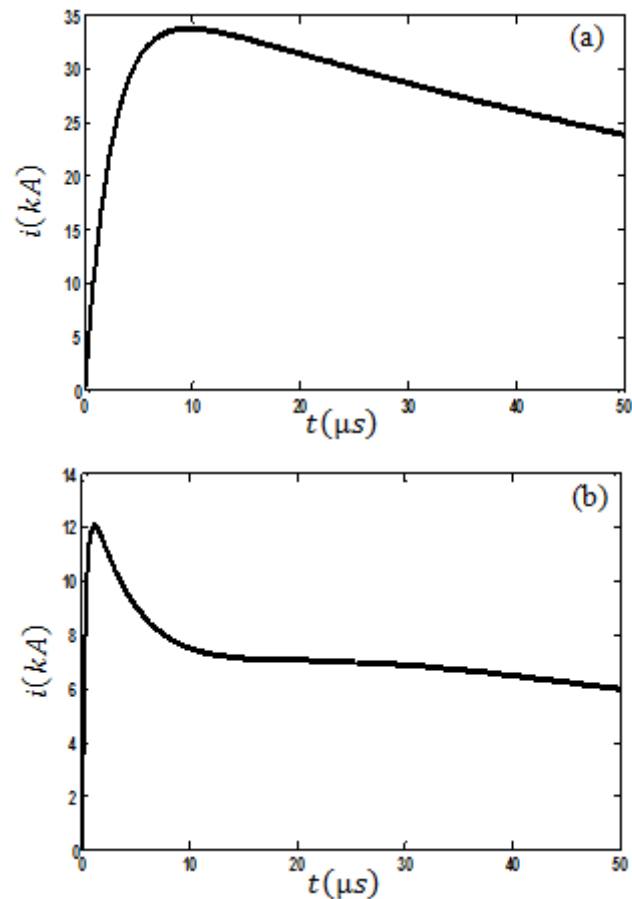


Figure II.6: Allure temporelle du courant à la base du canal calculé à l'aide du modèle bi-exponentiel.
 (a) : Arc en retour, (b) : Arc en retour subséquent.

II.5.2 Modèle d'Heidler

L'expression analytique du courant à la base du canal était proposée par Heidler en 1985 [13], cette expression connue sous le nom « *fonction d'Heidler* » présente l'intérêt d'obtenir une allure plus proche à la réalité. Ainsi, le courant à la base du canal est exprimé comme suivant :

$$i(0, t) = \frac{I_0}{\eta} \frac{(t/\tau_1)^n}{1+(t/\tau_1)^n} \exp(-t/\tau_2) \quad \text{II.14}$$

Où :

$$\eta = \exp\left(\left(\frac{\tau_1}{\tau_2}\right) \left(n \cdot \frac{\tau_2}{\tau_1}\right)^{\frac{1}{n}}\right) \quad \text{II.15}$$

Et :

I_0 : amplitude du courant à la base du canal ;

τ_1 : constante du temps du front;

τ_2 : constante du temps de décroissance;

η : facteur de correction de l'amplitude ;

n : un exposant variable entre 2 et 10.

La somme de deux fonctions d'Heidler de type (II.16) représente mieux le premier pic typique du courant d'arc en retour subséquent

$$i(0, t) = \frac{I_{01}}{\eta_1} \frac{\left(\frac{t}{\tau_{11}}\right)^{n_1}}{\left(\frac{t}{\tau_{11}}\right)^{n_1}} \exp(-t/\tau_{21}) + \frac{I_{02}}{\eta_2} \frac{\left(\frac{t}{\tau_{12}}\right)^{n_2}}{\left(\frac{t}{\tau_{12}}\right)^{n_2}} \exp(-t/\tau_{22}) \quad \text{II.16}$$

Le tableau (II.3) représente les paramètres de la fonction d'Heidler pour l'arc en retour (premier et subséquent) accordés aux données expérimentales de Berger et al. [25].

Tableau II.3 Paramètres des deux fonctions d'Heidler utilisés dans le calcul du champ électromagnétique.[25].

Paramètres de la première fonction d'Heidler				Paramètres de la deuxième fonction d'Heidler			
I_{01} (kA)	τ_{11} (μ s)	τ_{12} (μ s)	n_1	I_{02} (kA)	τ_{21} (μ s)	τ_{22} (μ s)	n_2
9.3	1.6	0.75	2	4.9	4.2	41	3

La figure II.7 donne à titre d'exemple la courbe du courant à la base du canal de foudre obtenue à l'aide du modèle d'Heidler.

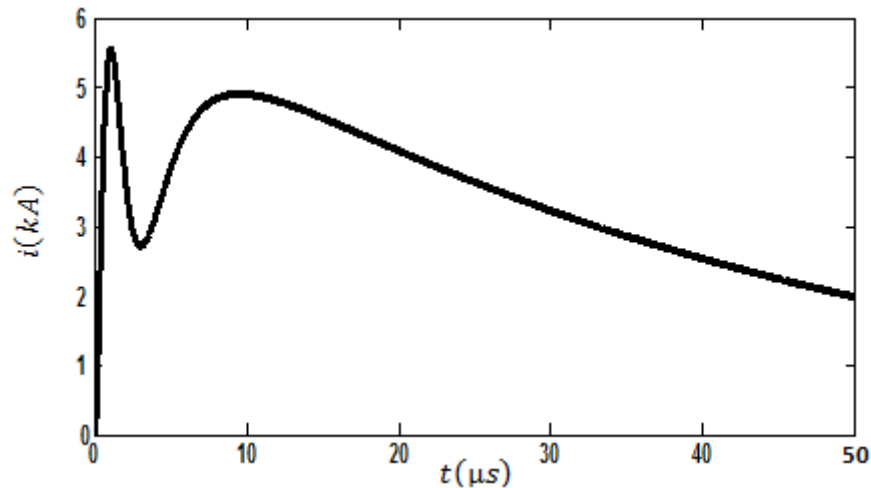


Figure II.7: Courant à la base du canal correspondant à un arc en retour subséquent Calculé à l'aide du modèle d'Heidler.

La fonction d'Heidler a été introduite parce qu'elle satisfait plusieurs contraintes, essentiellement :

- La dérivée est nulle à l'instant initial.
- Elle est consistante avec les valeurs mesurées et avec la forme de l'onde ducourant.
- Elle permet, facilement et avec précision, d'ajuster l'amplitude ducourant, la dérivée maximale et la charge électrique transférée presque indépendamment en variant I_0 , τ_1 et τ_2 , respectivement.

II.5.3 Modèle hybride

La combinaison de la fonction d'Heidler avec une seconde fonction [26] ou avec une fonction double exponentielle [27] sont utilisées pour reproduire un courant conforme avec celui obtenu par la mesure.

La formulation proposée par *Baba et rakov*[28] a été adoptée comme un courant typique (standard) à la base du canal par plusieurs chercheurs. Ce courant est exprimé comme la somme de la fonction d'Heidler et de la fonction double exponentielle comme indiqué par l'équation suivante :

$$i(0, t) = \frac{I_0}{\eta} \frac{(t/\tau_1)^n}{1+(t/\tau_1)^n} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) + I_{02}(e^{-t/\tau_3} - e^{-t/\tau_4}) \quad \text{II.17}$$

Afin de reproduire par simulation l'onde de courant à la base du canal obtenue expérimentalement par *Leteinturier et al*[17], nous utilisons l'expression (II.17), et à travers le tableau II.4, nous adoptons les paramètres relatifs à cette expression. L'allure du courant résultant (figure II.8) est caractérisée par un pic initial de 11 kA et une valeur maximale de la dérivée d'environ de 105 kA/μs.

Tableau II. 4 : Paramètres du modèle hybride simulant le courant de foudre à la base du canal [17].

Paramètres de la première fonction d'Heidler				Paramètres de la deuxième fonction bi- exponentielle		
$I_{01} (kA)$	$\tau_1 (\mu s)$	$\tau_2 (\mu s)$	n	$I_{02} (kA)$	$\tau_3 (\mu s)$	$\tau_4 (\mu s)$
9.9	0.072	5	2	7.5	100	6

La figure II.8 donne à titre d'exemple la courbe du courant à la base du canal de foudre simulé à l'aide du modèle hybride.

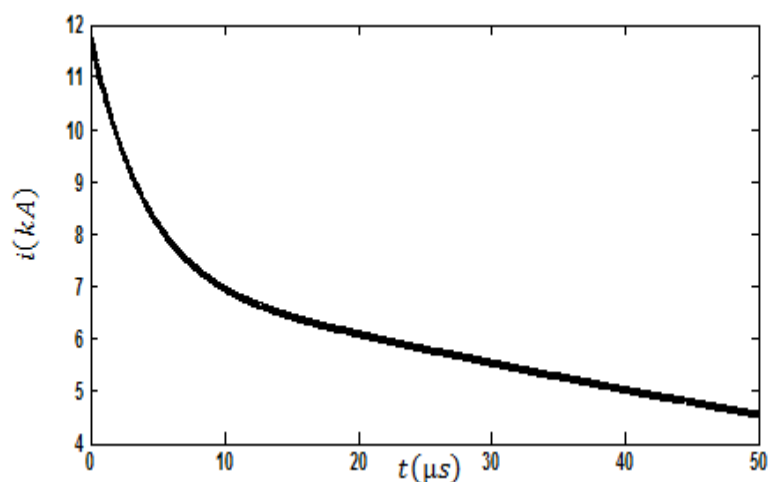


Figure II.8 : Courant à la base du canal de foudre simulé à l'aide du modèle hybride.

II.6 Rayonnement du canal de foudre

Le calcul du champ électromagnétique rayonné par un arc en retour repose sur l'hypothèse que le canal de foudre peut être assimilé à une gigantesque antenne verticale filiforme, de hauteur H et dans laquelle un courant se propage du sol à une vitesse v vers le nuage selon l'axe vertical z . Ce qui conduit à une distribution spatio-temporelle $i(z', t)$ dans le canal de foudre qui détermine à son tour la distribution spatio-temporelle du champ électromagnétique rayonné dans l'espace [3].

