

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE 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 ELECTRIQUE



MEMOIRE DE FIN D'ETUDES

Pour l'obtention du diplôme de Master

Domaine : Sciences et Technologie

Filière : Electrotechnique

Spécialité :

Réseaux Electriques

THÈME

**Application du nouveau modèle MTLE révisé dans la
caractérisation du rayonnement EM de la foudre interconnectée
avec un objet élevé, étude théorique et simulation**

Préparé par : Ammour Maroua

Lemtouche Karim

Devant le Jury :

Nom et prénoms	Grade	Qualité
K.BELHACEL	MAA	Président
K.HABRI	MAA	Examineur 1
A.MOHTARI	MAA	Examineur 2
A.LAKHDAR	MCB	Encadreur

2022-2023

REMERCIEMENT

Tout d'abord, nous remercions Allah le Tout-Puissant de nous avoir donné la volonté et le Pouvoir d'accomplir ce modeste travail, et pour sa grâce tout au long de notre vie.

Nous aimerions remercier notre encadreur

Dr. LAKHDAR Asmaa de nous avoir guider jusqu'à la fin.

Nous exprimons notre gratitude au membre du jury pour avoir accepté d'évaluer notre travail.

Nous tenons à exprimer nos remerciements les plus sincères à nos familles respectives et nos collègues.

DÉDICACE

Au nom d'ALLAH qui nous a illustré le chemin du savoir et de la sagesse.
Je dédie ce modeste travail tout d'abord à ma très chère et douce mère qui m'a toujours
Encouragée, à mon très cher père qui m'a soutenue le long de mes études.
A tous ceux qui m'ont aidé de près ou de loin

Ammour Maroua

Je dédie particulièrement et en premier lieu ce mémoire a une femme d'exception, qui depuis
le jour où je suis né, n'a jamais cessé de m'aimer, de me soigner, de consoler mes peurs et de
Prendre soin de moi. De son amour set née ma personnalité, ma tendre mère.

A mes frères,

A ceux qui ont doublé mes joies, et réduit mes peines, qui me connaissent très bien, et qui m'aiment
quand même, mes amis.

Lemtouche Karim

Résumé

Dans ce travail, nous avons présenté une étude théorique du phénomène de la foudre et de son impact sur les systèmes électriques et électroniques et en particulier la vie des êtres vivants, qui reste un impact néfaste et désastreux qui nécessite un bon système de protection, cela n'est possible que si les données expérimentales et la caractérisation numérique sont disponibles et concordent ensemble, d'où l'objectif principal de notre mémoire la contribution a une meilleure caractérisation par simulation en appliquant notre modèle MTLE révisé de la distribution spatiotemporelle du courant le long du canal et le long de l'objet élevé, et qui s'est révélé être fiable et a reproduit une meilleure allure du champ calculé en comparaison avec celui mesuré contrairement aux deux modèles classiques.

Mots-clés : compatibilité électromagnétique, foudre sur un objet élevé, méthode FDTD-2D, effets Doppler

Tables de matières

Sommaire

Liste des figures

Liste des tableaux

Introduction générale1

Chapitre I : Etude théorique sur la foudre

I.1 Introduction.....3

I.2 Mécanisme de formation du phénomène de foudre.....3

I.2.1 Explication physique de la formation d'un nuage orageux.....3

I.2.2 Different types de décharges de foudre.....5

I.3 Effets de la foudre.....6

I.3.1 Effets électriques6

I.3.2 Effets électromagnétiques.....6

I.3.3 Effets thermiques.....7

I.3.4 Effets électrodynamiques.....7

I.4 Etudes expérimentales de la foudre7

I.4.1 Moyens de mesure7

I.4.1.1 Tours instrumentées8

a.Tour d'Ostankino à Moscow.....9

b. Tour CN à Toronto9

c.Tour Peissenberg en Allemagne 10

d.Tour Gaisberg en Autriche..... 11

e. Tour Skytree au Japon 12

I.4.1.2 Déclenchement artificiel de la foudre	13
a. Site de Saint Privat D'Allier en Haute Loire, France	14
b. Site du Centre spatial Kennedy en Floride	14
c. Site Conghua, Guangdong, Chine.....	15
I.4.1.3 Estimation indirecte des courants à partir des systèmes de détection de la foudre LLS	15
a.Moulin à champ au Centre spatial Kennedy de Floride.....	15
a.Détecteur de foudre au Centre spatial Kennedy de Floride	16
b.Mesure par Satellite	16
I.5 Systèmes de protection contre la foudre.....	16
I.5.1 Systèmes de protection contre les effets directs de la foudre.....	17
I.5.2 Systèmes de protection contre les effets indirects de la foudre.....	19
I.6 Conclusion	20

Chapitre II: Modélisation du champ électromagnétique en présence d'un objet élevé

II.1 Introduction	21
II.2 Modélisation du courant à la base du canal	21
II.2.1 Modèle bi-exponentiel.....	21
II.2.2 Modèle d' Heidler.....	22
II.2.3. Modèle Hybride	24
II .3 Expression analytique de la distribution du courant le long du canal de foudre...	25
II.3.1 Modèle RLC.....	25
II.3.2 Modèle électromagnétiques.....	25
II.3.3 Modèles d'ingénieur	25
II.3.3.1. Modèle de Bruce et Gold (BG).....	26

II.3.3.2	Modèle "Ligne de Transmission" (Transmission Line, TL).....	26
II.3.3.3.	Modèle de "ligne de transmission modifié" (Modified Transmission Line, MTL model).....	27
II.3.3.4	Modèle « Source de Courant Mobile » (Travelling Current Source, TCS) ..	28
II .4.	Expression analytique de la distribution du courant en présence d'objet élevé...	29
II.4.1	Modèles issus de la théorie des antennes (AT)	29
II.4.2	Modèle du circuit électromagnétique Hybride.....	30
II.4.3	Généralisation des Modèles ingénieurs	30
II.4.3.1	Modèle de Rachidi et al.....	31
II.4.3.2	Modèle de Baba et Rakov	35
II.4.3.3	Modèle révisé de l'arc en retour en présence de tour.....	36
II.5	Rappel théorique sur l'Effet Doppler	37
II.6	La différence entre les trois modèles.....	38
a.	Modèle de Rachidi et al	38
b.	Modèle de Baba et Rakov	39
c.	Modèle révisé.....	39
II.7	Conclusion.....	40

Chapitre III: Simulation du champ électromagnétique en présence d'un objet élevé

III.1	Introduction	41
III.2	Méthode de Modélisation du champ électromagnétique rayonné par la foudre...	41
III.3	Modèle pour la distribution spatiotemporelle du courant le long du canal et le long de la tour	44
III.4	Résultats de simulation et discussions	45
III.4.1	Champ électrique vertical au niveau et au-dessus d'un sol.....	47

III.4.2 Champ électrique vertical en-dessus d'un sol. 47	III.4.3 Comparaisons entre le champ électrique vertical mesuré et calculé par le modèle MTLE révisé	48
III.4.4 Champ magnétique au-niveau et au-dessus d'un sol		49
III.4.5 Champ magnétique au-dessus et a niveau d'un sol		50
III.4.6 Champ électrique radial au niveau d'un sol		51
III.5 conclusion.....		52
Conclusion générale.....		52
Références bibliographiques		54

Liste de figures

Chapitre I : Etude théorique sur la foudre

Figure I. 1: Aspect de l'électrisation du nuage	4
Figure I. 2 : Différents types de décharge selon la classification de Berger.....	5
Figure I. 3 : Quatre pics de courant mesurés pour 13 coups de foudre sur l'Empire State Building adopté par McEchern	8
Figure I. 4: Formes du courant mesuré à 533m, 272m et 47m sur la tour d'Ostankino, Moscow	9
Figure I. 5: Exemple de mesure de courant de foudre en utilisant une tour instrumentée. Tour CN à Toronto au Canada	10
Figure I. 6: (a) La tour Peissenberg, (b) Courant mesuré au sommet et à la base de la tour.	11
Figure I. 7: Courant mesuré à la base de la borne d'air installée sur le sommet du GBT 316 sur la tour Gaisberg	12
Figure I. 8: Formes d'ondes du courant mesuré à 497 m pour les événements observés le 18 mai 2012 et le 6 août 2013 sur la tour Skytree à Tokyo, (Saito et al. 2015)	13
Figure I. 9: Système de déclenchement artificiel de la foudre	13
Figure I. 10: Exemple de protection par tige simple	17
Figure I. 11: Exemple de protection par cage maillée	18
Figure I. 12: Exemple de protection par fil tendu	18
Figure I. 13: Exemple de parafoudre à gaz	19
Figure I. 14: Exemple de réseau de varistances	19

Chapitre II : Modélisation du champ électromagnétique en présence d'un objet élevé

Figure II. 1: Courant à la base du canal de foudre (normalisé), correspondant au premier arc en retour et à l'arc en retour subséquent, calculés à l'aide du modèle bi exponentiel	22
--	----

Figure II. 2: Courant à la base du canal d'un arc subséquent typique correspondant aux modèles d'Heidler et le modèle bi-exponentiel	24
Figure II. 3: Distribution spatiale et temporelle du courant d'arc en retour pour le modèle BG.....	26
Figure II. 4: Distribution spatiale et temporelle du courant d'arc en retour pour le modèle TL.....	27
Figure II. 5: Distribution spatiale et temporelle du courant de l'arc en retour subséquent pour le modèle MTLL	28
Figure II . 6: Distribution spatiale et temporelle du courant de l'arc en retour subséquent pour le modèle MTLE.....	28
Figure II. 7: Distribution spatiale et temporelle du courant d'arc en retour pour le modèle TCS.	29
Figure II. 8: Principe physique du modèle proposé par Rachidi et al.	32
Figure II. 9: Distribution spatiotemporelle du courant.	32
Figure II. 10: Géométrie adoptée pour le calcul du champ électromagnétique de la foudre.	33
Figure II. 11: Principe physique du modèle proposé par Baba et Rakov	36
Figure II.12: Principe physique du modèle de distribution spatiotemporelle du courant révisé	37

Chapitre III : Simulation du champ électromagnétique en présence d'un objet élevé

Figure III. 1: Domaine de calcul à deux dimensions (2D) avec un système à coordonnées cylindriques	42
Figure III. 2: Configuration proposée, tour 168m, $\rho_t = -0.53$, $\rho_g = 0.7$ $\sigma = 0.01 \text{ S/m}$	46
Figure III. 3: Comparaison entre le champ électrique vertical, calculé à 198 m de la tour Peissenberg à l'aide du modèle MTLE révisé , Rachidi et al , Baba & Rakov (au niveau du sol (a) et au dessus d'un sol (b) de 10 m caractérisé par une conductivité finie).....	47

Figure III. 4: Comparaison entre le champ électrique vertical, calculé à 198 m de la tour Peissenberg à l'aide du modèle MTLE révisé , Rachidi et al , Baba & Rakov (en dessous d'un sol de conductivité finie).	48
Figure III. 5: Comparaison entre le champ électrique vertical, mesuré à 198 m de la tour Peissenberg et celui calculé à l'aide du modèle MTLE révisé (au dessus et au niveau d'un sol de conductivité finie).	49
Figure III. 6: Comparaison entre le champ magnétique, calculé à 185 m de la tour Peissenberg à l'aide du modèle MTLE révisé , Rachidi et al , Baba & Rakov (au-niveau d'un sol (a)et au dessus d'un sol (b) de conductivité finie).	50
Figure III. 7: Comparaison entre le champ magnétique, mesuré à 185 m de la tour Peissenberg et celui calculé à l'aide du modèle MTLE révisé (au-dessus et au niveau d'un sol de conductivité finie).	50
Figure III. 8: Comparaison entre le champ électrique radial, calculé à 198 m de la tour Peissenberg à l'aide du modèle MTLE révisé , Rachidi et al , Baba and Rakov (au niveau d'un sol de conductivité finie).	51

Liste des tableaux

Chapitre II : Modélisation du champ électromagnétique en présence d'un objet élevé

Tableau II. 1: Paramètres de la fonction bi exponentielle simulant le courant de foudre à la base du canal	22
Tableau II. 2: paramètres du courant de foudre à la base du canal en adoptant la fonction d'Heidler	24
Tableau II. 3: Paramètres du courant de foudre à la base du canal en adopté par Nucci ..	25
.....	
Tableau II. 4: Paramètres du courant non contaminé à la base du canal, $i_0(t)$	31

Chapitre III : Simulation du champ électromagnétique en présence d'un objet élevé

Tableau III. 1: les paramètres du courant de l'arc en retour subséquent	44
--	----

Symboles et abréviation

Symboles et abréviation :

α, β, γ et δ : Constantes de temps.

τ_1 : Temps de montée de l'impulsion du courant.

τ_2 : Durée de l'impulsion du courant.

n : Exposant variant de 2 à 10.

η : Facteur de correction de l'amplitude du courant.

I_{01}, I_{02} : Amplitude du courant à la base du canal.

η_1, η_2 : Facteur de correction de l'amplitude du courant.

$U(t)$: Fonction de Heaviside égale à l'unité pour $t \geq z' / v_f$ et zéro ailleurs.

$P(z')$: Facteur d'atténuation.

V_f : Vitesse du front de l'arc en retour.

v : Vitesse de propagation de l'onde du courant.

Z_g, Z_t et Z_{ch} : Les impédances caractéristiques à la base de la tour.

ϵ_0 : Est la permittivité diélectrique du vide.

μ_0 : Perméabilité magnétique du vide.

c : Vitesse de la lumière.

R : Distance du dipôle au point d'observation.

r : Distance horizontale entre le canal de foudre et le point d'observation P.

E_r, E_z : Champ électrique radial et vertical respectivement.

H_ϕ : Champ magnétique azimutal.

Δr et Δz : Les pas spatiaux.

Δt : Le pas temporel de propagation.

i, j et n : Les incréments dans l'espace et dans le temps.

Introduction générale

Introduction générale

Le phénomène de la foudre fascine l'homme depuis des milliers d'années, c'est un phénomène spectaculaire à observer. De nombreux récits de vie ancienne montrent que l'homme a toujours été fasciné par les orages, que ce soit les éclairs ou le tonnerre. La science tente actuellement d'en savoir plus sur les origines du phénomène de la foudre, sachant que son mécanisme exact n'est pas encore entièrement compris. Les chercheurs ont mis au point des études à l'aide de technologies de pointe, comme des objets élevés, qui constituent un très bon moyen de recueillir des données sur le courant de foudre.

Le coup de foudre est une décharge électrique se produisant dans un grand intervalle d'air dont les électrodes sont d'une part un nuage orageux chargé et d'autre part la terre. Est la première tentative sérieuse d'étude sur la nature de la foudre a été donnée par Benjamin Franklin il y a plus de 250 ans, à travers son expérience du cerf-volant, en 1752.

L'impact direct de la foudre sur une installation électrique est équivalent à un générateur de courant très fort (10 à 100 kA et plus), provoque une surtension considérable et une onde de courant de plusieurs milliers d'ampères sur une ligne et une remontée de potentiel électrique de la terre entraînant ainsi des surtensions dans les câbles souterrains et les prises de terre. Additionné à son rayonnement électromagnétique de plusieurs milliers de Volts par mètre à plus d'un kilomètre de son point d'impact qui crée des surtensions sur les équipements électriques.

L'ampleur des effets électromagnétiques causés par la foudre est toujours dangereuse pour la vie des êtres vivants, le réseau électrique et tout système électrique ou électronique. Il est donc indispensable de mettre au point un système de protection à la fois efficace et fiable contre les problèmes liés au couplage électromagnétique de la foudre avec les installations électriques et les équipements informatiques, ce qui n'est possible que si l'on dispose de données expérimentales sur la vitesse et le courant de l'arc en retour.

Dans cette étude, nous présentons l'application du nouveau modèle MTLE révisé pour la caractérisation du rayonnement électromagnétique (EM) associé à la foudre interconnectée avec un objet élevé. Nous combinons une approche théorique et des simulations numériques pour mieux comprendre les phénomènes physiques impliqués et évaluer les performances du modèle MTLE révisé.

La foudre interconnectée avec un objet élevé peut entraîner une décharge d'énergie électromagnétique significative, ce qui peut avoir des conséquences sur les systèmes électroniques sensibles à proximité. Par conséquent, il est crucial de caractériser avec précision le rayonnement EM émis lors de ces événements.

Notre mémoire est subdivisé en trois chapitres :

Le chapitre I entame une généralité sur le phénomène de foudre ainsi qu'à ses effets qui peuvent être destructeurs. Il présente également les mesures expérimentales du courant de foudre à l'aide de différents

moyens de mesures et les moyens de protection contre ce phénomène (Cage de Faraday, parafoudre, etc..).

Le deuxième chapitre est réservé à la modélisation du champ électromagnétique de la foudre. En premier lieu, nous décrivons les différentes classes des modèles de l'arc en retour plus précisément les modèles d'ingénieur, nous aborderons ensuite les approches mathématiques utilisées dans la littérature pour le calcul du champ électromagnétique de la foudre.

Dans le chapitre III nous présentons la simulation du champ électromagnétique de la foudre en présence d'objets élevés, l'étude et l'analyse du comportement du rayonnement de la foudre en présence d'un objet élevé sont effectuées par la méthode FDTD-2D, en appliquant les trois modèles de la distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour. Ou nos résultats seront comparés avec ceux mesurés.

Et enfin nous terminerons avec une conclusion générale.

Chapitre I :
Etude théorique de la foudre

I.1 Introduction

La foudre est un phénomène naturel dangereux, imprévisible et inévitable qui peut avoir un impact significatif sur les systèmes électriques (destruction ou panne d'équipement), c'est donc le principal phénomène naturel qui génère des perturbations électromagnétiques.

L'étude et la caractérisation du rayonnement électromagnétique de la foudre est importante pour protéger contre les troubles électromagnétiques qui affectent le bon fonctionnement des réseaux électriques, des installations électriques, des dispositifs électroniques et des dispositifs de contrôle. Cela n'est possible qu'en déterminant les caractéristiques du courant de foudre.

Ce chapitre vise à connaître l'origine et les moyennes des mesures de foudre et ses effets directs ou indirects ainsi qu'aux moyens de s'en protéger.

I.2 Mécanisme de formation du phénomène de foudre

La foudre est une très violente et brève décharge d'électricité, équivalente à une immense étincelle (un courant transitoire de très forte amplitude) de plusieurs kilomètres de long qui traverse l'espace atmosphérique depuis la masse des nuages orageux électrisés jusqu'au sol [1].

La formation des orages déclenchant la foudre peut sembler incompréhensible, cependant, il est nécessaire d'aller dans l'espace pour trouver le principal générateur d'énergie de la formation des orages qui n'est autre que le soleil, ses rayons atteignent la terre et puis la réchauffe, et le fait que la terre décrit une orbite presque circulaire autour du soleil et sur elle-même ceci lui permet d'avoir différentes saisons et températures [2].

Pour qu'un orage naisse et se forme, trois facteurs essentiels doivent être présents : l'humidité, l'instabilité et un déclencheur dynamique provoquant le soulèvement de l'air de la zone chaude et humide de la vaste couche de la troposphère vers la zone froide de haute altitude. Tout ça peut être réalisé grâce à la convergence des vents de surface dans une région donnée [2].

I.2.1 Explication physique de la formation d'un nuage orageux

A l'intérieur du nuage entre 0 et -20°C les gouttes d'eau surfondues (malgré que la température soit négative, l'eau reste sous forme liquide [1]) entrent en contact avec les cristaux de glaces retenus par le courant ascendant qui se sont formés vers -20 et -40°C , [1] celles-ci gèlent spontanément pour former des grains de grésil qui au fur et à mesure qu'ils rencontrent d'autres cristaux augmentent de volume. Ils deviennent trop lourds pour continuer à rester en suspension dans le nuage, ils retombent alors dans leur chute, puis rencontrent et percutent d'autres grains de grésil mais aussi de simples cristaux [1].

Lors de ces chocs, les grains de grésil arrachent des électrons, les grains deviennent alors négatifs, les cristaux de glace eux deviennent positifs. Comme les grains de grésils tombent et que les cristaux, plus légers, sont emportés par les courants d'air ascendants, la base du cumulonimbus sera négative, le sommet du nuage (l'enclume) lui sera positif. Par ailleurs, le rayonnement du soleil envoi des ondes électromagnétiques en permanence, ce taux d'ondes dépendra du soleil lui-même. Aussi lorsque des orages se forment, ceux-ci en absorbent une très grande partie ce qui favoriserait l'augmentation de la différence de charges avec la terre [1].

Le sol réagit à son tour, des précurseurs (étincelles) trouvent leurs chemins en partant du sol et se dirigeant vers les nuages, ces précurseurs sont appelés : traceurs ascendants [1]. Dans la figure I.1 on présente l'aspect de l'électrisation du nuage [3].

