

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

UNIVERSITÉ IBN-KHALDOUN DE TIARET

FACULTÉ
DES SCIENCES APPLIQUEES
DÉPARTEMENT DE GENIE ELECTRIQUE



MEMOIRE DE FIN D'ETUDES

Pour l'obtention du diplôme de Master

Domaine : Sciences et Technologie

Filière : Génie Electrique

Spécialité : Réseaux électrique et haute tension

THÈME

**Application des modèles d'Ingénieurs cités
dans la littérature pour la modélisation d'un
coup de foudre tombant sur un objet élevé**

Préparé par : HATI Ilyes

MAMOUN Hakim.

Devant le Jury :

Nom et prénoms	Grade	Qualité
Mr. MIMOUNI abdenbi	Pr	Président
Mr. HEBRI Khaled	MAA	Examineur
Mme. LAKHDAR Asmaa	MAA	Encadreur

PROMOTION 2015 /2016

DÉDICACE

À ma Mère

Tu m'as donné la vie, la tendresse et le courage pour réussir.

**Tous ce que je peux t'offrir ne pourra exprimer l'amour et
la reconnaissance que je te porte.**

À mon Père

**L'épaule solide, l'œil attentif compréhensif et la personne la plus digne de mon estime et
de mon respect.**

**Aucune dédicace ne saurait exprimer mes sentiments, que te préserve et te procure santé
et longue vie.**

À mes frères

À mes sœurs

À ma famille

À mes amis

**En témoignage, je t'offre ce modeste travail pour te remercier pour tes sacrifices et pour
l'affection dont tu m'as toujours entourée.**

Remerciement

Nous voulons exprimer par ces quelques lignes notre gratitude envers tous ceux qui en par leur présence, leur soutien, leur disponibilité et leurs conseils, nous ont encouragé à accomplir ce projet.

Nous commençons par remercier Mme « Lakhdar Asmaa » qui nous a fait l'honneur d'être notre encadreur.

Nous la remercions profondément pour son encouragement continu et aussi d'être toujours présente pour nous écouter, nous aider et nous guider à retrouver le bon chemin par sa sagesse et ses précieux conseils.

Ainsi que son soutien moral et sa preuve de compréhension, ce qui nous a donné la force et le courage d'accomplir ce projet.

Nous exprimons notre gratitude envers les membres du jury de cette soutenance, tout d'abord envers M^RMIMOUNI Abdenbipour avoir accepté de la présider. Nous remercions M^RHABRI Khaled, de nous faire l'honneur de juger ce travail en qualité d'examineur.

En fin, nous ne pouvons achever ce mémoire sans exprimer notre gratitude à tous les enseignants et les professeurs de l'université Ibn Khaldoun –Tiaret- pour leur dévouement et leur assistance tout au long de nos études universitaires, ainsi qu'à tous les étudiants qui ont participé d'une manière ou d'une autre dans ce projet.

Table des matières

Introduction générale	2
-----------------------------	---

Chapitre I :Phénoménologie de la foudre

I.1 Introduction.....	5
I.2 Phénoménologie de la foudre	5
I.2.1 Formation des nuages orageux	5
I.2.2 L'électrisation des nuages	5
I.2.3 Classification des coups de foudre	6
I.2.4 Processus de la décharge négative nuage-sol	7
I.3 Modélisation d'un champ électromagnétique généré par l'interaction d'un coup de foudre avec un objet élevé	10
I.3.1 Modèles d'ingénieurs	11
I.3.2 Modèle électromagnétique	12
I.3.3 Modèle du circuit électromagnétique hybride	12
I.4 Méthode numérique	12
I.4.1 Méthode des Différences Finies dans le Domaine Temporel	12
I.4.2 Méthode des Moments (MoM)	17
I.5 Modèles issus de la théorie des antennes	17
I.6 Caractérisation du champ électromagnétique rayonné par la foudre	18
a- Distances inférieures à 1km	18
b- Distances supérieures à 1Km	19
I.7 Etude expérimentale de la foudre	22
I.7.1 Utilisation des tours instrumentées de la foudre	23
a- Données obtenues en utilisant de petites tours	23
b- Données obtenues en utilisant des tours élevées	26
I.7.2 Déclenchement artificielle	28
I.7.3 Utilisation des systèmes de détection de la foudre.....	31
I.8 Conclusion	32

Chapitre II :Etude théorique et comparaison des modèles d’arc en retour modifiés pour prendre en compte l’objet élevée

II.1 Introduction.....	34
II.2 Modélisation du courant de la foudre	34
II .2.1 - Modèle de Bruce-Golde	36
II .2.2 - Source de courant mobile TCS	37
II .2.3 - Modèle de ligne de transmission (TL)	38
a – Modèle généralisé.....	38
b – Modèle de ligne de transmission modifiée avec atténuation exponentielle du courant (MTLE).....	39
c–Modèles de lignes de transmission modifiées avec atténuation linéaire (MTLL)	40
II.3 Représentation analytique du courant d’arc en retour à la base du canal	40
II.4 Représentation de la structure élevée	43
II.5 Distribution spatio-temporelle du courant de l’arc en retour	45
II.6 Distribution du courant dans la tour et dans le canal de foudre	46
• Modèle de Rachidi et al	46
• Modèle de Baba et Rakov	51
II .7 Comparaison entre les deux modèles.....	52
II .7.1 modèle de Rachidi et al.....	52
II .7.2 modèle de Baba et Rakov	52
II .8 Conclusion	53

ChapitreIII : simulation du champ électromagnétique rayonné généré par l’interaction d’un coup de foudre avec un objet élevé

III.1 Introduction	55
III.2 Géométrie du problème	55
III.3 Formulation du champ électromagnétique	57
III.4 Conditions aux limites	58
III.5 Paramètres de la simulation	59
III.6 Paramètres du courant utilisé	59

III.7 Choix de modèle d'ingénieur	59
III.8 Résultats et analyse	60
III.8.1 Champ électrique vertical	60
III.8.1.1 Champ électrique vertical en dessous du sol	60
III.8.1.2 Champ électrique vertical au niveau du sol	61
III.8.1.3 Champ électrique vertical au-dessus du sol	61
III.8.2 Champ électrique horizontal.....	62
III.8.2.1 Champ électrique horizontal en dessous du sol	62
III.8.2.2 Champ électrique horizontal al au niveau du sol	63
III.8.2.3 Champ électrique horizontal au-dessus du sol	64
III.8.3 Champ magnétique azimutal	65
III.8.3.1 Champ magnétique azimutal en dessous du sol	65
III.8.3.2 Champ magnétique azimutal al au niveau du sol	66
III.8.3.3 Champ magnétique azimutal au-dessus du sol	66
III.9 Conclusion	68
Conclusion générale	70
Références bibliographiques	72

Listes des figures

FigI.1: Distribution des charges électriques dans la masse d'un cumulo-nimbus et la répartition du champ électrique au sol, au moment où va éclater la foudre.	6
FigI.2 : Classification des coups de foudre.	7
FigI.3: Le processus de la décharge négative nuage-sol.	8
FigI.4 : Effet de couronne.	9
Fig I.5 : Évolution du courant à la base du canal de foudre.	10
FigI.6 : Propagation du courant le long de la tour et le long du canal de foudre.	11
FigI.7 : Décomposition Spatiale du volume de calcul.	13
FigI.8 : Décomposition Spatiale du volume de calcul.	14
FigI.9: Domaine de calcul à deux dimensions (2D) avec un système à coordonnées cylindriques.	14
FigI.10 : Maillage 2D-FDTD (coordonnées cylindriques).	17
FigI.11 : Champ électrique vertical mesuré à 500 m du point d'impact de la foudre.	19
FigI.12 : Champ électrique vertical mesuré à 30 m du point d'impact de la foudre.	19
FigI.13: Densité du flux électrique vertical (a) et densité du flux magnétique (b) correspondant à des distances variant de 1 Km à 5 Km.	20
FigI.14: Densité du flux électrique vertical (a) et densité du flux magnétique (b) correspondant à des distances variant de 10 Km à 200 Km.	21
Fig I.15 : Formes détaillées du champ électrique rayonné normalisé à une distance de 100 Km. (Premier arc en retour).	22
FigI.16 : Forme moyenne normalisée du courant des arcs en retour premier et subséquent(a) premier arc en retour, (b) arc en retour subséquent.	23
FigI.17 : Distribution statistique des coups de foudre.	24
FigI.18 : Formes du courant mesuré sur la tour d'Ostankino, Moscow	27
FigI.19: Courant de l'arc en retour : (a) 509 m et (b) 474 m.	27
Fig1.20 : Exemple de mesure de courant de foudre en utilisant une tour instrumentée. Tour CN à Toronto au Canada.	28
FigI.21: le système de déclenchement artificiel de la foudre.	29
FigI.22 : Exemple d'un déclenchement artificiel de la foudre.	30

Fig II.1 Distribution spatio-temporelle selon le modèle de BG.	37
FigII.2 Distribution spatio-temporelle selon le modèle de ligne de transmission.	38
FigII.3 Forme du courant dans les modèles TL et MTLE.	39
FigII.4 Courant à la base du canal de foudre (normalisé), correspondant au premier arc enretour et à l'arc en retour subséquent, calculés à l'aide du modèle bi exponentiel.	41
FigII.5: Courant à la base du canal d'un arc subséquent typique correspondant aux deux modèles (modèle d'Heidler et modèle bi-exponentiel).	43
FigII.6: (a) La tour Peissenberg, (b) Courant mesuré au sommet et à la base de la tour.	44
FigII.7 : courant non contaminé [18.a].	45
FigII.8 : Courant au sommet de la tour 168 m (a) et à la base de la tour (b).....	46
FigII.9: Le courant en fonction de la hauteur (z') à dix instants de temps $t = 1, 2, \dots, 10 \mu s$	48
FigIII.1 : Configuration proposée, tour 168m. $\sigma=0.01 S/m$	55
FigIII.2 : Le domaine d'étude.	56
FigIII.3 : Maillage 2D-FDTD (coordonnées cylindriques).	58
Fig III.4 : Champ électrique vertical calculé à la profondeur de 5 m en dessous du sol.....	60
FigIII.5 : Champ électrique vertical au niveau de sol.	61
FigIII.6: Champ électrique vertical calculé à la hauteur de 10 m au-dessus du sol.	62
FigIII.7: Champ électrique horizontal calculé à la profondeur de 5 m en dessous du sol.....	63
FigIII.8: Champ électrique horizontal au niveau de sol	64
FigIII.9 : Champ électrique horizontal calculé à la hauteur de 10 m au-dessus du sol.	64
FigIII.10: Champ magnétique azimutal calculé à la profondeur de 5 m en dessous du sol. ...	65
FigIII.11: Champ magnétique azimutal au niveau de sol.....	66
FigIII.12: Champ magnétique azimutal calculé à la hauteur de 10 m au-dessus du sol.	67

Résumé :

L'objectif de notre travail est d'évaluer les 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. Le calcul du champ électromagnétique s'effectuera à l'aide du code de calcul développé au sein du laboratoire Génie Electrique et des Plasmas, basé sur la méthode numérique FDTD, où on appliquera les deux modèles de la distribution spatiotemporelle du courant le long de la tour et le long du canal de foudre cités dans la littérature, à savoir le modèle de Rachidi et al. proposé en 2002 et celui de Baba et Rakov en 2005. Les résultats de simulation obtenus nous aideront à mieux observer et comprendre les points qui différencient ces deux modèles en point de vue approche et surtout en point de vue allures des composantes du champ électromagnétique.

Introduction générale

La foudre est l'un des phénomènes naturels les plus étudiés, à cause de son pouvoir de destruction et pour son apparence magnifique qui reste jusqu'à aujourd'hui mystérieuse. Initialement, le phénomène de la foudre était considéré comme un message ou un symbole de divinités dans différentes cultures (religion et / ou mythologies), de nos jours cette croyance a été remplacée par une connaissance scientifique, les chercheurs du monde entier ont contribué à l'avancement de notre compréhension de la décharge de foudre. Cette dernière est une source électromagnétique presque imprévisible et sa caractérisation expérimentale est tout à fait une tâche difficile. Le courant de foudre est certainement un des paramètres les plus importants à déterminer pour toutes les études sur les effets électromagnétiques de la foudre. Il convient de noter que ce courant ne peut être mesuré qu'à la base du canal et l'utilisation des modèles est nécessaire pour prédire la distribution spatio-temporelle du courant le long du canal. Les structures de grande taille ou des objets élevés sont des moyens intéressants pour mesurer les courants de foudre, car ils sont souvent frappés par la foudre. En effet, la majeure partie de la disposition des données sur les courants de foudre sont obtenues en utilisant des tours instrumentées (par exemple la tour Peissenberg en Allemagne [1]). Une autre technique dont les données sur le courant de foudre peuvent être obtenues grâce au déclenchement artificiel de la foudre en utilisant des petites fusées (chapitre 1, référence bibliographique [2]). Cependant, dans cette thèse, nous allons essentiellement nous concentrer sur la foudre tombant sur les objets élevés.

L'objectif de ce mémoire est d'évaluer les 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. Pour cela nous allons effectuer le calcul du champ électromagnétique à l'aide du code de calcul développé au sein du laboratoire génie électrique et des plasmas, basé sur la méthode numérique FDTD, en appliquant les deux modèles d'ingénieurs cités dans la littérature, qui prennent en compte la présence de la tour, afin de modéliser la distribution du courant dans la tour et dans le canal de foudre à savoir le modèle de Rachidi et al. Proposé en 2002 et celui de Baba et Rakov en 2005, Dans cette étude nous allons appliquer le modèle d'arc en retour dit « MTLE ».

Les résultats de simulation obtenus nous aideront à mieux observer et comprendre les points qui différencient ces deux modèles en point de vue approche et surtout en point de vue allure des composantes du champ électromagnétique, ce mémoire est organisé de la manière suivante :

Le chapitre I décrit brièvement la phénoménologie des coups de foudre nuage-sol et souligne l'importance des modèles d'arc en retour. Dans ce même chapitre nous passerons par citer les récents progrès de la modélisation du foudroiement des tours élevées et les données expérimentales obtenues durant les deux dernières décennies. Deux types de modèles d'arc en retour sont discutés : les modèles d'Ingénieurs et les modèles de la Théorie d'Antenne (TA) ou Electromagnétique. Ces modèles ont été généralisés pour prendre en compte les structures élevées.

Ce chapitre comprend aussi également une description de la méthode de calcul utilisée pour l'évaluation des champs électromagnétiques générés par une décharge de foudre sur une structure élevée, ainsi qu'une vue d'ensemble de données disponibles sur le courant de foudre et sur le champ électromagnétique associé. Pour mesurer directement le courant de l'arc en retour à la base du canal, la connaissance du point d'impact de la foudre est nécessaire. Plusieurs techniques ont été développées dans ce chapitre utilisées pour l'obtention des données expérimentales des courants de foudre à savoir l'utilisation des tours instrumentées, Le déclenchement artificiel de la foudre, et l'utilisation des systèmes de détection de la foudre.

Concernons le chapitre II, nous mettons en vue une attention particulière aux modèles d'Ingénieur BG, TL, MTL, MTLE et TCS pour prendre en compte la structure élevée. On terminera ce chapitre par une description complète des points de ressemblances et de différences entre les modèles de Rachidi et Baba.

Le dernier chapitre sera consacré à la représentation des résultats de simulation et leurs interprétations.

Nous terminerons ce mémoire par une conclusion générale, ou nous allons récapituler tout ce qui a été présenté dans les chapitres pour mieux comprendre ce travail.

Chapitre I

La phénoménologie de la foudre

I.1 Introduction

La décharge de foudre est une source électromagnétique imprévisible et donc sa caractérisation expérimentale est une tâche très complexe.

Dans ce chapitre nous allons décrire d'une manière brève la phénoménologie de la foudre, nous présenterons ensuite la modélisation du champ EM généré par l'interaction d'un coup de foudre avec un objet élevé, Ce chapitre comprend également une description de la méthode de calcul utilisée pour l'évaluation des champs électromagnétiques, enfin les observations expérimentales des courants de foudre.

I.2 Phénoménologie de la foudre

I.2.1 Formation des nuages orageux

La foudre, phénomène naturel extrêmement répandu est une manifestation spectaculaire des orages. Les orages se développent à partir de nuages électrisés de type cumulo-nimbus occupant une surface de plusieurs dizaines de km^2 . Leurs extensions verticales, pouvant atteindre 15 km, nécessitent pour leur formation une instabilité atmosphérique importante. En effet, ces nuages se forment dans une masse d'air chaud et instable et se développent là où la nature et la topographie du sol favorisent la surchauffe de masses d'air. Sous l'effet de la circulation générale, les masses d'air chaud s'élèvent à des vitesses importantes, entraînant dans ces turbulences des centaines de milliers de tonnes d'eau. Le mouvement est si puissant que le sommet du nuage se heurte à la couche supérieure de l'atmosphère (la stratosphère) ce qui explique sa forme caractéristique dite « enclume ».

I.2.2 L'électrisation des nuages

Le processus d'électrisation du nuage et la répartition des charges résulte de phénomènes complexes non parfaitement connus. De multiples théories reposant sur les principes fondamentaux de la gravitation ou de la convection, expliquent les mécanismes de transferts et de séparations des charges dans le nuage. Ces hypothèses n'ont jamais été corroborées par des mesures qui sont en fait difficiles à réaliser. Néanmoins, nous retiendrons les éléments de ces travaux qui semblent aujourd'hui admis par la majorité de la communauté scientifique. Ces différents mécanismes aboutissent à une accumulation de porteurs de charges de signes opposés permettant l'initiation de la décharge. La partie supérieure d'un nuage orageux constituée de cristaux de glace est donc chargée positivement, alors que sa partie inférieure contenant des gouttelettes d'eau est chargée négativement.

Cependant, des petites poches de charges positives peuvent éventuellement être localisées à la base du nuage, phénomène certainement dû aux recombinaisons possibles «ions-gouttelettes». Cette distribution de charge dans un orage est représentée sur la figure (Fig. I.1).