Dans la réalité, le canal de la foudre n'est pas rectiligne et comporte une succession de petits segments.

La figure II.9 représente canal de la foudre.

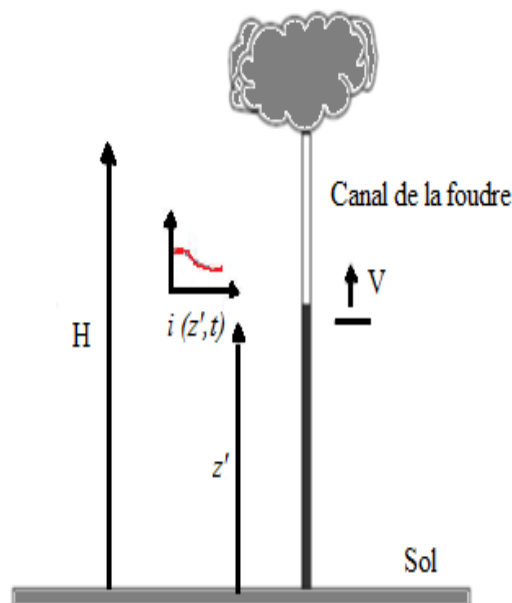


Figure II.9: Représentation du canal de foudre.

II.7 Formulation du champ électromagnétique rayonné par la foudre

II.7.1 Cas d'un sol parfaitement conducteur

Le canal de foudre est considéré comme une antenne verticale unidimensionnelle de hauteur H perpendiculaire à un plan infini parfaitement conducteur, comme la montre la figure II.10 [29].

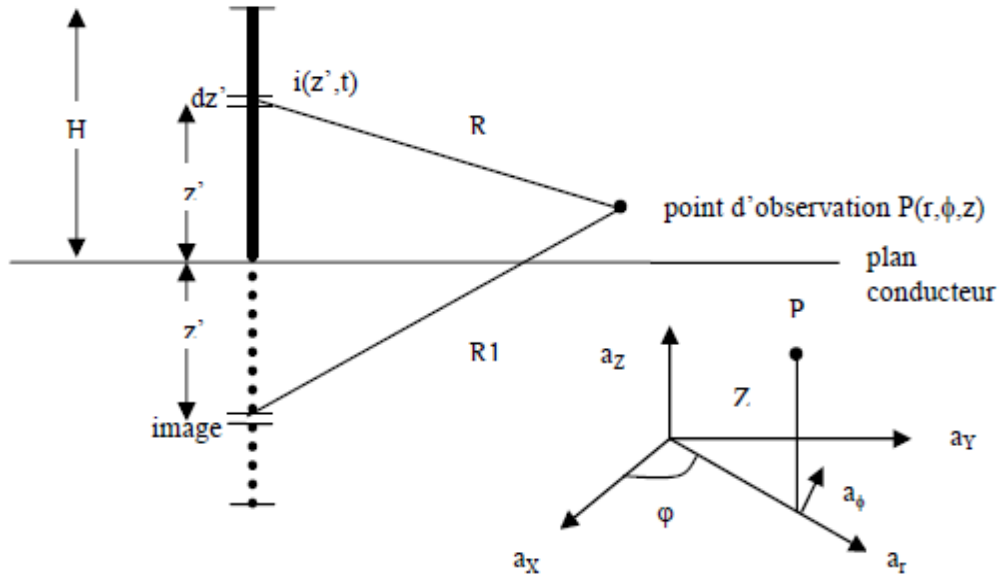


Figure. II.10 :Le canal de foudre et son image [12].

La symétrie cylindrique du problème rend les composantes du champ électromagnétique indépendantes de l'angle azimutal. Le champ sera donc défini par :

- le champ électrique vertical E_z ,
- le champ électrique radial E_r ,
- le champ magnétique azimutal H_ϕ ,

Les champs électriques E_z , E_r et magnétique H_ϕ sont la somme de plusieurs contributions dues à des sources différentes:

$$dE_Z(r, z, t) = dE_{Z\acute{e}l}(r, z, t) + dE_{Zind}(r, z, t) + dE_{Zray}(r, z, t) \quad (\text{II.18})$$

Où :

$$\left\{ \begin{array}{l} dE_{Z\acute{e}l}(r, z, t) = \frac{dz'}{4\pi\epsilon_0} \frac{2(z-z')^2 - r^2}{R^5} \int_0^t i(z', \tau - \frac{R}{c}) d\tau \\ dE_{Zind}(r, z, t) = \frac{dz'}{4\pi\epsilon_0} \frac{2(z-z')^2 - r^2}{cR^4} i(z', t - \frac{R}{c}) \\ dE_{Zray}(r, z, t) = -\frac{dz'}{4\pi\epsilon_0} \frac{r^2}{c^2 R^3} \frac{\partial i(z', t - \frac{R}{c})}{\partial t} \end{array} \right. \quad (\text{II.19})$$

$$dE_r(r, z, t) = dE_{r\acute{e}l}(r, z, t) + dE_{rind}(r, z, t) + dE_{rray}(r, z, t) \quad (\text{II.20})$$

Où :

$$\begin{cases} dE_{r\acute{e}l}(r, z, t) = \frac{dz'}{4\pi\epsilon_0} \frac{3r(z-z')}{R^5} \int_0^t i(z', \tau - \frac{R}{c}) d\tau \\ dE_{rind}(r, z, t) = \frac{dz'}{4\pi\epsilon_0} \frac{3r(z-z')}{cR^4} i(z', t - \frac{R}{c}) \\ dE_{rray}(r, z, t) = \frac{dz'}{4\pi\epsilon_0} \frac{r(z-z')}{c^2R^3} \frac{\partial i(z', t - \frac{R}{c})}{\partial t} \end{cases} \quad (\text{II.21})$$

$$dH_\phi(r, z, t) = dH_{\phi ind}(r, z, t) + dH_{\phi ray}(r, z, t) \quad (\text{II.22})$$

Où :

$$\begin{cases} dH_{\phi ind}(r, z, t) = \frac{dz'}{4\pi} \frac{r}{R^3} i(z', t - \frac{R}{c}) \\ dH_{\phi ray}(r, z, t) = \frac{dz'}{4\pi} \frac{r}{cR^2} \frac{\partial i(z', t - \frac{R}{c})}{\partial t} \end{cases} \quad (\text{II.23})$$

$$R = \sqrt{r^2 + (z - z')^2}$$

Avec :

ϵ_0 est la permittivité diélectrique du vide, c la vitesse de la lumière, R la distance du dipôle au point d'observation et r la distance horizontale entre le canal de foudre et le point d'observation P .

- La contribution électrostatique (*él*) a pour source l'intégrale du courant de foudre, c'est à dire la charge déposée dans le canal.
- La contribution d'induction (*ind*) a pour source le courant de foudre.
- La contribution de rayonnement (*ray*) a pour source la dérivée du courant de foudre.

Le champ électrique est la somme de trois termes, le premier terme contenant l'intégrale du courant, appelé « champ électrostatique », le deuxième contenant le courant, appelé « champ d'induction » et le troisième contenant la dérivée du courant, appelé « champ rayonné ». Concernant le champ magnétique, il est composé d'un terme d'induction, appelé aussi « champ magnétostatique » et un terme de rayonnement. A des distances proches du canal de foudre, le champ électrique est dominé par la composante électrostatique et le champ

magnétique est dominé par la composante magnétostatique, par contre, le champ électromagnétique lointain est dominé par la composante rayonnée [12].

II.7.2 Formule du Cooray-Rubinstein

Ce paragraphe montre un des avantages de la formule du Cooray et Rubinstein (eq II.24), qui est facilement transposable dans le domaine temporel. La formule la plus simple est celle connue sous le nom « *l'approximation de Cooray-Rubenstein* » (Rubenstein[30], Cooray[31]) qui permet d'obtenir un bon compromis entre le temps de calcul et la précision. La formulation corrige la valeur du champ électrique horizontal calculé pour un sol parfaitement conducteur :

$$E_r(r, z, j\omega) = E_{rp}(r, z, j\omega) - H_{\varphi p}(r, z = 0, j\omega) \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_g + \sigma_g / j\omega}} \quad (\text{II.24})$$

Où :

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \varepsilon_g \sigma_g}} : \text{Épaisseur de peau,}$$

μ_0 : La perméabilité magnétique du vide,

P est un indice indiquant que le sol est parfaitement conducteur ;

$E_{rp}(r, z, j)$, $H_{\varphi p}(r, 0, j)$ désignent respectivement, les transformées de Fourier du champ électrique horizontal à une hauteur z au-dessus du sol et du champ magnétique au sol (le calcul de ces deux champs se fait en supposant un sol parfait).

Si la conductivité du sol est élevée, l'expression (II.24) peut être simplifiée comme suit :

$$E_r(r, z, j\omega) = E_{rp}(r, z, j\omega) - H_{\varphi p}(r, z = 0, j\omega) \frac{1 + j}{\delta \sigma_g} \quad (\text{II.25})$$

Dans la référence [32], Cooray rapporte qu'une erreur de plus de 25% est observée sur le pic initial du champ horizontal calculé à une hauteur de quelques dizaines de mètres par l'expression (II.24). La petite correction sur l'approximation, minimise l'erreur à moins de 5%. Et il a proposé une modification dans le terme du champ électrique radial correspondant au cas d'un sol parfaitement conducteur et intervenant à l'expression (II.26) :

$$E_{rP}(r, z, j\omega) = [E_{rP}(r, z, j\omega)]_{\acute{e}l} + [E_{rP}(r, z, j\omega)]_{ind} + 0.4[E_{rP}(r, z, j\omega)]_{ray} \quad (II.26)$$

II.7.3 Formulation du Wait

L'idée principale de la formulation approximative pour le cas d'un sol homogène, était toujours l'utilisation du concept de l'impédance de la surface du sol qui est définie par le rapport entre le champ électrique et le champ magnétique tangentiels à cette surface. Cependant, ce principe a constitué la base théorique de la formulation approximative décrite auparavant à savoir l'approximation de Cooray-Rubenstein [31] [30]. La validité de cette approximation a été encourageante pour utiliser ce même principe afin d'établir des approximations aussi valables pour le cas d'un sol stratifié.