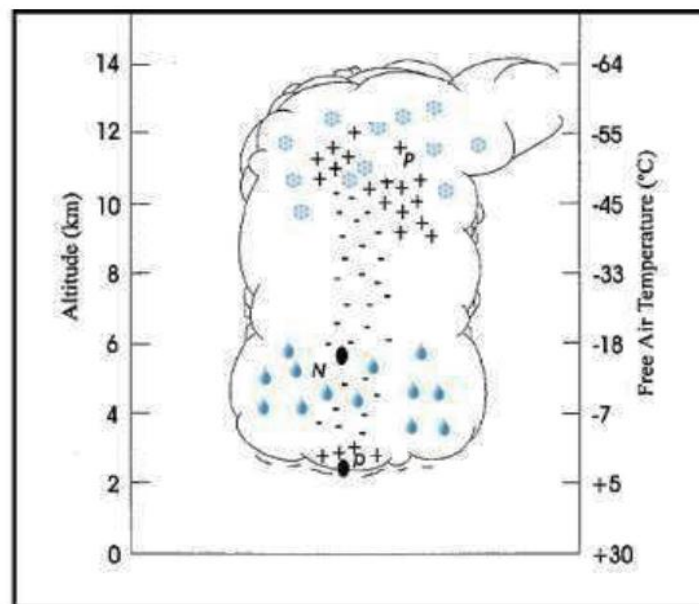


Figure I. 1: Aspect de l'électrisation du nuage [3].

Quand les traceurs ascendants et descendants se rencontrent, un canal se forme, le courant circule brusquement. Il chauffe l'air à plus de $30\,000^{\circ}\text{K}$ c'est ce qui provoque l'éclair [1]. Mais pendant la descente du traceur principal, les charges veulent se propager au plus vite vers le sol en prenant diverses directions, de ce fait d'autres petits traceurs se forment (ramifications), lors de la rencontre avec le traceur ascendant, l'éclair apparaîtra, mais l'électricité des ramifications va remonter et passer par le canal principal, l'éclair apparaîtra plusieurs fois ! Lorsque l'on observe un orage, il n'est pas rare de voir 3, 4 ou 5 fois (même plus) l'éclair [1].

I.2.2 Différent types de décharges de foudre

Les décharges de la foudre se distinguent par deux catégories suivant la direction ascendante ou descendante du traceur qui déclenche la décharge ,et d'autre part le signe de la charge portée à l'extrémité du traceur ,positive ou négative [4], ainsi le canal ionisé dans l'air constitue la première phase de développement de la décharge . Selon l'origine du traceur, le coup de foudre sera descendant ou ascendant . Un coup de foudre est dit descendant , lorsque le traceur se développe à partir du nuage, il est ascendant lorsque le traceur se propage à partir du sol [4].

Cependant ,90% des coups de foudre sont de types négatifsque ça soit descendants ou ascendants, et les 10% restantes représentent des décharges électriques déclenchées par traceurs positifs ascendants ou descendants [4].

Berger [5], a pu classifier quatre types de coup de foudre (voir figure I.2) pouvant se produire une fois que le nuage est chargé et prêt à produire un éclair nuage-sol :

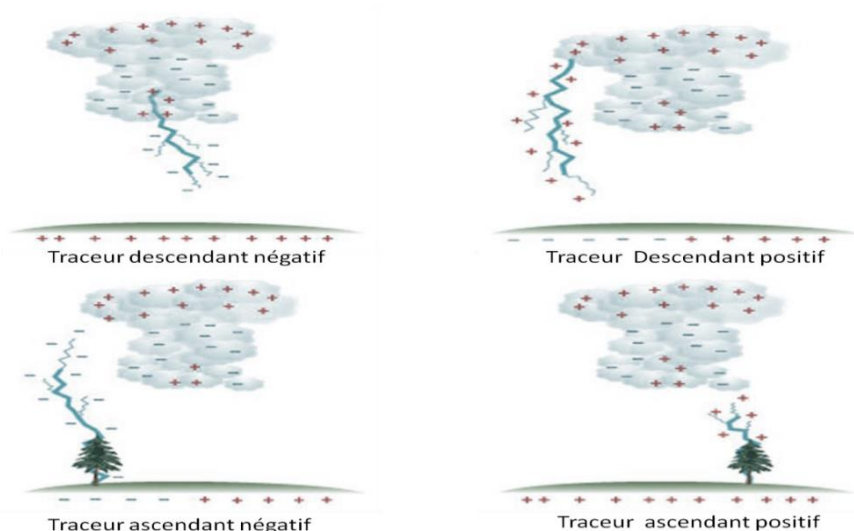


Figure I. 2 Différents types de décharge selon la classification de berger [5].

Les décharges nuage-sol montrées à gauche de la figure I.2 sont déclenchées par des traceurs descendants chargés négativement ou chargés positivement.

La première catégorie se produit le plus souvent dans les régions tempérées, et la seconde catégorie regroupe moins 10% des décharges nuage-sol [5].

Les décharges à droite de la figure I.2 sont relativement rares et apparaissent généralement aux sommets des montagnes ou des structures longues. Elles sont déclenchées par des traceurs ascendants [5].

I.3 Effets de la foudre

Lorsque la foudre frappe un objet, le courant de foudre est un courant électrique, qui circule suivant les lois ordinaires de l'électrotechnique. Ses caractéristiques combinent plusieurs effets. Les effets qui peuvent être identifiés se classe en deux catégories :

- ◆ Les effets directs liés à la circulation du courant de Foudre.
- ◆ Les effets indirects se traduisant par des surtensions dans les éléments conducteurs et causés par le rayonnement électromagnétique de la décharge orageuse et les variations très importantes du potentiel de la terre locale [6].

I.3.1 Effets électriques

a. Surtension par conduction

Lorsqu'un coup de foudre frappe une ligne électrique, l'onde électrique se propage le long du conducteur, générant un très fort courant supplémentaire dans la ligne électrique, qui provoque à son tour une surtension. Ce phénomène entraîne presque toujours un court-circuit [7].

b. Remontées de terre

La résistivité des sols fait que les prises de terres sont résistantes ce qui provoque lors du passage du courant de foudre une montée brutale en potentiel de l'installation (Rakov, 2003) [7].

I.3.2 Effets électromagnétiques

Les effets électromagnétiques se manifestent par différents processus de couplage sur une structure : le couplage résistif (conduction, résistance de blindage des câbles, ...), le couplage par champ magnétique (boucles d'induction dans l'installation, inductances de liaison, ...), le couplage capacitif par champ électrique (antenne tiges isolées du sol, ...). Les couplages sont influencés par les mises à la terre, les liaisons d'équipotentiels, les blindages, le cheminement et la disposition des conducteurs métalliques [8][9].

Lorsqu'un coup de foudre tombe à proximité d'une ligne, le champ électromagnétique intense généré par l'arc en retour induit des surtensions, qui peuvent dans certains cas provoquer un amorçage. Les coups de foudre indirects représentent un danger plus important du fait que ce mécanisme de production de surtensions est bien plus fréquent que celui qui résulte des impacts directs [9].

I.3.3 Effets thermiques

La décharge atmosphérique produit la fusion des parties métalliques. Les coups chauds peuvent enflammer du bois sec et provoquer des incendies. On assiste à l'éclatement explosif d'arbre, de mats mauvais conducteurs, de poutres et de murailles là où s'accumule l'humidité (forte densité de courant) [9]. Dans des sols mauvais conducteurs (silice) il y a vitrification au passage du courant (formation de fulgurites). Les décharges de longue durée entraînent facilement une mise à feu. Il faut prendre garde aux mauvais contacts [9].

I.3.4 Effets électrodynamiques

Les courants électriques ayant la propriété d'exercer des forces sur les conducteurs qu'ils traversent (loi de Laplace), les effets engendrés sont dus à ces forces qui dépendent de l'intensité du courant et de la distance entre les conducteurs. Outre les forces de répulsion qui, dans de rares cas peuvent causer des déformations de conducteurs, il y a aussi des puissants efforts d'attraction entre conducteurs traversés par le courant de foudre et dont l'écartement est assez faible [10].

C'est ainsi que des antennes tubulaires minces s'écrasent et que des conducteurs parallèles s'entrechoquent. Si le courant de foudre parcourt des conducteurs électriques isolés très rapprochés, l'isolant qui les sépare est aplati [10].

Pendant un très violent coup de foudre (100 kA), ces forces atteignent 105 N par mètre de conducteur pour un écartement de 5 mm, et 103 N par mètre pour 50 cm d'écartement. Pour des écartements plus grands, les efforts devraient presque toujours être sans conséquence [10].

I.4 Etudes expérimentales de la foudre

Les scientifiques ne pouvant aller chercher la foudre à cause de sa complexité en étant imprévisible et aléatoire, s'en approcher de près pour prendre des mesures est impossible, ils ont adapté des lieux précis où la foudre frappe régulièrement par des systèmes de mesures. Où encore, ils la font venir à eux par le déclenchement artificiel de la foudre en provoquant une décharge de foudre en un point et à un instant choisi par l'expérimentateur soit par l'utilisation des systèmes de détection de la foudre (Lightning location système) LLS [2].

I.4.1 Moyens de mesure

Les techniques utilisées pour mesurer directement le courant de l'arc en retour à la base du canal sont :

1. Tours instrumentées.
2. Déclenchement artificiel de la foudre.
3. L'utilisation des systèmes de détection la foudre (LLS).

I.4.1.1 Tours instrumentées

Les chercheurs ont prêté attention au phénomène de la foudre, qui attire les objets élevés constitués de matériaux conducteurs et tranchants, ce qui les rend plus importants pour les mesures expérimentales.

En 1935, l'une des premières études expérimentales sur les courants de foudre a été obtenue à la hauteur de 380 m de l'Empire State Building situé dans l'arrondissement de Manhattan, à New York [2][11]. Le courant a été observé en utilisant l'oscillographe de la lampe à cratère (the crater lamposcillograph), des liaisons magnétiques et une caméra tournante placée à un bâtiment à une distance d'environ 780 m loin de l'Empire. La majorité des oscillogrammes ont enregistré des courants négatifs, produits par les traceurs ascendants [11].

McEachern [2][11] a été le premier à découvrir l'existence des traceurs ascendants. Dans environ la moitié des décharges, le pic de courant de l'arc en retour subséquent initié par les premiers traceurs descendants suit la phase de décharge initiale. Le courant maximal enregistré était de 58 kA, associé à un coup de foudre positif. La figure I.3 présente quatre pics de courant mesuré pour 13 coups de foudre sur l'empire State Building [2][11].

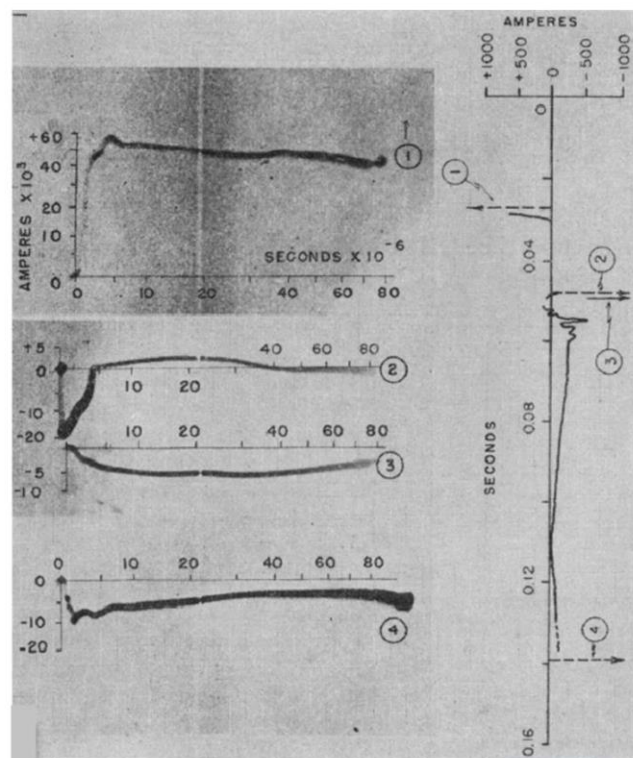


Figure I. 3 : Quatre pics de courant mesurés pour 13 coups de foudre sur l'Empire State Building adopté par McEachern [2][11].

Comme la foudre frappe souvent les objets élevés, les chercheurs utilisent aujourd'hui des tours instrumentées afin d'obtenir des données concernant le courant de coup de foudre et ses caractéristiques. Ainsi que pour le champ électromagnétique rayonné [2][11].

a. Tour d'Ostankino à Moscow

En 1963, la tour d'Ostankino, de 540 m située à Moscow, en Russie, fut construite et fut terminée en 1967. Trois capteurs de courant ont été installés à 533m, 272m et 47 m au-dessus du sol, la figure I.4 représente l'allure du courant mesuré [2][12].

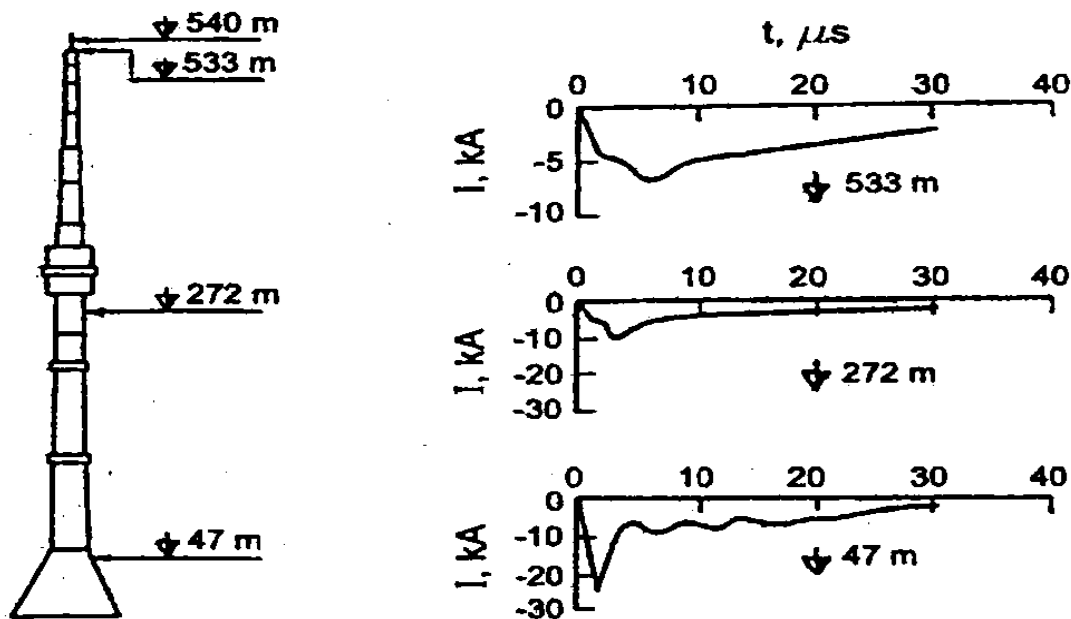


Figure I. 4: Formes du courant mesuré à 533m, 272m et 47m sur la tour d'Ostankino, Moscow [2][12].

Parmi les trois formes d'ondes présentées sur la figure I.4, nous pouvons voir que la plus grande amplitude "pic absolu" (environ 22 kA) apparaît au point d'observation le plus faible. La valeur du pic de ce courant augmente en allant du sommet vers le sol (à 533m il est de l'ordre de 8 kA, à 272m de 10kA, à 47m de 22kA) [2][12].

b. Tour CN à Toronto

La tour CN est parmi les tours les plus élevées au monde, elle est de 553.33 m de hauteur (voir la figure I.5) [2][13].



Figure I. 5:Exemple de mesure de courant de foudre en utilisant une tour instrumentée. Tour CN à Toronto au Canada [2][13].

Le courant de l'arc en retour est mesuré à 474 m et à 509 m. Les mesures effectuées en 1999 sont présentées sur la figure (I.5) [13]. On a les mêmes remarques que pour le cas précédent (La tour d'Ostankino), sauf que dans ce cas, la forme du courant est plus complexe, ceci est dû à la structure complexe de la tour CN [2][13].

c. Tour Peissenberg en Allemagne

En 1978, La tour Peissenberg de 168 m de hauteur fut construite près de Munich en Allemagne et fut utilisée jusqu'au 1999 dans les mesures du courant de l'arc en retour et leurs champs électromagnétiques associés [2][14]. Cette tour possède deux systèmes de mesure de courant de l'arc en retour à 160 m et 5m.

Ces systèmes sont capables de mesurer les variations temporelles du courant d'arc en retour simultanément, au sommet et à la base de la tour. La figure I.6 présente les formes d'ondes du courant mesuré au sommet et à la base de la tour [14].

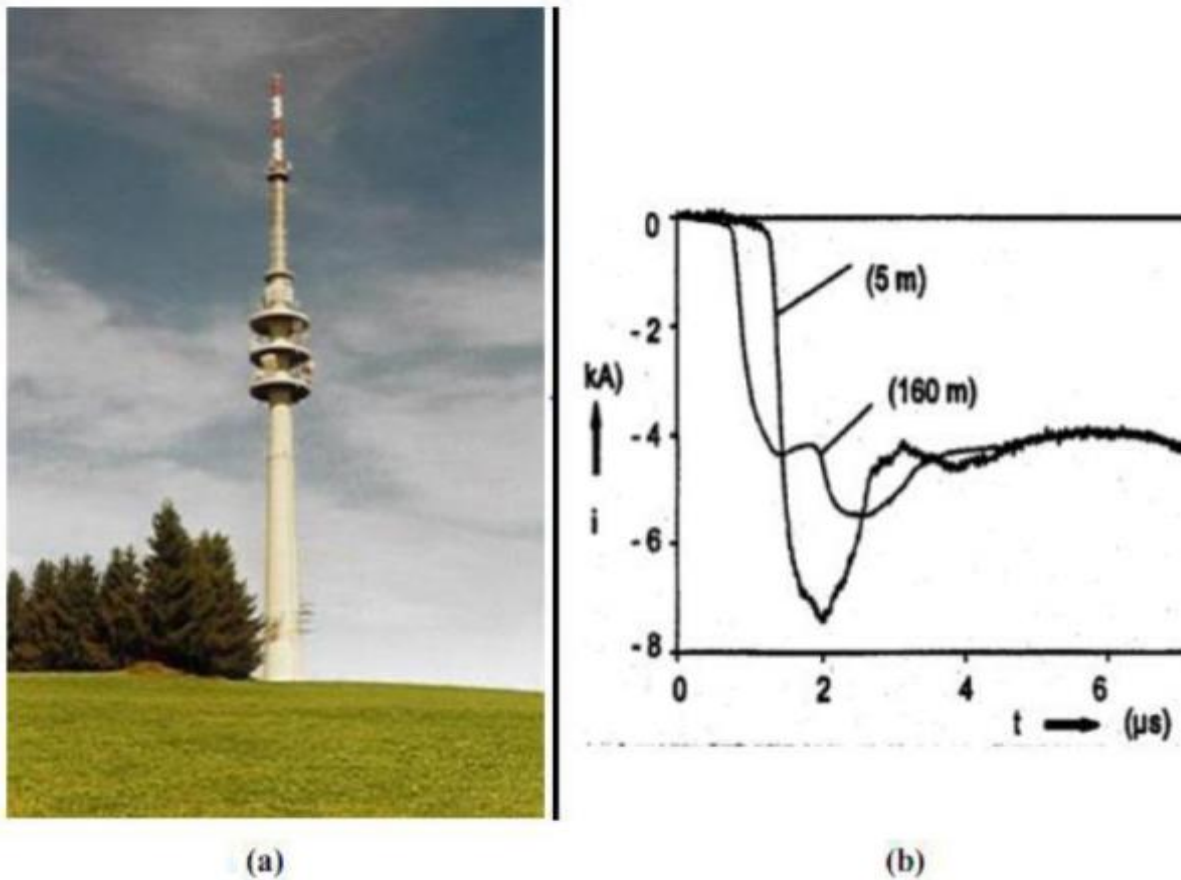


Figure I. 6:(a) La tour Peissenberg, (b) Courant mesuré au sommet et à la base de la tour [2][14].

On observe la contamination du courant par les réflexions multiples est bien mise en évidence. Durant l'exploitation de cette tour, seulement un cas d'enregistrement d'un traceur descendant négatif a été effectué, la majorité des enregistrements ont été fait à partir des traceurs ascendants positifs et négatifs [2][14].

d. Tour Gaisberg en Autriche

Le 22 Août 1956, le premier grand émetteur appelé Gaisberg Transmitter montré à la figure I.7 installé sur le Gaisberg montagne près de Salzbourg, en Autriche. Durant les années, 1980, une UHF antenne a été mis sur le dessus de la tour qui porte sa hauteur à 100 mètres [2][15].



Figure I. 7: Courant mesuré à la base de la borne d'air installée sur le sommet du GBT 316 sur la tour Gaisberg [2] [16].

e. Tour Skytree au Japon

La Tokyo Skytree est une tour japonaise de diffusion numérique, inaugurée en 2012 dans le quartier de Sumida aux abords d'Asakusa, au nord-est de la capitale. Elle est l'une des plus hautes du monde, avec un point culminant à 634 mètres. Ses deux observatoires ainsi que le centre commercial à son pied font, depuis son ouverture, partie des principales attractions de Tokyo [2][17].