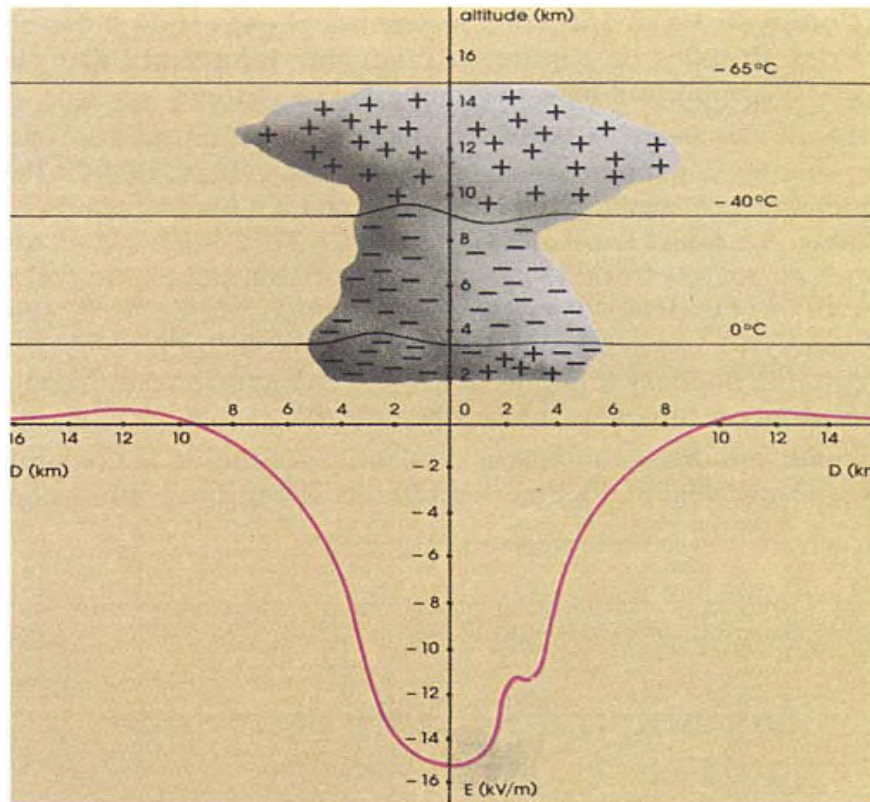


Figure. I.1: Distribution des charges électriques dans la masse d'un cumulo-nimbus et la répartition du champ électrique au sol, au moment où va éclater la foudre [3].

I.2.3 Classification des coups de foudre

Dans un schéma classique, une décharge nuage-sol est toujours précédée d'une première décharge peu lumineuse, appelée traceur, qui progresse à travers l'air neutre avec une faible vitesse. On distingue les décharges de foudre nuage-sol (Fig. I.2) par :

- la direction ascendante ou descendante du traceur,
- le signe des charges portées à l'extrémité du traceur.

Les décharges électriques déclenchées par traceurs ascendants sont relativement rares et apparaissent aux sommets des montagnes ou au niveau de structures élevées. Les coups de

foudre descendants positifs représentent environ 8% de l'ensemble des décharges nuage-sol. Dans les régions tempérées, 90% des coups de foudre sont de types négatifs descendants.

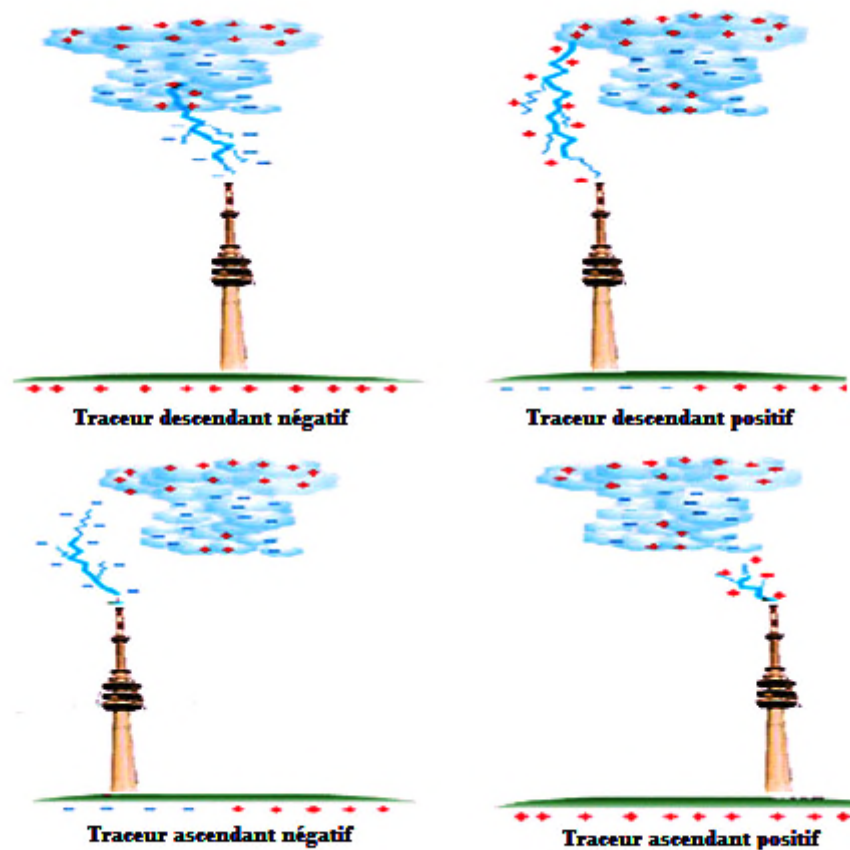


Figure. I.2 :Classification des coups de foudre [4].

I.2.4 Processus de la décharge négative nuage-sol

Le processus de la décharge négative nuage-sol représenté sur la figure (Fig.I.3) peut se scinder en 4 étapes :

- Traceur par bond,
- Processus d'attachement,
- L'arc en retour,
- Traceur continu et les arcs en retour subséquents.

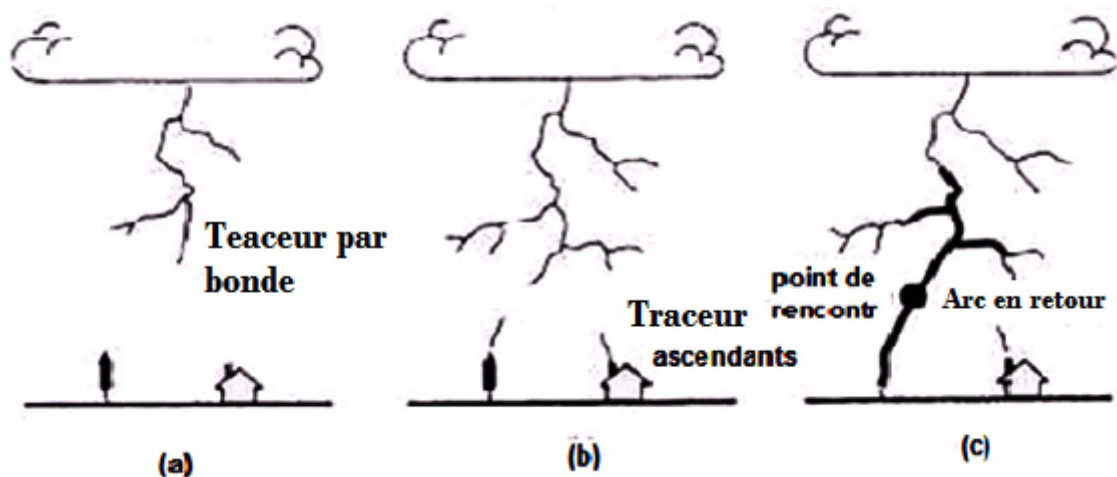


Figure. I.3: Le processus de la décharge négative nuage-sol[3]

➤ **Traceur par bond**

Le traceur n'est qu'un pont suffisamment conducteur pour préparer la voie au coup de foudre proprement dit. Sa progression s'effectue par une succession de bonds lumineux ayant une longueur de quelques dizaines de mètres et d'une durée avoisinant la microseconde. Deux bonds successifs sont espacés d'une pause de l'ordre de 500 microsecondes. Chaque bond du traceur correspond à une impulsion de courant dépassant le kilo-Ampère. Ces fluctuations de courant sont associées à des variations de champ électrique de l'ordre de 0,1 microseconde de durée. Au fur et à mesure de sa progression vers le sol, on assiste à une ramification de l'éclair.

➤ **Processus d'attachement**

Du fait de son potentiel élevé, le traceur à l'approche du sol provoque une intensification du champ de l'ordre de 500 Kv. m^{-1} , et initie une ou plusieurs décharges ascendantes (upward-connecting leader) dont l'origine est liée aux aspérités du sol ou aux structures. L'effet de pointe créé par les aspérités du relief (végétation, constructions, relief) favorise l'apparition des coups de foudre à cet endroit (Fig.I.4). Ce phénomène s'appelle l'effet de couronne.

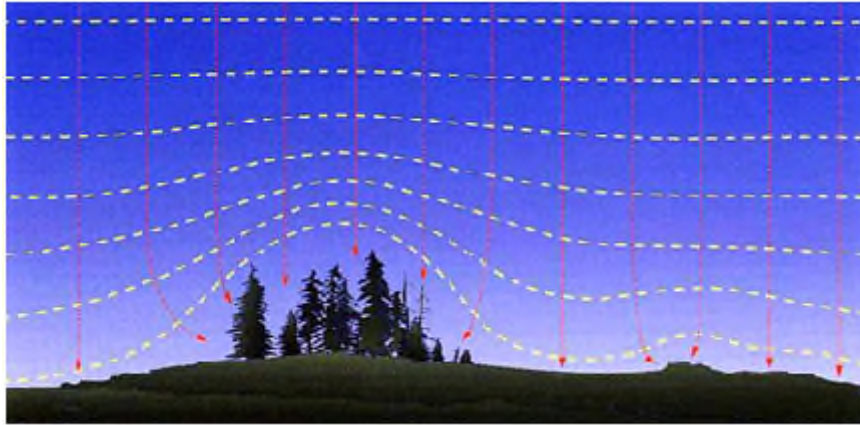


Figure. I.4 : Effet de couronne [3].

➤ **L'arc en retour**

Lorsque la jonction entre le précurseur ascendant et le traceur est établie, une onde de potentiel se propage du sol vers le nuage avec une vitesse de l'ordre $1.1 \cdot 10^8 \text{ms}^{-1}$ et neutralise le canal chargé par le traceur. Le premier arc de retour produit alors un courant au niveau du sol de valeur crête typique 15 kA et d'une durée de quelques dizaines de microsecondes. L'élévation rapide de la température du canal atteignant jusqu'à 30000°K provoque une onde de choc appelée tonnerre. Le premier arc de retour constitue, de par son énergie, la plus grande manifestation lumineuse communément appelée éclair.

➤ **Traceur continu et les arcs en retour subséquents**

Néanmoins, plusieurs décharges peuvent succéder au premier arc en retour (10 à 70 ms). Il s'agit des arcs en retour subséquents provenant d'une quantité éventuelle de charge résiduelle au sommet du canal. Il se développe dans ce même canal un traceur continu beaucoup plus rapide que le premier appelé trait pilote.

L'amplitude des arcs subséquents associés aux coups de foudre négatifs est inférieure à celle du premier arc de retour, tandis que leurs temps de montée sont beaucoup plus rapides (Fig. I.5).

Entre deux décharges consécutives, il reste toujours un courant d'une centaine d'Ampères, appelé «courant persistant». Ce phénomène, s'écoulant à travers le canal, est à l'origine des effets thermiques les plus importants.

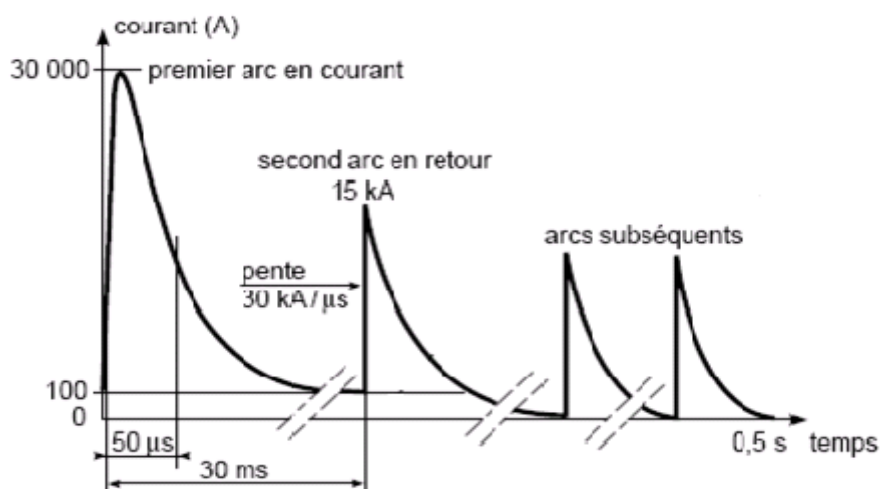


Figure. I.5 : Évolution du courant à la base du canal de foudre [3]

I.3 Modélisation d'un champ électromagnétique généré par l'interaction d'un coup de foudre avec un objet élevé

Les chercheurs spécialisés du domaine de la foudre s'intéressent de près à son interaction avec les objets foudroyés [5]. Principalement parce que les données du courant de foudre sont souvent rassemblées au moyen d'instruments installés sur des tours, plusieurs campagnes de mesures comprennent des enregistrements du courant et des champs électromagnétiques associés.

Plusieurs modèles relatifs à la distribution spatio-temporelle du courant de foudre ont été proposés par la communauté scientifique. Il s'agit de modèles développés dans le but d'évaluer le rayonnement électromagnétique de la foudre initié au sol [6], ont été généralisées pour tenir compte de la présence d'un objet élevé foudroyé qui a été inclus dans deux classes de modèles d'arc en retour, à savoir les modèles d'Ingénierie et les modèles électromagnétique ou les modèles issus de la théorie des antennes (AT), tel que défini par Rakov et Uman [7].

Dans les modèles issus de la théorie des antennes (par exemple [8]) connus sous le nom (AT) modèles, l'objet élevé (la tour) ainsi que le canal de la foudre sont représentés par des segments de conducteur minces en utilisant des fils minces. Les équations de Maxwell sont numériquement résolues par la méthode des moments (MoM) [9] pour trouver la distribution du courant le long du canal de foudre et le long de la structure élevée à partir de laquelle les champs électromagnétiques rayonnés peuvent être calculés. À côté des modèles électromagnétiques et les modèles d'Ingénieurs, le modèle de circuit

électromagnétique hybride (HECM) pourrait être considérée comme une troisième classe des modèles basés sur la théorie électromagnétique et circuit (par exemple [10]).

I.3.1 Modèles d'Ingénieurs

Pour analyser l'interaction de la foudre avec les objets élevés, les modèles d'Ingénieur utilisés pour la modélisation du courant de l'arc en retour initié du sol ont été modifiés pour tenir compte de la présence des objets élevés. Dans ces modèles, il est supposé que l'impulsion du courant $i_0(t)$ est injectée dans le canal de la foudre et la tour au même instant. Depuis le point de connexion de la foudre avec la tour : une onde ascendante se propage le long de la foudre avec une vitesse (v), du courant de l'arc en retour, et l'autre onde descendante se propage avec la vitesse de la lumière (c) [voir la figure (I.6)] le long de la tour. Cette dernière est considérée comme étant une ligne de transmission homogène sans pertes et de longueur (h). Elle est caractérisée par son impédance caractéristique (z_t) et possède deux coefficients de réflexion du courant de aux deux extrémités de la tour, (ρ_t au sommet de la tour, ρ_g à la base de la tour). Il existe deux représentations du courant de l'arc en retour pour les modèles d'Ingénieurs avec la présence de la tour.

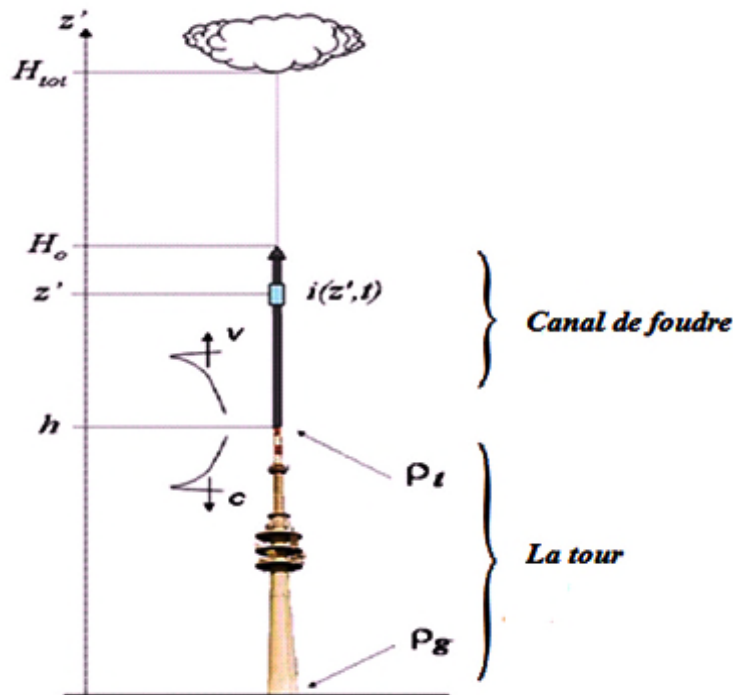


Figure I.6 : Propagation du courant le long de la tour et le long du canal de foudre [4]

I.3.2 Modèle électromagnétique

Modèles électromagnétiques ont été largement utilisés par les chercheurs de la foudre pour étudier les coups de foudre qui frappent des objets élevés. La théorie des Antennes est adoptée pour simuler le canal de foudre. La distribution spatio-temporelle du courant le long du canal est obtenue par le biais de la résolution numérique des équations de Maxwell. Le calcul du champ électromagnétique s'effectue, en général, par l'utilisation de la méthode des moments [11].

Pour analyser les impacts de foudre à la Tour CN. Dans les modèles AT-type (par exemple), l'objet élevé est représenté à l'aide des fils minces et le sol est généralement supposé être parfaitement conducteur [12].

Très récemment, la conductivité du sol fini et la structure de mise à la terre enfouie de la tour ont été incluses dans l'analyse, Le canal de retour-coup de foudre est modélisé comme une antenne métallique verticale et le courant de l'arc en retour de foudre est injecté par une source de tension à l'extrémité de la tour. La distribution du courant le long du canal et le long de la tour se trouve en résolvant une équation intégrale du champ électrique [12].

I.3.3 Modèle du circuit électromagnétique hybride

(HECM) l'acronyme de l'expression anglaise Hybrid Electromagnetic Circuit Model. Ce modèle est une combinaison des modèles du circuit et de la théorie électromagnétique (par exemple [10]). Dans ce modèle, le scalaire électrique et les potentiels vecteurs magnétiques sont utilisés pour prendre en compte le couplage électromagnétique, qui est représenté en termes de quantités de circuit, les tensions et les courants.

I.4 Méthode numérique

I.4.1 Méthode des Différences Finies dans le Domaine Temporel

La méthode des différences finies dans le domaine temporel « FDTD » est une des méthodes les plus utilisées en modélisation électromagnétique élaborée par K. S. Yee en 1966 [13]. Elle permet de modéliser la structure à étudier d'une manière très proche de la réalité [14].

Le principe de la méthode consiste à transformer les équations de Maxwell en des équations discrétisées. Ensuite les différentes composantes du champ électromagnétique sont calculées à partir d'un algorithme de calcul itératif temporel.