Récemment en Novembre 2009, Shoory et al [33] ont utilisé la formulation simplifiée de Wait pour évaluer la composante verticale du champ électrique engendré par une décharge de foudre en présence d'un sol stratifié. Ces chercheurs ont considéré deux cas de stratification du sol à savoir : une stratification horizontale et une stratification verticale. En effet, dans le cas d'un sol stratifié horizontalement, la composante verticale du champ électrique a été calculée à l'aide de deux approximations différentes. Aussi, les valeurs des paramètres électromagnétiques de la couche supérieure du sol tels que la conductivité électrique et la permittivité diélectrique relative, ont été fixées à des valeurs plus faibles que celles des paramètres de la couche inférieure.

II.7.4 Approximation par la méthode FDTD

Les composantes du champ électromagnétique sont évaluées au-dessus et en dessous d'un sol, caractérisé par une conductivité finie. Les calculs sont obtenus par la résolution des équations de Maxwell en utilisant une méthode numérique aux différences finies, points centrés, dite FDTD (**F**inite-**D**ifference**T**ime-**D**omain). Sa formulation est basée sur l'approximation locale ou voisinage d'un point donné des fonctions dérivées apparaissant dans les équations différentielles.

Le premier algorithme FDTD a été introduit dans le domaine de l'électromagnétique par YEE [34] en 1966, il a été ensuite raffiné et employé par beaucoup de chercheurs dans différents secteurs. Cette technique est devenue à l'heure actuelle un outil de calcul très puissant en électromagnétique.

II.8 Conclusion

Dans ce chapitre, il était question de présenter les modèles d'Ingénieur utilisés pour la modélisation du courant de l'arc en retour. Cette modélisation se base sur la connaissance de la seule grandeur mesurable qui est le courant à la base du canal de foudre, dans le cas d'un coup de foudre tombant au sol. Nous avons aussi présenté la modélisation du courant d'arc en retour et le calcul du champ électromagnétique associé.

L'hypothèse d'un sol parfait est une bonne approximation de la composante verticale du champ électrique et la composante azimutale du champ magnétique au-dessus du sol et pour des distances ne dépassant pas quelques kilomètres. Cette hypothèse n'est pas valable dans le calcul du champ électrique horizontal d'où vient la nécessité d'utiliser d'autres approximations. Parmi plusieurs modèles existant dans la littérature, la formule de Cooray-Rubinstein permet d'obtenir des approximations assez satisfaisantes du champ horizontal au-dessus du sol et pour toutes les distances considérées. On constate que la meilleure approche pour calculer le champ électromagnétique rayonné par la foudre dans un code de calcul est la méthode FDTD vu que sa robustesse et sa fiabilité.

CHAPITRE III
INTEGRATION DES CONDITIONS AUX
LIMITES ABSORBANTES PML

III.1 Introduction

L'effet d'une onde rayonné par un coup de foudre indirecte est un problème intéressant, puisque plusieurs problèmes se posent lors de la modélisation de ces phénomènes et surtout celle de l'intensité des champs agresseurs. Le canal de foudre permettant la représentation du phénomène d'arc en retour intervenant lors de la jonction du précurseur descendant au niveau du sol est généralement, modélisé par une antenne verticale alimentée par un générateur de courant à sa base. Des modèles analytiques représentant le courant sous forme d'une fonction d'Heidler (comme on a dit auparavant (chapitre II)), prenant en compte la vitesse de propagation et la décroissance d'amplitude, permettent une bonne représentation du phénomène.

On désire, dans ce travail, d'évaluer le champ rayonné par le canal de la foudre. La méthode FDTD est choisie pour le calcul de ce champ rayonné du fait de sa simplicité et de sa robustesse.

Cependant, pour des raisons évidentes de volume de calcul et par conséquent de temps et de quantité de mémoire utilisée, il est contraint de limiter le volume de simulation. Pour reproduire "l'illusion" d'un domaine ouvert. Les conditions aux limites constituent un point très important dans cette méthode du fait du traitement presque exclusif de structures finies. Les conditions aux limites généralement utilisées sont les conditions absorbantes (AbsorbingBoundary Conditions ABC). Parmi les techniques ABC les plus fréquemment employées, on s'intéresse dans notre travail sur les PMLs (PerfectlyMatched Layer) de Bérenger [36].

III.2 Equations de Maxwell dans le domaine temporel

Les équations de Maxwell gouvernent tous les phénomènes électromagnétiques. Ainsi, l'utilisation de la méthode FDTD consiste à ramener la résolution de ces équations dans le domaine de calcul compte tenu des conditions aux limites, à celle d'un système d'équations algébriques dont la solution conduit à la distribution spatio-temporelle du champ électromagnétique rayonné aux nœuds d'un maillage spatio-temporel prédéfini. La formulation standard des équations de Maxwell s'écrit comme suit [10] :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \text{III.1}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \sigma \cdot \vec{E} + \varepsilon \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \text{III.2}$$

Avec :

\vec{E} : Champ électrique;

\vec{H} : Champ magnétique;

μ : Perméabilité magnétique;

ε : Permittivité diélectrique;

σ : Conductivité électrique.

Le développement mathématique des équations (III.1) et (III.2) en utilisant une représentation spatiale basée sur des coordonnées cylindriques conduit à un système d'équations aux dérivées partielles exprimé sous la forme suivante :

$$\begin{cases} \frac{\partial H_\varphi}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_z}{\partial r} - \frac{\partial E_r}{\partial z} \right] \\ \sigma E_r + \varepsilon \frac{\partial E_r}{\partial t} = \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} \\ \sigma E_z + \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_\varphi) \end{cases} \text{III.3}$$

Avec:

E_r : Champ électrique radial ;

E_z : Champ électrique vertical ;

H_φ : Champ magnétique azimutal.

r : Distance radiale entre le point d'observation et le canal de foudre ;

z : Hauteur du point d'observation par rapport au sol.

III.3 Principe de base de la méthode FDTD

III.3.1 Discrétisation spatiotemporelle

La résolution du système d'équations aux dérivées partielles (III.3) est obtenue en mettant en œuvre l'approche FDTD. Tout d'abord, pour décrire le principe de base de cette résolution, on considère une fonction scalaire spatio-temporelle $f(r, z, t)$ définie en tout point $P(r, z)$ appartenant à un espace fini Ω et à chaque instant t appartenant à un intervalle temporel fini ψ [12].

L'ensemble spatial Ω , et l'ensemble temporel ψ sont exprimés respectivement par les relations (III.4) et (III.5) :

$$[p(r, z) \in \Omega] \Leftrightarrow \begin{cases} 0 \leq r \leq r_{max} \\ 0 \leq z \leq z_{max} \end{cases} \quad \text{III.4}$$

$$t \in \psi \Leftrightarrow 0 \leq t \leq t_{max} \quad \text{III.5}$$

La discrétisation spatiale (maillage) dans deux directions r et z avec des pas spatiaux Δr et Δz respectivement, génère un réseau des nœuds dont la position de chacun est obtenue par :

$$\begin{cases} r = r_i = i \cdot \Delta r \\ z = z_j = j \cdot \Delta z \end{cases} \quad \text{III.6}$$

Avec:

i : Incrément dans la direction de r ;

j : Incrément dans la direction de z ;

Ainsi, il est nécessaire de définir un pas d'incrément Δt pour discrétiser le temps qui est exprimé par la relation suivante :

$$t = t_n = n \cdot \Delta t \quad \text{III.7}$$

n : Incrément dans le temps.

On peut donc évaluer la fonction f à n'importe quel nœud et à n'importe quel instant comme suit:

$$f(r, z, t) = f(i\Delta r, j\Delta z, n. \Delta t) = f^n(i, j) \quad \text{III.8}$$

$$\text{Avec : } \begin{cases} 0 \leq i \leq imax \\ 0 \leq j \leq jmax \\ 0 \leq n \leq nmax \end{cases}$$

Le principe de base de la méthode FDTD, s'appuie sur la discrétisation des dérivées partielles de la fonction $f(r, z, t)$ à partir des approximations du premier ordre de ces dérivées. Cette discrétisation s'exprime de la manière suivante :

$$\begin{cases} \left. \frac{\partial f(r, z, t)}{\partial r} \right|_{i\Delta r} = \frac{f^n(i+\frac{1}{2}, j) - f^n(i-\frac{1}{2}, j)}{\Delta r} \\ \left. \frac{\partial f(r, z, t)}{\partial z} \right|_{j\Delta z} = \frac{f^n(i, j+\frac{1}{2}) - f^n(i, j-\frac{1}{2})}{\Delta z} \\ \left. \frac{\partial f(r, z, t)}{\partial t} \right|_{n\Delta t} = \frac{f^{n+\frac{1}{2}}(i, j) - f^{n-\frac{1}{2}}(i, j)}{\Delta t} \end{cases} \quad \text{III.9}$$

A partir des équations aux dérivées partielles du système (III.3), et en utilisant les approximations du premier ordre des dérivées partielles décrites dans l'expression (III.9), on peut obtenir un système d'équations algébriques linéaires dont les inconnues sont les valeurs des trois composantes du champ électromagnétique en chaque nœud du maillage résultant de la discrétisation spatiale, et à chaque instant t_n résultant de la discrétisation temporelle.