La figure I.8 montre les formes d'ondes correspondantes au courant mesuré à la hauteur de 497 m de la base de tour le 18 mai 2012 et le 6 août 2013[2][17].

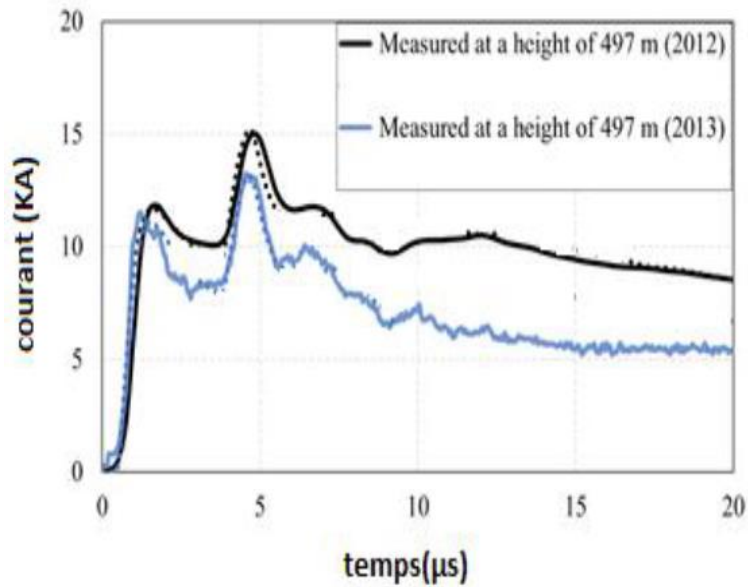


Figure I. 8: Formes d'ondes du courant mesuré à 497 m pour les événements observés le 18 mai 2012 et le 6 août 2013 sur la tour Skytree à Tokyo, (Saito et al.2015) [2][17].

I.4.1.2 Déclenchement artificiel de la foudre

Cette technique est apparue en 1960[2][17]. Le principe consiste à déclencher artificiellement des coups de foudre en lançant vers le nuage orageux une petite fusée qui déroule derrière elle un fil métallique dont l'autre extrémité est amarrée au point de mesure (voire la figure I.9). On a observé que la foudre déclenchée artificiellement est du type ascendant et présentant des propriétés semblables à la foudre naturelle frappant les structures élevées.

Cependant il y a une différence existante entre le processus classique du déclenchement artificiel de la foudre et son homologue naturel, Il faut être conscient des différences entre certaines propriétés de la foudre déclenchée artificiellement par rapport à la foudre naturelle [2][18].

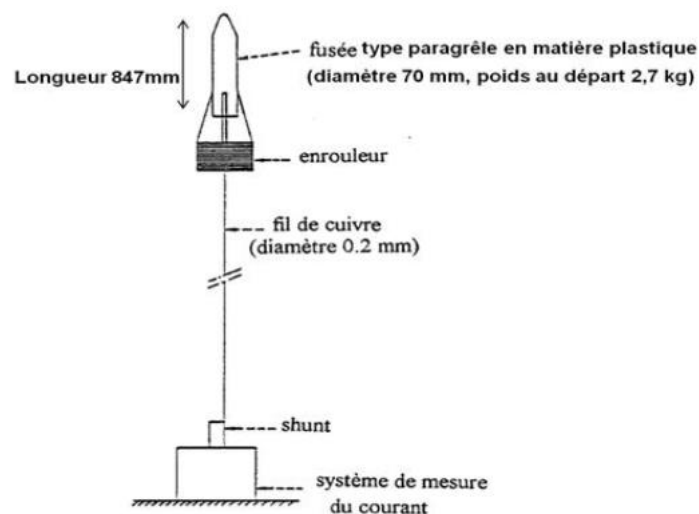


Figure I.9: Système de déclenchement artificiel de la foudre [2][19].

Le fil est enroulé à l'arrière de la fusée et relié au pas de tir et de mesure. Un sandow permet d'absorber la tension due à l'accélération du départ. Le dérouleur permet une vitesse maximale de 180 mètres/seconde. Les rampes de lancement sont constituées de simples guides cylindriques [2].

En l'absence de déclenchement, la fusée peut atteindre une hauteur de 700 mètres en 5 secondes. Mais, l'expérience a montré que la décharge de foudre rejoint la fusée pour des longueurs de fil comprises entre 50 et 500 mètres [2]. Si le déclenchement n'a pas lieu, la fusée et le fil retombent et doivent être . L'instant de tir d'une fusée est déterminé par la valeur du champ électrique au sol. Un champ électrique de l'ordre de 6 à 10 kilovolts/mètre donne un bon critère de réussite du tir [2].

a. Site de Saint Privat D'Allier en Haute Loire, France

Ce site est situé à 20 kilomètres à l'ouest du Puy-en-Velay, sur un plateau granitique à environ 1100 mètres d'altitude où le niveau kéraunique est supérieur à 30, en présence d'un sol accidenté et de faible conductivité ($\sigma = 10^{-2}$ Siemens/mètre). Cette station expérimentale a été créée en 1973, [20], époque à laquelle seuls les deux organismes qui avaient contribué à sa réalisation, Electricité de France et le Commissariat à l'Énergie Atomique, avaient la charge de son exploitation. Depuis, de nombreuses autres équipes participent aux campagnes expérimentales organisées [2].

Sa principale originalité est le déclenchement artificiel des coups de foudre par la technique "fusée-fil" dont la validité a été démontrée avec succès par le Professeur M.M. Newman [2]. Le courant de foudre est mesuré à l'aide d'un shunt coaxial résistif, sa dérivée temporelle est déterminée à l'aide d'un anneau inductif. Un moulin à champ effectue la mesure des variations lentes (supérieures à 15 millisecondes) du champ électrostatique provoquées par la décharge alors que les variations rapides sont prises en compte par une antenne capacitive à temps de réponse très court (bande passante s'étendant de quelques Hertz à 100 Kilohertz) [2]. En ce qui concerne le champ électromagnétique rayonné, les mesures sont réalisées à l'aide d'antennes capacitatives pour le champ électrique et de bobinages placés sur un barreau de ferrite pour l'induction magnétique ou bien de capteurs adaptés. Les chaînes de mesure associées ont des bandes passantes comprises entre 300 Hertz et 20 Mégahertz [2].

b. Site du Centre spatial Kennedy en Floride

Ce site se situe à l'extrémité du cap Canaveral, entre le Mosquito lagon et l'océan Atlantique, en Floride, au niveau de la mer. La région est plate d'un sol sans irrégularité et en présence de bonne conductivité ($\sigma = 5$ S/m). Le champ électromagnétique rayonné à diverses distances du point d'impact subit ainsi un minimum de déformations. De plus, le niveau kéraunique de la région est élevé et atteint 90. Les fronts

orageux se forment en général sur le continent et sont poussés vers la côte. Du fait de la latitude faible, la base du nuage est haute et le champ électrostatique au sol est faible [2]. Des mesures en foudre naturelle ont été réalisées sur ce site du fait que la fonction d'aire de lancement d'engins spatiaux du centre spatial Kennedy, a nécessité une étude précise du phénomène de foudre et de ses effets sur ce type d'installation [2].

La réussite des déclenchements artificiels de la foudre a permis une nouvelle approche du phénomène sur ce site. Ainsi, en 1985, le Rocket triggered Lightning Program (RTLTP) était lancé à l'initiative de la NASA grâce à l'expérience des équipes françaises de l'ONERA et du CEA/CENG [2].

c. Site Conghua, Guangdong, Chine

Ce site conçu pour le déclenchement artificiel de foudre se situe à Conghua, au nord de la ville de Guangzhou. En Chine [2][18]. Six lanceurs ont été mis en place pour lancer des fusées à foudre déclenchées [2].

Un fil porté par la fusée était relié à un petit paratonnerre de 4 m de hauteur et d'une résistance de mise à la terre de $6,7 \Omega$. Le contrôleur de lancement des fusées et les différents systèmes d'acquisition de données étaient exploités dans une petite maison recouverte d'une feuille de fer, située à environ 90 m au nord-ouest du petit paratonnerre et connecté à un système de mise à la terre d'une résistance de 7Ω . Le signal de déclenchement a été produit et transmis par un ensemble de système de fibres qui, au final, ouvrait une batterie de 12 V pour mettre à feu la fusée [2].

I.4.1.3 Estimation indirecte des courants à partir des systèmes de détection de la foudre LLS

Diendorfer et al. [2] [20] ont porté qu'il y a plusieurs techniques pour localiser l'activité de foudre sur les vastes zones. Les détecteurs de foudre où les capteurs de champ électrique et/ou magnétiques sont des appareils qui permettent de capter l'onde électromagnétique générée par une foudre provenant d'un orage et de mesurer les champs électromagnétiques rayonnés [2]. Il existe différents systèmes de détection de la foudre :

a. Moulin à champ au Centre spatial Kennedy de Floride

Un moulin à champ est un instrument de mesure d'un champ électrique statique. Dessus de lui, de signaler la présence d'un nuage électriquement chargé traduisant l'imminence de la foudre. Le principe

consiste à mesurer la tension alternative créée sur une électrode alternativement masquée et exposée au champ à mesurer [2] [21].

b. Détecteur de foudre au Centre spatial Kennedy de Floride

Les détecteurs de foudre les plus sophistiqués comportent une antenne à plateau horizontal et deux antennes en boucle placées orthogonalement (à 90 degrés l'une de l'autre) dans la verticale [2]. Une magnéto goniomètre détecte le champ électromagnétique émis par le coup de foudre, ce champ induisant un courant dans les boucles. Il y a un rapport entre la tension de ce signal et l'amplitude du champ magnétique qui équivaut au cosinus de l'angle entre l'antenne en boucle et la direction du coup de foudre. [2][21] Ce système peut distinguer entre les décharges nuage-sol et les autres formes de foudre ou de l'interférence par la signature électromagnétique.

c. Mesure par Satellite

La détection de la foudre par satellite artificiel s'effectue en balayant la zone de vision pour la détection des flashes lumineux produits par les orages [2]. On utilise pour cela des satellites géostationnaires comme les GOES et METEOSAT qui se situent à environ 36 000 km de la Terre. À cette distance, on peut négliger l'épaisseur de l'atmosphère et la position peut être déduite en latitude et longitude directement. Il faut cependant faire attention à la parallaxe introduite en allant vers les pôles géographiques. Le satellite peut noter plus exactement la position des éclairs et ne souffre pas du problème de discrimination de la source de la foudre étant un capteur unique. La NASA estime à 95 % son taux d'efficacité. Cependant, ses capteurs doivent effectuer un balayage complet du champ de vision avant d'envoyer l'information à un relais terrestre.[2] [21] Les données ne sont donc disponibles que toutes les 5 ou 10 minutes. Certains utilisateurs ne peuvent accepter ce genre de délai.

I.5 Systèmes de protection contre la foudre

Les systèmes de protection doivent répondre à deux objectifs :

- En cas d'impact direct sur la structure, le système de protection doit écouler le courant de foudre vers la terre en évitant des amorçages avec les différentes parties de l'installation [22].

Ce type de protection est assuré par des paratonnerres constitués par des tiges simples, des fils tendus ou encore une cage maillée.

- Limiter ou supprimer les contraintes des surtensions dans les installations. Cette protection est généralement assurée par des dispositifs composés de parafoudres à gaz, et/ou varistances [22].

I.5.1 Systèmes de protection contre les effets directs de la foudre

Ce type de protection doit assurer la maîtrise de la connexion de la foudre sur les structures afin d'évacuer une partie du courant de foudre à la terre. Elle peut être réalisée à partir de différents systèmes de captage selon le type de structure à protéger [22].

I.5.1.1 Paratonnerres à tige simple

Le paratonnerre à tige simple (ou tige de Franklin du nom de son inventeur en 1753) est constitué d'une tige simple effilée à son extrémité de manière à favoriser l'effet de pointe. Le but est de capter la foudre sur une zone donnée afin d'écouler le courant de foudre vers la terre par l'intermédiaire de conducteurs de descente. La zone de protection assurée par un paratonnerre est directement liée à sa hauteur et peut être déterminée à l'aide du modèle de la sphère fictive proposée dans la norme française NF EN 62305 type de protection est plus particulièrement réservé aux petites structures de type, pylône cheminée industrielle, mat ou cuve [22]. Comme indiqué sur la figure I.10, l'installation d'une tige simple comporte

- ◆ Une tige simple (biseautée à son extrémité).
- ◆ Un ou plusieurs conducteurs de descente.
- ◆ Un réseau de terre.

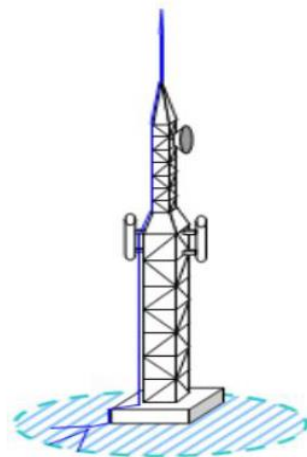


Figure I. 10:Exemple de protection par tige simple [22].

I.5.1.2 Cages maillées

Le principe d'une protection par cage maillée, consiste à favoriser la répartition et l'écoulement vers la terre du courant de foudre par un ensemble de conducteurs et de prises de terre. Une cage maillée est constituée d'un nombre important de conducteurs de descente, elle constitue de ce fait une solution

intéressante lorsque le matériel situé à l'intérieur du bâtiment est sensible aux perturbations électromagnétiques. En effet, le courant de foudre obéit à la loi de Kirchhoff, et la faible valeur du courant circulant dans les mailles permet de diminuer le couplage de type inductif [22].

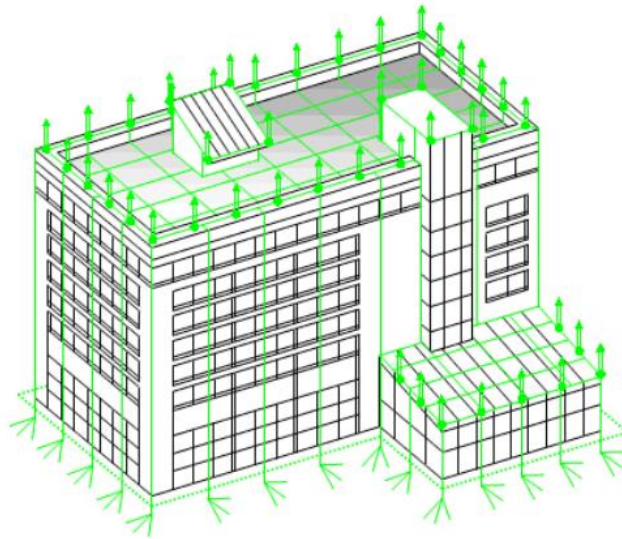


Figure I. 11:Exemple de protection par cage maillée [22].

I.5.1.3 Fil de garde ou fil tendu

Les protections réalisées à l'aide de fils de garde ou fils tendus sont principalement utilisées pour protéger des sites dont la structure ne peut pas recevoir de protection par cage maillée. On retrouve, par exemple, ce type de protection sur l'aire de lancement de la fusée Ariane, les zones de stockage, les champs de panneaux solaires, ou encore sur le réseau électrique Haute Tension. La protection est assurée à l'aide d'un conducteur nu placé au-dessus de la zone à protéger et connecté à des mats, mis à la terre comme la montre (la figure I.12) [22].

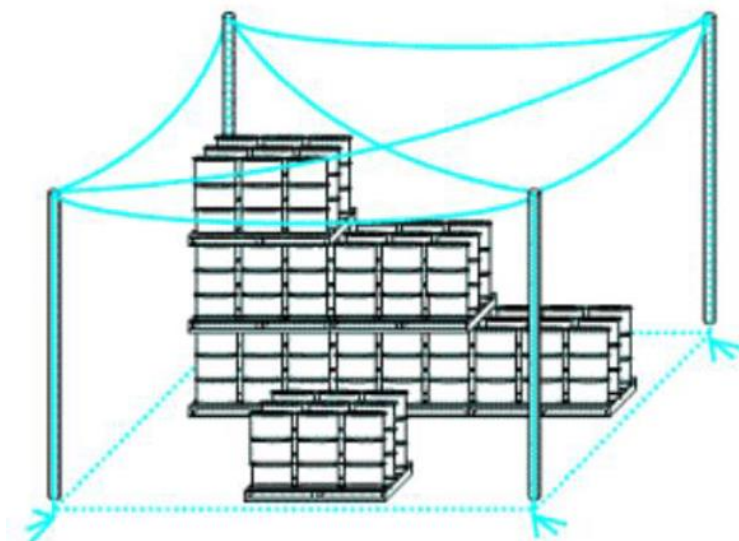


Figure I. 12:Exemple de protection par fil tendu [22].

I.5.2 Systèmes de protection contre les effets indirects de la foudre

Ces dispositifs de protection sont destinés à limiter les surtensions transitoires provoquées par la foudre sur les accès filaires. On retrouve deux types de protection pouvant être utilisées séparément ou en complément l'une de l'autre :

– Les éclateurs à gaz (figure I.13) : ils disposent d'un fort pouvoir d'écoulement et sont généralement placés en tête de câble, en entrée d'installation, et connectés entre chaque fil et la terre. Ils ont pour principal objectif d'évacuer à la terre les perturbations électromagnétiques afin de protéger les équipements connectés aux câbles et situés à l'intérieur des bâtiments. Le principal inconvénient de ce type de composant est lié à son temps de réponse et à la disparité des tensions d'amorçage qui dépendent des conditions atmosphériques environnantes.



Figure I. 13:Exemple de parafoudre à gaz [22].

-Les réseaux de varistances : un exemple de réseau de varistances est représenté sur la (figure I.14), il est composé de trois varistances à oxyde de zinc (ZnO). Les deux varistances, en bleu, assurent une protection de mode commun alors que celle représentée en rouge assure la protection de mode différentiel. Le principe de base d'une varistance est de présenter une résistance variable entre ses deux bornes afin de limiter la tension à une valeur U_p pouvant être supportée par les équipements.

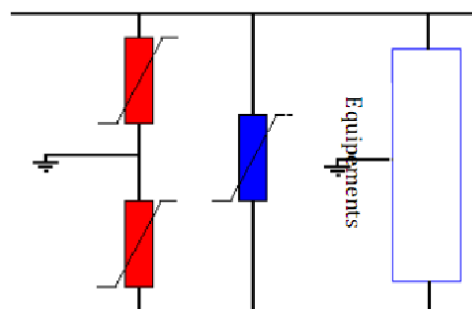


Figure I. 14:Exemple de réseau de varistances [22].

I.6 Conclusion

La foudre reste scientifiquement peu connue car étant aléatoire et imprévisible, s'en approcher est impossible pour prendre des mesures, ce qui rend la tâche des mesures expérimentales compliquée et coûteuse, les chercheurs ont développé plusieurs méthodes de collecte de données expérimentales, ces méthodes ont été citées dans ce chapitre, ainsi qu'à l'origine de la formation du phénomène de foudre, le mécanisme de formation des nuages et les différents types de traceurs. Nous avons ensuite discuté de certains effets de la foudre suivis de méthodes de protection (cage de Faraday, paratonnerre, etc.). Le chapitre qui suit, entamera les modèles mathématiques existants qui concernent le foudroiement en présence d'objets élevés.

Chapitre II :

Modélisation du champ électromagnétique en présence d'un objet élevé

II.1 Introduction

Le recours à des outils numériques pour l'analyse des problèmes de CEM est devenu une nécessité croissante afin d'avoir des résultats réalistes à partir de modèles établis. Le calcul du champ électromagnétique généré par la foudre constitue dans ce sens un grand pôle d'intérêt pour la CEM. L'enjeu de telles études est la mise en œuvre d'outils numériques pour l'ingénieurs afin d'analyser les perturbations induites par ces champs sur les systèmes électriques.

En effet ces systèmes deviennent de plus en plus vulnérables aux agressions électromagnétiques. 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 spatio-temporelle du courant de l'arc en retour.

Dans ce chapitre nous allons aborder les différents modèles mathématiques existants dans la littérature du courant de foudre.

II.2 Modélisation du courant à la base du canal

La caractérisation du rayonnement électromagnétique de la foudre nécessite une expression analytique de la forme du courant de foudre mesuré à la base du canal et une modélisation spatio-temporelle de la distribution du courant dans le canal de foudre [2].