En partant des deux équations de Maxwell (équation (I.1)), et en définissant un pas temporel Δt et des pas spatiaux $(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$ dans le but de réaliser un maillage de la structure (Figure I.7).

Nous obtenons par la suite des équations discrétisées (équation (I.2)).

$$\begin{cases} \text{rot } \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \\ \text{rot } \vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sigma \vec{E} \end{cases} \quad (\text{I.1})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_\varphi}{\partial t} &= \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_z}{\partial r} - \frac{\partial E_r}{\partial z} \right] \\ \sigma E_r + \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} &= -\frac{\partial H_\varphi}{\partial t} \quad (\text{I.2}) \\ \sigma E_z + \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_\varphi) \end{aligned}$$

EzHx

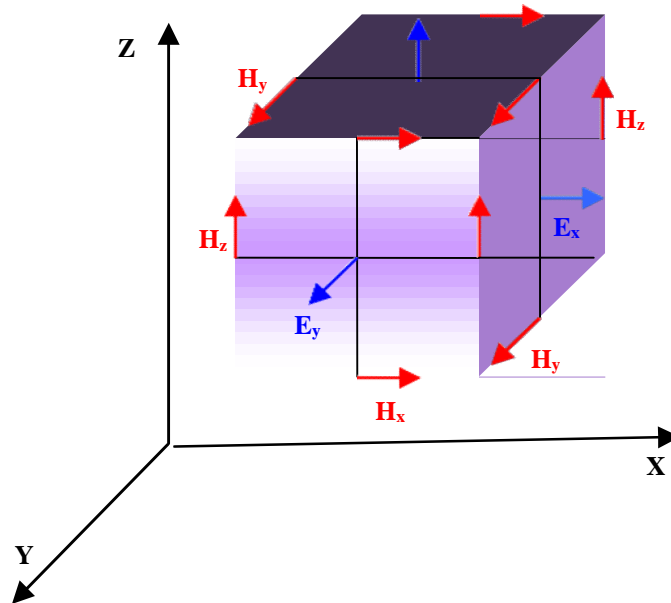


Figure I.7 : Décomposition Spatiale du volume de calcul [4]

Les composantes du champ magnétique H sont calculées aux instants $(t + \frac{1}{2}n\Delta t)$ tandis que celles du champ électrique E sont calculées aux instants $(t + n\Delta t)$.

Nous pouvons noter que les composantes du champ magnétique H sont calculées avec un décalage d'une demi itération temporelle par rapport à l'instant où sont calculées celles des champs E .

Dans la (Figure I.8) nous présentons la décomposition numérique du calcul de la méthode FDTD :

$$E^{n-1} H^{(n-1/2)} E^n H^{(n+1/2)} E^{n+1}$$

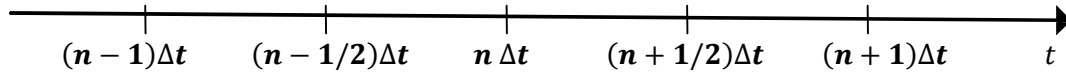


Figure I.8 : Décomposition numérique du calcul

La résolution temporelle par la méthode des différences finies permet d'obtenir une réponse sur une large bande de fréquences. Elle permet également le traitement de la propagation dans les structures où la géométrie est complexe ainsi que dans les structures avec plusieurs milieux diélectriques. Elle prend aussi en considération les différentes pertes dans les matériaux, permettant ainsi de traiter les cas non linéaires et non isotropes.

Cependant l'inconvénient de cette méthode est l'espace mémoire nécessaire et le temps de calcul demandé. En effet, toute la structure modélisée doit être subdivisée en cubes et ces cubes sont d'autant plus petits que la géométrie est complexe (ex : cas du conducteur fin et long).

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 [15].

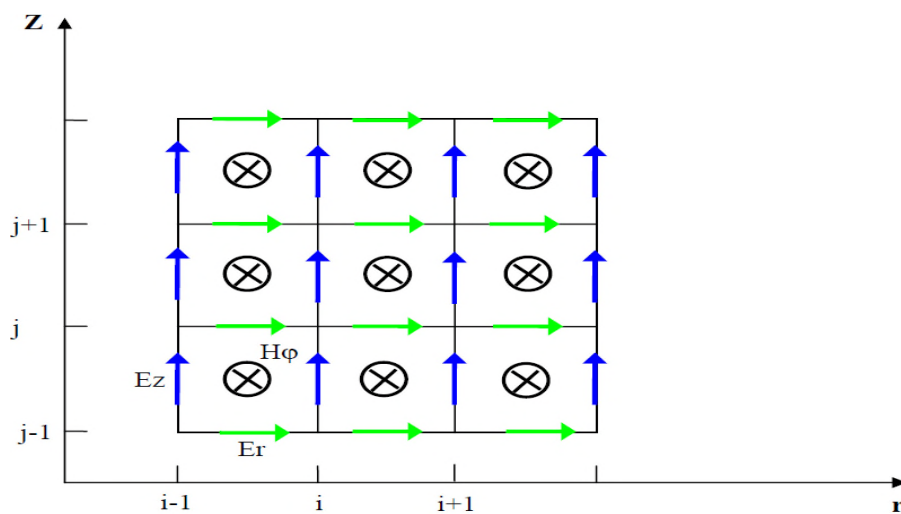


Figure I.9 : Domaine de calcul à deux dimensions (2D) avec un système à coordonnées cylindriques [4].

Comme on a dit la méthode FDTD est basée sur la formulation standard des équations de Maxwell

L'équation (I.1) peut être écrite sous la forme suivante

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

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 évaluée en chaque point de l'espace et à chaque instant comme $f(i\Delta_r, j\Delta_z, n\Delta_t) = f^n(i, j)$

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

Δ_t : 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 :

$$\begin{aligned} \frac{\partial f(r,z,t)}{\partial r} \Big|_{r=i\Delta_r} &= \frac{f^n(i+\frac{1}{2},j) - f^n(i-\frac{1}{2},j)}{\Delta_r} \\ \frac{\partial f(r,z,t)}{\partial z} \Big|_{z=i\Delta_z} &= \frac{f^n(i,j+\frac{1}{2}) - f^n(i,j-\frac{1}{2})}{\Delta_z} \quad (\text{I.4}) \\ \frac{\partial f(r,z,t)}{\partial t} \Big|_{t=n\Delta_t} &= \frac{f^{n+\frac{1}{2}}(i,j) - f^{n-\frac{1}{2}}(i,j)}{\Delta_t} \end{aligned}$$

A partir des équations aux dérivées partielles du système (I.3) et (I.4) on obtient les composantes du champ électromagnétique rayonné par la foudre qui s'écrivent :

$$E_z^{n+1}\left(i, j + \frac{1}{2}\right) = \frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} E_z^n\left(i, j + \frac{1}{2}\right) + \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)r_i\Delta r} \left[r_{i+(1/2)} H_\varphi^{n+(1/2)}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) - r_{i-(1/2)} H_\varphi^{n+(1/2)}\left(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) \right] \quad (\text{I.5})$$

$$E_r^{n+1}\left(i + \frac{1}{2}, j\right) = \frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} E_r^n\left(i + \frac{1}{2}, j\right) - \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)z} \left[H_\varphi^{n+(1/2)}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) - H_\varphi^{n+(1/2)}\left(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}\right) \right] \quad (\text{I.6})$$

$$H_\varphi^{n+(1/2)}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) = H_\varphi^{n-(1/2)}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) + \frac{\Delta t}{\mu\Delta r} [E_z^n(i + 1, j + 1/2) - E_z^n(i, j + 1/2)] - \frac{\Delta t}{\mu\Delta z} [E_z^n(i + 1/2, j + 1) - E_z^n(i + 1/2, j)] \quad (\text{I.7})$$

- **Conditions aux limites absorbantes**

Lorsque les équations du champ électromagnétique sont résolues dans le domaine temporel en utilisant des méthodes aux différences finies dans un espace non borné, il doit avoir une méthode limitant le domaine dans lequel le champ est calculé. Ceci est réalisé en employant des conditions aux limites absorbantes (Absorbing Boundary Conditions : ABC) aux frontières artificielles du domaine pour simuler l'espace non borné (Figure I.10).

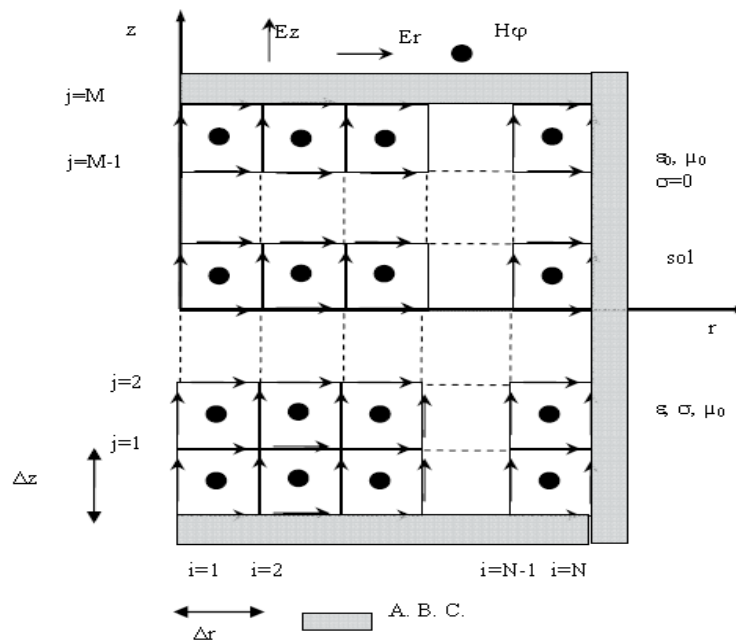


Figure I.10 : Maillage 2D-FDTD (coordonnées cylindriques) [4].

I.4.2 Méthode des Moments (MoM)

La méthode des moments (MoM) est une technique de résolution des équations fonctionnelles ou intégrales de l'électromagnétisme qui a été développée dans les années 1960-1966 par « Harrington » [16]. C'est une procédure numérique de transformation des équations intégrales de l'électromagnétisme dont l'inconnue est la densité de courant surfacique en système d'équations linéaires algébriques résolues ensuite par des systèmes d'équations matricielles.

La méthode des moments est utilisée essentiellement dans le domaine fréquentiel bien que des versions temporelles existent. Elle est appropriée pour les structures dont la plus grande dimension ne dépasse pas, en général, quelques longueurs d'ondes. Au-delà de cette limite qui dépend en partie du choix des fonctions de base, le coût en temps de calcul et la taille de la mémoire nécessaire deviennent excessifs.

I.5 Modèles issus de la théorie des antennes

La théorie des antennes dans le domaine fréquentiel a été très récemment utilisée pour étudier le couplage entre le champ rayonné par la foudre et les réseaux électriques. La résolution de l'équation intégrale s'effectue généralement grâce à la méthode des moments qui

consiste à associer l'équation intégrale à un système d'équations algébriques linéaires équivalent à une équation matricielle.

Dans le formalisme, le canal foudre est représenté par des fils minces afin de déterminer la distribution de courant. Cependant, une contrainte importante de la théorie des antennes est le temps de calcul qui peut devenir très vite prohibitif.

I.6 Caractérisation du champ électromagnétique rayonné par la foudre

La caractérisation, la formation et la modélisation du champ EM ont été l'objet de beaucoup d'étude et de recherche expérimentales et théoriques.

Pour déterminer le champ EM rayonné, il est nécessaire de connaître la distribution spatio-temporelle du courant de foudre dans le canal comme on a vu dans la section précédente.

Le champ électromagnétique rayonné par la foudre se propage dans l'espace par ses trois composantes :

Deux électriques, horizontal (E_r) et vertical (E_z) et l'autre magnétique azimutale H_ϕ . Pour une approximation générale, ils présentent pour toute distance (*entre 1 km et 200 km*)

a- Distances inférieures à 1 km

Les mesures du champ électromagnétique rayonné par la foudre à des distances proches (inférieures à 1 km) sont faites en utilisant la technique du déclenchement artificiel de la foudre. Les mesures des champs électriques à 30 m et 500 m du canal de foudre sont présentées dans la référence [18].

Dans la campagne expérimentale qui s'est déroulée durant l'été de l'année 1991 à la NASA au Centre Spatial Kennedy (Kennedy Space Center). Rubinstein et al. [17] ont analysé 40 formes d'ondes du champ électrique à 500 m et 8 formes à 30 m. La figure (I.11) donne l'allure du champ électrique vertical mesuré à 500 m, correspondant à la phase traceur-arc en retour. La durée de l'onde est de 800 μ s. Cette durée s'explique par le fait que l'ionisation du canal de foudre par le traceur modifie sensiblement le champ électrique vertical, avec une augmentation lente de la pente négative de la courbe du champ électrique [18]. Cette caractéristique n'est pas perceptible pour les longues distances, dans lesquelles la progression du traceur reste pratiquement invisible.

Le commencement de la neutralisation des charges dans le canal par l'arc en retour est probablement associé avec le commencement de la progression positive et rapide du champ électrique vertical [17] (Figures I.11 et I.12).

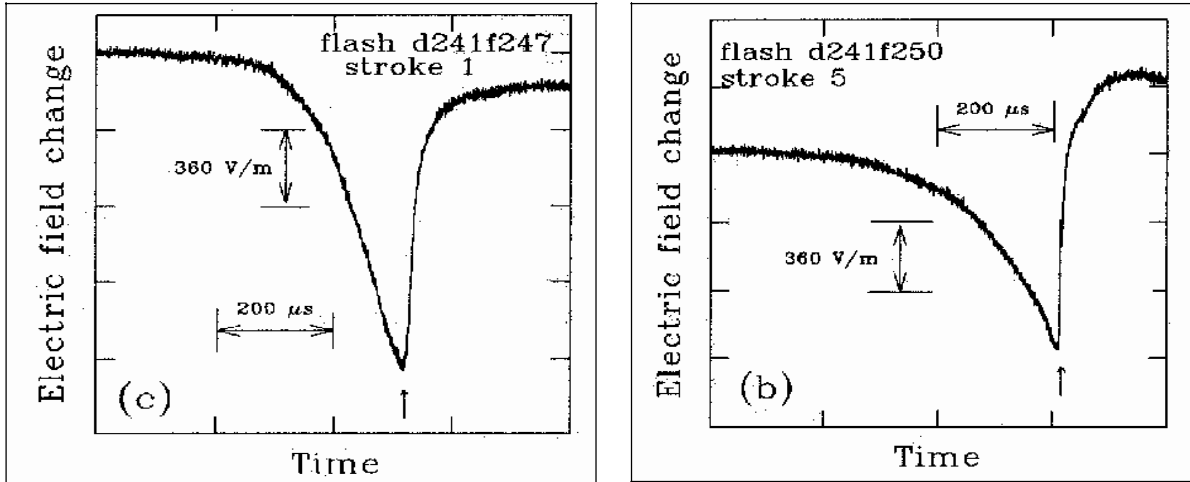


Figure I.11 : Champ électrique vertical mesuré à 500 m du point d'impact de la foudre [4].

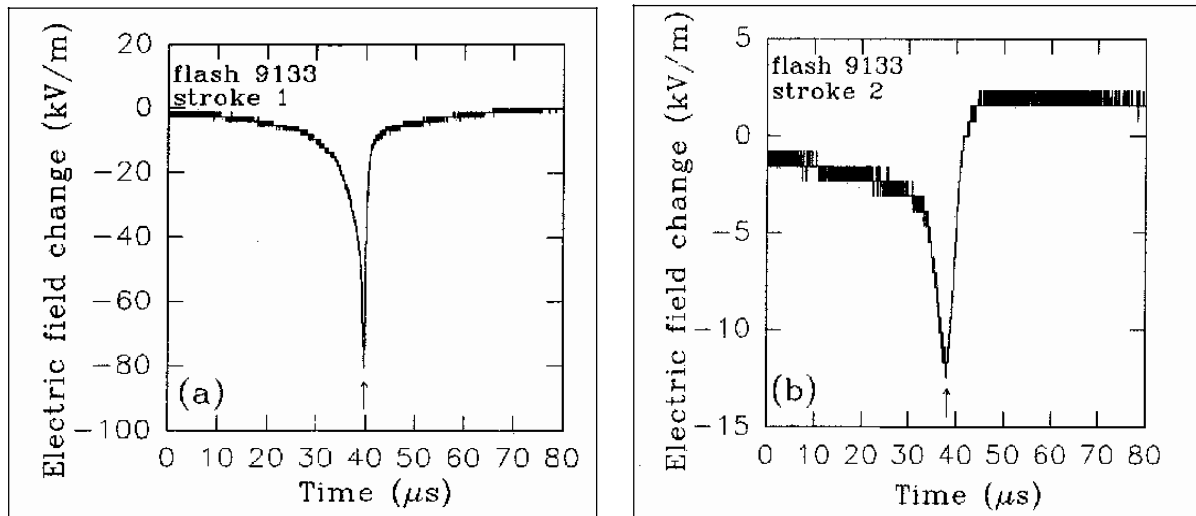


Figure I.12 : Champ électrique vertical mesuré à 30 m du point d'impact de la foudre [4].

Remarque : Les flèches indiquent le commencement de la phase de l'arc en retour.

b- Distances supérieures à 1Km

Les figures I.13 et I.14 présentent les caractéristiques des champs électriques et magnétiques en fonction de la distance du point d'impact selon *Lin et al.* [19]. On remarque que, pour :

- Des distances relativement proches ($1\text{Km} < D < 5\text{Km}$)
 - Le champ électrique vertical croit en rampe après son pic initial, il est dominé par la composante électrostatique. C'est la seule composante du champ électrique vertical total qui n'est pas nulle après que le courant de l'arc en retour cesse de se propager le long du canal de foudre.
 - Le champ magnétique azimuthal présente une bosse, cette dernière représente la composante magnétostatique du champ magnétique total.