En effet, ces trois composantes s'écrivent de la manière suivante :

Champ magnétique azimutal

$$H_\phi^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}\right) = H_\phi^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}\right) + \frac{\Delta t}{\mu_0 \cdot \Delta r} \quad \text{III.10}$$

$$\cdot \left[E_z^n\left(i+1, j+\frac{1}{2}\right) - E_z^n\left(i, j+\frac{1}{2}\right) \right] - \frac{\Delta t}{\mu_0 \cdot \Delta z} \cdot \left[E_r^n\left(i+\frac{1}{2}, j+1\right) - E_r^n\left(i+\frac{1}{2}, j\right) \right]$$

$$\text{Avec : } \begin{cases} 0 \leq i \leq i_{max} - 1 \\ 0 \leq j \leq j_{max} - 1 \\ 0 \leq n \leq n_{max} - 1 \end{cases}$$

Champ électrique vertical

$$E_z^{n+1} \left(i, j + \frac{1}{2} \right) = \frac{2\varepsilon - \sigma \Delta t}{2\varepsilon + \sigma \Delta t} E_z^n \left(i, j + \frac{1}{2} \right) + \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon_0 + \sigma \Delta t) r_i \Delta r}$$

$$\left[\left(r_{i+\frac{1}{2}} \right) \cdot H_\varphi^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) - \left(r_{i-\frac{1}{2}} \right) \cdot H_\varphi^{n+\frac{1}{2}} \left(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) \right]$$

III.11

$$\text{Avec : } \begin{cases} 1 \leq i \leq i_{max} \\ 0 \leq j \leq j_{max} - 1 \\ 0 \leq n \leq n_{max} - 1 \end{cases}$$

Champ électrique radial

$$E_r^{n+1} \left(i + \frac{1}{2}, j \right) = \frac{2\varepsilon - \sigma \Delta t}{2\varepsilon + \sigma \Delta t} E_r^n \left(i + \frac{1}{2}, j \right) - \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon_0 + \sigma \Delta t) \Delta z} \left[H_\varphi^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) - H_\varphi^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2} \right) \right]$$

III.12

$$\text{Avec : } \begin{cases} 0 \leq i \leq i_{max} - 1 \\ 0 \leq j \leq j_{max} \\ 0 \leq n \leq n_{max} - 1 \end{cases}$$

Enfin, il est à noter que le choix des pas spatiales Δr et Δz , et le pas temporel Δt , doivent remplir une condition de stabilité de calcul qui est exprimée par l'équation:

$$\Delta t < \frac{\min(\Delta r, \Delta z)}{2c}$$

III.13

III.3.2 Conditions aux limites absorbantes (ABC)

Le problème de frontière artificielle s'est posé dès l'introduction des méthodes aux différences finies, et encore extensivement traité pour toutes les méthodes de simulation utilisant un maillage, et donc une restriction de l'espace. Ainsi il existe un grand nombre des méthodes utilisées pour simuler l'espace infini lors de la résolution du problème de Maxwell.

La qualité des conditions absorbantes et son adaptation au problème posé sont alors mesurées par le niveau des perturbations introduites par la frontière artificielle. Il existe plusieurs articles de synthèse portant sur ce sujet, parmi lesquels la thèse de Vésinet [37] fournit une énumération chronologique très complète. Les conditions aux limites généralement utilisées sont les conditions absorbantes (Absorbing Boundary Conditions ABC). Nous nous restreindrons ici à une rapide présentation des conditions aux limites absorbantes que nous avons implémentées.

➤ Les conditions aux limites de Mur

Ces conditions développées par *Mur* [38], sont basées sur la théorie d'Engquist et Madjda applicable dans une grille FDTD [39], cette technique des limites absorbantes possède l'avantage d'être facile à implémenter numériquement. En effet, elles consistent en l'extrapolation des valeurs du champ magnétique aux nœuds situés sur les limites du domaine discrétisé suivant le principe de discrétisation de la méthode numérique aux différences finies points centrés, à partir des valeurs du champ magnétique pré-calculées aux nœuds situés au voisinage intérieur immédiat des limites. Si ces dernières sont suffisamment éloignées de la source du champ électromagnétique, les valeurs du champ magnétique sur les frontières du domaine sont obtenues par l'extrapolation du premier ou du deuxième ordre.

Les conditions aux limites absorbantes de Mur est plus avantageux du point de vue rapidité. Cependant, il faut choisir les frontières « suffisamment éloigné » du canal de foudre pour obtenir une précision plus au moins acceptable.

➤ La couche parfaitement absorbante PML (“Perfectly Matched Layer”)

L'application des conditions aux limites absorbantes a connu une fulgurante avec l'avènement des couches absorbantes parfaitement adaptées dites PML (Perfectly Matched Layer) développées dans les années 90 par Bérenger (cas 2D [40] et 3D [36]), et qui sont considérées aujourd'hui comme les conditions absorbantes les plus performantes. Elles permettent d'atteindre des niveaux d'atténuation de la réflexion de plus en plus élevés en jouant sur leur épaisseur. En fin, l'implémentation de telles conditions absorbantes s'intègre parfaitement dans un schéma FDTD.

Les PML quant à elles sont beaucoup plus performantes, et permettent de travailler sur des domaines qui entourent strictement l'objet. Néanmoins, leur efficacité et leur simplicité de

mise en œuvre, se paye toutefois par un coût mémoire et un temps de calcul doublé vu que chaque composante de champ est subdivisée en deux sous-composantes sur lesquelles des conductivités spécifiques sont appliquées.

Pour optimiser l'absorption et minimiser les réflexions parasites, on impose une augmentation progressive de la conductivité σ de façon polynomiale lorsqu'on s'oriente de l'intérieur du domaine d'étude vers l'extérieur. Le profil de cette progression de la conductivité dans la couche PML est donné par [41]:

$$\sigma = \sigma_{max} \left(\frac{x_{pml}}{e_{pml}} \right)^m \text{ III.14}$$

Avec :

x_{pml} est la profondeur dans le milieu PML mesurée à partir de l'interface, e_{pml} représente l'épaisseur de la couche PML et σ_{max} la conductivité maximale. L'exposant m désigne l'ordre de la PML.

III.4 Principe de base PML

Pour simplifier l'implémentation de la méthode FDTD intégrant des couches PML, une grande majorité des codes FDTD sont réalisés en considérant le milieu FDTD totalement comme un milieu PML, mais avec des conductivités nulles dans la grille principale.

La discrétisation de la couche PML suivant le principe de la méthode FDTD nous oblige d'écrire l'expression (III.14) de la manière suivante :

$$x_{pml} = (K - 1) \frac{\Delta l}{2} \text{ III.15}$$

$$e_{pml} = (K_{max} - 1) \frac{\Delta l}{2} \text{ III.16}$$

On obtient alors :

$$\sigma_K = \sigma_{max} \left(\frac{(K-1) \frac{\Delta l}{2}}{(K_{max} - 1) \frac{\Delta l}{2}} \right)^m \text{ III.17}$$

$$\sigma_K = \sigma_{max} \left(\frac{K-1}{K_{max} - 1} \right)^m \text{ III.18}$$

Avec :

$$\Delta l = \Delta r = \Delta z$$

K :Entier variable entre 1 et K_{max} .

K_{max} :Entier constant, égale à double de nombre des cellules.

III.4.1 Progression de la conductivité dans la couche PML

La figure III.1 représente la progression de la conductivité σ dans la couche PML.On constate que la graduation de la conductivité σ dans la couche PML dépend la loi polynomiale afin d'obtenir une courbe lisse et pour éviter la cassure due à la rupture du domaine.

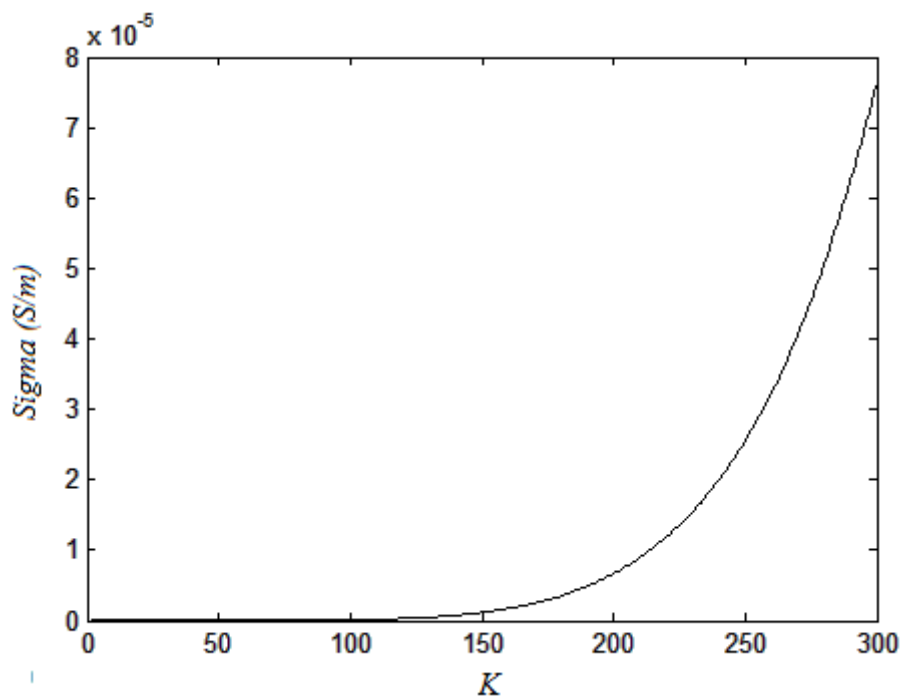


Figure III.1: Progression de la conductivité dans la couche PML.

La figure (III.2) montre la représentation discrétisée de l'expression (III.14) qui génère des lignes equi-conductivité dans le maillage 2D-FDTD avec PML.