II.2.1 Modèle bi-exponentiel

Ce modèle est souvent utilisé en raison de sa simplicité, il se prête bien à l'analyse fréquentielle du champ électromagnétique rayonné par la foudre puisque sa transformée de Fourier s'exprime analytiquement. Ainsi le courant du premier arc en retour a été modélisé par l'expression suivante [23] :

$$i(0, t) = I_0 \cdot (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t})$$

(II.1)

Quant à l'expression de l'arc en retour subséquent, elle est représentée par la somme de deux fonctions bi-exponentielle [23], elle s'écrit sous la forme suivante :

$$i(0, t) = I_{01} \cdot (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) + I_{02} \cdot (e^{-\gamma t} - e^{-\delta t}) \quad (\text{II.2})$$

Avec

I_0 , I_{01} et I_{02} : représentent l'amplitude du courant à la base du canal. α , β , γ et δ : constantes de temps

Le tableau II.1 présente les paramètres de ces deux fonctions.[24] Ces paramètres, liés au temps de montée, à la valeur de crête et à la durée de l'impulsion du courant, ont été déterminés de manière à

reproduire le plus fidèlement possible les courbes expérimentales moyennes, obtenues par Berger et al [5].

Tableau II. 1: Paramètres de la fonction bi exponentielle simulant le courant de foudre à la base du canal [24].

	Premier arc en retour	Arc en retour subséquent
$I_{01} (KA)$	33.7	14.3
$\alpha (s^{-1})$	$9.2 \cdot 10^3$	$18 \cdot 10^4$
$\beta (s^{-1})$	$4 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^6$
$I_{02} (KA)$	/	10
$\gamma (s^{-1})$	/	10^4
$\delta (s^{-1})$	/	$9.4 \cdot 10^4$

La figure II.1, présente les formes normalisées du courant en utilisant le modèle bi exponentiel et en adoptant les paramètres du tableau II.1

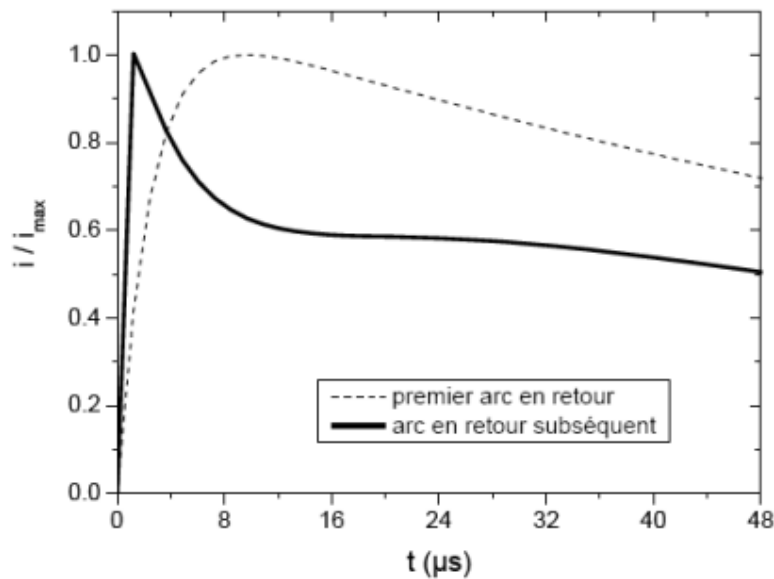


Figure II. 1: Courant à la base du canal de foudre (normalisé), correspondant au premier arc en retour et à l'arc en retour subséquent, calculés à l'aide du modèle bi exponentiel [24].

Les formes normalisées du courant à la base du canal de foudre correspondant au premier arc en retour et celui de l'arc en retour subséquent sont calculées sur une durée de $48 \mu s$ [2].

II.2.2 Modèle d'Heidler

C'est une autre expression analytique proposée par Heidler [25] pour obtenir une forme du courant à la base du canal de foudre proche de celle mesurée lors des campagnes expérimentales. Cette expression est donnée par l'équation suivante :

$$i(0, t) = \left(\frac{I_0}{\eta}\right) \left[\frac{\left(\frac{t}{\tau_1}\right)^n}{1 + \left(\frac{t}{\tau_1}\right)^n}\right] e^{-t/\tau_2} \quad (\text{II.3})$$

Avec :

I_0 : Amplitude du courant à la base du canal.

τ_1 : Temps de montée de l'impulsion du courant.

τ_2 : Durée de l'impulsion du courant.

n : Exposant variant de 2 à 10.

η : Facteur de correction de l'amplitude du courant donné par :

$$\eta = e^{-(\tau_1/\tau_2)(n\tau_2/\tau_1)^{\frac{1}{n}}} \quad (\text{II.4})$$

II.2.2.1 Modèle de la somme de deux fonctions d'Heidler

Ce Modèle est représenté par la somme de deux fonctions d'Heidler [25] [26] de type équation (II.3) et il correspond le mieux au premier pic typique du courant des arcs en retour subséquents

(Valeur du pic de courant 12 kA, dérivée maximale 40 kA/ μ s) selon les données expérimentales de Berger [5]. Les paramètres de ce courant sont consignés dans le tableau II.2

$$i(0, t) = i_1(0, t) + i_2(0, t) \quad (\text{II.5})$$

$$\text{Où : } i_1(0, t) = \left(\frac{I_{01}}{\eta_1}\right) \left[\frac{\left(\frac{t}{\tau_{11}}\right)^{n_1}}{1 + \left(\frac{t}{\tau_{11}}\right)^{n_1}}\right] e^{-t/\tau_{12}} \quad (\text{II.5a})$$

$$i_2(0, t) = \left(\frac{I_{02}}{\eta_2}\right) \left[\frac{\left(\frac{t}{\tau_{21}}\right)^{n_2}}{1 + \left(\frac{t}{\tau_{21}}\right)^{n_2}}\right] e^{-t/\tau_{22}} \quad (\text{II.5b})$$

Avec :

I_{01}, I_{02} : Amplitude du courant,

τ_{11}, τ_{21} : Temps de montée de l'impulsion du courant,

τ_{12}, τ_{22} : Durée de l'impulsion du courant,

n_1, n_2 : Exposant variant de 2 à 10,

η_1, η_2 : Facteur de correction de l'amplitude du courant.

Le tableau II. 2 présente les paramètres de la fonction d'Heidler pour simuler des arcs en retour (premiers et subséquents)

Tableau II. 2: paramètres du courant de foudre à la base du canal en adoptant la fonction d'Heidler [25]

	I_{01} (KA)	τ_{11} (μ S)	τ_{21} (μ S)	n_1	I_{02} (KA)	τ_{12} (μ S)	τ_{22} (μ S)	n_2
Premier arc en retour	28	1.8	95	2	–	–	–	–
Arc en retour subséquent	10.7	0.25	2.5	2	6.5	2.1	230	2

Figure II.2 présente la courbe du courant à la base du canal de foudre d'un arc subséquent typique correspondant aux deux modèles (Heidler et la bi exponentielle)

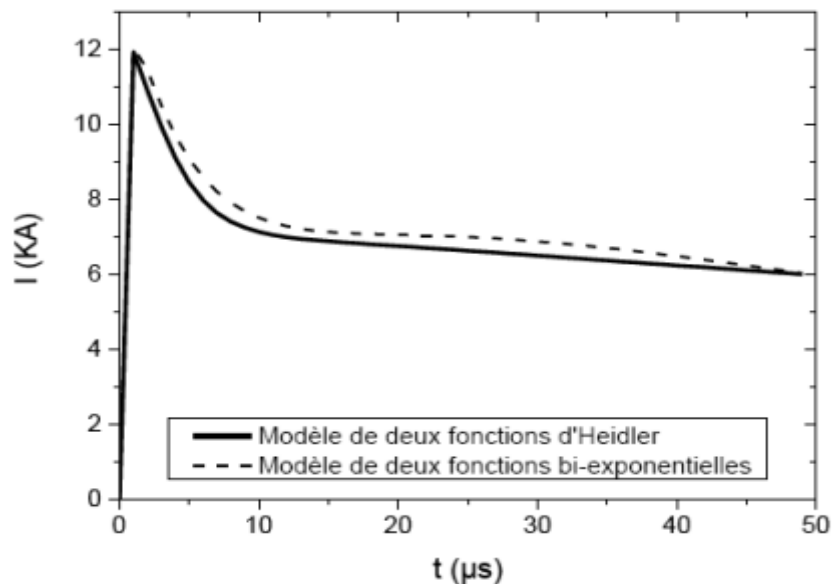


Figure II. 2: Courant à la base du canal d'un arc subséquent typique correspondant aux modèles d'Heidler et le modèle bi-exponentiel [25]

II.2.3. Modèle Hybride

Proposé par Nucci et al. [27], en 1990, comprenant la fonction d'Heidler et la fonction exponentielle. Ce modèle s'exprime à l'aide de l'expression suivante :

$$i(0, t) = \left(\frac{I_{01}}{\eta} \right) \frac{\left(\frac{t}{\tau_1} \right)^n}{1 + \left(\frac{t}{\tau_1} \right)^n} e^{\left(-\frac{t}{\tau_2} \right)} + I_{01} \left[e^{\left(-\frac{t}{\tau_3} \right)} - e^{\left(-\frac{t}{\tau_4} \right)} \right] \quad (\text{II.6})$$

Cette expression est particulièrement appropriée pour l'approximation du front du courant à la base du canal. Les paramètres de l'expression (II.6) correspondant à un courant mesuré lors d'une campagne de

déclenchement artificiel de la foudre [28]. Ce courant est caractérisé par un pic de 11 kA et un pic de la dérivée du courant d'environ 105 kA/ μ s. Le tableau (II.3) présente les paramètres à la base du canal en adopté par [27] correspondant à l'expression (II.6)

Tableau II. 3: Paramètres du courant de foudre à la base du canal en adopté par Nucci [27].

I_{01} (KA)	τ_1 (μ s)	τ_2 (μ s)	N	I_{02} (KA)	τ_3 (μ s)	τ_4 (μ s)
9.9	0.072	5	2	7.5	100	6

II .3 Expression analytique de la distribution du courant le long du canal de foudre

II.3.1 Modèle RLC

Les modèles 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 [29].

II.3.2 Modèle électromagnétiques

Est basé généralement sur une approximation d'une antenne à fil mince avec perte par rapport au canal de la foudre. Ce modèle implique une solution numérique des équations de Maxwell pour trouver la distribution du courant le long du canal à partir duquel les champs électriques et magnétiques distants peuvent être calculés [30].

II.3.3 Modèles d'ingénieur

Dans ces modèles, la physique du coup de foudre est délibérément minimisée et l'effort mis sur la recherche d'un accord entre les champs électromagnétiques prédits par le modèle et ceux observés à des distances de quelques dizaines de mètres à des centaines de kilomètres. L'avantage des modèles « d'ingénierie » est le petit nombre de paramètres ajustables, généralement un ou deux en plus du courant de base de canal mesuré ou supposé [30].

II.3.3.1. Modèle de Bruce et Gold (BG)

Il s'agit d'un des premiers modèles dans le genre est probablement le plus simple. Dans le modèle de Bruce et Gold, le courant à des hauteurs inférieures au front de l'arc en retour est égal au courant à la base du canal, à des hauteurs supérieures au front de l'arc en retour, comme dans tous les autres modèles, le courant est nul [31]. Mathématiquement:

$$I(z', t) = i(0, t) \quad z' \leq vt \quad (\text{II.7})$$

$$I(z', t) = 0 \quad z' > vt \quad (\text{II.8})$$

Avec v : la vitesse de l'onde de courant.

La distribution du courant le long du canal de l'arc en retour dans ce modèle montre une discontinuité sur le front d'onde de l'arc en retour. Une telle discontinuité implique que la charge à chaque hauteur est déplacée du canal instantanément par le front d'onde d'arc en retour (voir figure II.3)

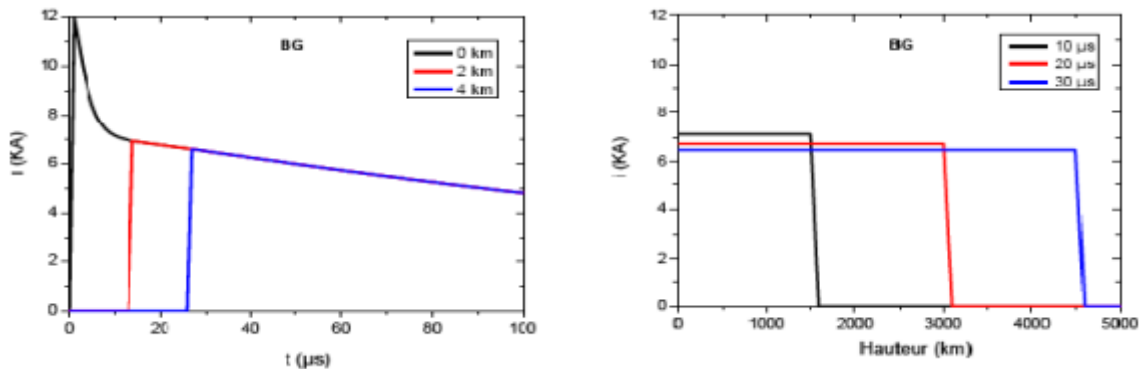


Figure II. 3: Distribution spatiale et temporelle du courant d'arc en retour pour le modèle BG [32].

II.3.3.2 Modèle "Ligne de Transmission" (Transmission Line, TL)

Ce modèle assimile le canal de foudre à une ligne de transmission sans pertes où une impulsion de courant se propage à partir du sol à la vitesse de l'arc en retour v [33]. Ce modèle fut proposé par Uman et McLain en 1969 et est largement utilisé jusqu'à ce jour. La distribution du courant est définie par:

$$I(z', t) = i\left(0, t - \frac{z'}{v}\right) \quad z' \leq vt \quad (\text{II.9})$$

$$I(z', t) = 0 \quad z' > vt \quad (\text{II.10})$$

Dans le model TL, il est supposé que le courant de foudre mesuré au niveau du sol s'écoule sans distorsion et sans atténuation sur toute la hauteur du canal de la décharge à une vitesse constant v .

Etant donné que l'intensité du courant le long du canal de foudre reste constante cela empêche tout transfert de charge entre le traceur et l'arc en retour. Or, des résultats obtenus à partir d'observations optiques ont montré que l'amplitude et la forme du courant changent en fonction de la hauteur et les

mesures des variations du champ électrique associé au traceur ont mis en évidence que le traceur est bel et bien porteur d'une certaine densité de charge [34] (voir figure II.4).

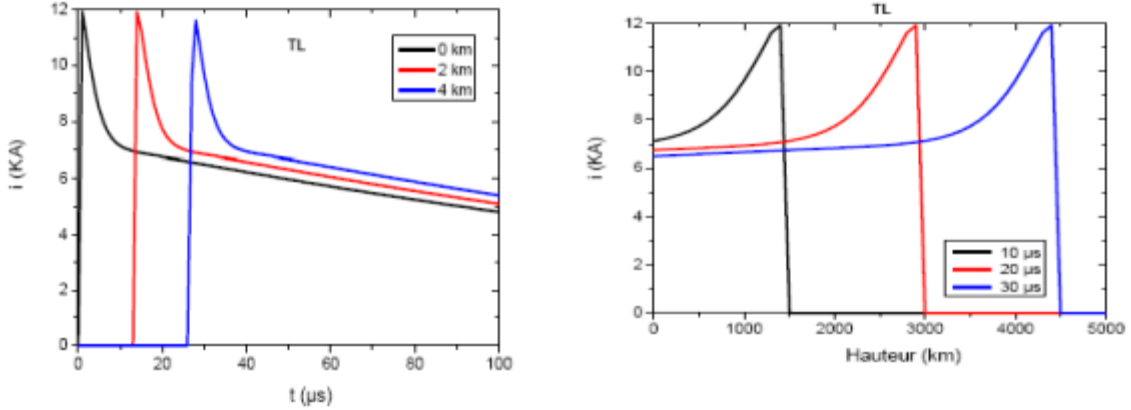


Figure II. 4: Distribution spatiale et temporelle du courant d'arc en retour pour le modèle TL [32].

II.3.3.3. Modèle de "ligne de transmission modifié" (Modified Transmission Line, MTL model)

Une modification au modèle de TL a été proposée par (Rachidi et Nucci [23]), (Nucci et al [27]). et (Rakov et Dulzon [35]) par l'ajout d'une décroissance en exponentiel " (Modified Transmission Line with Exponential decay, MTLE) Dans ce modèle la distribution spatio-temporelle du courant $i(z', t)$ est définie par :

$$I(z', t) = I\left(0, t - \left(\frac{z'}{vf}\right)\right) e^{(-\frac{z'}{\lambda})} \quad z' \leq v_f t \quad (II.11)$$

$$I(z', t) = 0 \quad z' > v_f t \quad (II.12)$$

Le paramètre λ représente le taux de décroissance de l'intensité du courant le long du canal; sa valeur égale à 2km environ, a été déterminée par (Nucci et Rachidi [23]) et par (Lin et al [36]) en utilisant des enregistrements simultanés des champs électromagnétiques à plusieurs distances. Le modèle MTLE est le plus utilisé. Le modèle des "ligne de transmission modifié par une décroissance linéaire" (Modified Transmission Line with Linear decay, MTLL). Dans le modèle de MTLL qui est proposé par (Rakov et Dulzon [35]), l'amplitude du courant décroît linéairement, tandis que le courant se propage vers le haut du canal.

$$I(z', t) = I\left(0, t - \frac{z'}{vf}\right) \left(1 - \left(\frac{z'}{H}\right)\right) \quad z' \leq v_f t \quad (II.13)$$

$$I(z', t) = 0 \quad z' > v_f t \quad (II.14)$$

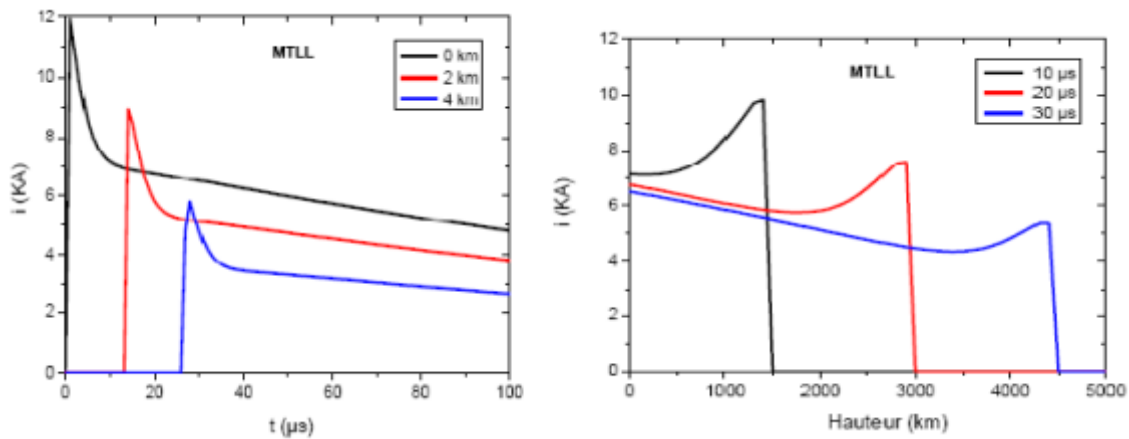


Figure II. 5: Distribution spatiale et temporelle du courant de l'arc en retour subséquent pour le modèle MTLL [32].

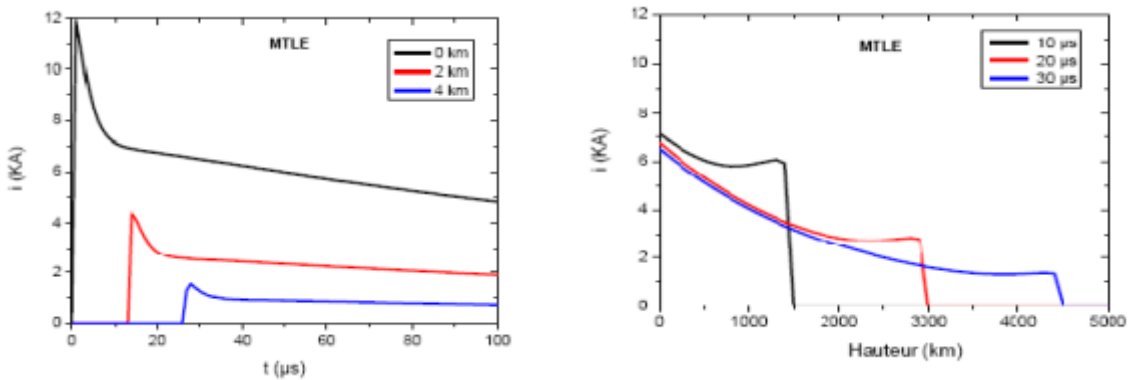


Figure II. 6: Distribution spatiale et temporelle du courant de l'arc en retour subséquent pour le modèle MTLE. [32].