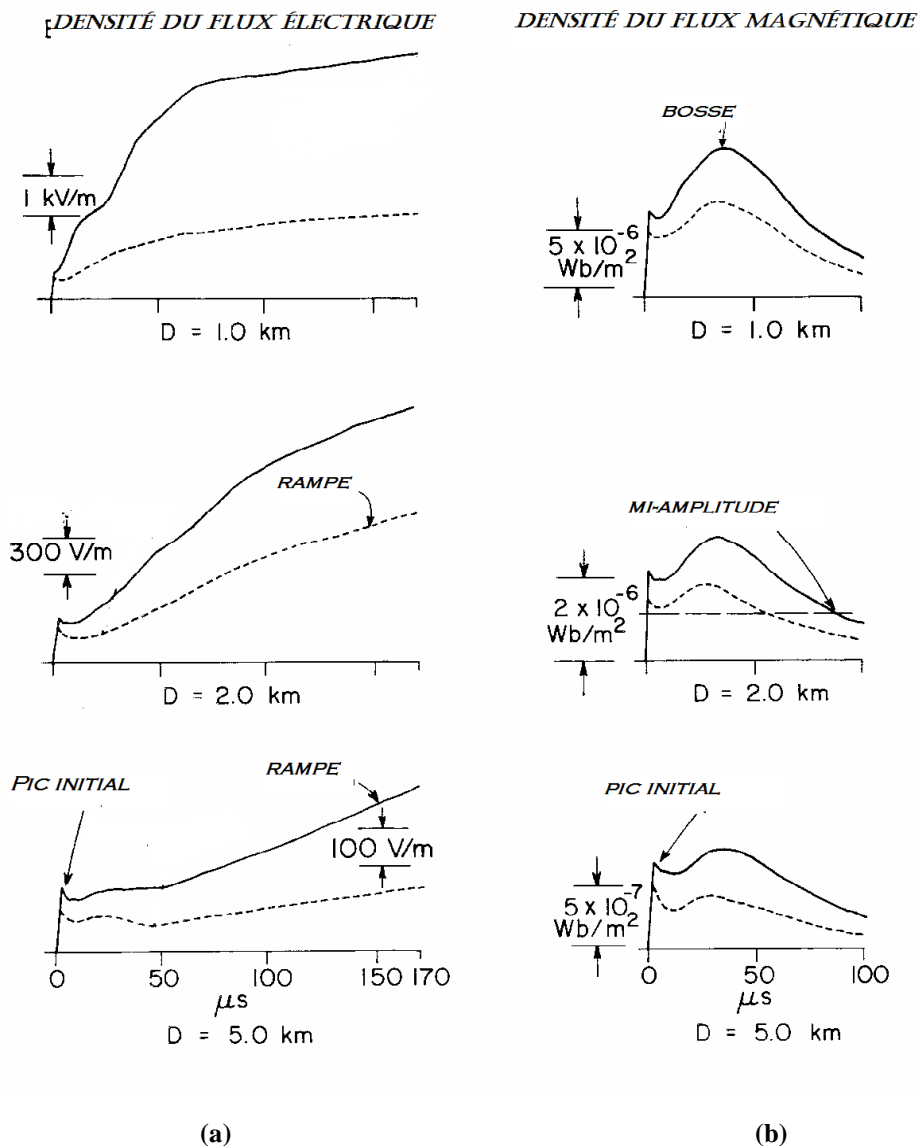


Figure I.13 : Densité du flux électrique vertical (a) et densité du flux magnétique (b) correspondant à des distances variant de 1 Km à 5 Km [4].

➤ Des distances lointaines ($D > 5\text{Km}$)

Les champs électriques et magnétiques lointains ont essentiellement la même forme d'onde, et présentent une inversion de polarité. Les deux champs sont essentiellement composés de la composante rayonnée des champs totaux, caractérisés par un pic initial suivi par une inversion de polarité à quelques dizaines de microsecondes.

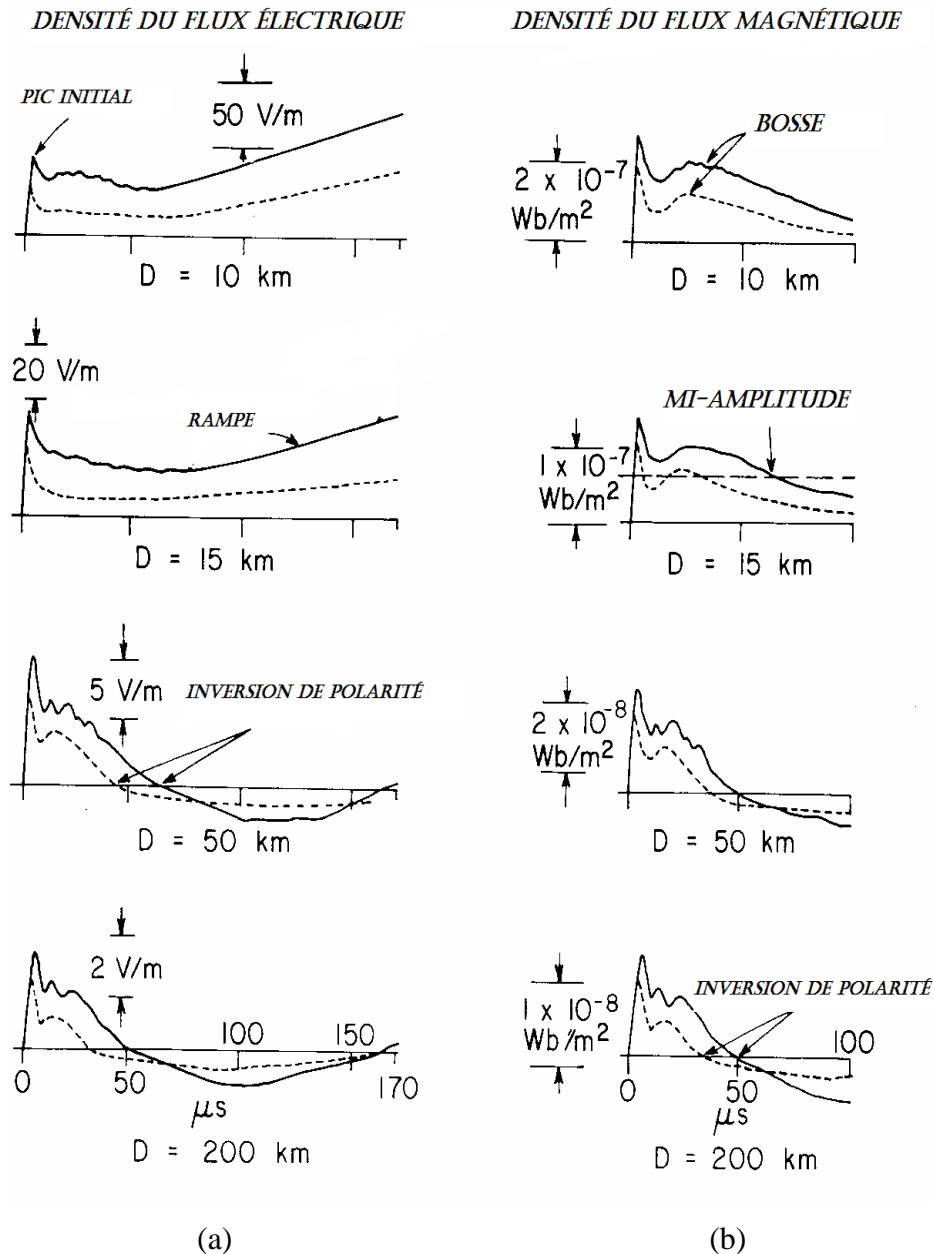


Figure I.14 : Densité du flux électrique vertical (a) et densité du flux magnétique (b) correspondant à des distances variant de 10 Km à 200 Km [4].

Remarque : Dans ces deux dernières figures les courbes en trait continu — correspondent aux premiers arcs en retour et celles en traits discontinus ---- aux arcs en retour subséquents.

La figure I.15 donne les formes détaillées du champ électrique rayonné normalisé à une distance de 100 Km. On remarque des petites impulsions notées (L) correspondant au traceur par pas, ces impulsions sont suivies d'un front lent (F) et une transition rapide (R) correspondant à la phase du premier arc en retour. Après la transition rapide, on distingue un petit pic secondaire et les pics subsidiaires.

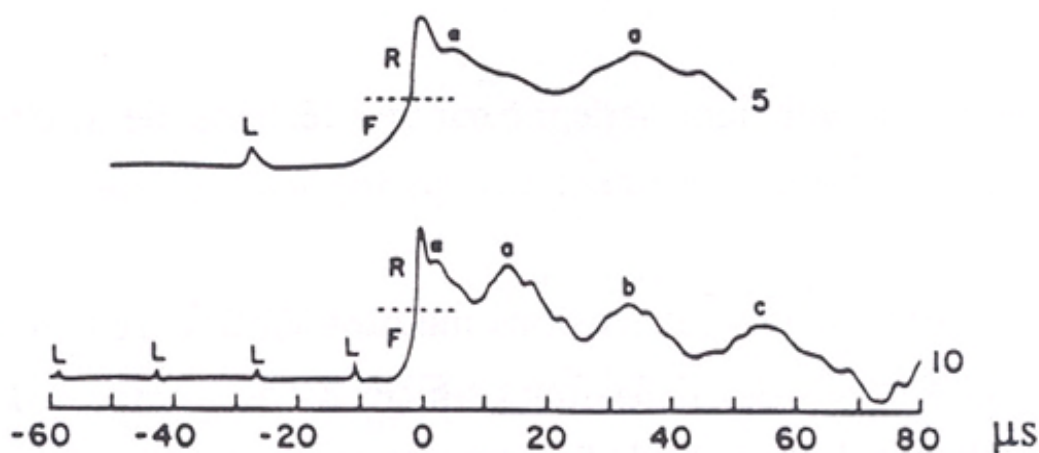


Figure I.15 : Formes détaillées du champ électrique rayonné normalisé à une distance de 100 Km.(Premier arc en retour) [4].

I.7 Etude expérimentale de la foudre

La connaissance précise des paramètres du courant de foudre est essentielle pour la protection des systèmes électriques et de télécommunication contre la foudre.

Pour mesurer directement le courant de l'arc en retour à la base du canal, la connaissance du point d'impact de la foudre est nécessaire. Les techniques utilisées de nos jours pour l'obtention des données expérimentales des courants de foudre sont classés en trois catégories

- L'utilisation des tours instrumentées.
- Déclenchement artificiel de la foudre.
- L'utilisation des systèmes de détection de la foudre.

I.7.1 Utilisation des tours instrumentées de la foudre

a. Données obtenues en utilisant de petites tours :

La description la plus complète à ce jour du courant de l'arc en retour à la base du canal de foudre a été présentée par Berger et ses collaborateurs en Suisse (rapporté par Uman [20]) à l'aide de quelques tours instrumentés. Les mesures des courants ont été effectuées au sommet de deux tours de 70 et 90 m de haut, du Mont San Salvatore à Lugano.

Les courants mesurés ont été enregistrés à l'aide des oscilloscopes cathodiques à haute vitesse (installés en 1958) avec quatre poutres d'enregistrer les courants dans les deux tours et deux fléchissements de temps avec une résolution de 0,5 μs .

Environ 15 % des mesures rapportées par l'équipe du Prof. *Berger* sont dues à des traceurs descendants. La plupart des décharges sont initiées par des traceurs ascendants positifs et négatifs.

La figure I.16 illustre les formes moyennes des courants typiques correspondant aux arcs en retour premier et subséquent d'une décharge négative. Dans cette figure, il est possible de voir un temps de montée rapide du courant correspondant à l'arc en retour subséquent.

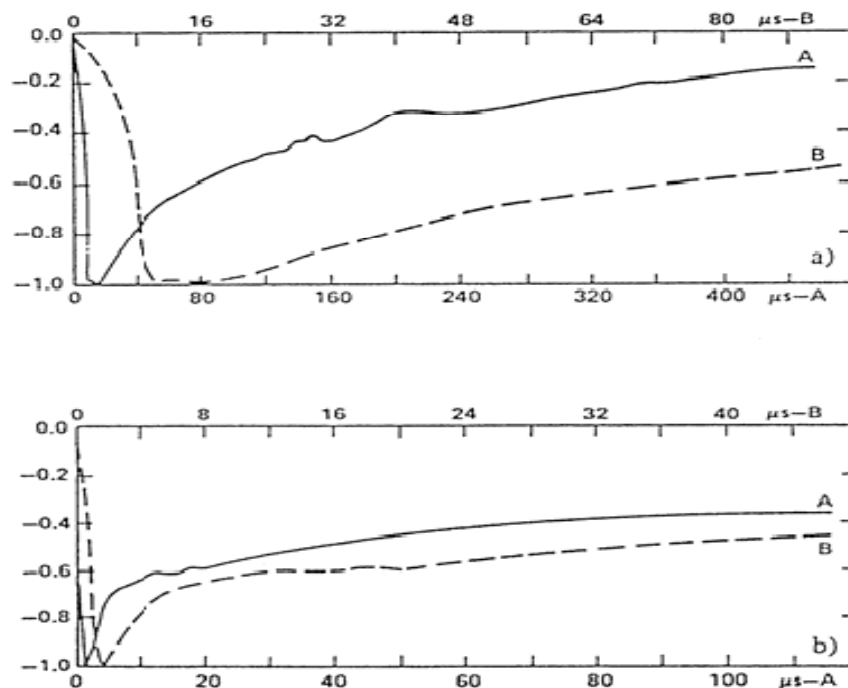


Figure I.16 : Forme moyenne normalisée du courant des arcs en retour premier et subséquent (a) premier arc en retour, (b) arc en retour subséquent [4].

La figure I.17 représente l'intensité des différents coups de foudre (en KA).

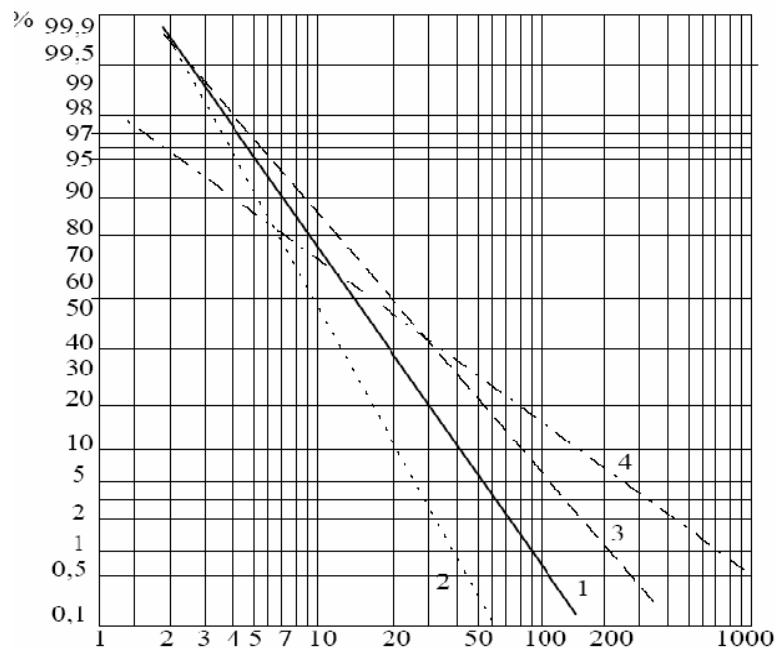


Figure I.17 : Distribution statistique des coups de foudre.

Avec :

- (1) Coups de foudre négatifs : première décharge.
- (2) Coups de foudre négatifs : décharge secondaire.
- (3) Moyenne.
- (4) Coups de foudre positifs.

La lecture de la courbe (moyenne) indique que l'intensité d'un coup de foudre négatif atteindra des valeurs supérieures à 2 kA dans 99,7 % des cas. La valeur moyenne de l'intensité se situe vers 25 kA.

La distribution statistique des principaux paramètres du courant est présentée dans le tableau

Tableau I.1 : Paramètres du courant d'un coup de foudre descendant négatif [21].

Paramètre	Unité	Nombre d'évènement	Pourcentage de cas dépassant la valeur indiquée		
			95 %	50 %	5 %
Courant de crête					
Premier arc en retour négatif	KA	101	14	30	80
Arc en retour subséquent négatif	KA	135	4.6	12	30
Charge totale					
Premier arc en retour négatif	C	93	1.1	5.2	24
Arc en retour subséquent négatif	C	122	0.2	1.4	11
Temps de montée (2 kA-crête)					
Premier arc en retour négatif	μsec	89	1.8	5.5	18
Arc en retour subséquent négatif	μsec	118	0.22	1.1	4.5
di/dt maximal					
Premier arc en retour négatif	$KA/\mu sec$	92	5.5	12	32
Arc en retour subséquent négatif	$KA/\mu sec$	122	12	40	120
Durée de l'impulsion (2 kA-mi-amplitude)					
Premier arc en retour négatif	μsec	90	30	75	200
Arc en retour subséquent négatif	μsec	115	6.5	32	140
Intervalle de temps entre deux décharges négatives	$msec$	133	7	33	150

De ce tableau, on peut extraire les remarques suivantes concernant les décharges defoudre descendantes négatives:

- Les amplitudes du courant du premier arc en retour sont supérieures à celles des arcs en retour subséquents.
- La valeur maximale de la variation du courant dans le cas d'un arc subséquent est supérieure à celle du premier arc en retour.
- Le temps de montée du courant de l'arc en retour subséquent est plus rapide que celui d'un courant du premier arc en retour.
- La durée de l'impulsion du courant de l'arc en retour subséquent est inférieure à celle du premier arc en retour.

Il y a d'autres campagnes expérimentales de mesure du courant d'arc en retour, on cite par exemple durant les années 70 :

- les mesures faites par l'équipe du Professeur *Garbagnati* au sommet de deux tours de 40 m, situées au sommet de deux montagnes une au nord et l'autre au centre de l'Italie [20]. Le courant mesuré correspond aux deux types de décharges de foudre : ascendante et descendante.

- Les mesures de l'équipe du Professeur *Eriksson* sur une tour de hauteur 60 m installée sur une terre plate en Afrique du sud, la tour a été isolée du sol et le courant de foudre a été mesuré à la base à travers un transformateur de courant et une sonde Rogowski. Plus de 50% des décharges observées étaient initiées par des traceurs descendants négatifs et aucun enregistrement des traceurs positifs n'a été fait. Le temps de montée du courant très rapide n'a jamais été observé dans d'autres études [18].

On peut trouver dans la littérature d'autres mesures du courant de foudre obtenues en utilisant de petites tours (par exemple : les résultats de *Narita et al.* [22] en 2000 au Japon, et les résultats de *Torres et al.* [23] en 1999 en Colombie).

b. Données obtenues en utilisant des tours élevées

Dans cette section, on présente deux exemples de mesure du courant de l'arc en retour en utilisant une tour élevée instrumentée (plus de 100 m)

- *La tour d'Ostankino à Moscou [18]*

Cette tour est de 540 m de hauteur, le courant est mesuré dans trois endroits de la tour : 47 m, 272 m et 533 m (Figure I.18).