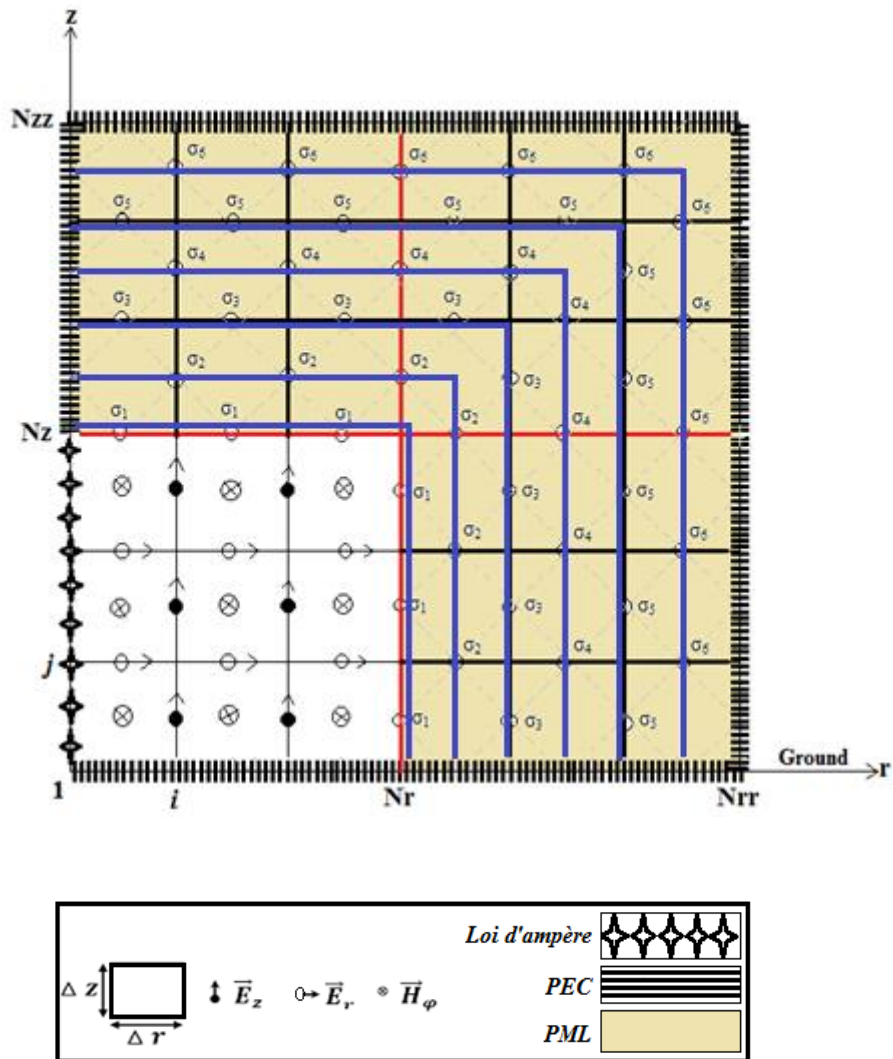


Figure III.2: Maillage 2D-FDTD avec PML.

III.5 Conditions aux limites au niveau du sol et à la limite comportant le canal de foudre

- *Au niveau du sol*

Comme la figure III.2, montre la condition à la limite assurant l'hypothèse d'un sol parfaitement conducteur est celle qui consiste à mettre le champ électrique tangentiel à la surface du sol égal à zéro. Cette condition est connue sous le nom « condition de conducteur parfait » (« *The Perfect Electrical Conductor* » *PEC*). Elle est donnée par la relation suivante:

$$E_r^n \left(i + \frac{1}{2}, 0 \right) = 0 \quad \text{III.19}$$

$$\text{Avec : } \begin{cases} 0 \leq i \leq i_{max} - 1 \\ 0 \leq n \leq n_{max} \end{cases}$$

- *A la limite qui comporte le canal de foudre*

A la limite qui comporte le canal, et selon la loi d'Ampère, le champ électrique vertical peut être écrit sous la forme:

$$E_z^{n+1} \left(0, j + \frac{1}{2} \right) = E_z^n \left(0, j + \frac{1}{2} \right) + \frac{4 \cdot \Delta t}{\varepsilon_0 \cdot \Delta r} H_\varphi^{n+\frac{1}{2}} \left(\frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) - \frac{4 \cdot \Delta t}{\pi \varepsilon_0 \cdot \Delta r^2} I^{n+\frac{1}{2}} \left(j + \frac{1}{2} \right) \quad \text{III.20}$$

$$\text{Avec : } \begin{cases} 0 \leq j \leq j_{max} - 1 \\ 0 \leq n \leq n_{max} - 1 \end{cases}$$

III.6 Résultats de simulation et analyses

III.6.1 Validation expérimentale du code de calcul développé

La validation expérimentale du code de calcul développé est réalisée à travers une comparaison entre les résultats de simulation obtenus en exploitant notre code de calcul développé en l'implémentation des ABC de type PML décrites ci-dessus, et des mesures issues de la référence [42] et qui ont été effectuées lors d'une campagne expérimentale en Août 1995 au Centre Spatial Kennedy, en Floride.

Le courant à la base du canal est modélisé par la somme de deux fonctions d'Heidler dont les paramètres, sont ceux illustrés dans le tableau III.1.

Dans la figure III.3.a, nous présentons l'allure temporelle du courant à la base du canal calculée à l'aide du modèle d'Heidler. La figure III.5.b présente l'allure temporelle mesurée lors de la campagne expérimentale suscitée.

Tableau III. 1: Paramètres des deux fonctions d'Heidler simulant le courant de foudre à la base du canal [10].

Paramètres de la première fonction d'Heidler				Paramètres de la deuxième fonction d'Heidler			
$I_{01}(\text{KA})$	$\tau_{11}(\mu\text{s})$	$\tau_{12}(\mu\text{s})$	n_1	$I_{02}(\text{KA})$	$\tau_{21}(\mu\text{s})$	$\tau_{22}(\mu\text{s})$	n_2
10.5	0.6	0.9	2	7	1.4	14	2

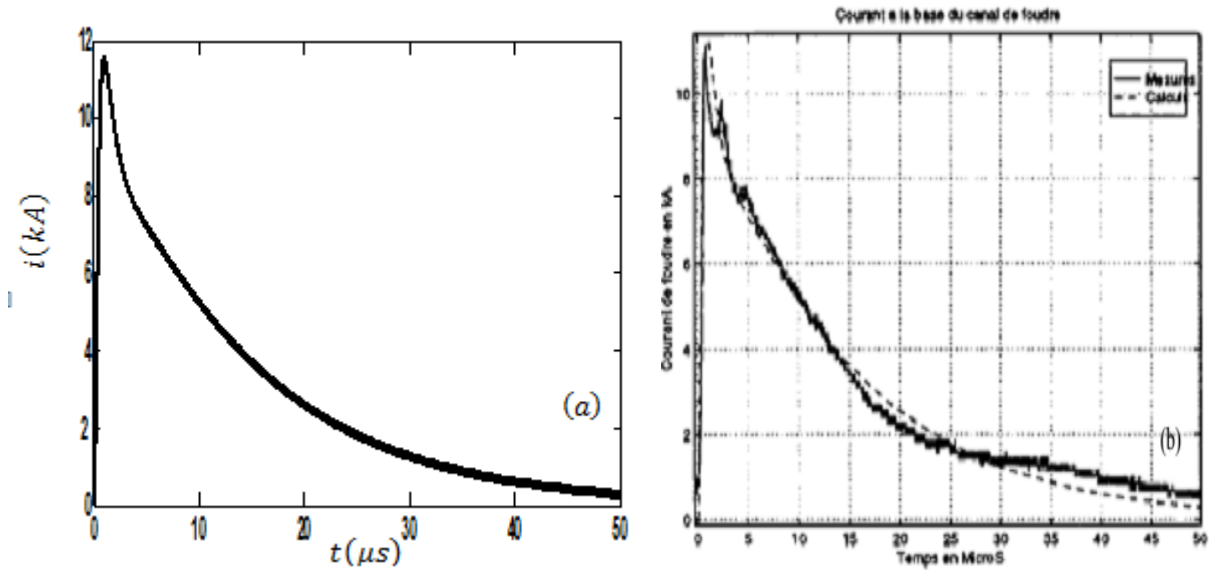


Figure III.3: Variations temporelles du courant à la base du canal (a) calculée à l'aide du modèle d'Heidler, (b) courbe mesurée issue de la référence [42].

A l'issue de cette comparaison, nous pouvons conclure que les résultats du courant à la base du canal obtenus à travers notre code de calcul, concordent avec ceux obtenus expérimentalement (figure III.3).

Le canal de foudre est représenté par le modèle MTLE, avec une vitesse de propagation du courant le long du canal $v_f = 0.8 \times 10^8$ m/s, et un taux de décroissance de ce courant le long du canal $\lambda = 1$ km.