II.3.3.4 Modèle « Source de Courant Mobile » (Travelling Current Source, TCS)

D'après le modèle TCS, proposé par Heidler [26] une source de courant est supposée se déplacée à une vitesse à partir du sol vers le nuage. Le courant injecté à une hauteur z' est supposé se propage vers le bas du canal à la vitesse de la lumière c . Dans ce modèle les charges du traceur sont instantanément neutralisées à l'arrivée du front de l'arc en retour. De ce fait, le courant à une hauteur z' est égale au courant à la terre à un instant précédent z'/c , exprimé comme suit :

$$I(z', t) = I\left(0, t + \frac{z'}{c}\right) \quad z' \leq vt \quad (II.15)$$

$$I(z', t) = 0 \quad z' > vt \quad (II.16)$$

Il faut noter que, bien que les modèles BG et TCS aient été conçus indépendamment à partir de différentes considérations physiques, pour le cas où dans le modèle TCS, le courant de foudre à une vitesse infinie, alors ce modèle se réduit au modèle BG.

Tout comme pour le modèle BG, la distribution du courant le long du canal TCS montre une discontinuité sur le front d'onde de l'arc en retour, ce qui n'est pas physiquement réel (voir figure II.7) [32].

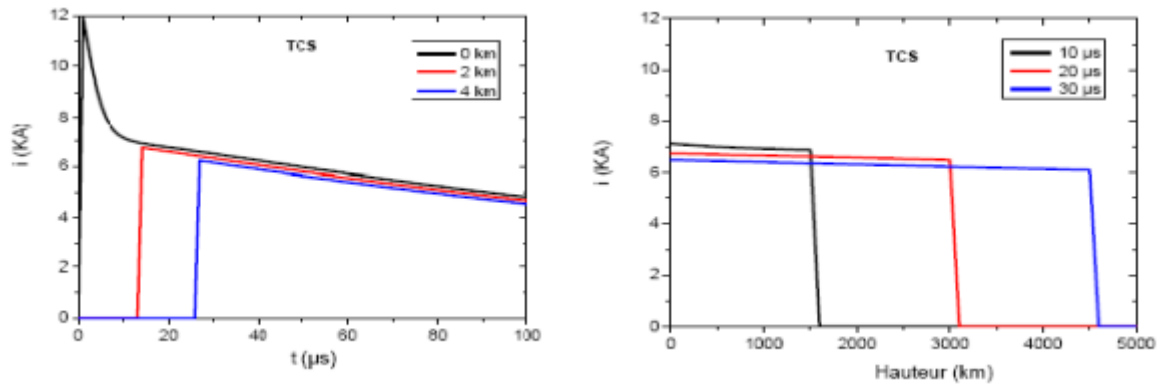


Figure II. 7: Distribution spatiale et temporelle du courant d'arc en retour pour le modèle TCS [32].

II .4. Expression analytique de la distribution du courant en présence d'objet élevé

Plusieurs modèles relatifs à la distribution spatio-temporelle du courant de foudre ont été proposés par la communauté scientifique, développés et généralisés pour tenir compte de la présence d'un objet élevé foudroyé à savoir les modèles issus de la théorie des antennes (AT) [37-38] les modèles électromagnétiques hybrides [39-40] et les modèles d'Ingénieurs [41],[42].

II.4.1 Modèles issus de la théorie des antennes (AT)

Dans les modèles issus de la théorie des antennes connus sous le nom (AT) modèles [37- 43], l'objet élevé (la tour) ainsi que le canal de la foudre sont représentés par des segments de conducteurs minces et le sol a généralement été supposé être parfaitement conducteur. Les équations de Maxwell sont numériquement résolues par la méthode des moments (MoM) qui est une technique de résolution numérique dans le domaine fréquentiel, développée dans les années 1960-1966 par Harrington [37]. Cependant, une contrainte importante dans la théorie des antennes est le temps de calcul qui peut devenir très vite prohibitif. Le premier modèle de type Théorie des antennes a été proposé par Podgorski et Landt en 1985 sur la tour CN [44,45], en présence d'un sol de conductivité finie pour une hauteur de 509m. Un peu plus-tard, en 2005, la conductivité finie du sol a été prise en compte sur la réponse transitoire de la foudre interconnectée avec une tour avec sa mise à la terre par Petrache et al [46],[47], les résultats obtenus par l'utilisation du code NEC-2 de Baba et Ishii [38] ont montré que le coefficient de réflexion de la tour est fortement affecté par la conductivité du sol.

II.4.2 Modèle du circuit électromagnétique Hybride

Les Modèles électromagnétiques ont été utilisés par les chercheurs de la foudre pour étudier les coups de foudre qui frappent des objets élevés, le modèle dit circuit électromagnétique hybride (HECM) peut être considéré comme une troisième classe de modèles basés sur la théorie électromagnétique et la théorie des circuits. [39], [40]. (HECM) l'acronyme de l'expression anglaise Hybrid Electromagnetic Circuit Model, c'est une combinaison des modèles du circuit et de la théorie électromagnétique [40]. Dans ce modèle, le champ électrique et le champ magnétique sont utilisés pour prendre en compte le couplage électromagnétique, qui est représenté en termes de quantités de circuit c.-à-d en termes de tension et courant.

II.4.3 Généralisation des Modèles ingénieurs

Pour analyser l'interaction de la foudre avec les objets élevés [41-42], les modèles d'Ingénieur utilisés pour la modélisation du courant de l'arc en retour initié du sol [48-49] (voir équation (II.17)), ont été modifiés pour tenir compte de la présence des objets élevés.

Concernant ces modèles d'ingénieurs [41]-[42], la présence d'un objet élevé foudroyé a été prise en compte en le supposant une ligne de transmission uniforme et sans perte et il est supposé que l'impulsion du courant non contaminé $i_0(t)$ est injecté dans le canal de la foudre et la tour au même instant.

L'équation (II.17) généralise les modèles d'ingénieur d'arc en retour initié au sol par Rakov [50], [48] :

$$i(z', t) = P(z') i\left(0, t - \frac{z'}{v}\right) u\left(t - \frac{z'}{v_f}\right) \quad (\text{II.17})$$

Où :

$u(t)$: la fonction de Heaviside égale à l'unité pour $t \geq z'/v_f$ et zéro ailleurs.

$P(z')$: le facteur d'atténuation.

V_f : la vitesse du front de l'arc en retour.

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

$P(z')$ a été estimé égale à 1 par V. Rakov et al. [50], pour certains modèles d'ingénieurs comme le modèle de Bruce & Gold (BG) [51], le modèle source de courant mobile (TCS), modèle de la ligne de transmission (TL). [27], [48] Pour les deux modèles de la ligne de transmission modifiée avec décroissance linéaire (MTLL) et décroissance exponentielle (MTLE) [27], [48]. $P(z')$ est égale à $(1-z'/H)$ et $e^{-z'/\lambda}$ respectivement.

Concernant la valeur de la vitesse de propagation de l'onde du courant adopté par Rakov et al. [48] est égale à la vitesse du front de l'arc en retour v_f , seulement pour le cas du modèle BG et TCS où la valeur de la vitesse de propagation de l'onde du courant est égale à l'infinie et à la vitesse de la lumière (c) respectivement.

II.4.3.1 Modèle de Rachidi et al

En 2002, Rachidi et al. [41] ont développé un modèle qui prend en compte la structure de la tour, fondé à partir de la généralisation des modèles d'ingénieur pour le cas d'un coup de foudre initié au sol [38], où ils ont représenté le canal par une source distribuée .

La distribution du courant le long de la tour ($0 \leq z' \leq h$) est montrée dans l'équation (II.18)

$$i(z', t) = (1 - p_t) \sum_{n=0}^{\infty} [p_t^n p_g^n i_0 \left(h, t - \frac{h-z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) + p_t^n p_g^{n+1} i_0 \left(h, t - \frac{h-z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right)] * u \left(t - \frac{h-z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \quad (\text{II.18})$$

La distribution du courant le long du canal de foudre ($z' \geq h$) est montrée dans l'équation (II.19)

$$i(z', t) = [p(z' - h) i_0 \left(h, t - \frac{z'-h}{v^*} \right) - p_t i_0 \left(h, t - \frac{z'-h}{c} \right) + (1 - p_t)(1 + p_t) \sum_{n=0}^{\infty} p_t^n p_g^{n+1} i_0 \left(h, t - \frac{h-z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right)] * u \left(t - \frac{z'-h}{v^*} \right) \quad (\text{II.19})$$

Où :

h Est la hauteur de la tour , H Est la hauteur de l'extension du front de l'arc en retour du canal, $P(z')$ est le facteur atténuation [50], $u(t)$ échelon unité, $*$ v La vitesse de propagation de l'onde de courant, v^* La vitesse de propagation du front de l'arc en retour, $i_0(t)$ est le courant de foudre non contaminé. ρ_t et ρ_g sont respectivement les coefficients de réflexions au sommet et la base de la tour donnés par :

$$\rho_t = \frac{Z_t - Z_{ch}}{Z_t + Z_{ch}} \quad (\text{II.20})$$

$$\rho_g = \frac{Z_g - Z_{ch}}{Z_g + Z_{ch}} \quad (\text{II.21})$$

Z_g , Z_t et Z_{ch} sont les impédances caractéristiques à la base de la tour, au sommet de la tour et au canal de foudre respectivement.

Les équations (II.18) et (II.19) sont basées sur le concept du courant 'non contaminé ($i_0(t)$) qui représente le courant idéal qui serait mesuré au sommet de la tour si les coefficients de réflexion à ses deux extrémités sont nuls (le tableau II.4 illustre un exemple de ce courant).

Tableau II. 4: Paramètres du courant non contaminé à la base du canal, $i_0(t)$. [52]

I_{01} (A)	τ_{11} (μS)	τ_{12} (μS)	n_1	I_{02} (A)	τ_{21} (μS)	τ_{22} (μS)	n_2
10.7	0.25	2.5	2	6.5	2.1	230	2

La figure II.8 présente le principe physique du modèle proposé par Rachidi et al. Qui annonce que le courant injecté au sommet de la tour se divise en deux, un premier courant qui se propage le long du canal de foudre avec la vitesse de l'arc en retour v et un deuxième courant qui se propage vers le sol, le long de la tour, avec la vitesse de la lumière c .

Après les réflexions à la base et au sommet de la tour, une partie du deuxième courant va être transmise au canal de foudre ; cette onde transmise, qui est supposée se propager avec la vitesse de la lumière, trouve sur son chemin le front de l'arc en retour (premier courant) se propageant à la vitesse de la lumière, Pavanello et al. [53] ont soulevé que ceci est physiquement inconcevable (l'onde transmise n'est pas autorisée à être au-devant du front de l'arc en retour).

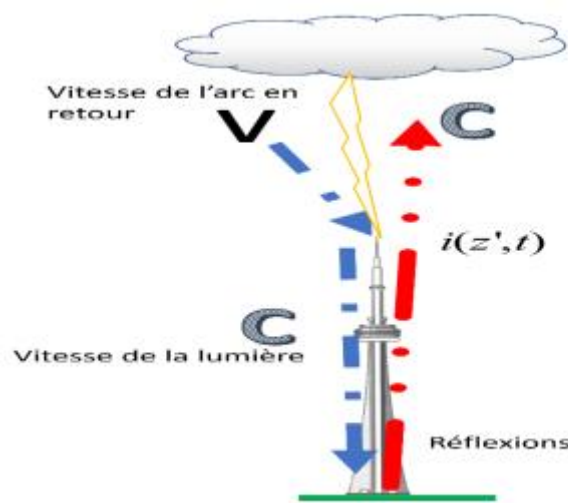


Figure II. 8:Principe physique du modèle proposé par Rachidi et al [2].

Ainsi, cette approche proposée par Rachidi et al [41]. Entraîne une discontinuité au front du courant de l'arc en retour. (Voir figure II.9).

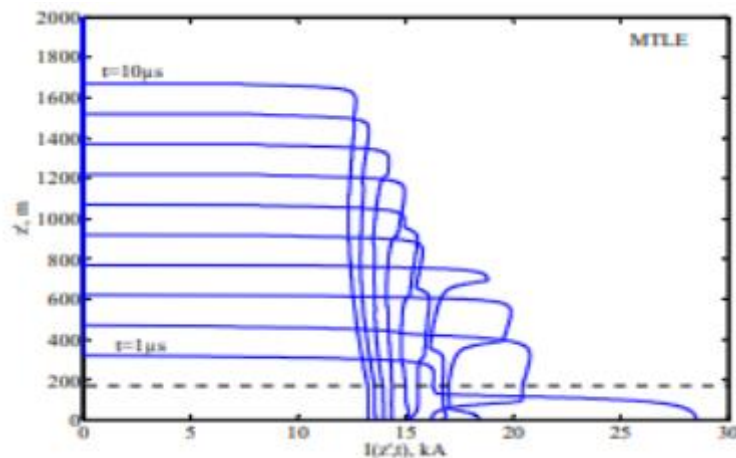


Figure II. 9:Distribution spatiotemporelle du courant [54].

La figure II.9 a présenté la distribution du courant en adoptant le modèle MTLE avec $\lambda=2000\text{m}$.

Selon le modèle de Rachidi et al. La vitesse de l'arc en retour fut supposée égale à $150 \text{ m}/\mu\text{s}$. La distribution du courant fut tracée pour 10 instants ($1\mu\text{s}, 2\mu\text{s}, \dots, 10\mu\text{s}$).

Bien qu'une telle discontinuité ne puisse pas être concevable d'un point de vue physique cependant, Rachidi et al. [41],[55] ont remédié à ce problème de discontinuité, en ajoutant un terme additionnel communément appelé « turn-on term » dans les équations du champ électromagnétique. La géométrie adoptée par ces chercheurs est présentée dans la figure II.10

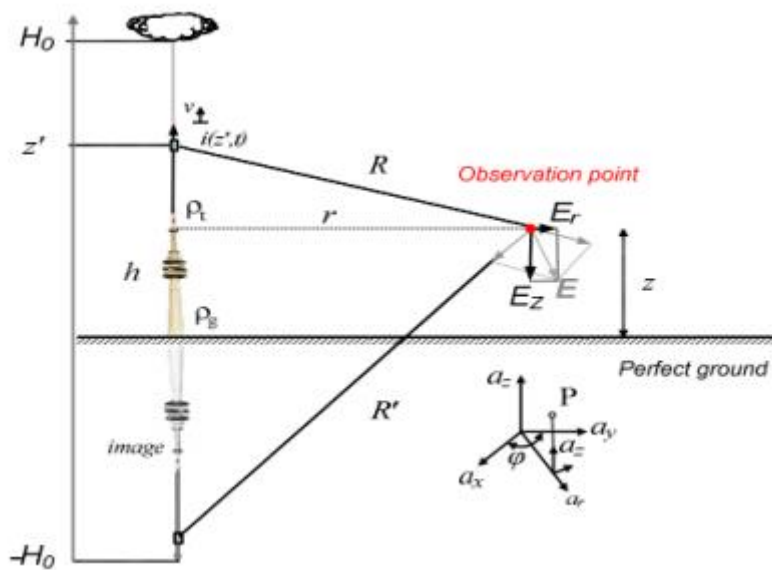


Figure II. 10:Géométrie adoptée pour le calcul du champ électromagnétique de la foudre [55].

Les équations (II.22, II.23et II.24) permettent de décrire respectivement les différentes composantes du champ électromagnétique [55] :

$$dE_z(r, z, z', t) = \frac{dz'}{(4\pi\epsilon_0)} \left[\frac{(2(z-z')^2 - r^2)}{R^6} \int_{\frac{R}{c}}^t i\left(z, \tau - \frac{R}{c}\right) d\tau + \frac{(2(z-z')^2 - r^2)}{cR^4} i\left(z', t - \frac{R}{c}\right) - \frac{r^2}{c^2R^3} \frac{\partial i\left(z', t - \frac{R}{c}\right)}{\partial t} \right] \quad (\text{II. 22})$$

$$dE_r(r, z, z', t) = \frac{dz'}{(4\pi\epsilon_0)} \left[\frac{(3r(z-z'))}{R^5} \int_{\frac{R}{c}}^t i\left(z, \tau - \frac{R}{c}\right) d\tau + \frac{(3r(z-z'))}{cR^4} i\left(z', t - \frac{R}{c}\right) - \frac{r(z-z')}{c^2 R^3} \frac{\partial i\left(z', t - \frac{R}{c}\right)}{\partial t} \right] \quad (\text{II. 23})$$

$$dH_\varphi(r, z, z', t) = \frac{dz'}{(4\pi\epsilon_0)} \left[\frac{r}{R^3} \frac{\partial i\left(z', t - \frac{R}{c}\right)}{\partial t} + \frac{r}{cR^2} \frac{\partial i\left(z', t - \frac{R}{c}\right)}{\partial t} \right] \quad (\text{II. 24})$$

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

ϵ_0 : Est la permittivité diélectrique du vide.

μ_0 : La perméabilité magnétique 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.

E_r, E_z : le champ électrique radial et vertical respectivement.

H_φ : le champ magnétique azimutal.

Les trois termes intervenant dans les équations (II.22) et (II.23) représentent respectivement les champs électrostatiques, d'induction et de rayonnement, tandis que le premier terme de l'équation (II.24) représente le champ d'induction et le second est le champ de rayonnement. Les champs électrique et magnétique totaux s'obtiennent par l'intégration des équations (II.22) -(II.24) le long du canal et de son image.

En présence d'une discontinuité de courant, le terme de rayonnement, à savoir le dernier terme dans chaque équation, qui est proportionnelle à la dérivée du courant, présente une singularité qui doit être traitée séparément [56].

Les expressions finales pour « **turn-on term** », dans laquelle la vitesse apparente de front apparaît comme l'inverse de l'expression entre parenthèses sont donnés par [54], [56] :

$$\frac{E_r}{turn - on} = \frac{(I_{front}(H) \cdot r}{(4\pi\epsilon_0 c R^2)} \frac{1}{\left[\frac{1}{v} - \frac{(z-H)}{cR}\right]} - \frac{(I_{front}(H') \cdot r}{(4\pi\epsilon_0 c R'^2)} \frac{1}{\left[\frac{1}{v} - \frac{(z-H')}{cR'}\right]} \quad (\text{II. 25})$$

$$\frac{E_z}{turn - on} = - \frac{(I_{front}(H) \cdot r^2)}{(4\pi\epsilon_0 c^2 R^3)} \frac{1}{\left[\frac{1}{v} - \frac{(z-H)}{cR}\right]} - \frac{(I_{front}(H') \cdot r)}{(4\pi c R^3)} \frac{1}{\left[\frac{1}{v} - \frac{(z-H')}{cR'}\right]} \quad (\text{II. 26})$$

$$\begin{aligned} \frac{H_\varphi}{turn - on} = & \frac{(I_{front}(H) \cdot r(z-H))}{(4\pi c^2 R^3)} \frac{1}{\left[\frac{1}{v} - \frac{(z-H)}{cR}\right]} \\ & + \frac{(I_{front}(H') \cdot r(z-H'))}{(4\pi c^2 R'^3)} \frac{1}{\left[\frac{1}{v} - \frac{(z-H')}{cR'}\right]} \end{aligned} \quad (\text{II. 27})$$

II.4.3.2 Modèle de Baba et Rakov

En 2005, Baba et Rakov [42] ont adopté une autre approche équivalente à celle de Rachidi [38], basée sur le concept d'une série de tension dans la jonction canal-tour, en considérant la distribution du courant le long de la tour et le long du canal en terme du courant de court-circuit $i_{sc}(t)$ qui est égale à deux fois le courant non contaminé (équation II.28).

$$i_{sc}(t) = 2i_0(t) \quad (\text{II.28})$$

Les paramètres du courant de court-circuit $i_{sc}(t)$ correspondant a l'équation (II.28) sont portés au tableau(II.2).

La distribution du courant le long de la tour ($0 \leq z' \leq h$)

$$\begin{aligned} i(z', t) = & \frac{(1 - \rho_t)}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\rho_t^n \rho_g^n i_{sc} \left(h, t - \frac{h - z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \right. \\ & \left. + \rho_t^n \rho_g^{n+1} i_{sc} \left(h, t - \frac{h - z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{II. 29})$$

La distribution du courant le long du canal de foudre ($z' \geq h$)

$$\begin{aligned} i(z', t) = & \frac{(1 - \rho_t)}{2} \left[i_{sc} \left(h, t - \frac{z' - h}{v} \right) \right. \\ & \left. + \sum_{n=0}^{\infty} \rho_t^n \rho_g^{n+1} (1 + \rho_t) i_{sc} \left(h, t - \frac{h - z'}{v} - \frac{2nh}{c} \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{II. 30})$$

La figure II.11 présente un schéma du principe physique du modèle de Baba et Rakov.