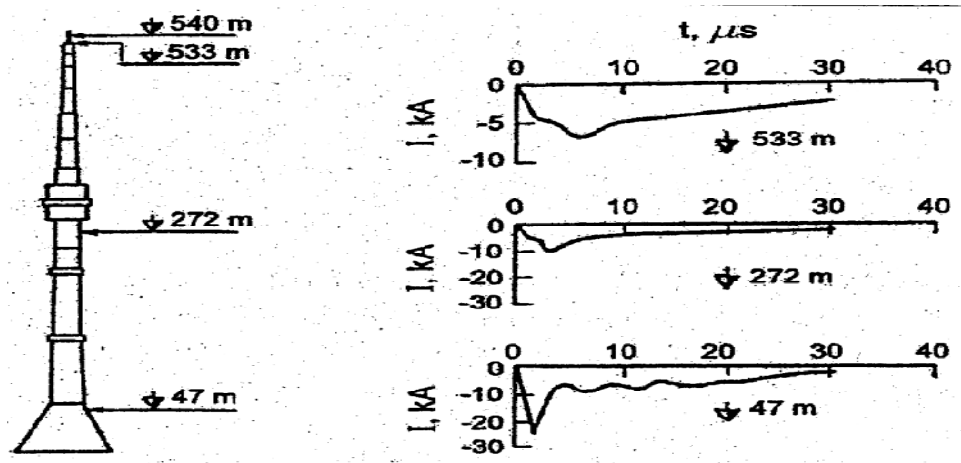


Figure I.18 : Formes du courant mesuré à 533m, 272m et 47m sur la tour d'Ostankino, Moscow [18]

On remarque que la forme du courant mesuré change d'un endroit à un autre, la valeur d'apex de ce courant augmente en allant du sommet de la tour vers le sol, Bermudez [18] rapporte que ceci est dû aux réflexions multiples de l'onde de courant au sommet avec un coefficient négatif et les réflexions multiples à la base de la tour avec un coefficient positif.

- *La tour CN à Toronto au Canada*

La tour CN est parmi les tours les plus élevées au monde, elle est de 553 m de hauteur, 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.19.

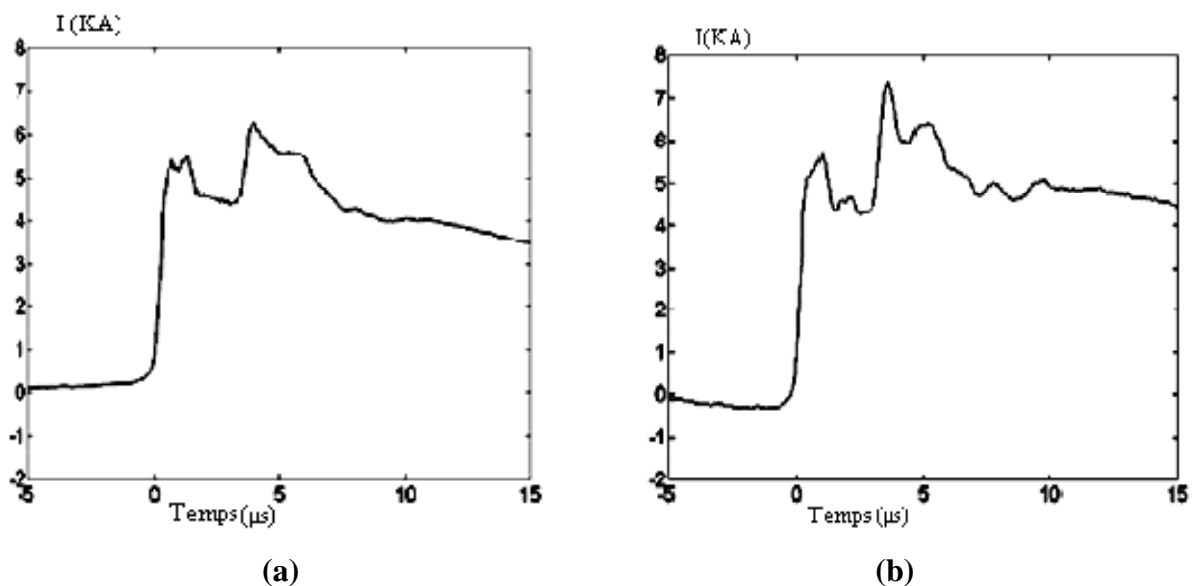


Figure I.19: Courant de l'arc en retour : (a) 509 m et (b) 474 m [19]

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.

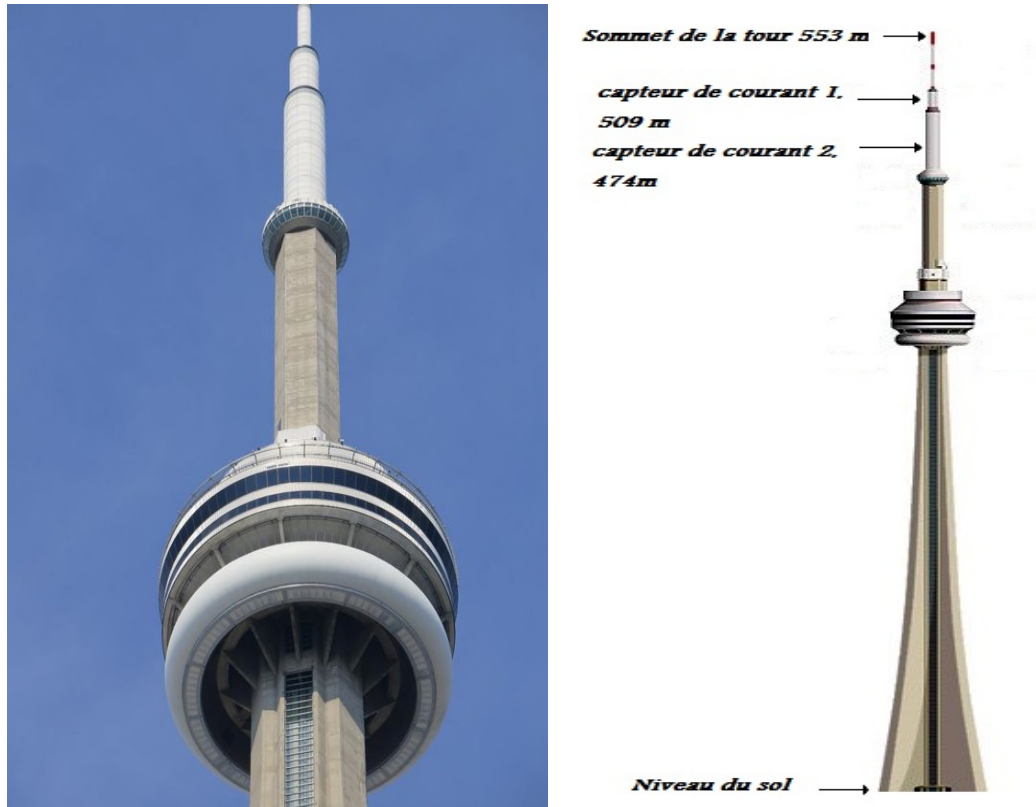


Figure 1.20 : Exemple de mesure de courant de foudre en utilisant une tour instrumentée. Tour CN à Toronto au Canada[4].

I.7.2 Déclenchement artificielle

Comme nous l'avons vu précédemment, la foudre est un phénomène dont l'instant et le point d'impact sont aléatoires. Pour s'affranchir de ce problème, le chercheur chargé de son étude expérimentale doit trouver le moyen de l'appivoiser et de la déclencher en un point où sont situés les systèmes de mesure nécessaires et à un instant pour lequel l'appareillage est en attente d'enregistrement.

Le principe consiste en la possibilité de 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 restée attachée à la station de lancement. La fusée et le fil conducteur

offrent un chemin privilégié à la décharge de foudre pour s'écouler jusqu'à la terre. En fait, le potentiel de la terre est amené au sommet de la fusée qui agit comme une pointe d'où une décharge ascendante peut s'initier. Cette méthode permet ainsi d'obtenir une décharge de foudre dont l'instant et le point d'impact sont bien définis.

La technique de tir a été à l'origine mise au point par Newman qui l'avait utilisée en mer à partir d'un bateau spécialement équipé. Après les échecs des tentatives de tir au-dessus du soldans l'Oural et en Arizona, des essais réalisés en 1972, Et la station expérimentale de Saint Privat D'Allier (Haute Loire) a été la première au monde à réussir le déclenchement de la foudre au-dessus du sol.

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. Si le déclenchement n'a pas lieu, la fusée et le fil retombe et doivent être récupérés.

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.

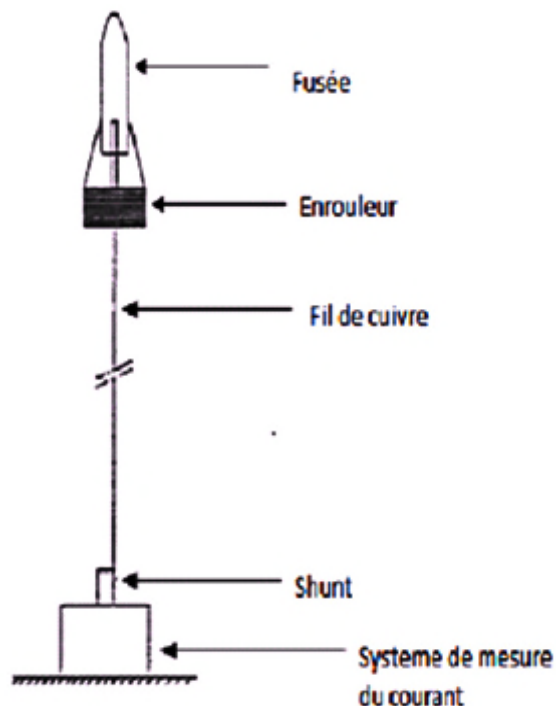


Figure I.21: le système de déclenchement artificiel de la foudre [4].

Rakov[24] a résumé les caractéristiques du courant de l'arc en retour, à savoir le pic du courant et le pic de sa dérivée à partir de deux campagnes expérimentales l'une en France et l'autre en Floride comme il est indiqué au tableau I.2

Tableau I.2 :Caractérisation du courant de l'arc en retour [24]

L'endroit	L'année	Nombre d'évènement	Valeur moyenne du pic du courant (kA)	Valeur moyenne du pic de la dérivée du courant (kA/ μ s)
Floride	1985-1991	305/134	12.1	91.4
France	1986,1990-1991	54/47	9.8	36.8

De ce tableau, on note une similitude entre la valeur moyenne du pic du courant mesurée en Floride et celle rapportée par le Professeur *Berger* (Tableau I.1).



Figure I.22 : Exemple d'un déclenchement artificiel de la foudre[18].

I.7.3 Utilisation des systèmes de détection de la foudre

Les systèmes de détection de la foudre (Lightning Location Systems : LLS) constituent une référence pour le développement des normes liées à la protection des réseaux électriques et des systèmes de télécommunication contre la foudre [25]. La méthode la plus utilisée dans les LLS, consiste en la déduction du courant d'arc en retour à partir du champ électrique ou magnétique mesuré à grande distance du point d'impact de la foudre. Les estimations des paramètres de ce courant à partir des mesures du champ électromagnétique lointain, sont obtenues de manière empirique (par exemple [26]) ou théorique ([25]). En général, l'obtention de la forme précise du courant d'arc en retour, à partir du champ électromagnétique rayonné, est difficile. En revanche le pic du courant peut être estimé avec une erreur d'environ 20% en fonction du pic du champ, en supposant que la vitesse de l'arc en retour est connue [18]. Les études empiriques [26] développées dans le cas d'un déclenchement artificiel de la foudre, montrent une relation linéaire entre le pic du courant et le pic du champ électrique pour une vitesse constante. Cependant, la vitesse change d'un arc à un autre, ce qui donne une dispersion statistique significative [28]. *Rachidi et al.* [27] ont suggéré qu'une estimation statistique (en terme de valeurs moyennes) est nécessaire, vu qu'avec la grande variation des principaux paramètres tels que la vitesse de l'arc en retour, il est impossible de déduire un courant exact à partir des mesures du champ électromagnétique rayonné effectuées sur un seul événement. Ces auteurs ont proposé une équation qui relie la valeur moyenne du pic du courant de l'arc en retour avec celle du champ électrique, tout en considérant une valeur moyenne de la vitesse de l'arc en retour.

I.8 Conclusion :

La foudre reste scientifiquement assez mal connue car étant aléatoire et imprévisible, Dans ce chapitre, nous avons tenté dans un premier temps parler du phénomène de foudre ensuite nous avons mis en évidence la modélisation d'un champ électromagnétique généré par la foudre, deux types de modèles d'arc en retour ont été élaborés : les modèles d'Ingénieurs et les modèles de la Théorie d'Antenne (TA) ou Electromagnétique. Ces modèles ont été généralisés pour prendre en compte les structures foudroyées élevées.

La seconde partie du chapitre est consacrée à la description des équations permettant la résolution des équations de Maxwell.

Plusieurs méthodes peuvent être utilisées, pour résoudre ces équations qui sont dépendants du temps telles que, les méthodes des moments. Mais, la méthode la plus populaire est, sans doute, celle des différences finies dans le domaine temporel, appelée FDTD [4-28].

Dans le chapitre suivant nous allons présenter les modèles d'Ingénieur afin de modéliser le courant de l'arc en retour.

Chapitre II :

Etude théorique et comparaison des
modèles d'arc en retour modifiés pour
prendre en compte l'objet élevé

II .1 Introduction

Dans ce chapitre, nous nous sommes focalisés sur ce qu'on appelle les 'modèles d'Ingénieur'. Ces modèles permettent une description de la distribution du courant le long du canal.

Après avoir donné une description des cinq modèles d'ingénieur de l'arc en retour pour des coups de foudre tombant au sol, nous nous sommes penchés sur l'extension des modèles d'ingénieurs en tenant compte de la présence d'un objet élevé foudroyé.

II .2 Modélisation du courant de la foudre

L'étude de l'interaction entre le champ électromagnétique rayonné par la foudre et les systèmes électriques, ainsi que la coordination des stratégies de protection sont, généralement, basées sur des distributions statistiques du courant mesurés à la base du canal de la foudre obtenues en utilisant des tours instrumentées ou par la technique de déclenchement artificiel de la foudre. On distingue dans la littérature 4 modèles [29] :

- Modèles physique
- Modèles électromagnétiques
- Modèles des lignes à constantes réparties (RLC)
- Modèles d'Ingénieur (Engineering Models)

Comme il a été mentionné avant, parmi les différentes classes des modèles existantes dans la littérature, l'attention est focalisée sur ce qu'on appelle les « modèles d'Ingénieur ».

Les équations du courant dans les modèles d'ingénieur peuvent être exprimées par la formule généralisée proposée par Rakov [30-31] :

$$i(z', t) = u(t - z'/v_f) p(z') i(0, t - z'/v) \quad (\text{II. 1})$$

Où :

(u): Fonction de Heaviside, $u(t - z'/v_f) = 1$ pour $t \geq z'/v_f$

$p(z')$: Facteur d'atténuation du courant en fonction de la hauteur.

v_f : Vitesse de propagation de l'éclair.

v : Vitesse de propagation du courant.

Le tableau **II.1** résume les différentes valeurs de $p(z')$ et v pour les 5 modèles d'ingénieur.

Les modèles	$P(z')$	V^*
BG	1	∞
TCS	1	-C
TL	1	V
MTLL	$1 - Z'/H_{tot}$	V
MTLE	$e^{(-Z'/\lambda)}$	V

Dans ce qui suit, on va brièvement définir les modèles mentionnés dans le (tab **II.1**) qui sont souvent les plus adoptés dans la littérature scientifique.

Dans ces modèles, la distribution spatiale et temporelle du courant dans le canal est spécifiée.

Le courant $I(z', t)$ du canal est connu à n'importe quel instant et à n'importe quelle hauteur en fonction du courant $I(0, t)$ à la base du canal ($z' = 0$).

Les modèles les plus utilisés dans cette catégorie peuvent être classés en 2 classes :

- Modèles de ligne de transmission
- Modèles de source du courant mobile

Le tableau **II.2** résume les différents modèles avec indication de l'équation du courant et de la densité de la charge.

Modèles	Equation du courant et de la densité de la charge
Lignes de transmission	$i(z', t) = (0, t - z'/v)$
(TL)	$p(z', t) = \frac{i(0, t - z'/v)}{v}$

Lignes de transmission modifiées avec atténuation linéaire (MTLL)	$i(z', t) = \left(1 - \frac{z'}{H_{\text{tot}}}\right) i(0, t - z'/v)$ $p(z', t) = \left(1 - \frac{z'}{H_{\text{tot}}}\right) \frac{i(0, t - z'/v)}{v} + \frac{Q(z', t)}{H_{\text{tot}}}$
Lignes de transmission modifiées avec atténuation exponentielle (MTLE)	$i(z', t) = e^{-z'/\lambda} i(0, t - z'/v)$ $p(z', t) = e^{-z'/\lambda} \left(\frac{i(0, t - z'/v)}{v} + \frac{Q(z', t)}{\lambda} \right)$
Bruce-Golde (BG)	$i(z', t) = i(0, t)$ $p(z', t) = \frac{Q(z', t)}{v_f}$
Source de courant mobile (TCS)	$i(z', t) = i(0, t + z'/c)$ $p(z', t) = \frac{i(0, t + z'/v)}{c} + \frac{i(0, z'/v^*)}{v^*}$

II.2.1 - Modèle de Bruce-Golde

Il peut être considéré le plus simple modèle du courant de l'arc en retour. Il suppose que le courant, $I(z', t)$, le long du canal (en dessous du front de l'onde ascendante du courant) est égal au courant à la base d'origine $I(0, t)$, et il est nul en-dessous du front de l'onde. Mathématiquement, on écrit :

$$I(z', t) = I(0, t) \quad \forall \quad z' \leq vt \quad (\text{II.2})$$

$$I(z', t) = 0 \quad \forall \quad z' \geq vt \quad (\text{II.3})$$

Où :

v : la vitesse de l'arc en retour.

z' : un point du canal de foudre.

t : le temps.

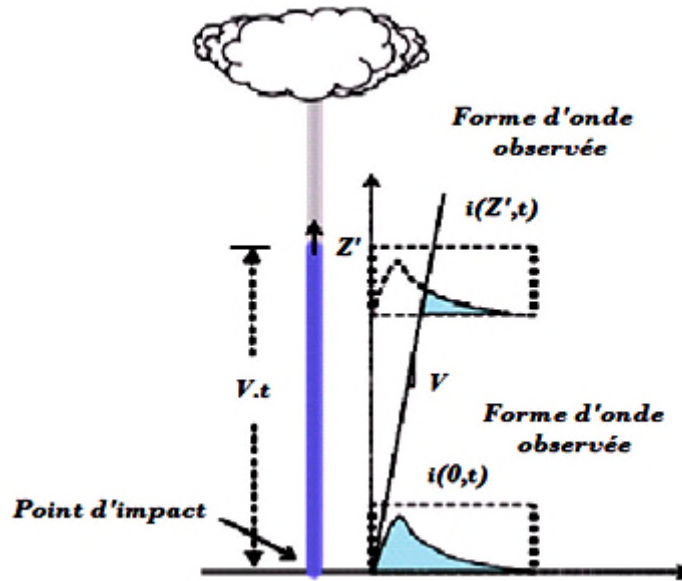


Figure. II.1 Distribution spatio-temporelle selon le modèle de BG [4].