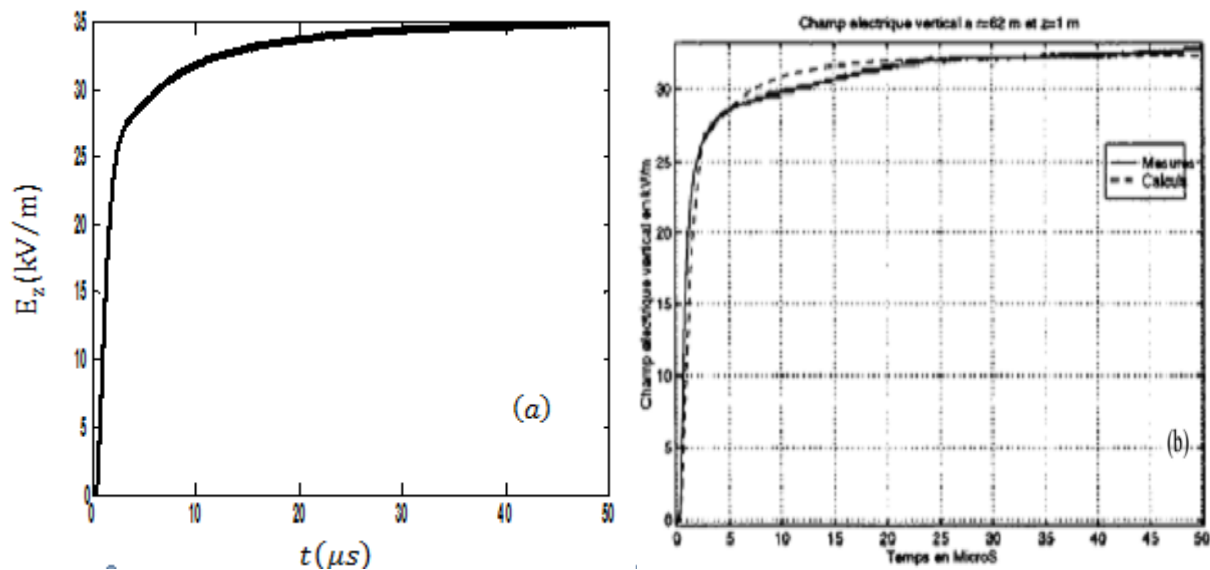


Figure III.4: Variations temporelles du champ électrique vertical pour $r = 62$ m et $z = 5$ m (a) calculée par l'approche proposée, (b) courbe mesurée issue de la référence [42].

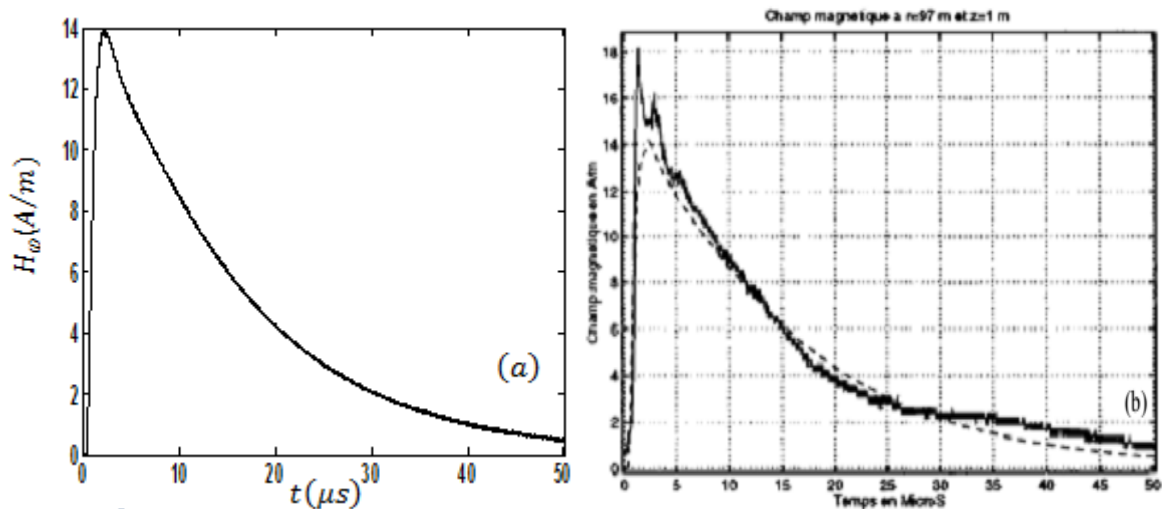


Figure III. 5 : Variations temporelles du champ magnétique azimutal pour $r = 97\text{m}$ et $z = 5\text{m}$ (a) calculée par l'approche proposée, (b) mesurées référence [42].

III.6.2 Comparaison avec des résultats obtenus par la méthode FDTD utilisant les conditions aux limites absorbantes de Mur du premier ordre

Dans une optique de mettre en évidence quelques avantages des conditions aux limites absorbantes PML pour calculer le champ électromagnétique rayonné par la foudre en utilisant la méthode FDTD, nous avons choisi de comparer les résultats obtenus à ceux obtenus en utilisant la même méthode FDTD mais en adoptant des conditions aux limites absorbantes de Mur du premier ordre. Nous allons essayer à travers cette comparaison de montrer que le rapprochement de la limite verticale de la région d'analyse, calculée par les conditions aux limites de Mur du premier ordre, vers le point d'observation apporte une erreur notable sur les résultats obtenus. Par contre, ce rapprochement est presque négligeable lorsqu'il s'agit d'implémenter les conditions aux limites absorbantes PML. Cette comparaison a été réalisée dans ce travail de la manière suivante :

Les figures III.6, III.7 et III.8 présentent respectivement les formes d'ondes du champ électrique vertical, du champ électrique radial et du champ magnétique azimutal évaluées au point d'observation ($r = 50\text{ m}$, $z = 5\text{ m}$). Pour voir l'effet du rapprochement de la limite verticale vers ce point d'observation, nous avons tracé à nouveau chacune de ces formes d'ondes pour les trois cas suivants:

- Limite suffisamment éloignée du point d'observation pour avoir une bonne précision, placée à $r_{max} = 1000 m$, et calculée en adoptant les conditions aux limites absorbantes de Mur du premier ordre.
- Limite très proche du point d'observation, placée à $r_{max} = 60 m$, et calculée en adoptant les conditions aux limites absorbantes de Mur du premier ordre.
- Limite très proche du point d'observation, placée à $r_{max} = 60 m$, et calculée en adoptant les conditions aux limites absorbantes de PML.

Paramètres de la couche PML :

- Le nombre des cellules utilisées dans la couche PML égale à 150.
- $\sigma_{max} = 0.005 S/m$.
- Exposant égale à 6.

Le canal de foudre est représenté dans cette simulation par le modèle MTLE, avec une vitesse de propagation du courant le long du canal $v_f = 1.5 \times 10^8 m/s$, et un taux de décroissance de ce courant le long du canal $\lambda = 2 km$.

Les paramètres du courant à la base du canal adoptés dans la simulation sont présentés dans le tableau III.2.

Tableau III. 2: Paramètres des deux fonctions d'Heidler utilisés dans le calcul du champ électromagnétique [10].

Paramètres de la première fonction d'Heidler				Paramètres de la deuxième fonction d'Heidler			
$I_{01}(KA)$	$\tau_{11}(\mu s)$	$\tau_{12}(\mu s)$	n_1	$I_{02}(KA)$	$\tau_{21}(\mu s)$	$\tau_{22}(\mu s)$	n_2
10.7	0.25	2.5	2	6.5	2.1	230	2

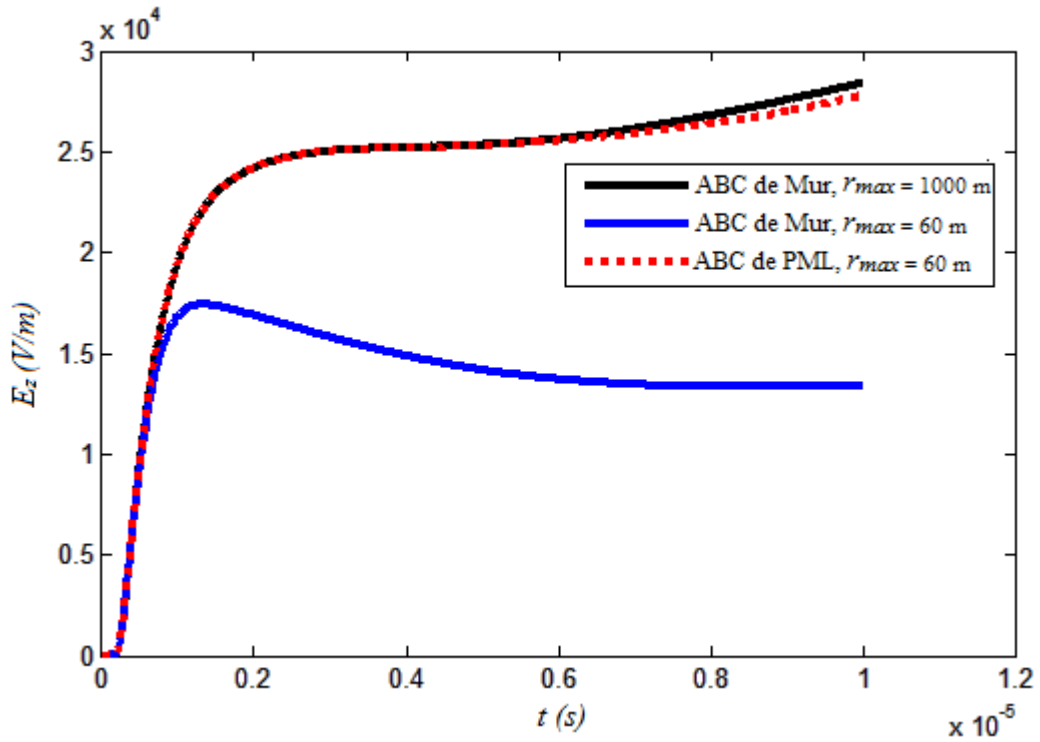


Figure III.6 : Forme d'onde de champ électrique vertical à $r = 50$ m et $z = 5$ m.