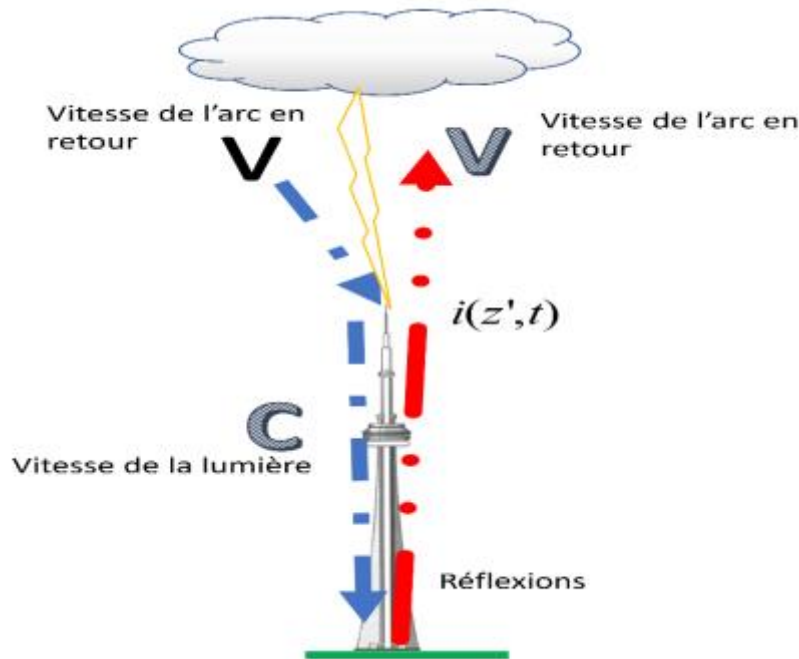


Figure II. 11:Principe physique du modèle proposé par Baba et Rakov [2].

Selon la figure II.11, l'approche proposée par Baba et Rakov dénonce que le courant injecté au sommet de la tour se divise en deux, un premier courant qui se propage le long du canal de foudre avec la vitesse de l'arc en retour v et un deuxième courant qui se propage vers le sol tout le long de la tour, avec la vitesse de la lumière c . Après les réflexions à la base et au sommet de la tour, une partie du deuxième courant va être transmise au canal de foudre avec la vitesse de l'arc en retour v .

Ceci a pu éliminer la discontinuité du courant de l'arc en retour observée au modèle de Rachidi et al.[41], car toutes les ondes sont transmises avec la même vitesse v , cependant, Aucune preuve expérimentale n'est disponible pour donner plus de crédibilité à cette hypothèse qui déclare que les ondes réfléchies se propageant dans le canal à la même vitesse de l'onde de l'arc en retour.

II.4.3.3 Modèle révisé de l'arc en retour en présence de tour

L'approche du modèle révisé de l'arc en retour en présence de tour que nous avons proposée [57], (figure II.12) dénonce que le courant injecté au sommet de la tour se divise en deux, un premier courant qui se propage le long du canal de foudre avec une vitesse de l'arc en retour v et un deuxième courant qui se propage vers le sol, le long de la tour, avec la vitesse de la lumière c . Après les réflexions à la base et au sommet de la tour, une partie du deuxième courant va être perçue par un observateur, transmise au canal de foudre avec une vitesse variable suivant le principe de Doppler relativiste.

L'onde transmise n'est plus au-devant du front de l'arc en retour, ceci va éliminer l'aspect non physique de l'approche de Baba et Rakov et de Rachidi et al.

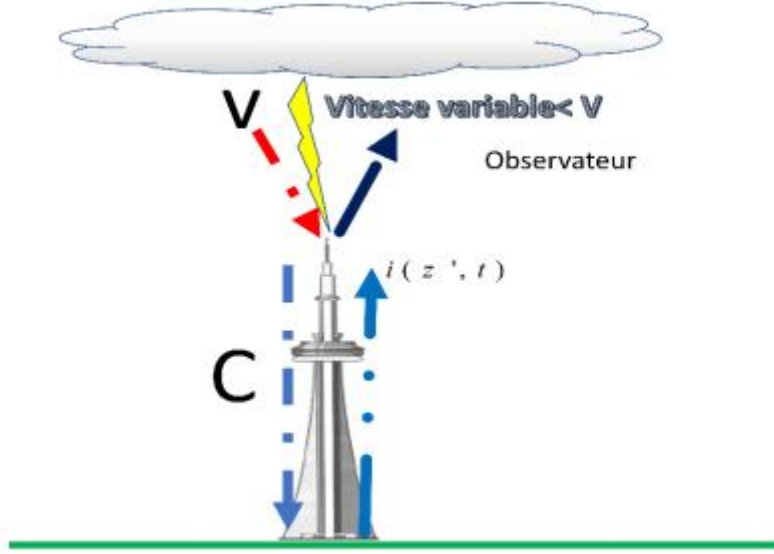


Figure II.12: Principe physique du modèle de distribution spatiotemporelle du courant révisé [2].

On trouve la distribution du courant le long du canal (II.31) : [57]

$$i(z, t) = \left[e^{\frac{z'-h}{\lambda}} i_0 \left(h, t - \frac{z-h}{v^*} \right) - \rho_t i_0 \left(h, t - \frac{z-h}{c} \right) + (1 - \rho_t)(1 + \rho_t) \sum_{n=0}^{\infty} \rho_t^n \rho_g^{n+1} i_0 \left(k^n \left(h, t - \frac{h-z}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \right) \right] \quad (\text{II. 31})$$

Dans ce modèle MTLE-révisé la vitesse sera variée suivant le principe Doppler relativiste dans la partie sommet canal de foudre,[57] là où les deux modèles de distribution spatiotemporelle du courant cités dans la littérature ont eu une certaine différence dans la valeur de vitesse v . L'expression du courant dans le modèle MTLE-révisé [57] à travers la tour pour $0 < h$ est donnée par :

$$i(z', t) = (1 - \rho_t) \sum_{n=0}^{\infty} \left[\rho_t^n \rho_g^n i_0 \left(h, t - \frac{h-z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) + \rho_t^n \rho_g^{n+1} i_0 \left(h, t - \frac{h-z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \right] * u \left(t - \frac{h-z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \quad (\text{II. 32})$$

II.5 Rappel théorique sur l'Effet Doppler

L'Effet Doppler a été inventé en 1842, par l'autrichien Christian Doppler (1803-1853) qui a montré que la fréquence d'une oscillation (son, lumière) change quand la source ou l'observateur sont en mouvement [58].

Effet Doppler classique est défini comme étant la Variation de la fréquence observe lorsqu'il y a un mouvement relatif entre la source et l'observateur.

Le cas particulier c'est l'Effet Doppler relativiste où la vitesse de la lumière est utilisée, car les ondes électromagnétiques se propagent à la vitesse de 300 000 km/s dans le vide quel que soit l'observateur. La lumière relève de la relativité restreinte d'Einstein.

On note c la vitesse de l'onde de la lumière dans le milieu. On note $v > 0$ la vitesse de la source (la foudre) par rapport au récepteur. Soit d , la distance à $t = 0$ entre l'émetteur et le récepteur.

L'expression de l'effet Doppler se résume à [59] :

- Le cas où la source se rapproche frontalement de l'observateur (récepteur). Dans ce cas, la fréquence reçue est plus grande que la fréquence émise et on a la relation :
- Le cas où la source s'éloigne frontalement de l'observateur (récepteur). Dans ce cas, la fréquence reçue est plus faible que la fréquence émise et on a la relation :
- Pour le cas où la source qui se rapproche puis s'éloigne (Rapprochement puis éloignement), on a dans tous les cas : avec la fréquence reçue au moment du rapprochement de l'émetteur et du récepteur, et la fréquence reçue lors de la phase d'éloignement de l'émetteur et du récepteur.

II.6 La différence entre les trois modèles

a. Modèle de Rachidi et al

- Il a été développé en 2002 par les chercheurs Rachid et al [27].
- Ce modèle utilise comme paramètre le courant non pollué $i_0(t)$.
- Ce modèle utilise la vitesse de la lumière (c) à l'intersection du canal supérieur de la tour de foudre [29].
- Les coefficients de réflexion en haut et en base de la tour.
- En première lieu, il a pris cas d'un coup de foudre initié au sol avec la distribution spatiotemporelle du courant du canal qui s'accorde au modèle d'ingénieur MTLE qu'il a développé avec [Nucci -1989].

$$(z,t) = e^{-z//\lambda i} (0, t - z/v) u(t - z/v) \quad (\text{II.33})$$

Il a utilisé une fonction arbitraire, il est parti de cette simple fonction, pour en sortir son modèle mathématique en introduisant le coefficient de réflexion distribué le long du canal, il a présenté le canal par une source distribuée.

- Il a utilisé l'extension des autres modèles généralisés par Rakov.

- présenté sous la forme (v^*) est la vitesse de propagation de l'onde du courant, $p(z)$ est le facteur d'atténuation du courant, $u(t)$ est une fonction unitaire, (n) représente le nombre de réflexion aux deux extrémités de la tour.

b. Modèle de Baba et Rakov

- Il a été présenté en 2005 par les chercheurs Baba et Rakov [28].
- Ce modèle utilise une approche basée sur l'utilisation d'une série de sources de tension dans la jonction tour-canal [42].
- Baba et Rakov ont commencé avec l'idée d'un coup de foudre tombant sur un sol plat et ont ainsi dérivé une expression pour le courant, en utilisant une ligne de transmission unifiée sans pertes (Z_{ch}) et une impédance du sol, (Z_{gr}) l'impédance de la tour et $V_0(0, t)$ arbitraire tension.
- Ils ont utilisé dans l'expression mathématique du modèle la vitesse de l'arc en retour (v) au sommet de l'intersection du canal de foudre et de la tour.
- Ils ont exprimé la distribution du courant le long de la tour et le long du canal de foudre en termes de courant de court-circuit $i(t) = 2I_0(t)$ [41].

a. Modèle révisé

Ces deux modèles classiques de la distribution spatiotemporelle des arcs en retour qui tiennent en compte de la présence de la tour sont :

→ uniques

→ présentent des suppositions mathématiques sur le choix de la valeur de la vitesse de propagation de l'onde du courant le long du canal qui restent à ce jour non vérifiées physiquement [2], ceci nous a conduit à réviser ces deux modèles théoriques.

- Le Modèle révisé a été développé en 2022 par les chercheurs Lakhdar et al [57].
- Le courant injecté au sommet de la tour se divise en deux : [2]
 - Un premier front d'onde qui se propage le long du canal de foudre avec une vitesse de l'arc en retour v .
 - Un deuxième front d'onde se propage vers le sol le long de la tour à la vitesse de la lumière c .
- L'observateur regardera une partie du deuxième front d'onde, et passera dans le canal de foudre à vitesse variable selon le principe Doppler relativiste.

II.7 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons abordé l'étude théorique des modèles existants dans la littérature, qui modélisent le courant à la base du canal et la distribution spatio-temporelle du courant le long du canal de foudre et le long de l'objet élevé.

Le chapitre 3 sera consacré à l'application du modèle théorique révisé pour analyser le comportement du courant de l'arc en retour et du champ électromagnétique associé en présence d'objets élevés.

Chapitre III :

*Simulation du champ électromagnétique
de la foudre en présence d'objet élevé.*

III.1 Introduction

Les modèles théoriques de l'arc en retour les plus utilisés et les plus cités dans la littérature, concernent la foudre en présence de la tour ([46], [47]), ont été révisés par [2], [57].

Ces modèles dits les modèles d'ingénieurs de la distribution spatio-temporelle du courant le long du canal de foudre et le long de l'objet élevé, dépendent essentiellement des paramètres mesurés comme le courant à la base du canal, la vitesse de l'arc en retour ainsi que les paramètres de l'objet élevé.

Ce chapitre est dédié totalement à la simulation et à l'analyse de la forme d'onde du champ électromagnétique de la foudre à différents niveaux du sol caractérisé par une conductivité finie, nos résultats de simulation seront comparés à ceux mesurés expérimentalement.

III.2 Méthode de Modélisation du champ électromagnétique rayonné par la foudre

Nous allons procéder à l'évaluation des composantes du champ électromagnétique proche engendré par l'interaction de la foudre avec la tour Peissenberg de hauteur 168 m, à différents niveaux du sol caractérisé par une conductivité finie. En appliquant la méthode numérique FDTD-2D, l'acronyme de l'expression anglaise Finite Difference Time Domain. Qui se trouve être une méthode de calcul de différences finies dans le domaine temporel, elle permet de résoudre des équations différentielles dépendantes du temps. Cette méthode utilisée en électromagnétisme pour résoudre les équations de Maxwell, a été proposée par Kane S. Yee en 1966 [63].

Pour l'analyse du champ électromagnétique rayonné par la foudre, on peut adopter un domaine de calcul à deux dimensions (2D) avec un système à coordonnées cylindriques, la résolution des équations du champ dans un espace non borné impose la limitation du domaine de calcul, pour cette raison on doit délimiter le domaine d'étude par des conditions absorbantes (ABC) au premier ordre développées par Mur [64].

La figure III.1 Montre le domaine de calcul à deux dimensions avec système à coordonnées cylindriques [65].

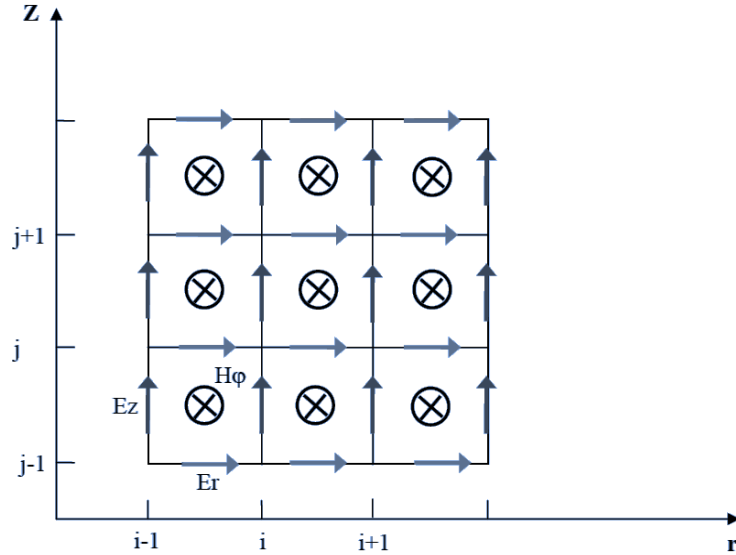


Figure III. 1: Domaine de calcul à deux dimensions (2D) avec un système à coordonnées cylindriques [65].

La méthode FDTD est basée sur la formulation standard des équations de Maxwell [65].

$$\nabla \times E = -\mu \frac{\partial H}{\partial t} \quad (\text{III.1})$$

$$\nabla \times H = \sigma E + \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} \quad (\text{III.2})$$

Où

E est le champ électrique, H le champ magnétique, σ , μ et ε sont respectivement, la perméabilité magnétique, la conductivité électrique et la permittivité diélectrique du milieu considéré (l'air ou le sol). La double discrétisation spatiale et temporelle par les différences finies, appliquée aux équations de Maxwell, a été décrite de manière originale par Yee [63] en 1966. La discrétisation des opérateurs de dérivation utilise un schéma centré des différences finies, avec une formulation dont l'erreur est du second ordre pour chaque pas de discrétisation (en d'autres termes : la diminution de moitié du pas de discrétisation réduit de 25% les erreurs d'évaluation des opérateurs de dérivation)

Les équations (III.1) et (III.2) peuvent être écrites sous la forme suivante :

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

La résolution de ce système d'équations est obtenue en mettant en œuvre l'approche FDTD. Tout d'abord, on définit chaque fonction spatio-temporelle f évaluée en chaque point de l'espace et à chaque instant comme : (L'équation (III.4))

$$f(i\Delta_r, j\Delta_z, n\Delta t) = f^n(i, j) \quad (\text{III.4})$$

Δ_r et Δ_z : représentent les pas spatiaux, respectivement dans les deux directions (radiale et verticale.).

Δt : est le pas temporel de propagation.

i, j et n : sont les incréments dans l'espace et dans le temps.

Les approximations du premier ordre des équations aux dérivées partielles s'écrivent comme suit :

$$\left. \frac{\partial f(r, z, t)}{\partial r} \right|_{r=i\Delta_r} = \frac{f^n(i+\frac{1}{2}, j) - f^n(i-\frac{1}{2}, j)}{\Delta_r} \quad (\text{III.5})$$

$$\left. \frac{\partial f(r, z, t)}{\partial z} \right|_{z=j\Delta_z} = \frac{f^n(i, j+\frac{1}{2}) - f^n(i, j-\frac{1}{2})}{\Delta_z} \quad (\text{III.6})$$

$$\left. \frac{\partial f(r, z, t)}{\partial t} \right|_{t=n\Delta t} = \frac{f^{n+\frac{1}{2}}(i, j) - f^{n-\frac{1}{2}}(i, j)}{\Delta t} \quad (\text{III.7})$$

A partir des équations aux dérivées partielles du système (III.3) et (III.5) on obtient les composantes du champ électromagnétique rayonné par la foudre ou l'équation (III.8.a), présente le champ électrique vertical E_z [65]:

$$E_z^{n+1}\left(i, j + \frac{1}{2}\right) = \frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} E_z^n\left(i, j + \frac{1}{2}\right) + \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)r_i\Delta_r} \left[r_{i+(1/2)} H_\varphi^{n+(1/2)}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) - r_{i-(1/2)} H_\varphi^{n+(1/2)}\left(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) \right] \quad (\text{III.8.a})$$

Equation (III.8.b) présente le champ électrique radial (E_r)

$$E_r^{n+1}\left(i + \frac{1}{2}, j\right) = \frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} E_r^n\left(i + \frac{1}{2}, j\right) - \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)\Delta z} \left[H_\varphi^{n+(1/2)}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) - H_\varphi^{n+(1/2)}\left(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}\right) \right] \quad (\text{III.8.b})$$

Le champ magnétique de la foudre H_φ s'écrit comme suit :

$$\begin{aligned}
H_{\varphi}^{n+\left(\frac{1}{2}\right)}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}\right) &= H_{\varphi}^{n-\left(\frac{1}{2}\right)}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}\right) + \\
\frac{\Delta t}{\mu \Delta r} &\left[E_z^n(i+1, j+1/2) - E_z^n(i, j+\frac{1}{2})\right] \\
-\frac{\Delta t}{\mu \Delta z} &\left[E_r^n(i+1/2, j+1) - E_r^n(i+1/2, j)\right]
\end{aligned} \quad (\text{III.9})$$

III.3 Modèle pour la distribution spatiotemporelle du courant le long du canal et le long de la tour

Ce modèle développé par Lakhdar. A et al. [65], où ils ont exprimé la distribution du courant le long de la tour et le long du canal de foudre comme suit :

La distribution du courant le long de la tour ($0 \leq z' \leq h$) montrée dans l'équation (III.10) [57]

$$i(z', t) = (1 - \rho_t) \sum_{n=0}^{\infty} \left[\rho_t^n \rho_g^n i_0 \left(h, t - \frac{h-z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) + \rho_t^n \rho_g^{n+1} i_0 \left(h, t - \frac{h-z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \right] * u \left(t - \frac{h-z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \quad (\text{III.10})$$

Et la distribution du courant le long du canal de foudre ($z' \geq h$) est présentée par l'équation suivante (III.11) [57] :

$$i(z, t) = \left[e^{-\frac{(z'-h)}{\lambda}} i_0 \left(h, t - \frac{z-h}{v^*} \right) - \rho_t i_0 \left(h, t - \frac{z-h}{c} \right) + (1 - \rho_t)(1 + \rho_t) \sum_{n=0}^{\infty} \rho_t^n \rho_g^{n+1} i_0 \left(k^n \left(h, t - \frac{h-z}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \right) \right] \quad (\text{III.11})$$

L'équation (III.11) est basée sur le concept de perception de la variation de vitesse selon l'effet Doppler relativiste dans la jonction sommet de la tour et le canal de foudre. Le tableau III.1 montre les paramètres du courant de l'arc en retour subséquent développé par Heidler [61], appliqué dans notre calcul, car il correspond le mieux au pic du courant des arcs en retour subséquents selon les données expérimentales de Berger [5]

Tableau III. 1: les paramètres du courant de l'arc en retour subséquent [61]

$I_{01}(\text{KA})$	$\tau_{11}(\mu\text{S})$	$\tau_{11}(\mu\text{S})$	n_1	$I_{02}(\text{KA})$	$\tau_{11}(\mu)$	$\tau_{11}(\mu\text{S})$	n_2
10.7	0.25	2.5	2	6.5	2.1	230	2

III.4 Résultats de simulation et discussions

Dans notre travail, nous allons considérer le cas de la tour Peissenberg de hauteur 168m, un sol de conductivité finie $\sigma=0.01\text{S/m}$, le champ électromagnétique de la foudre sera évalué au point d'observation qui se situe au niveau, en dessous et au-dessus du sol.

Les pas spatiaux pour l'axe r et l'axe z respectivement dans le système de coordonnées cylindriques sont : $\Delta r=\Delta z=1\text{m}$, le pas de temps $\Delta t=1\text{ns}$. La vitesse de l'arc en retour est fixée à $1,5 \times 10^8 \text{ m/s}$.