Cette distribution du courant présente une discontinuité au front de l'arc en retour, ce qui correspond à un transfert de charge instantané du canal à l'arc en retour, ce qui est physiquement impossible. Outre que la discontinuité, une autre limitation de ce modèle réside dans la supposition que le courant en chaque point le long du canal s'ajuste instantanément à la grandeur du courant à la base à cet instant. Cette hypothèse n'est valable que dans le cas où la vitesse de propagation du courant est infinie. Le phénomène devient instantané, aussi physiquement impossible [31].

II.2.2 - Source de courant mobile TCS

Dans le modèle TCS, une source de courant, se déplace en haut le long d'un canal à une vitesse v du sol vers le nuage. Le courant injecté par cette source à une hauteur z' est assumé de se propager vers le bas à la vitesse de la lumière c . Dans ces conditions, le courant à la hauteur z' doit être égal au courant au sol avec un retard de z' / c qui peut être exprimé de la façon suivante :

$$I(z', t) = I(0, t + z'/c) \quad \forall \quad z' \leq vt \quad (\text{II.4})$$

$$I(z', t) = 0 \quad \forall \quad z' \geq vt \quad (\text{II.5})$$

Dans les 2 modèles BG et TCS, une discontinuité apparaît au front de l'arc en retour qui représente l'enlèvement instantané de la charge à chaque hauteur $z'=vt$ par le front de l'arc en retour.

II.2.3 - Modèle de ligne de transmission (TL)

a – Modèle généralisé

Ce modèle assimilé le canal de la 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 .

Ce modèle fut proposé par Uman et Mclain en 1969 et est largement utilisé jusqu'à ce jour [32]. La distribution du courant est définie par :

$$I(z', t) = I(0, t - z'/c) \quad \forall \quad z' \leq vt \quad (\text{II.6})$$

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

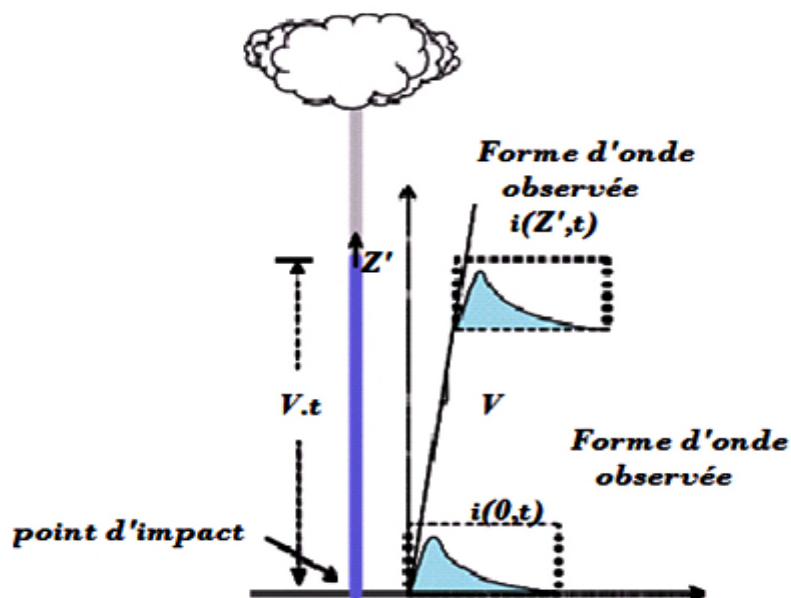


Figure. II.2 Distribution spatio-temporelle selon le modèle de ligne de transmission [4].

b –Modèle de ligne de transmission modifiée avec atténuation exponentielle du courant (MTLE)

Proposé d'abord par Nucci et Mazzetti en 1988 [33], puis repris par Rachidi et Nucci en 1990 [34], ce modèle rajoute au modèle TL existant, une décroissance du courant de foudre de forme exponentielle inverse en fonction de la hauteur du canal. D'où les expressions mathématiques du courant de foudre dans l'arc en retour en fonction de l'altitude donnée par les expressions :

$$I(z', t) = I(0, t - z'/v) e^{-z'/\lambda} \forall z' \leq vt \quad (\text{II.8})$$

$$I(z', t) = 0 \quad \forall z' > vt \quad (\text{II.9})$$

Le paramètre λ représente le taux de décroissance de l'intensité du courant le long du canal, sa valeur, entre 1.5 et 2 [km], a été déterminée en utilisant des enregistrements simultanés de champs électromagnétiques à plusieurs distances. La figure II.3 présente un exemple de comparaison entre les 2 modèles TL et MTLE. Les champs rayonnés peuvent être calculés en partant du courant à la base du canal et de la vitesse de l'arc en retour.

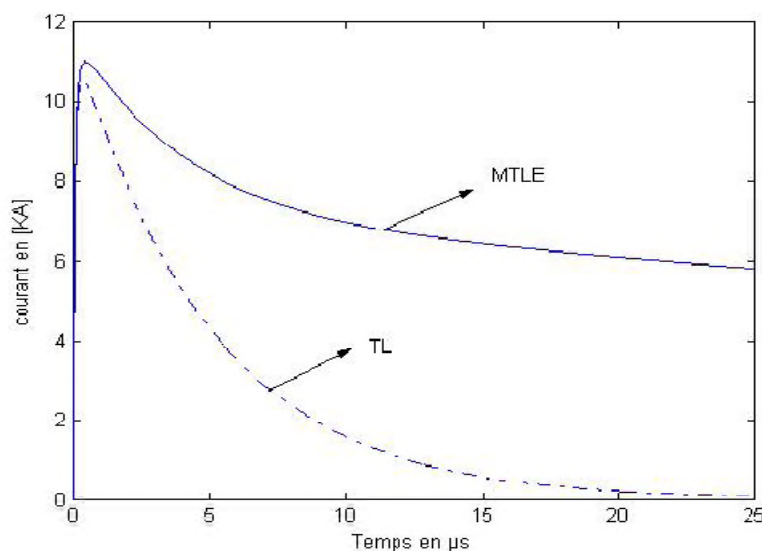


Figure II.3– Forme du courant dans les modèles TL et MTLE [4].

c- Modèles de lignes de transmission modifiées avec atténuation linéaire(MTLL)

De même que la méthode MTLE, le MTLL, proposée par Rakov and Dulzon [35], suggère une décroissance du courant le long de l'arc en retour. Dans le cadre de la méthode MTLL, la décroissance est de forme linéaire et peut être traduite par la relation mathématique

$$I(z', t) = I(0, t - z'/c)(1 - z'/H_{tot}) \quad \forall z' \leq vt \quad (\text{II.10})$$

$$I(z', t) = 0 \quad \forall z' > vt \quad (\text{II.11})$$

Où : H_{tot} est la hauteur totale du canal de la foudre.

II.3 Représentation analytique du courant d'arc en retour à la base du canal

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

➤ Modèle bi-exponentiel

Ce modèle est souvent utilisé en raison de sa simplicité. Par ailleurs, il s'adapte à l'analyse fréquentielle du champ électromagnétique, puisque sa transformée de Fourier s'exprime analytiquement. Ainsi, le courant de premier arc en retour a été modélisé par l'expression suivante [33]:

$$i(0, t) = I_0(e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) \quad (\text{II.12})$$

Quant à l'arc en retour subséquent, afin de pouvoir mieux représenter le premier pic typique des enregistrements expérimentaux, l'expression du courant est exprimée comme suit [33] :

$$i(0, t) = I_{01}(e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) + I_{02}(e^{-\gamma t} - e^{-\delta t}) \quad (\text{II.13})$$

Avec :

I_0 , I_{01} et I_{02} représentent l'amplitude du courant à la base du canal.

α , β , γ et δ sont des constantes de temps.

Le tableau II.3 présente les paramètres de ces deux fonctions, 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. Publiées dans [36].

Tableau II.3 Paramètres des fonctions bi-exponentielles simulant le courant de foudre à la base du canal [33]

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

La figure. II.4 présente les formes normalisées du courant du premier arc en retour et celui de l'arc en retour subséquent sur une durée de 48 μs . Ces formes sont obtenues en utilisant le modèle bi-exponentiel du courant à la base du canal de foudre et en adoptant les paramètres du tableau.

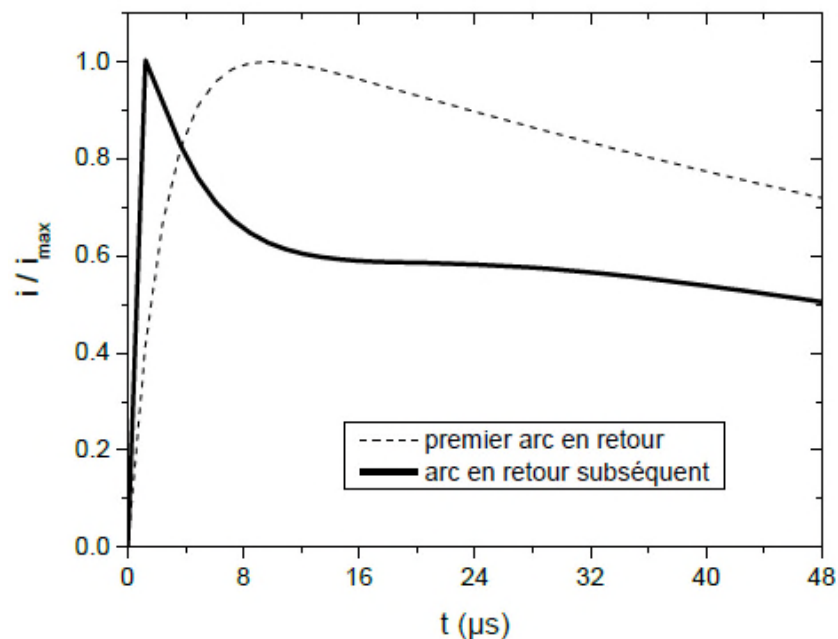


Figure. II.4: Courant à la base du canal de foudre (normalisé), correspondant au premier arc en retour et à l'arc en retour subséquent, calculés à l'aide du modèle bi-exponentiel [4].

➤ **Modèle de Heidler**

En 1985, Heidler a proposé une autre expression analytique dans la référence [37], 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

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

Où :

- 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 : un exposant variant de 2 à 10.
- η : Facteur de correction de l'amplitude du courant donné par :

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

La formulation proposée par [33] a été adoptée comme un courant typique (standard) à la base du canal par plusieurs chercheurs. Ce courant est exprimé comme la somme de la fonction d'Heidler et de la fonction bi-exponentielle comme indiqué par l'équation suivante :

$$i(0, t) = \left(\frac{I_0}{\eta}\right) \frac{(t/\tau_1)}{1+(t/\tau_1)^n} e^{(-t/\tau_2)} + I_{02}(e^{-t/\tau_3} - e^{-t/\tau_4}) \quad (\text{II.16})$$

Le tableau ci-dessous présente les paramètres de la fonction d'Heidler pour simuler des arcs en retour typiques (premiers arcs en retour et arcs en retour subséquents), accordés aux données expérimentales de Berger et al. [36].

Tableau II.4: Paramètres du courant à la base du canal de foudre en adoptant la fonction d'Heidler.

	I_{01} (KA)	τ_{11} (μ s)	τ_{21} (μ s)	$n1$	I_{02} (KA)	τ_{12} (μ s)	τ_{22} (μ s)	$n2$
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

La figure II.5 donne à titre d'exemple 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).

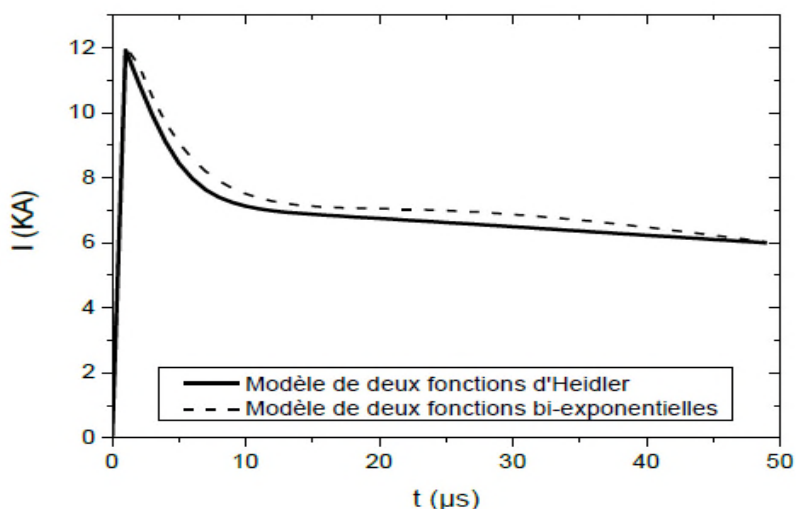


Figure. II.5: Courant à la base du canal d'un arc subséquent typique correspondant aux deux modèles (modèle d'Heidler et modèle bi-exponentiel) [4].

II.4 Représentation de la structure élevée

Dans tous les modèles d'ingénieurs, la représentation des objets élevés est modélisée comme une ligne de transmission sans perte et qu'il donne des résultats raisonnables en comparaison avec les données expérimentales.

La tour Peissenberg de hauteur 168-m, située sur une crête 250 m au-dessus du sol environnant ouvert et 950 m au-dessus du niveau de la mer, à proximité Munich en Allemagne, a été utilisée depuis 1978 jusqu'en 1999 pour étudier les courants de foudre et leurs champs électromagnétiques [Heidler et al, 2001]. La tour a deux systèmes de mesure de courant installés, respectivement, à environ 167 m et 13 m.

Les systèmes ont pu mesurer les courants d'arc en retour et leurs dérivés avec une résolution de temps de 10 ns, une résolution verticale de 10 bits et de 50 μ s la durée d'enregistrement [Fuchs, 1998b].

À l'époque de l'exploitation de la tour, seulement un coup de flash vers le bas négatif (éclairs nuage-sol) a été enregistré par le système. La majorité des traits enregistrés à la tour Peissenberg ont été produite par flashs ascendante (sol-nuage foudre), négatif ou positif polarité.

Figure II.6 : (a) montre une photo de la tour Peissenberg et (b) présente des formes d'ondes des courants de retour temps mesurés simultanément à le bas et en haut de la tour dans laquelle la « contamination » du courant de réflexions multiples se distingue nettement.

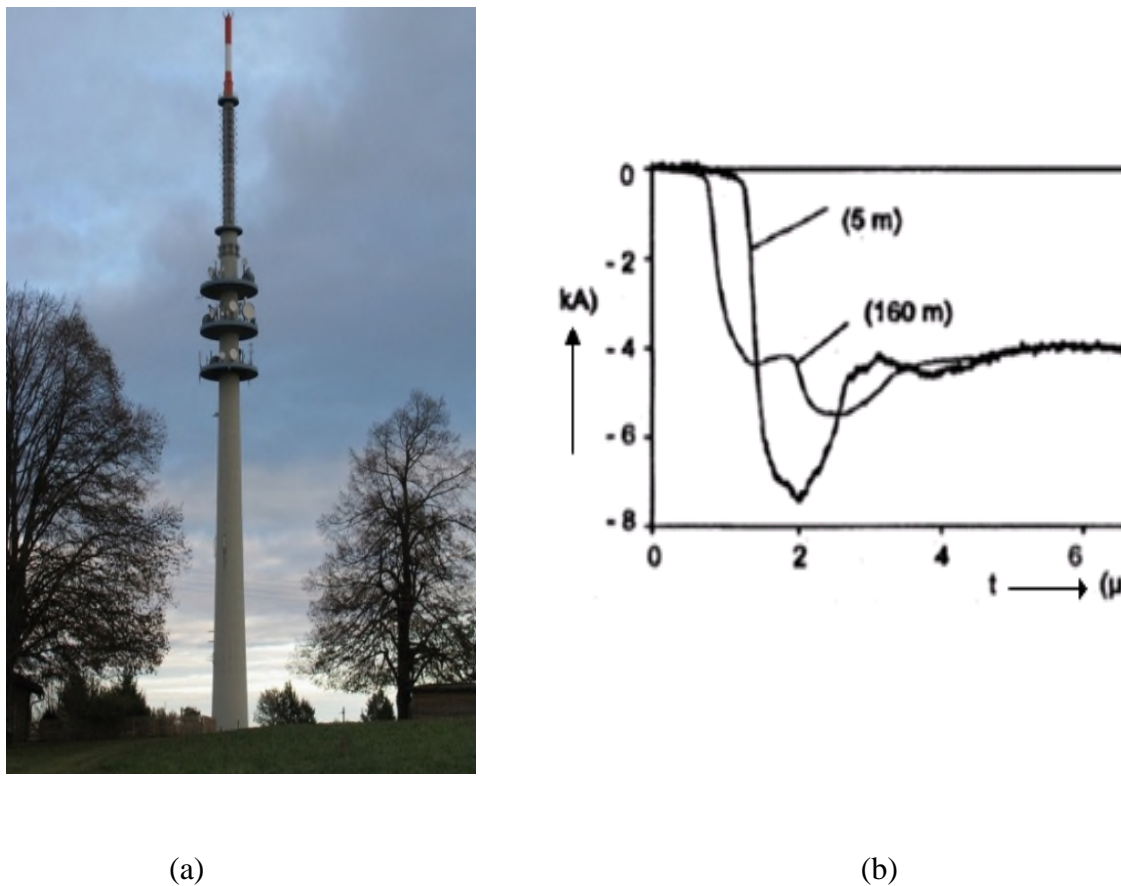


Figure. II.6: (a) La tour Peissenberg, (b) Courant mesuré au sommet et à la base de la tour [4].

II.5 Distribution spatio-temporelle du courant de l'arc en retour

[Pavanello et al, Soumis en 2004], ont comparé la distribution spatio-temporelle du courant prédit par des modèles d'ingénierie, en utilisant un courant non contaminé $i_0(t)$, donné par :

$$i_0(h, t) = \left(\frac{I_{01}}{\eta}\right) \frac{(t/\tau_1)^2}{1+(t/\tau_1)^2} e^{(-t/\tau_2)} + I_{02}(e^{-t/\tau_3} - e^{-t/\tau_4}) \quad (\text{II.17})$$

Ce courant, modélisé par Nucci et al. [30] comme la somme d'une fonction d'Heidler et une fonction bi-exponentielle (éq (II.17)), est caractérisé par un pic de 11 kA et un pic de la dérivée d'environ 105 kA/ μ s.

A partir de ce courant, on calcule la distribution spatio-temporelle du courant le long de la tour et le long du canal de foudre en utilisant les équations I.1 et I.2.

La tour à hauteur $h = 168$ m (correspondant à la tour Peissenberg en Allemagne), avec les paramètres de réflexion du courant au sommet et à la base de la tour ont été mis respectivement à $\rho_t = -0.53$ et $\rho_g = 0,7$ [1].