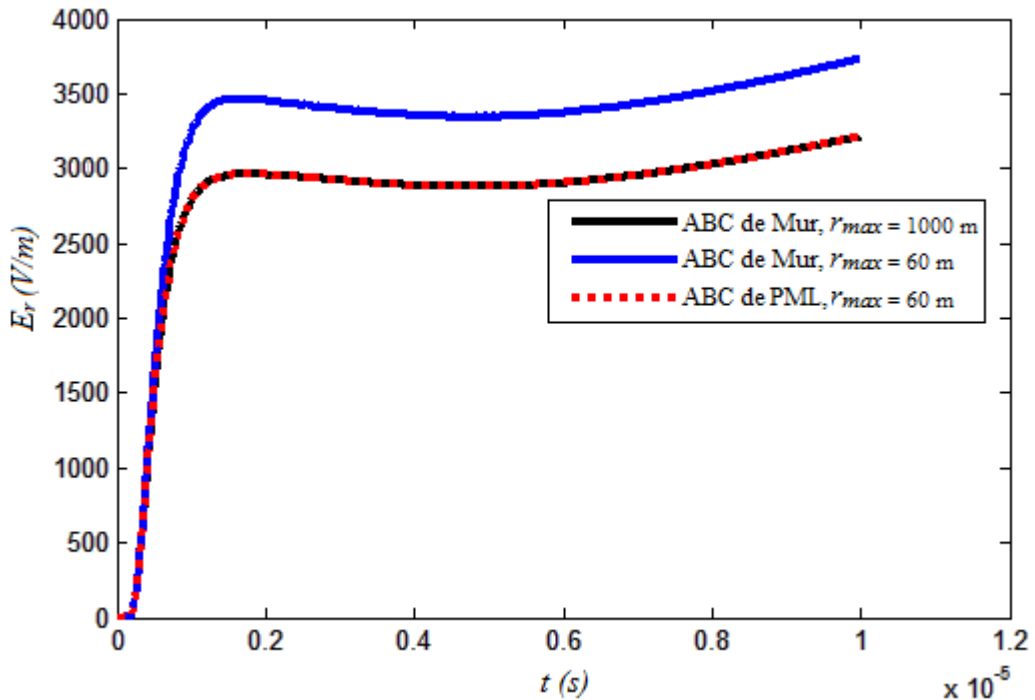


Figure III.7 : Forme d'onde de champ électrique radial à $r = 50$ m et $z = 5$ m

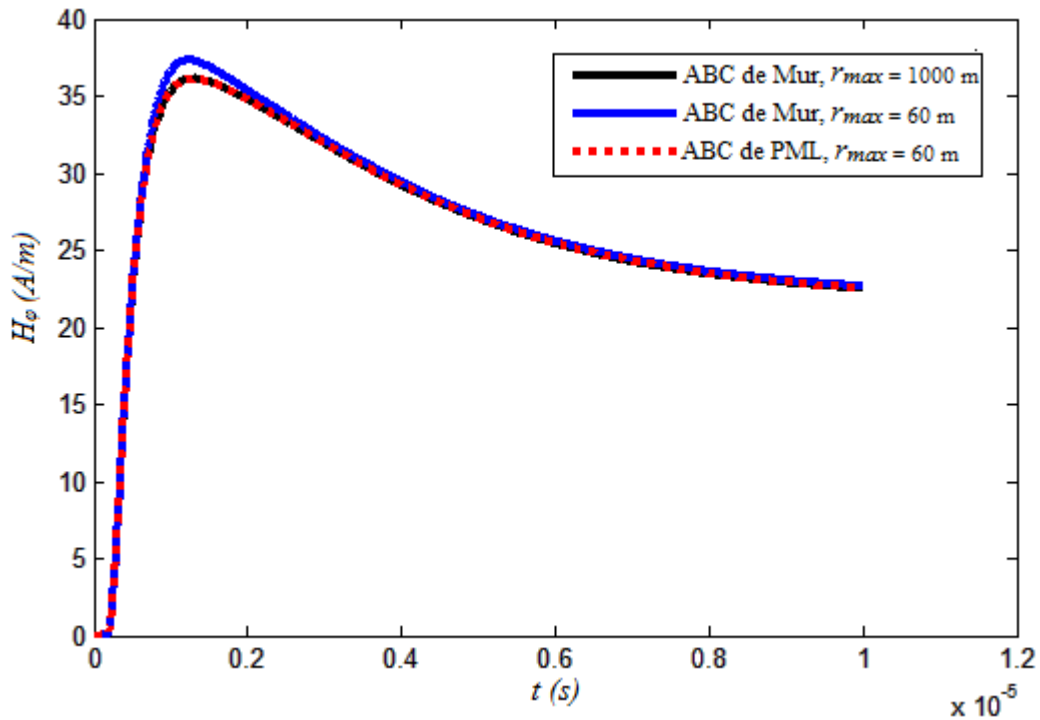


Figure III.8 : Forme d'onde de champ magnétique azimutal à $r = 50\text{m}$ et $z = 5\text{m}$.

D'après cette comparaison, et si nous considérons que les formes d'ondes obtenues pour le premier cas correspondant à une ABC de Mur placée à $r_{max} = 1000\text{ m}$, ont une bonne précision vu que cette ABC est suffisamment éloignée du point d'observation, nous pouvons mettre le doigt sur l'erreur notable apportée sur ces formes d'ondes lorsqu'il s'agit du deuxième cas relatif à une ABC de Mur placée à $r_{max} = 60\text{ m}$. Cette erreur est moins significative par rapport à la forme d'onde du champ magnétique du fait que cette composante est toujours tangentielle sur les limites de la région d'analyse. Contrairement à ce comportement des formes d'ondes par rapport au rapprochement de la limite verticale de la région d'analyse vers le point d'observation, les courbes obtenues en adoptant les conditions aux limites PML ont une bonne précision même si elles sont au voisinage immédiat du point d'observation.

Nous pouvons affirmer donc que l'intégration des conditions aux limites absorbantes PML dans un code de calcul de champ électromagnétique rayonné par la foudre porte une certaine particularité qui n'existe pas dans les ABC de Mur. C'est la bonne précision même pour des nœuds dans la région d'analyse très proches aux limites de cette dernière.

III.7 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous nous sommes intéressés à la modélisation du champ électromagnétique rayonné par la foudre en appliquant la méthode numérique FDTD qui nous impose d'implémenter les ABC de type PML pour limiter le domaine de calcul et empêcher toutes réflexions. L'avantage de ce type de conditions réside dans la possibilité de les placer à des endroits extrêmement proches de la source du rayonnement électromagnétique vu que la couche extérieure (PML) qui entoure le domaine de calcul est parfaitement absorbante.

A la fin de ce chapitre, nous vous discuté l'évolution spatio-temporelle du champ électromagnétique rayonné par la foudre à travers l'analyse des résultats obtenus en exploitant notre code de calcul avec ceux obtenus expérimentalement. Nous présentons ensuite, une évaluation de cette approche par la comparaison des résultats obtenus en adoptant les conditions aux limites absorbantes de type PML, avec ceux obtenus en adoptant les conditions aux limites absorbantes habituelles dites de « *Mur du premier ordre* ».

CONCLUSION GENERALE

Conclusion générale

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à l'étude du rayonnement électromagnétique associé à une décharge de foudre, en considérant l'hypothèse d'un sol parfaitement conducteur.

Après avoir rappelé dans le premier chapitre la théorie relative à la physique du phénomène de la foudre et aux différentes observations expérimentales qui s'y rattachent, nous avons présenté dans le deuxième chapitre une revue générale sur la modélisation du rayonnement électromagnétique associé à une décharge de foudre dans le but de mettre en évidence les modèles décrivant le courant dans le canal de foudre. Parmi les quatre catégories de ces modèles, nous avons donné une importance particulière aux modèles d'Ingénieur. Nous avons présenté dans ce même chapitre, les différentes approches utilisées par la communauté scientifique afin de déterminer le champ électromagnétique rayonné par la foudre.

Le dernier chapitre a été réservé à la présentation du principe de base de la méthode FDTD utilisée dans ce travail pour évaluer le champ électromagnétique rayonné par la foudre. Nous avons ainsi expliqué les conditions aux limites absorbantes de type PML qui ont été simple à mettre en œuvre numériquement car on intègre facilement le modèle dans un code de calcul FDTD existant initialement. En effet, la validation expérimentale du code de calcul développé sur la base de cette méthode, a été réalisée à travers une comparaison entre les résultats obtenus à l'issue de la simulation, et des mesures tirées de la littérature et qui ont été effectuées lors d'une campagne expérimentale en Août 1995 au Centre Spatial Kennedy, en Floride. Ainsi, cette comparaison a montré clairement la bonne concordance entre les résultats obtenus en exploitant notre code de calcul et ceux obtenus à travers des mesures.

Dans ce même chapitre, et comparativement à un code de calcul basé sur la méthode FDTD en utilisant les ABC de Mur du premier ordre, nous avons pu mettre en évidence que l'adaptation des conditions aux limites absorbantes PML (Perfectly Matched Layer) dans ce code, a un grand avantage de la bonne précision lorsqu'il s'agit des points d'observation très proches aux limites de la région d'analyse.

Enfin, ces conditions mises en œuvre dans le cadre de ce mémoire constitue un outil appréciable pour le calcul du champ électromagnétique rayonné par la foudre notamment que ce travail, complète les travaux de recherche effectués par le groupe de compatibilité

électromagnétique au niveau de l'université d'Ibn Khaldoun de Tiaret sur les effets indirects de la foudre,

Enfin, nous espérons par ce modeste travail avoir contribué à l'étude de la foudre sous un éclairage nouveau.