Les simulations ont été réalisées à l'aide de la méthode de modélisation numérique à savoir Finie Différence Time Domaine en deux dimensions (2D-FDTD) du fait qu'elle est la plus utilisée par la communauté scientifique pour résoudre les problèmes d'électromagnétisme, elle permet l'approximation des équations aux dérivées partielles de Maxwell en différences finies centrées, elle est aussi adaptée aux phénomènes comme la foudre qui présente une symétrie, donc réduction du nombre d'équations. La figure III.2 montre la configuration utilisée.

Le schéma 2D-FDTD converge vers la solution si l'erreur ponctuelle s'approche de zéro [55], pour les pas-dimensionnels mutuels (pas spatiaux et temporels).

Le critère de stabilité de la convergence est exprimé comme suit :

$$\Delta t \leq \min \frac{(\Delta r, \Delta z)}{2c} \quad (\text{III.12})$$

Comme tout algorithme, le domaine de résolution doit être délimité, ce qui est accompli en tronquant le maillage et en utilisant des conditions aux limites absorbantes (ABC). Afin de résoudre les équations mathématiques du champ électromagnétique de la foudre par la méthode 2D-FDTD, on utilise des conditions aux limites absorbantes (ABC).

Les conditions aux limites absorbantes de Mur du premier ordre [65] sont adoptées dans le calcul pour simuler l'environnement sans limites.

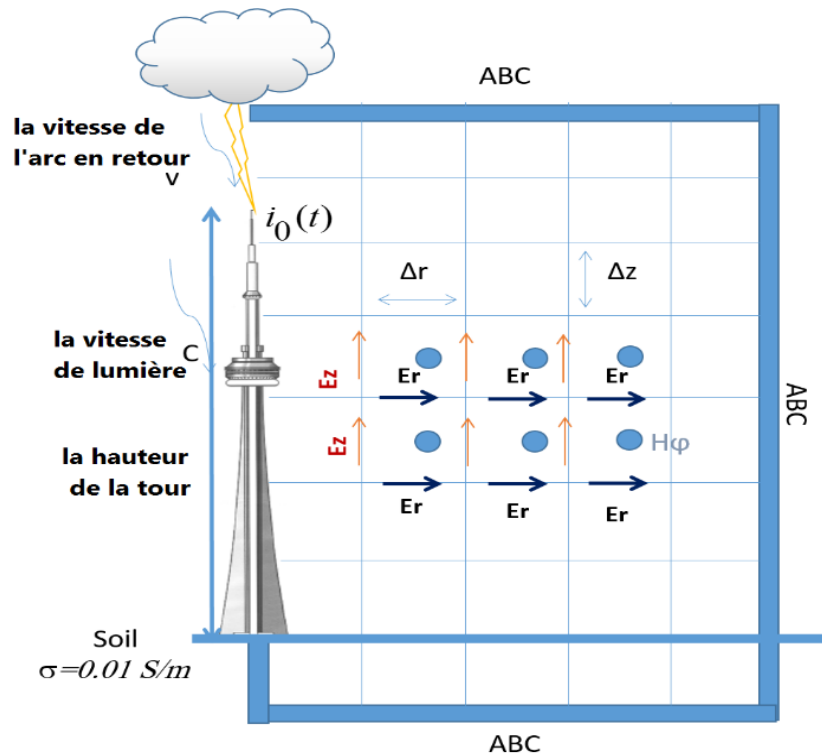


Figure III. 2: Configuration proposée, tour 168m, $\rho_t = -0.53$, $\rho_g = 0.7$, $\sigma = 0.01 \text{ S/m}$ [2].

On à utiliser les paramètres de la simulation suivant :

Un maillage carré de 4000m*4000m.

Le pas spatial utilisé dans la discrétisation pour la configurations choisie est $\Delta r = \Delta z = 1 \text{ m}$.

Le temps maximal de calcul est $T_{\text{max}} = 10 \mu\text{S}$.

Les paramètres de la simulation sont:

H : hauteur du canal de foudre, $H = 8000 \text{ m}$.

λ : Constante de décroissance dans le modèle MTLE $\lambda = 2000 \text{ m}$, $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/S}$, $\Delta t = 1 \text{ ns}$,
 $\sigma = 0.01 \text{ S/m}$, $\mu_0 = 12.56e^{-7}$, $\varepsilon_0 = 8.842e^{-12}$. La permittivité relative du sol est égale à $\varepsilon = 10$,

$h = 168 \text{ m}$, $\rho_g = 0.7$, $\rho_t = -0.53$ [2].

Les résultats de simulation, à savoir les allures des champs électriques, sont présentées dans les figures ci-dessous (III.3-III.8) calculées par la FDTD 2D.

III.4.1 Champ électrique vertical au niveau et au-dessus d'un sol

La figure III.3 montre le champ électrique vertical calculé au niveau et au-dessus d'un sol caractérisé par une conductivité finie $\sigma=0.01\text{S/m}$, à 198 m de la tour Peissenberg à l'aide du modèle MTLE révisé [57], Rachidi et al [41], Baba & Rakov [42]).

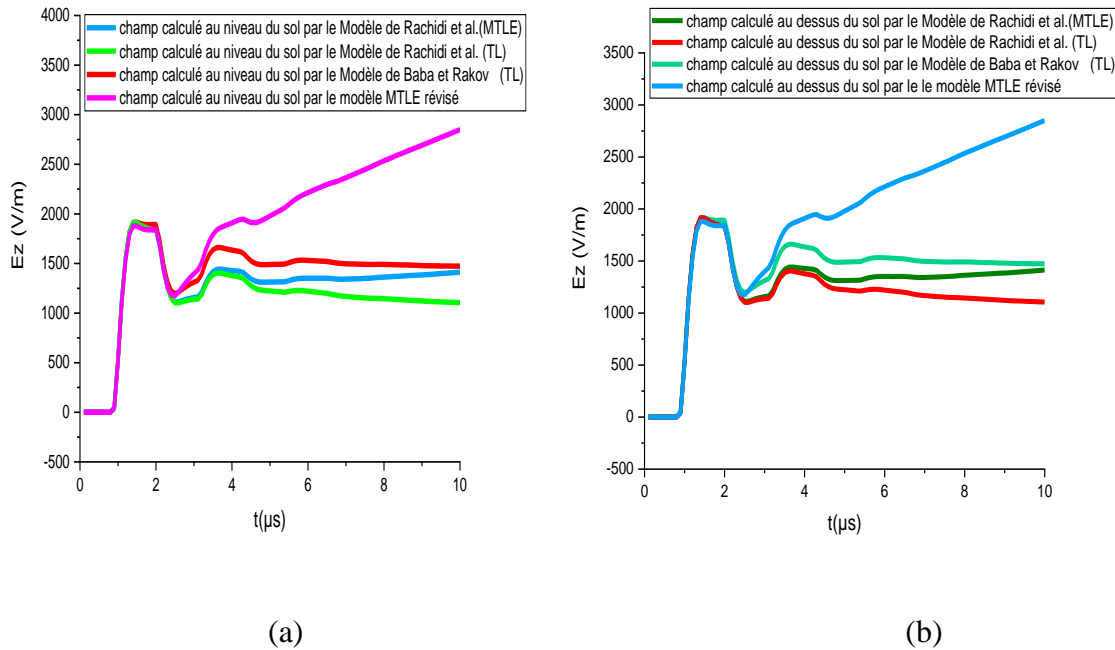


Figure III. 3: Comparaison entre le champ électrique vertical, calculé à 198 m de la tour Peissenberg à l'aide du modèle MTLE révisé [57], Rachidi et al [41], Baba & Rakov [42] (au niveau du sol (a) et au dessus d'un sol (b) de 10 m caractérisé par une conductivité finie)

On remarque une élévation de la rampe du champ électrique vertical calculé par le modèle révisé contrairement aux modèles classiques, et le comportement du champ reste le même au niveau du sol (figure III.3(a)) au-dessus du sol (figure III.3(b)) à 10m. L'amplitude de la composante du champ électrique vertical est de l'ordre de 1700V pour les trois cas de modèles appliqués.

III.4.2 Champ électrique vertical en-dessous d'un sol

Le champ électrique vertical en dessous d'un sol (voir la figure III.4) caractérisé par une conductivité finie $\sigma=0.01\text{S/m}$, pour la configuration étudiée (à 198 m de la tour Peissenberg à l'aide du modèle MTLE révisé [57], Rachidi et al [41], Baba & Rakov [42]).

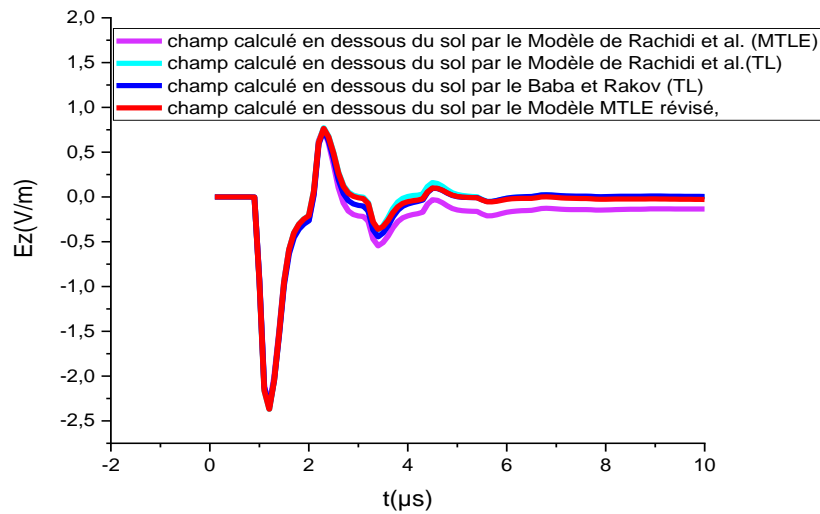


Figure III. 4: Comparaison entre le champ électrique vertical, calculé à 198 m de la tour Peissenberg à l'aide du modèle MTLE révisé [57], Rachidi et al [41], Baba & Rakov [42] (en dessous d'un sol de conductivité finie).

Le champ électrique vertical en dessous du sol de (figure III.4) ne présente aucun changement dans l'allure suite à l'application des trois modèles, cependant il y a une légère différence observée dans la queue du champ électrique vertical : pour les modèles TL (Baba et Rakov et Rachidi), et le modèle révisé la queue est plus élevée comparée à celle observée pour le modèle de Rachidi présenté par le modèle-MTLE.

III.4.3 Comparaisons entre le champ électrique vertical mesuré et calculé par le modèle MTLE révisé

La figure III.5 présente le champ électrique vertical mesuré comparé avec le champ électrique vertical calculé à l'aide du modèle MTLE révisé [57] au-dessus du sol et au niveau du sol, caractérisé par une conductivité finie $\sigma=0.01\text{S/m}$, pour la configuration étudiée (à 198 m de la tour Peissenberg).

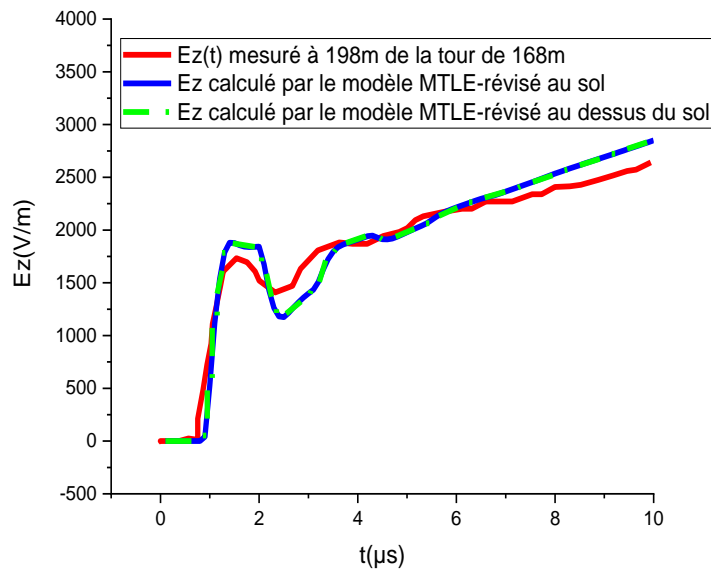


Figure III. 5: Comparaison entre le champ électrique vertical, mesuré à 198 m de la tour Peissenberg [66] et celui calculé à l'aide du modèle MTLE révisé [57] (au-dessus et au niveau d'un sol de conductivité finie).

Guerrieri et al. [66] à présenter l'allure du champ mesuré a 198 m de la tour Peissenberg et on a comparé le modèle MTLE révisé avec le champ mesuré. On a observé que le modèle MTLE révisé a mieux reproduit le comportement du champ mesuré.

III.4.4 Champ magnétique au-niveau et au-dessus d'un sol

Le champ magnétique vertical au niveau d'un sol (voir la figure III.6) caractérisé par une conductivité finie $\sigma=0.01\text{S/m}$, pour la configuration étudiée (à 185 m de la tour Peissenberg à l'aide du modèle MTLE révisé [57], Rachidi et al [41], Baba & Rakov [42]).

Le champ magnétique (figure III.6) présente une légère différence observée dans la queue pour les modèles TL (Baba et Rakov et Rachidi), la queue est plus élevée comparée à celle observée pour le modèle révisé et le modèle de Rachidi présenté par le modèle-MTLE.

Le champ magnétique au niveau du sol (figure III.6(a)) et au-dessus du sol (figure III.6(b)) ne présente aucun changement dans l'allure suite à l'application des trois modèles.

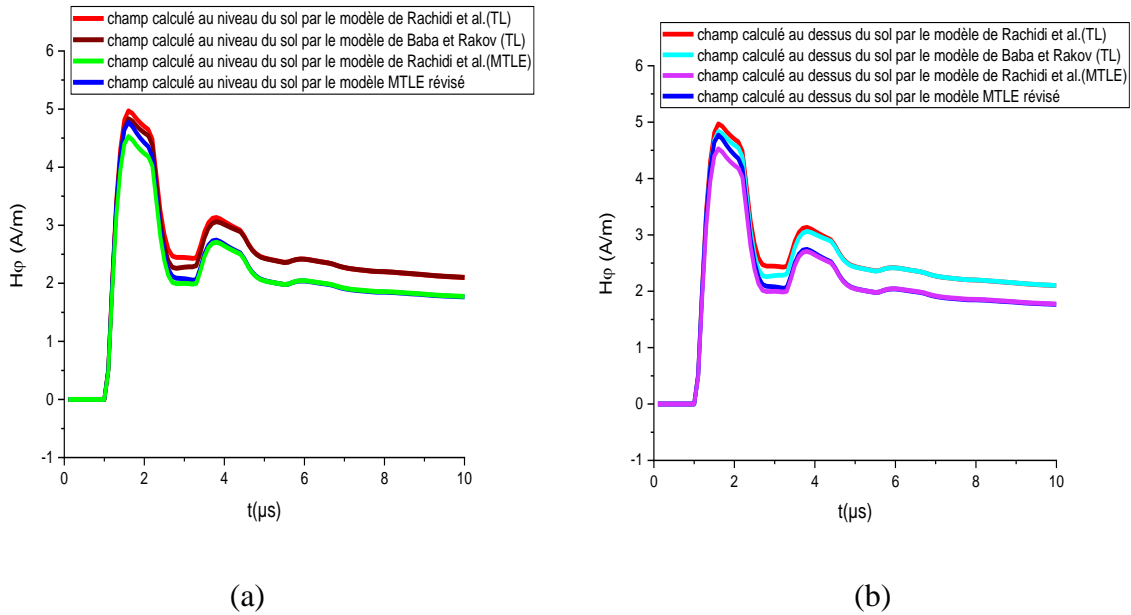


Figure III. 6: Comparaison entre le champ magnétique, calculé à 185 m de la tour Peissenberg à l'aide du modèle MTLE révisé [57], Rachidi et al [41], Baba & Rakov [42] (au-niveau d'un sol (a) et au-dessus d'un sol (b) de conductivité finie).

III.4.5 Champ magnétique au-dessus et a niveau d'un sol

Le champ magnétique au-dessus et au niveau d'un sol calculé à l'aide du modèle MTLE révisé [57], (voir la figure III.7) caractérisé par une conductivité finie $\sigma=0.01$ S/m, est comparé à celui mesuré à 185 m de la tour Peissenberg.

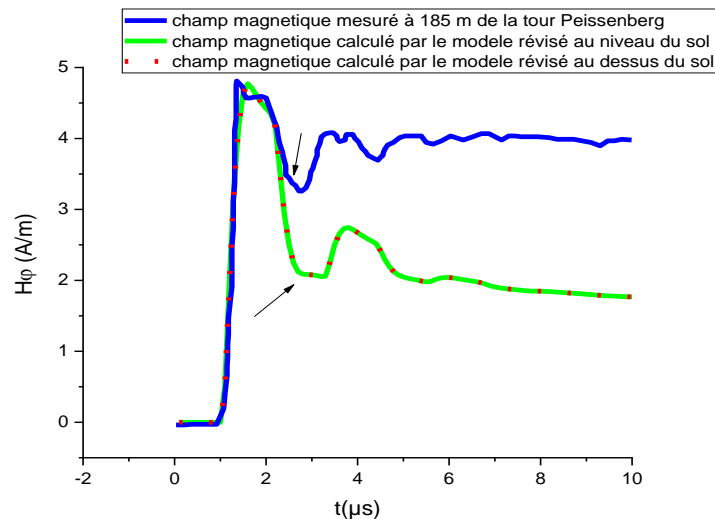


Figure III. 7: Comparaison entre le champ magnétique, mesuré à 185 m de la tour Peissenberg [66] et celui calculé à l'aide du modèle MTLE révisé [57] (au-dessus et au niveau d'un sol de conductivité finie).

D'après la figure III.7 on remarque une différence dans la queue qui apparaît dans l'allure du champ magnétique, la forme d'onde du champ magnétique mesuré à 185m de la tour Peissenberg se trouve être supérieur à celle du modèle révisé calculé au niveau et au-dessus d'un sol.

III.4.6 Champ électrique radial au niveau d'un sol

Seule une comparaison entre les résultats de simulation du champ électrique radial obtenus à partir de l'application des modèles traditionnels est présentée (figure III.8), en raison de l'absence de résultats de mesures expérimentales sur la tour de Peissenberg.

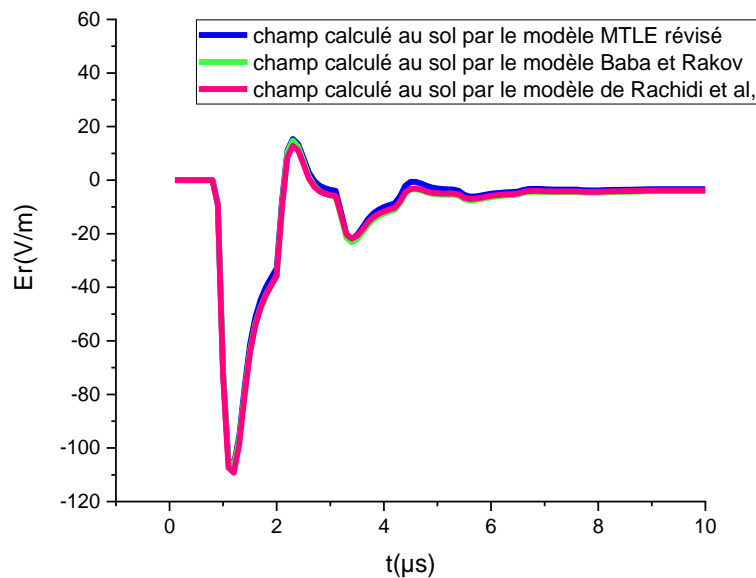


Figure III. 8: Comparaison entre le champ électrique radial, calculé à 198 m de la tour Peissenberg à l'aide du modèle MTLE révisé [57], Rachidi et al [41], Baba and Rakov [42] (au niveau d'un sol de conductivité finie).

Le champ électrique radial au niveau du sol (figure III.8) ne présente aucun changement dans l'allure suite à l'application des trois modèles.

III.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons réalisé une analyse du comportement du champ électromagnétique de la foudre au voisinage d'une tour Peissenberg, à la suite de l'application du modèle MTLE révisé de la distribution spatiotemporelle du courant le long du canal et le long de la tour, pour des points d'observations situés au niveau et au-dessus d'un sol de conductivité finie, la technique FDTD-2D a été appliquée pour résoudre des formules de dérivées partielles pour Maxwell dans le domaine temporel.

Nous avons observé que le modèle révisé a reproduit plus fidèlement le comportement du champ électrique vertical mesuré comparé aux modèles des Baba & Rakov, Rachidi et Al. Ce qui représente un nouveau pas pour la recherche dans le domaine de foudre.

Concernant le champ magnétique, la différence perçue dans la queue est en cours d'éventuelle recherche. Le champ électrique radial n'a pas pu être comparé avec le mesuré vu l'absence des résultats expérimentent.