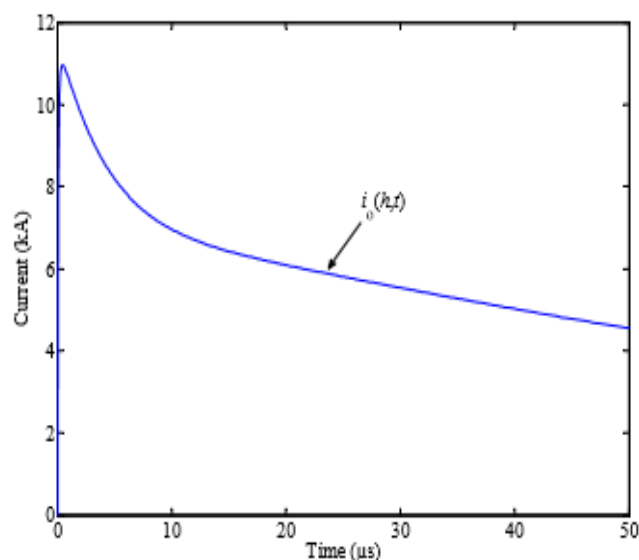


Figure II.7 : courant non contaminé [4].

Le tableau II.5 donne les paramètres de l'expression (II.17) correspondant à un courant mesuré lors d'une campagne de déclenchement artificiel de la foudre [37].

Tableau II.5 : Paramètres du courant à la base du canal correspondant à l'expression (II.17)

$I_{01}(KA)$	$\tau_1(\mu S)$	$\tau_2(\mu S)$	n	$I_{02}(KA)$	$\tau_3(\mu S)$	$\tau_4(\mu S)$
9.9	0.072	5	2	7.5	100	6

Les figures II.8 (a) et II.8 (b) nous donnent les formes d'ondes du courant au sommet (168 m) et à la base de la tour (0 m). Les effets des réflexions multiples aux deux extrémités de la tour sont clairement visibles dans les formes d'ondes. On peut voir aussi que le courant à la base de la tour a une valeur du pic élevée due à la contribution de l'onde réfléchie au niveau du sol [34].

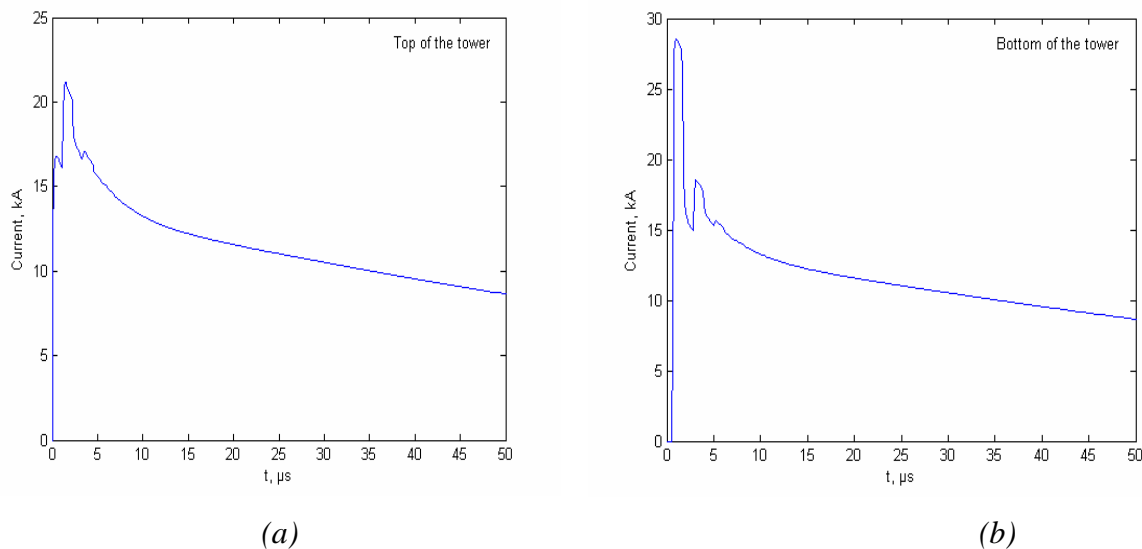


Figure II.8 : Courant au sommet de la tour 168 m (a) et à la base de la tour (b) [37].

II.6 Distribution du courant dans la tour et dans le canal de foudre

- **Modèle de Rachidi et al**

En 2002, Modèle de Rachidi et al. [39] 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 [39], où ils ont représenté le canal par une source distribuée, ce model fut basé sur le concept du courant non contaminé, La distribution du courant le long de la tour ($0 \leq z \leq H_0$) et le long du canal de foudre ($z \geq h$) est représentée par les équations suivantes :

Pour : $0 \leq z' \leq H_0$

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

Pour: $z' \geq h$

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

Où :

h est la hauteur de la tour, ρ_t et ρ_g sont respectivement les coefficients du courant au sommet et la base de la tour donner par :

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

$$\rho_g = \frac{z_t - z_g}{z_t + z_g} \quad (\text{II.21})$$

H_0 est la hauteur de l'extension du front de l'arc en retour du canal, $P(z')$ est le facteur atténuation, $U(t)$ échelon unité, v^* La vitesse de propagation de l'onde de courant, v La vitesse de propagation du front de l'arc en retour, $i_0(t)$: le courant de foudre non contaminé Expressions de $P(z')$ et v^* pour certains des modèles d'ingénieurs les plus couramment utilisés sont résumés dans le tableau (II.1).

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.

Tableau II.6 :Les paramètres du courant non contaminé, $i_0(t)$

$I_{01}(A)$	$\tau_{11} (\mu S)$	$\tau_{12} (\mu S)$	n_1	$I_{02}(A)$	$\tau_{21} (\mu S)$	$\tau_{22} (\mu S)$	n_2
942.5	0.44	0.27	2	2193.2	0.27	200	2

La figure II.9 présente la distribution du courant en adoptant le modèle MTLE avec $\lambda=2000m$. La vitesse de l'arc en retour est supposée égale à 150 m/ μs . La distribution du courant est tracée pour 10 instants (1 μs , 2 μs ,.....10 μs).

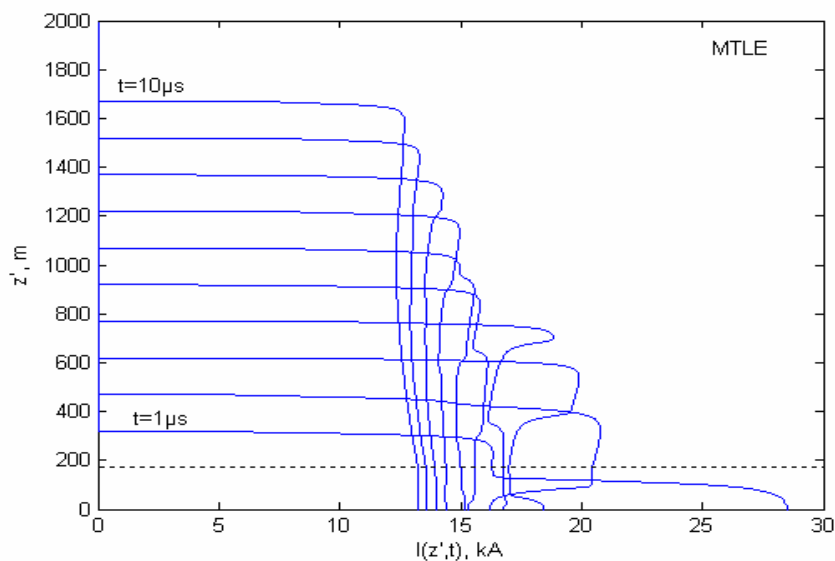


Figure II.9: Le courant en fonction de la hauteur (z') à dix instants de temps $t = 1, 2, \dots, 10 \mu s$. [36]

À partir de la figure II.9 nous pouvons observer qu'il y a une discontinuité au front du courant de l'arc en retour.

Cette discontinuité est due au fait 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 une vitesse inférieure à la vitesse de la lumière, ce qui est

physiquement inconcevable (l'onde transmise n'est pas autorisée à être au-devant du front de l'arc en retour). Cette observation a été soulevée par [36].

Rachidi et All ont ajouté un terme additionnel dans les équations du champ électromagnétique, le terme communément appelé « **turn-on term** » pour régler le problème de discontinuité

Bien qu'une telle discontinuité ne puisse pas être concevable d'un point de vue physique, il doit encore être considéré dans l'analyse par égard pour consistance avec les modèles de l'ingénieur adoptés.

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

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

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

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

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.

Où :

E_r, E_z : le champ Horizontal et le champ vertical ; H_ϕ est 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 [40].

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 [41]:

$$H_\phi|_{\text{turn-on}} = \frac{I_{\text{front}}(H) \cdot r(z-H)}{4\pi c^2 R^3} \cdot \frac{1}{\left[\frac{1}{v} - \frac{(z-H)}{cR}\right]} + \frac{I_{\text{front}}(H') \cdot r(z-H')}{4\pi c^2 R'^3} \cdot \frac{1}{\left[\frac{1}{v} - \frac{(z-H')}{cR'}\right]} \quad (\text{II. 25})$$

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

$$E_z|_{\text{turn-on}} = -\frac{I_{\text{front}}(H) \cdot r^2}{4\pi \epsilon_0 c^2 R^3} \cdot \frac{1}{\left[\frac{1}{v} - \frac{(z-H)}{cR}\right]} - \frac{I_{\text{front}}(H') \cdot r}{4\pi c R'^2} \cdot \frac{1}{\left[\frac{1}{v} - \frac{(z-H')}{cR'}\right]} \quad (\text{II. 27})$$

- **Modèle de Baba et Rakov**

En 2005, Baba et Rakov ont adopté une autre approche équivalente à celle de Rachidi, basée sur le concept d'une série de tension dans la jonction canal-tour, on 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 [42].

$$i_{sc}(t) = 2 \cdot i_0(t)$$

Les équations du courant de l'arc en retour $i(z, t)$ le long de la tour ($0 \leq z' \leq h$) et le long du canal de foudre ($z' \geq h$) s'écrivent comme suit :

Pour : $0 \leq z' \leq h$

$$i(z', t) = \left(\frac{1-\rho_t}{1} \right) \sum_{n=1}^{\infty} \left[\rho_t^n \rho_g^n i_{sc} \left(h, t - \frac{h-z'}{c} - \frac{2rh}{c} \right) + \rho_t^n \rho_g^{n+1} i_{sc} \left(h, t - \frac{h+z'}{c} - \frac{2rh}{c} \right) \right] \quad (\text{II.28})$$

Pour: $z' \geq h$

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

Ces deux équations montrent que des ondes de courant d'une même amplitude

$(1 - \rho_t)i_{sc}(h, t)/2$, sont initialement injectées, simultanément, dans le canal de foudre et dans la tour [25].

On note que ces deux équations sont identiques aux équations (II.28) et (II.29) écrites en termes de courant « non contaminé », $i_0(h, t) = i_{sc}(h, t)/2$.

Tableau II.7 : Les paramètres du courant de court-circuit $i_{sc}(t)$ [42]

$I_{01}(\text{KA})$	$\tau_{11} (\mu\text{S})$	$\tau_{12} (\mu\text{S})$	n_1	$I_{02}(\text{KA})$	$\tau_{21} (\mu\text{S})$	$\tau_{22} (\mu\text{S})$	n_2
10.7	0.25	2.5	2	6.5	2.5	230	2

II.7 Comparaison entre les deux modèles

II.7.1 Modèle de Rachidi et al

- Elaborer en 2002 par le chercheur Rachid et al.
- Ce modèle utilisé comme paramètre le courant non contaminé $i_0(t)$.
- Ce modèle utilisé la vitesse de la lumière (c).
- Les coefficients de réflexion au sommet et à la base de la tour.

En première lieu, il a pris cas d'un coup de foudre initié au sol avec la distribution spatio-temporelle du courant du canal qui s'accorde au modèle d'ingénieur MTLE qu'il a développé avec [Nucci -1989].

$$i(z, t) = e^{-z/\lambda} i(0, t - z/v) u(t - z/v)$$

- 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 distribution le long du canal, il a présenté le canal par une source distribuée.
- Il a utilisé l'extension des autres modèles généralisés par Rakov.
- Il a introduit dans le modèle (v^*) qui est la vitesse de propagation de l'onde du courant, $p(z)$ est un facteur d'atténuation du courant, $u(t)$ est une fonction unité, (n) représente le nombre de réflexion aux deux extrémités de la tour.

II .7.2Modèle de Baba et Rakov

- Présente en 2005 par les deux chercheurs Baba et Rakov.
- Ce modèle utilisé une approche basée sur l'utilisation d'une série de sources de tension dans la jonction tour-canal.
- Baba et Rakov ont débuté par l'idée d'un coup de foudre qui tombe sur un terrain plat pour ainsi dérivé une expression du courant, en utilisant ligne de transmission uniforme sans pertes (Z_{ch}) et une impédance du sol, (Z_{gr}) l'impédance de la tour et $V_0(0, t)$ la tension arbitraire.
- Ils ont utilisé dans l'expression mathématique du modèle la vitesse de l'arc en retour (v).
- Puis introduit le coefficient de réflexion.

- 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 $i_{sc}(t) = 2i_0(t)$.
- Ont pris la généralisation du modèle développé en cas d'un terrain plat pour le cas avec une présence de la tour.
- Il a comparé son modèle avec celui de Rachidi.

II.8 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les prédictions des cinq modèles d'ingénieur généralisés par [Rakov, 2005] pour tenir compte de la présence d'un objet élevé.

Ces modèles permettent une description de la distribution spatio-temporelle du courant le long du canal en fonction du courant à la base du canal.

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à ces modèles, pour deux raisons essentielles à savoir :

- Le nombre faible de paramètres à traiter (comme exemple l'aspect physique du canal de foudre n'est pris en compte).
- L'écriture simple du courant dans la base du canal de foudre qui est modélisé par Heidler sous forme de fonction bi-exponentielle.

Chapitre III :

Simulation du champ électromagnétique
rayonné généré par l'interaction d'un coup
de foudre avec un objet élevé

III.1 Introduction

La connaissance et la caractérisation du champ électromagnétique rayonné par la foudre permettent une meilleure protection des systèmes électriques et électroniques contre les perturbations engendrées par la foudre.

Dans cette partie du travail, nous présentons les résultats de simulation que nous avons obtenue à l'aide d'un code de calcul développé au sein du laboratoire Génie Electrique et du Plasma, basé sur la méthode numérique FDTD -2D- élaboré en FORTRAN.

En premier lieu, il faut dessiner la géométrie du problème, les conditions aux limites, dimensions des cellules, le pas temporel, les paramètres du courant de la foudre En second, appliquer les modèles de la distribution du courant le long du canal et le long de la tour qui prennent en considération la présence de la tour instrumentée.

III.2 Géométrie du problème

Dans un premier temps, nous présentons la géométrie adoptée lors de la simulation. Ainsi, la conductivité du sol sera supposée finie.

Les figures III.1 et III.2 représente la structure géométrique et le domaine d'étude.

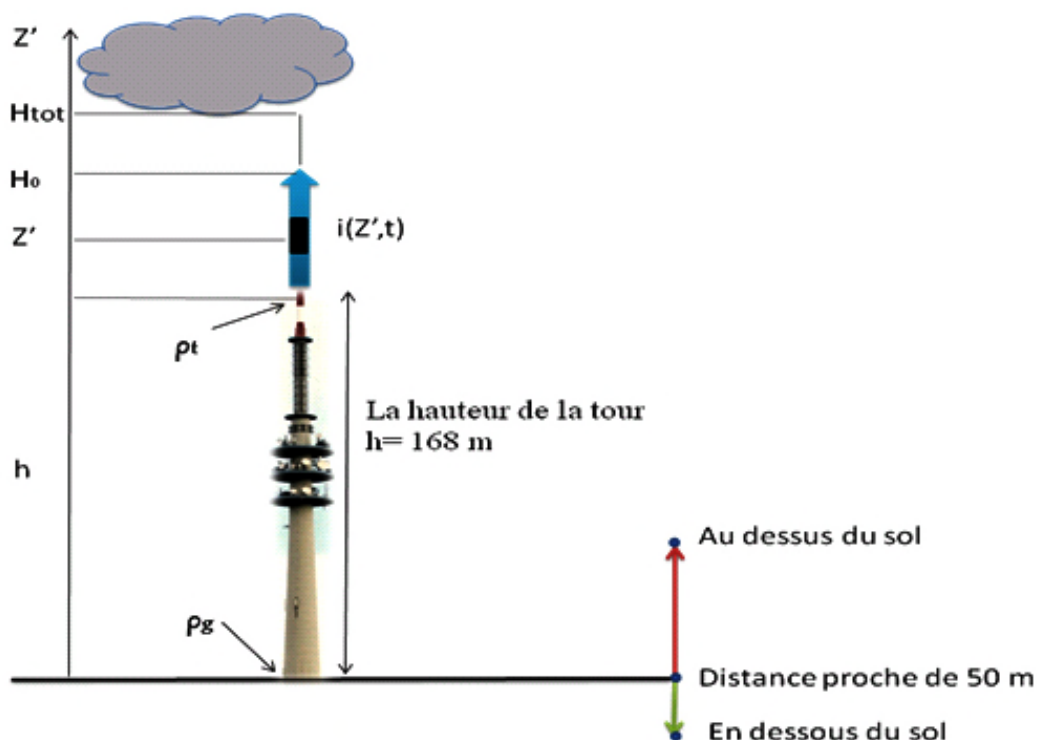


Figure III.1 : Configuration proposée, tour 168m. $\sigma = 0.01 \text{ S/m}$.