REFERENCES
BIBLIOGRAPHIQUES

Références bibliographiques

- [1] M. A. Uman, « *The lightning discharge* », Courier Corporation, 2001.
- [2] Wikipédia® est une marque déposée de la [Wikipédia Fondation, Inc.](#), organisation de bienfaisance régie par le paragraphe [501\(c\)\(3\)](#) du code fiscal des États-Unis.
- [3] F. Rachidi, « Effets électromagnétiques de la foudre sur les lignes de transmission aériennes: modélisation et simulation », thèse N° 974, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1991.
- [4] C. Gary.
La foudre : des mythologies antiques à la recherche moderne. Edition Masson. 1995
- [5] K. Berger, R. B. Anderson, and H. Kroninger, «Parameters of lightning flashes », *Electra* N°41, pp. 23-37, 1975.
- [6] Y. Bourgeois, « Modélisation des perturbations électromagnétiques générées sur un réseau de télécommunications par une agression de type foudre », thèse de doctorat, université de Limoges, France, 2009.
- [7] A.Jazzar, « Modélisation électromagnétique d'un choc de foudre en Aéronautique », Thèse de doctorat, Université de Grenoble, 2012.
- [8] V.P. Idone, and R.E. Orville «Lightning return stroke velocities in the thunderstorm Research International Program (TRIP) », *Journal of Geophysical Research*, 98(D10), pp.18315-18320, 1993.
- [9] D.Dib. « L'impact de la foudre sur les réseaux électriques Etude, Analyse et Modélisation », Thèse de doctorat, Université de BADJI MOKHTAR ANNABA ,2007.
- [10] k.Habri,
«Etude du rayonnement électromagnétique de la foudre en présence d'un solstratifié », Mémoire de magister Université des Sciences et de technologie d'ORAN, 2010.
- [11] F. Rachidi, « La foudre et ses effets électromagnétiques », Notes de cours, été 2002, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne.
- [12] MimouniAbdenbi « Analyse des problèmes de compatibilité électromagnétique par modélisation et simulation du rayonnement électromagnétique de la foudre » thèse

de doctorat 2007.

- [13] V. Amoruso, F. Lattarulo, « Remarks on lightning electromagnetics », Eng. AnalysiswithBoundaryElements, Elsevier, 2003.
- [14] A.Darcherif, « Contribution à la modélisation des phénomènes d'interférences électromagnétiques dans les réseaux électriques », Thèse de Doctorat de L'INPG de Grenoble, 1990
- [15] N. Theethayi, and V. Cooray "On the representation of the lightning return stroke process as a current pulse propagating along a transmission line", IEEE Transactions on Power Delivery, Vol. 20 (2), pp. 823-837, 2005.
- [16] N. Theethayi, and V. Cooray "Transmission line model – an idealisation or reality", Power tech Conference, June 23-26, Bologna, Italy, 2003.
- [17] C.A. Nucci, G. Diendorfer, M. A. Uman, F. Rachidi, M. Ianoz, and C. Mazzetti, "Lightning return stroke current models with specified channel base current: A review and comparison", Journal of Geophysical Research, Vol. 95, n°. D12, pp. 20395 -20408, 1990.
- [18] V. Rakov and M.A. Uman, "Review and evaluation of lightning return stroke models including some aspects of their application", IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 40 (4), 403-26, 1998.
- [19] C. Gomes and V. Cooray, "Concepts of of lightning return stroke models", IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 42 (1), pp. 82-96, 2000.
- [20] E. Petrache "Lightning electromagnetic field coupling to overhead transmission line networks and to buriedcables", Thèse N° 3024 (2004), Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne.
- [21] GhemriBoualem," etude et analyse du couplagechampeselectromagnetique-lignes de transmission".Thèse de magister.
- [22] V.Rakov and A. Dulzon, "A modified transmission line model for lightning return stroke field calculations", 9th International Zurich Symposium on electromagnetic compatibility, Zurich, Switzerland, pp. 229-235, 1991.
- [23] C.E.R. Bruce and R.H. Golde, "The lightning discharge", The journal of the institution of electrical engineers, 88 (6), 487-520, 1941.
- [24] J.M. Cević, F. Heidler, A. Schwab, « The dependence of lightning current parameters on the channel height », Proceedings of The International Conference on

Lightning and Static Electricity, 1999, pp: 344.

- [25] K. Berger, B. Anderson, and H. Kroninger, " Parameters of lightning flashes", *Electra*. no., 41, 23-37, 1975.
- [26] Y. Baba, V.A. Rakov, « Applications of electromagnetic models of the lightning return stroke », *IEEE Trans. on Power Delivery*, Vol. 23, No. 3, Avril 2008.
- [27] Y. Baba, V. A. Rakov, « On the transmission line model for lightning return stroke representation », *Geophysical Research Letters*, Vol. 30, No. 24, 2003.
- [28] Y. Baba, V. A. Rakov, « On the mechanism of attenuation of current waves propagating along a vertical perfectly conducting wire above ground: Application to lightning », *IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility*, Vol.47, No. 3, Aout 2005.
- [29] M'ziou Nassima, «Modélisation de la décharge de foudre en vue d'une application en compatibilité électromagnétique de la foudre », Thèse de doctorat, juillet 2009.
- [30] M. Rubinstein, « An approximate Formula for the calculation of the horizontal electric field from lightning at close, intermediate, and long range », *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, 38(3), p. 531-535, 1996.
- [31] V. Cooray, « Horizontal fields generated by return strokes », *Radio Sci.*, vol. 27, n° 4, p. 529-537, 1992.
- [32] V. Cooray, « Some considerations on the Cooray-Rubinstein Formulation used in deriving the horizontal electric field of lightning return strokes over finitely conducting ground », *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, 44(4), p. 560-566, 2002.
- [33] A. Shoory, F. Rachidi, V. Cooray, R. Moini and S. H. H. Sadeghi, « On simplified approaches for the evaluation of lightning electromagnetic fields above a stratified ground », *X Int. Symp. Light. Prot. Curitiba Brazi*, nov. 2009.
- [34] K. S. Yee, « Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media », *IEEE Trans Antennas Propogat*, vol. 14, p. 302-307, 1966.
- [35] R. Benhamoud, « Analyse par la méthode FDTD de structures guidantes contenant un substrat composite diélectrique –ferrite », thèse de magister, UNIVERSITE MENTOURI CONSTANTINE, 2008.
- [36] J. Bérenger, « *Three-dimensional perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves* », *J. Comput. Phys*, vol. 127, n° 2, pp. 363-379, 1996.

- [37] F.T. Ulaby, R.K. Fung. *Microwave remote sensing active and passive*, volume 2. Addison-Wesley Publishing Company, Reading, Massachusetts, 1982.
- [38] G. Mur, « Absorbing boundary conditions for the finite difference approximation of the time domain electromagnetic field equations », *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 23, n° 4, p. 377-382, 1981.
- [39] B. Engquist and A. Majda, « *Absorbing boundary conditions numerical simulation of waves* », Proceedings of the National Academy of Sciences, Applied Mathematical Sciences ,vol. 74, n° 5, pp. 1765-1766, 1977.
- [40] J. P. Bérenger, « A perfect matched layer for the absorption of electromagnetic waves », *J ComputPhys*, vol. 114, n° 2, p. 185-200, 1994.
- [41] Z. Kebci, « *Modélisation FDTD de Nanostructures métalliques périodiques: Application à la structure AAA* », Thèse de Magistère Université Mouloud Mammeri TiziOuzou, 2012.
- [42] D. Orzan, « Couplage interne et externe entre un champ électromagnétique et un réseau de lignes multifilaires », thèse N° 1768, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1998.

Résumé

L'objectif de ce mémoire a été la caractérisation du rayonnement électromagnétique de la foudre pour un sol considéré comme parfaitement conducteur en se basant sur le développement de code de calcul élaboré sous environnement Matlab, utilisant une approche numérique fondée essentiellement sur une méthode aux différences finies, appelée FDTD (*Finite-Difference Time-Domain*). Notre apport principal dans ce travail se repose sur l'implémentation des conditions aux limites absorbantes de type PML (Perfectly Matched Layer). En effet, la caractérisation du champ électromagnétique rayonné par la foudre nécessite au préalable la connaissance de la distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour, ce dernier est lié au courant à la base du canal de foudre à travers des modèles dites « *les modèles d'ingénieur* ». Nous avons dans un premier temps abordé la modélisation du courant associé à la phase d'arc en retour ainsi que celle du courant à la base du canal. Des simulations de ces deux courants ont été ensuite effectuées, sur la base de ces modèles.

Le code développé a été ensuite validé à travers des comparaisons des résultats obtenus avec des résultats expérimentaux tirés de la littérature. Nous nous sommes ensuite intéressés par la comparaison de nos résultats obtenus à travers notre code de calcul basé sur la méthode FDTD utilisant les conditions aux limites absorbantes PML avec ceux obtenus en utilisant la même méthode mais adoptant des conditions aux limites absorbantes de Mur du premier ordre. Cette comparaison a montré l'avantage de l'efficacité de ces limites parfaitement absorbantes.

ملخص

هدف هذه المذكرة هو تحديد خصائص الإشعاع الكهرومغناطيسي للبرق في وجود أرضية ناقليه تماما استناداً إلى إعداد برنامج حاسوب يعتمد أساساً على الطريقة الرقمية (FDTD). وتستند مساهمتنا الرئيسية في هذا العمل على تطبيق شروط الحدود الممتصة «PML» في الواقع وصف المجال الكهرومغناطيسي المنبعث من البرق يتطلب مسبقاً معرفة التوزيع الزمني والمكاني للتيار الكهربائي للصاعقة هذا الأخير مرتبط بنظيره الموجود أسفل القناة من خلال نماذج تسمى « **Modèles d'ingénieur** ». في البداية قمنا بصياغة نموذج للتيار الكهربائي الموزع عبر قناة الصاعقة والمرتبطة بتيار الكهربائي الموجود أسفل القناة ثم تم إجراء محاكاة لهذين التيارين على أساس هذه النماذج. تم التأكد من صحة رمز من خلال مقارنة النتائج المتحصل عليها بنتائج التجريبية مأخوذة من المراجع. وفي الأخير قمنا بمقارنة النتائج من خلال رمز جهاز الكمبيوتر على أساس أسلوب نهايات الفروق الحدية باستخدام شروط الحدود الممتصة «PML» مع النتائج المتحصل عليها من خلال تطبيق الشروط الحدية «Mur» من الدرجة الأولى. وأظهرت هذه المقارنة دقة مميزة وفعالية الحدود الممتصة «PML».