Conclusion générale

Conclusion générale

La foudre est considérée comme l'un des phénomènes uniques et mystérieux, car il est difficile de prédire le lieu et l'heure de son apparition de manière sûre et fiable à 100%, malgré le besoin urgent de ce type d'alerte préalable, car ses risques provoquent des catastrophes sur systèmes électriques et électroniques, en particulier les organismes vivants, et pour assurer une bonne protection, il nécessite une étude et une grande recherche scientifique pour une bonne caractérisation du rayonnement électromagnétique.

Le but principal de ce mémoire de fin d'étude, est la contribution à l'étude du rayonnement électromagnétique de la foudre en présence d'objets enlevés et en présence d'un sol de conductivité finie. Afin d'atteindre cet objectif, nous avons présenté en premier lieu un état de l'art des études expérimentales du phénomène, à partir des moyens de mesure de la foudre à savoir les tours instrumentées, le déclenchement artificiel, et les systèmes de détection de la foudre (LLS). Suivis par les expressions mathématiques nécessaires à la bonne caractérisation du courant de foudre et du champ électromagnétique associé.

Le modèle MTLE qui est largement utilisé pour la modélisation du rayonnement EM de la foudre, et qui prend en compte les phénomènes physiques tels que l'effet de charge de l'objet, les courants de foudre induits et les propriétés électromagnétiques de l'environnement. Cependant certaines limites et simplifications présentes dans le modèle original en tenant compte de l'objet élevé ont été identifiées, justifiant ainsi la révision du modèle.

Dans cette étude, nous avons présenté l'approche qui révisé le modèle MTLE, et nous avons réalisé une analyse du champ EM de la foudre au-voisinage de la tour Peissenberg de 168m, suite à l'application du modèle MTLE- révisé, et pour valider et évaluer la précision du modèle MTLE-révisé, nous avons réalisé des comparaisons de nos résultats de simulations numériques en utilisant la méthode FDTD-2D, avec ceux des mesures expérimentales.

Nous avons remarqué à partir de nos résultats de simulation, que l'allure du champ électrique vertical calculé à partir du modèle d'ingénieur MTLE-révisé [2], s'est rapprochée de celle mesuré surtout en question de rampe dans la queue, on a noté aussi qu'il y a une légère différence en point de vue forme d'onde de la queue du champ magnétique comparée avec celle mesurée. Malheureusement, faute de résultats mesurés du champ électrique radial, nous n'avons présenté que les résultats de simulation.

Cette étude contribuera à une meilleure compréhension des phénomènes physiques liés à la foudre interconnectée avec un objet élevé et à une amélioration de la modélisation du rayonnement EM associé. Les résultats obtenus peuvent être utilisés dans la conception et l'évaluation de la protection contre la

foudre pour les systèmes électroniques sensibles, tels que les équipements de télécommunication, les infrastructures critiques et les avions.

En conclusion, l'application du modèle MTLE révisé dans la caractérisation du rayonnement EM de la foudre interconnectée avec un objet permettra une meilleure évaluation des effets électromagnétiques de la foudre. Cette recherche ouvrira la voie à de nouvelles améliorations dans la protection contre la foudre et contribuera à garantir la sécurité et la fiabilité des systèmes électroniques dans des environnements exposés à la foudre.

Le modèle MTLE révisé ouvrira de nouveaux horizons pour la recherche et le développement dans le domaine de la foudre en présence d'objets élevé et contribuera également à l'étude complète du rayonnement électromagnétique au voisinage des structures élevé.

Références et bibliographiques

- [1] Uman, M.A. « The lightning discharge », Dover Publications, INC, Mineola, New York, 2001.
- [2] Lakhdar, A. « Contribution à l'étude du rayonnement électromagnétique de la foudre en présence d'un sol de conductivité finie et d'une tour élevée », thèse de Doctorat science, Université des Sciences et de la Technologie d'Oran Mohamed Boudiaf, 2022/11/27. <http://dspace.univusto.dz/handle/123456789/554>
- [3] G. Berger, A. Hermant, A-S. Labbe, « Observations of natural lightning in france », 23 International Conference on lightning Protection, Firenze (Italy), Sept. 23-27, 1996.
- [4] Article Ali Jazzar. « Modélisation Electromagnétique d'un Choc de Foudre en Aéronautique ». Energie électrique. Université de Grenoble, 2012. Français. NNT : tel-00789991 <https://theses.hal.science/tel-00789991v1>
- [5] K. Berger (1975). « Parameters of lightning flashes », Electra, 41:23-37.
- [6] ARTICLE TECHNIQUES DE L'INGÉNIEUR : d1335 Protection contre la foudre – Principes généraux et normes en vigueur, 2015.
- [7] V.A RAKOV and M.A. Uman, “Lightning: Physics and Effects Cambridge.” University Press, Uman, 2003.
- [8] Christian Bouquegneau « la foudre : Phénoménologie, effets et protection » 2004.
- [9] ATAOUA Mohamed et MEHAMDIA Oualid « Comparaison des Modèles d'Arc en Retour de Foudreen Présence d'une Tour ». Mémoire de master, juin2010.
- [10] BOUSSADIA REGUIA « Étude d'une tour instrumentée et de son impact sur le champ électromagnétique de la foudre » Mémoire master, univ Ibn Khaldoun Tiaret 2019.
- [11] McEachron K.B. (1939). « Lightning to the Empir state Building », Journal of Franklin Institute, 227(2): 149-217, [https://doi.org/10.1016/S0016-0032\(39\)90397-2](https://doi.org/10.1016/S0016-0032(39)90397-2)
- [12] Rakov, V.A. (2001). « Transient response of a tall object to lightning, IEEE transactions on Electromagnetic Compatibility », 43 (43):654-661. <https://doi.org/10.1109/15.974646>

- [13] Hussein, A.M., Janischewskyj, W., Milewski, M., Shostak, V., Chisholm, W., Chang, J.S. (2004). « Current waveform parameters of CN tower lightning return strokes, Journal of Electrostatics » 60(2-4), 149-162. <https://doi.org/10.1016/j.elstat.2004.01.002>
- [14] Heidler, F.H., Paul, C. (2017). « Some Return Stroke Characteristics of Negative Lightning Flashes Recorded at the Peissenberg Tower, IEEE transactions on Electromagnetic Compatibility », 59(5): 1490-1497. <https://doi.org/10.1109/TEMC.2017.2688587>.
- [15] Diendorfer, G., Hadrian, W., Hofbauer, F., Mair, M., Schulz, W. (2002). « Evaluation of lightning location data employing measurements of direct strikes to a radio tower. E&I Elektrotechnik und Informationstechnik », 119(12): 422-427. <https://doi.org/10.1007/bf03161357>
- [16] Zhou, H., Diendorfer, G., Thottappillil, R., Pichler, H., & Mair, M. (2011). « Characteristics of upward bipolar lightning flashes observed at the Gaisberg Tower ». Journal of Geophysical Research, 116(D13):1-13. Doi: 10.1029/2011jd015634
- [17] Araki, S., Nasu, Y., Baba, Y., Rakov, V.A., Saito, M., Miki, T. (2018). « 3D- Finite Difference Time Domain Simulation of Lightning Strikes to the 634-m Tokyo Skytree ». Geophysical Research Letters, 45(17): 9267-9274. <https://doi.org/10.1029/2018GL078214>
- [18] Zhang, Y., Yang, S., Lu, W., Zheng, D., Dong, W., Li, B., Chen, L (2014), « experiments of artificially triggered lightning and its application in Conghu, Guangdong, China, Atmospheric Research » 135:330-343.<https://doi.org/10.1016/j.atmosres.2013.02.010>
- [19] LAROCHE, P., EYBERT-BERARD, A., BARRET. L., (1985). «Triggered lightning. flash. flash characterisation, 10th international aerospace and round conference on lightning and static electricity »- Paris –.
- [20] Diendorfer, G, OVE-ALDIS. «Lightning Location Systems (LLS), IX International Symposium on Lightning Protection», 26th-30th November 2007 – Foz do Iguaçu, Brazil.
- [21] Rakov, V.A (1999). « Lightning discharges triggered using rocket-and-wire techniques». In Recent research developments on geophysics, 2 : 141-171.
- [22] Yannick BOURGEOIS. « Modélisation des perturbations électromagnétiques générées sur un réseau de télécommunications par une agression de type foudre » Thèse N° 4-2009, XLIM-Département OSA.

- [23] Nucci, C. A., and Rachidi F. « Experimental validation of a Modification to the Transmission Line model for LEMP calculation», 8th International Symposium and Références bibliographiques 129 Technical Exhibition on Electromagnetic Compatibility, pp. 6, Zurich, Switzerland, 1989.
- [24] Nucci, C. A., Mazzetti, C., Rachidi, F., and Ianoz, M « Analyse du champ électromagnétique dû à une décharge de foudre dans les domaines temporel et fréquentiel », Annales de télécommunication, Vol. 43, n° 11-12, pp. 625-637, 1988.
- [25] Heidler, F., Wiesinger, J., Zischank, W (2001). «Lightning current measured at a telecommunication Tower from 1992 to 1998». In 14th International Zurich Symposium on Electromagnetic Compatibility, pp 6.
- [26] Heidler, F. « Analytic lightning current functions for LEMP calculations », 18th ICLP (International Conference on Lightning Protection), pp. 63-66 Munich, Germany, 1985.
- [27] Nucci, C., Diendorfer, G., Uman, M., Rachidi, F. « Lightning return stroke current models with specified channel based current », Journal of Geophysical Research, vol. 95, pp.811-828, 1990.
- [28] Leteinturier, C., Weidman, C., and Hamelin, J. (1990) « Current and electric field derivatives in triggered lightning return strokes », Journal of Geophysical research, Vol. 95, pp. 811-828.
- [29] ABDELLI Djamel « Application de la méthode FDTD-2D dans le calcul du champ électromagnétique de la foudre initiée au sol caractérisé par une conductivité finie » mémoire master univ Ibn Khaldoun Tiaret 2021.
- [30] LARIBI Abdelaziz et MANSOUR Aymen, « Analyse du comportement du champ électromagnétique de la foudre initié au sol caractérisé par une conductivité finie », mémoire master 2, Université Ibn Khaldoun Tiaret 2020.
- [31] Uman M.A. « The lightning discharge », Dover Publications, INC, Mineola, New York, 2001.
- [32] LAKHDAR ASMAA, « Calcul du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre à l'aide de la méthode TLM 2D ». Mémoire de Magister soutenues à l'USTO MB, Oran, 02-06-2011.
http://www.univ-usto.dz/theses_en_ligne/index.php?lvl=author_see&id=4023
- [33] Uman, M.A., McLain, D.K., Krider, E.P (1975). The electromagnetic radiation from a finite antenna, American Journal of Physics, 43(1):33-38. <https://doi.org/10.1119/1.10027>

- [34] MIMOUNI Abdenbi « Analyse des problèmes de compatibilité électromagnétique par modélisation et simulation du rayonnement électromagnétique de la foudre » thèse de doctorat, USTO 2007
- [35] Rakov, V. A., and Dulzon, A. A. «Calculated electromagnetic fields of lightning return strokes » (in Russian), Tekh. Electroinam, no. 1, pp. 87– 89, 1987.
- [36] Rachidi, F. & Nucci, C. A (1990). « On the Master, Uman, Lin, Standler and the Modified Transmission Line Lightning return stroke current models ». *Journal Of Geophysical Research*, 95(D12), 20389. Doi: 10.1029/jd095id12p20389
- [37] Harrington, R. F, « Field computation by Moment Methods », New York: IEEE & Wiley (1993)
- [38] Baba, Y., & Ishii, M. (2001). « Numerical electromagnetic field analysis of lightning current in tall structures». *IEEE Transactions on Power Delivery*, 16(2), 324–328. doi:10.1109/61.915502
- [39] Visacro, S., Soares Jr, A., Schroeder, M.A.O., Cherchiglia, L.C., de Sousa, V.J. (2004). «Statistical analysis of lightning current parameters »: Measurements at Moro do Cachimobo Station, 109(D1): <https://doi.org/10.1029/2003JD003662>
- [40] Visacro, S., and Silveira, F. H. (2004). «Evaluation of lightning current distribution along the lightning discharge channel by a hybrid electromagnetic model», *Journal of Electrostatics*, vol. 60, pp. 111-120
- [41] Rachidi, F., Rakov, V., Nucci, C.A., Bermudez, J.L. (2002). «Effect of vertically extended strike object on the distribution of current along the lightning channel», *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 107(D23):ACL16-1-ACL16-6. <https://doi.org/10.1029/2002JD002119>
- [42] Baba, Y., Rakov, V.A. (2005). «On The use of lumped sources in lightning return stroke models», *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 110(D3):1-10, <https://doi.org/10.1029/2004JD005202>
- [43] Kordi, B. (2003). «Application of the antenna theory model to a tall tower struck by lightning». *Journal of Geophysical Research*, 108(D17). Doi: 10.1029/2003jd003398
- [44] Podgorski, A. S., & Landt, J. A. (1987). «Three-Dimensional Time Domain Modeling of Lightning». *IEEE Power Engineering Review*, PER-7(7), 7273. Doi: 10.1109/mper.1987.5527003
- [45] Podgorski, A. S., and Landt, J. A. (1985). «Numerical Analysis of the Lightning-CN Tower Interaction», *Proc. 1984 EMC Symposium*, March 5-7, Zurich, Switzerland, pp. 52-60

- [46] Petrache, E., Rachidi, F., Pavanello, D., Janischewskyj, W., Hussein, A.M., Rubinstein, M., Shostak, M., Chisholm, W.A., and Chang, J.S., (2005). «Lightning Strikes to Elevated Structures: Influence of Grounding Conditions on Currents and Electromagnetic Fields», presented at IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, Chicago.
- [47] Petrache, E., Paolone, M., Rachidi, F., Nucci, C. A., Rakov, V., Uman, M., ... Schoene, J. (2007). « Lightning-induced currents in buried coaxial cables: A frequency-domain approach and its validation using rocket-triggered lightning». *Journal Of Electrostatics*, 65(5-6), 322– 328. doi: 10.1016/j.elstat.2006.09.015
- [48] Rakov, V. A., & Uman, M. A., (1998). « Review and evaluation of lightning return stroke models including some aspects of their application». *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 40(4), 403–426. doi:10.1109/15.736202
- [49] Rakov, V. A., (2003). «Engineering Models of the lightning return stroke», International symposium on lightning protection (VII SIPDA), Curitiba, Brazil.
- [50] Rakov, V. A., and Dulzon, A. A., « Calculated electromagnetic fields of lightning return strokes », (in Russian), *Tekh. Electrodinam.*, no. 1, pp. 87– 89, 1987.
- [51] Bruce. E. R., and Golde, R. H., « The lightning discharge», *J. Inst. Electr. Eng.*, vol. 88, pp. 487– 520, 1941.
- [52] Rachidi, F., Janischewskyj, W., Hussein, A.M., Nucci, C.A., Guerrieri, S., Kordi, B., Chang, J.S. (2001). « Current and electromagnetic field associated with lightning return strokes to tall towers», *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 43(3): 356-367. <https://doi.org/10.1109/15.942607>
- [53] Pavanello, D., Rachidi, F., Rakov, V. A., Nucci, C. A., & Bermudez, J. L. (2007). « Return stroke current profiles and electromagnetic fields associated with lightning strikes to tall towers: Comparison of engineering models». *Journal of Electrostatics*, 65(5-6), 316–321. doi: 10.1016/j.elstat.2006.09.014
- [54] Rachidi, F. (2007). «Modeling lightning return strokes to tall Structures»: A revue, In *Journal of Lightning Research*, 1: 16-31. Rachidi Invited Lecture SIPDA | Electrical Resistivity and Conductivity | Lightning.
- [55] Pavanello, D., Rachidi, F., Rubinstein, M., Bermudez, J.L., Nucci, C.A., « Electromagnetic Field Radiated by Lightning to Tall Towers: Treatment of the Discontinuity at the Return Stroke Wave front », *Journal of Geophysical Research*, vol. 109, pp. D06114 – 7 pages, 2004.

- [56] Thottapellil, R., Schoene, J., Uman, M.A. (2001). « Return stroke transmission line model for stroke near and equal that of Light », *Journal of Geophysical Research, Letters*, 28(18):3593-3596. <https://doi.org/10.1029/2001GL013029>
- [57] Lakhdar, A., Mimouni, A., Azzouz, Z. (2022). « New Approach to Revise the Spatiotemporal Lightning Current Distribution Models Intended for Tall Objects ». *IEEE Transactions on Compatibility Electromagnetic*, pp.1-8, <https://doi.org/10.1109/TEMC.2022.3169429>
- [58] Eric Gourgoulhon, ' Relativité restreinte - Des particules à l'astrophysique : Des particules à l'astrophysique, ISBN : 2759809234, 9782759809233, 804 pages, EDP Sciences, 2012
- [59] Philippe Tourrenc, « Relativity and Gravitation », and translated by Andrew King, pp. 256. ISBN 0521456851. Cambridge, UK: Cambridge University Press, January 1997.
- [60] Mimouni, A., Rachidi, F., and Zin-eddine Azzouz, « afinite-difference time domain approach for the evaluation of electromagnetic fields radiated by lightning strikes to tall structures » *Journal Of Electrostatics* 66(2008) 504-513, Tiaret, Algérie,2008.
- [61] Baba, Y., Rakov, V.A « On The use of lumped sources in lightning return stroke models ». *Journal Of Geophysical research*, Vol.110, D03101, doi: 10.1029/2004JD005202, Florida, USA, 2005.
- [62] Nucci, C.A., Mazzeti, F., Rachidi, M. Ianoz (1988). « On the lightning return stroke models for LEMP calculations », 19th ICLP (International Conference on lightning protection): Assoc.ofAust.Electr.Eng.(OVE), Graz, Austria,1988.
- [63] Kane Yee, « Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* » 14, 1966, S. 302-307
- [64] Mur, G. « Absorbing boundary conditions for the finite difference approximation of the time domain electromagnetic field equations ». *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, Vol. 23, N° 4, 1981, pp. 377-382.
- [65] Lakhdar, A., Mimouni, A., Azzouz, Z. (2021). « Parameters affecting the polarity inversion of the vertical electric lightning field to the CN-Tower ». *Mathematical Modelling of Engineering Problems*, Vol. 8, No. 1, pp. 117-124. <https://doi.org/10.18280/mmep.080115>
- [66] Guerrieri, S.F., Heidler, C. A., Nucci, F., Rachidi, and Rubinstein, M. (1996). « Extension of two return stroke Models to consider the influence of elevated strike objects on the lightning return stroke

current and the radiated electromagnetic field: comparison with experimental results ». Proceedings of EMC '96 ROMA. International Symposium on Electromagnetic Compatibility. Vol.2

Résumé

Dans ce travail, nous avons présenté une étude théorique du phénomène de la foudre et de son impact sur les systèmes électriques et électroniques et en particulier la vie des êtres vivants, qui reste un impact néfaste et désastreux qui nécessite un bon système de protection, cela n'est possible que si les données expérimentales et la caractérisation numérique sont disponibles et concordent ensemble, d'où l'objectif principal de notre mémoire la contribution à une meilleure caractérisation par simulation en appliquant notre modèle MTLE révisé de la distribution spatiotemporelle du courant le long du canal et le long de l'objet élevé, et qui s'est révélé être fiable et a reproduit une meilleure allure du champ calculé en comparaison avec celui mesuré contrairement aux deux modèles classiques.

Mots-clés : compatibilité électromagnétique, foudre sur un objet élevé, méthode FDTD-2D, effets Doppler.

ملخص

في هذا العمل قدمنا دراسة نظرية لظاهرة الصواعق وتأثيرها على الأنظمة الكهربائية والإلكترونية وعلى وجه الخصوص الكائنات الحية والتي تبقى أثرا ضارا و كارثيا يتطلب نظام حماية جيد وهذا ممكن فقط إذا كانت البيانات التجريبية والتوصيف العددي متاحين ومتفقين ، فإن الهدف الرئيسي لمذكرتنا هو المساهمة في وصف أفضل عن طريق المحاكاة من خلال تطبيق نموذج MTLE المنقح للتوزيع المكاني الزمني للوضع الحالي على طول القناة وعلى طول الجسم مرتفع، والذي أثبت أنه موثوق به وأعاد إنتاج شكل أفضل للحقل المحسوب مقارنة بالمقاس على عكس النموذجين الكلاسيكيين.

الكلمات المفتاحية: التوافق الكهرومغناطيسي، البرق على جسم مرتفع، طريقة FDTD-2D ، تأثيرات دوبلر.

Abstract

In this work, we have presented a theoretical study of the phenomenon of lightning and its impact on electrical and electronic systems and in particular the life of living beings, which remains a harmful and disastrous impact that requires a good protection system, this is only possible if the experimental data and the numerical characterization are available and agree together, hence the main objective of our thesis the contribution to a better characterization by simulation by applying our revised MTLE model of the spatiotemporal distribution of the current along the channel and along the high object, and which proved to be reliable and reproduced a better shape of the calculated field in comparison with that measured contrary to the two classical models.

Keywords: electromagnetic compatibility, lightning on a high object, FDTD-2D method, Doppler effects.