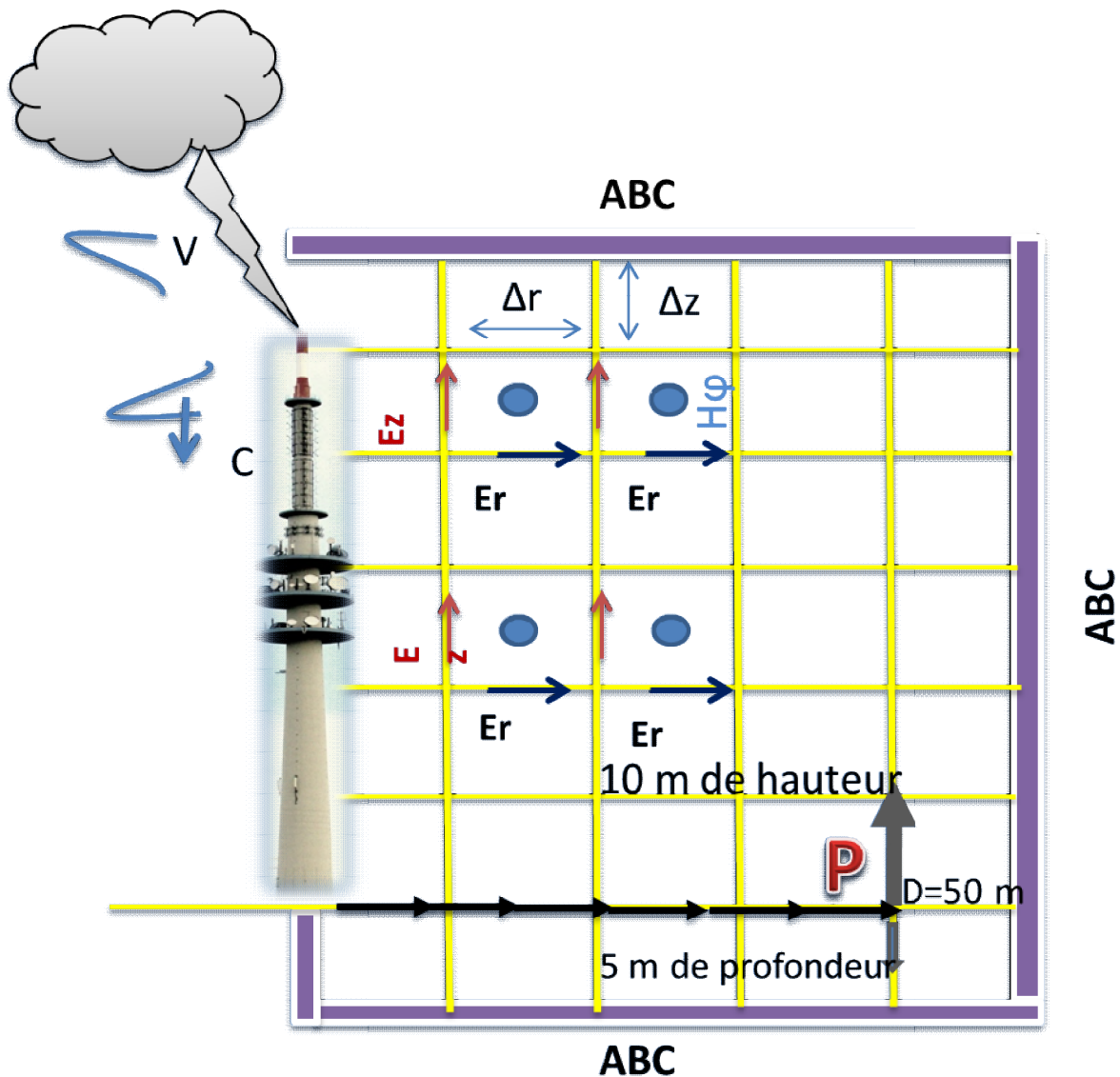


Figure III.2 : Le domaine d'étude.

Les équations de Maxwell gouvernent tous les phénomènes électromagnétiques. Ainsi, l'utilisation de la méthode FDTD consiste à ramener la solution de ces équations dans le domaine de calcul compte tenu des conditions aux limites, à celle d'un système d'équations algébriques dont la solution conduit à la distribution spatio-temporelle du champ. Un maillage carré de 2000 m*2000m.

- Le pas spatial utilisé dans la discrétisation pour la configuration choisie est $\Delta_r = \Delta_z = 1\text{m}$
- Le temps maximal de calcul est $T_{max} = 10\mu\text{S}$.

III.3 Formulation du champ électromagnétique

La formulation standard des équations de Maxwells'écrit comme suit :

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

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

Avec : \vec{E} est le champ électrique.

\vec{H} : Champ magnétique.

μ : Perméabilité magnétique.

ε : Permittivité diélectrique.

σ : Conductivité électrique.

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

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

E_r : Champ électrique radial.

E_z : Champ électrique vertical.

H_φ : Champ magnétique azimutal.

r: Distance radiale entre le point d'observation et la base du canal de foudre.

III.4 Conditions aux limites

La modélisation d'un problème électromagnétique en milieu ouvert par une méthode finie, utilisant une discrétisation de la région d'analyse, nécessite la troncature du domaine infini par une frontière fictive.

Pour respecter l'aspect non borné du problème, il est essentiel d'imposer sur les frontières du domaine d'étude, des conditions aux limites dites « conditions aux limites absorbantes » (Absorbing Boundary Conditions : ABC) (Fig.III.3).

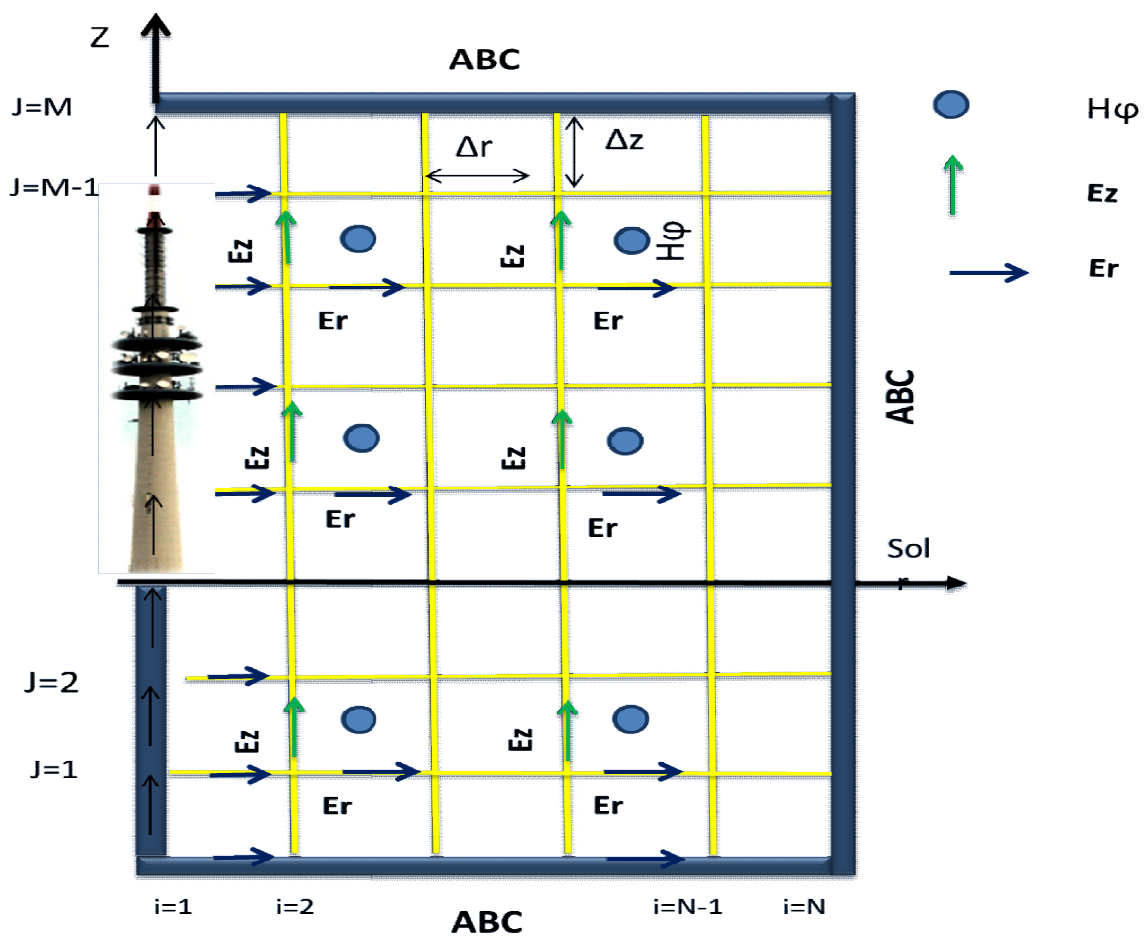


Figure III.3 :Maillage 2D-FDTD (coordonnées cylindriques).

Dans ce travail, on a utilisé les conditions aux limites absorbantes, premier ordre développées par Mur [19].

La condition de stabilité utilisée : $\frac{\Delta_r}{\lambda} < \frac{1}{10}$; $\frac{\Delta_z}{\lambda} < \frac{1}{10}$.

III.5 Paramètres de la simulation

H : hauteur du canal de foudre, H=8000m

λ : Constante de décroissance dans le modèle MTLE, $\lambda= 2000$ m.

C : La vitesse de la lumière, $c=3.10^8$ m/S.

V_f : La vitesse de l'arc en retour, $V_f= 150$ m/ μ S.

$\Delta_t=1$ ns, Le pas temporel.

$\mu_0 = 1.256. 10^{-6}$.

$\varepsilon_0 = 8.85. 10^{-12}$.

III.6 Paramètres du courant utilisé

Nous utilisons le même courant non contaminé $i_0(t)$, donnée par la fonction d'Heidler pour simuler l'arc en retour typique (l'arc en retour subséquent), accordé aux données expérimentales de Berger et al. [15].

$I_{01}(KA)$	$\tau_{11}(\mu s)$	$\tau_{12}(\mu s)$	n_1	$I_{02}(KA)$	$\tau_{21}(\mu s)$	$\tau_{22}(\mu s)$	n_2
10.7	0.25	2.5	2	6.5	2.1	230	2

III.7 Choix du modèle d'ingénieur

Les calculs sont effectués en appliquant le modèle de Rachidi et al. Et le modèle de Baba et Rakov. Nos observations se limiteront à la comparaison des deux approches celle de Rachidi. [38] et de Baba et Rakov [9].

Afin de comparer les deux modèles, nous évaluerons pour chaque modèle les composantes du champ électrique et magnétique proches à la distance de 50 m. pour un sol caractérisé par une conductivité finie.

III.8 Résultats et Analyse

Les résultats de simulation, à savoir les allures des champs électriques et magnétiques, sont présentés pour la configuration étudiée. Les points d'observations considérés sont situés en dessous du sol (à une profondeur de 5m), au niveau du sol et en fin au-dessus du sol (à une hauteur de 10 m). La valeur de la conductivité σ est considérée dans cette étude égale à 0.01 S/m.

Les figures ci-dessous présentent respectivement les allures temporelles du champ électrique vertical, du champ électrique radial et du champ magnétique azimuthal au point d'observation.

III.8.1 Champ électrique vertical

III.8.1.1 Champ électrique vertical en dessous du sol

Dans la figure III.4, nous traçons les allures du champ électrique vertical calculé en dessous du sol et correspondant aux deux modèles d'ingénieurs étudiés et qui sont cités précédemment.

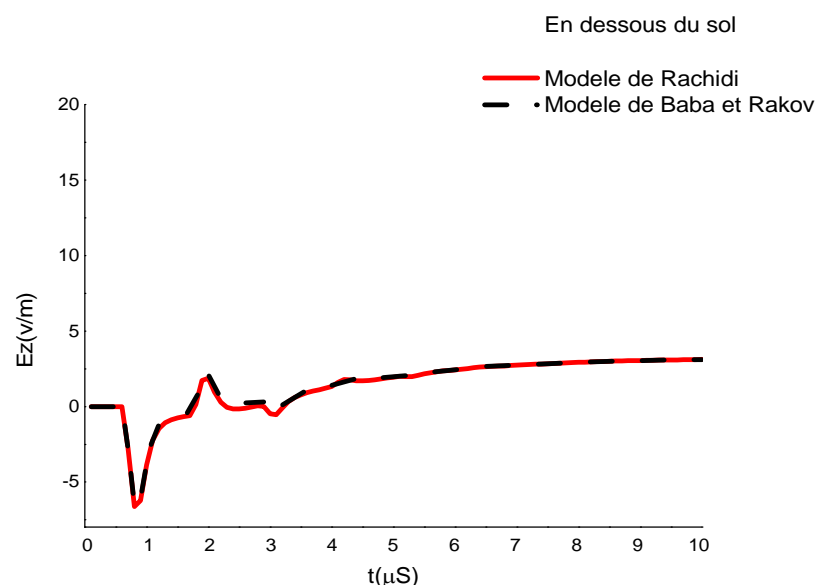


Figure III.4 : Champ électrique vertical calculé à la distance de 50 m de la tour Peissenberg (168 m) et à la profondeur de 5 m en dessous du sol.

On remarque que les allures des ondes du champ électrique vertical (E_z) en dessous du sol sont de même formes et s'identifient parfaitement pour les deux modèles.

III.8.1.2 Champ électrique vertical au niveau du sol

Le champ électrique vertical calculé au niveau du sol caractérisé par une conductivité finie pour les deux modèles étudiés est présenté sur la même figure III.5.

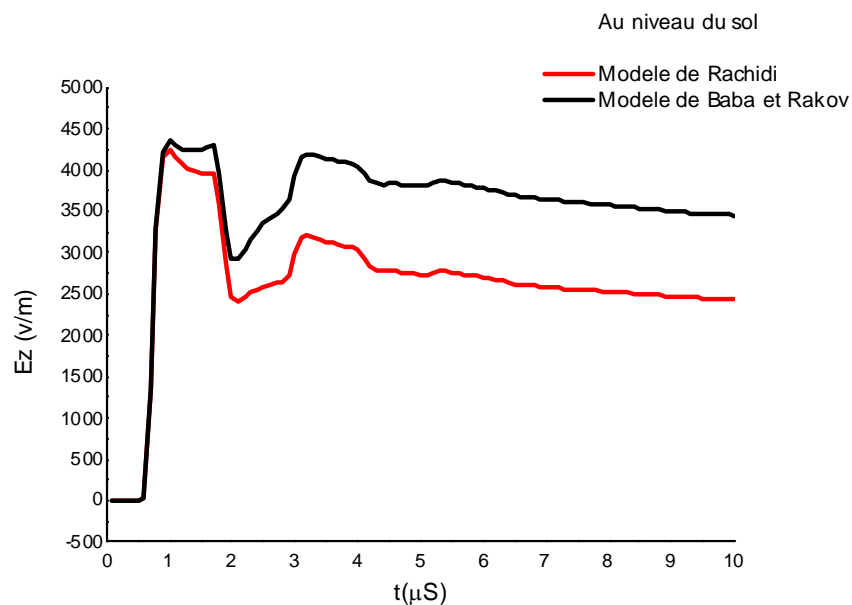


Figure III.5 : Champ électrique vertical calculé à la distance de 50 m de la tour Peissenberg (168 m) et au niveau du sol.

III.8.1.3 Champ électrique vertical au-dessus du sol

La figure III.6 présente les résultats de simulation du champ électrique vertical calculé à une hauteur de 10 m au-dessus du sol.

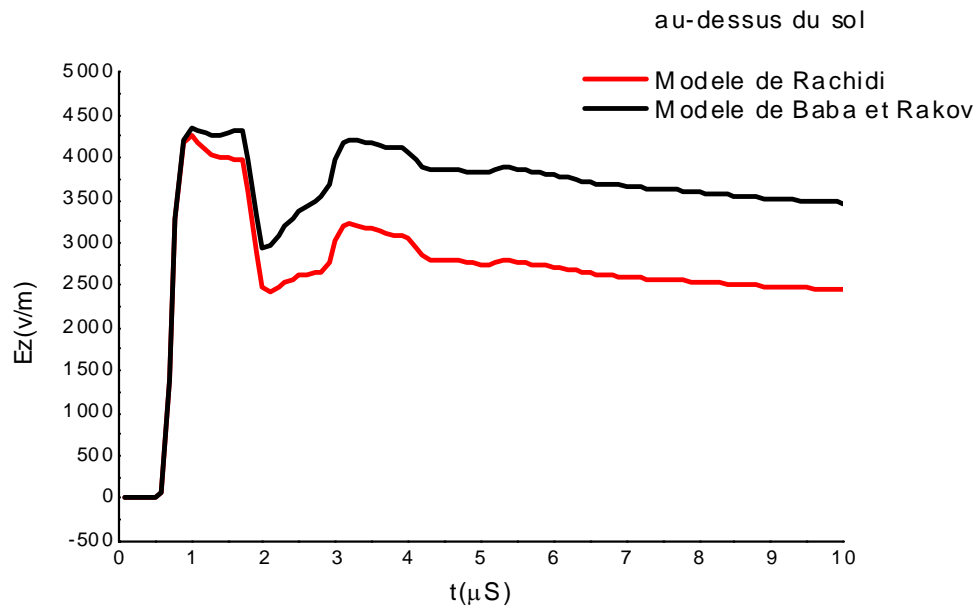


Figure III.6: Champ électrique vertical calculé à la distance de 50 m de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol.

Les formes d'ondes du champ du champ électrique vertical (E_z) au niveau du sol et au-dessus du sol présentées dans les figures (III.5 et III.6) sont les mêmes, en point de vue allure et temps de montée pour les deux modèles, pendant l'intervalle de temps $[0-1\mu\text{S}]$. Une différence d'amplitude apparaît à partir de $1 \mu\text{S}$ où les formes d'ondes ne s'identifient plus, la forme d'onde du champ électrique vertical pour le modèle de Rachidi se trouve être en dessous de celle du modèle de Baba et rakov.

III.8.2 Champ électrique horizontal

III.8.2.1 Champ électrique horizontal en dessous du sol

Dans la figure III.7, nous traçons l'allure du champ électrique horizontal calculé en dessous du sol et correspondant aux deux modèles d'ingénieurs.

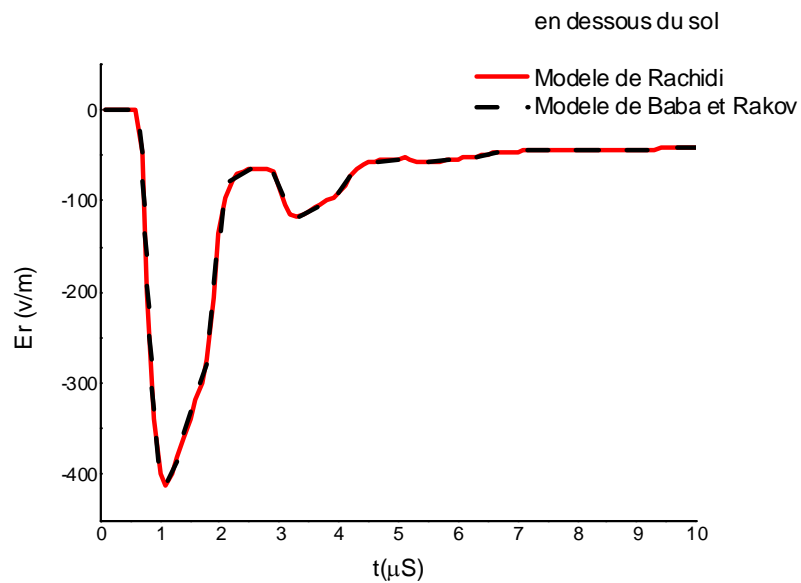


Figure III.7: Champ électrique horizontal calculé à la distance de 50 m de la tour Peissenberg (168 m) et à la profondeur de 5 m en dessous du sol.

L'analyse des courbes du champ électrique radial (E_r) montre une ressemblance totale pour les deux modèles.

III.8.2.2 Champ électrique horizontal au niveau du sol

La forme d'onde du champ électrique horizontal est présentée dans la figure III.8.

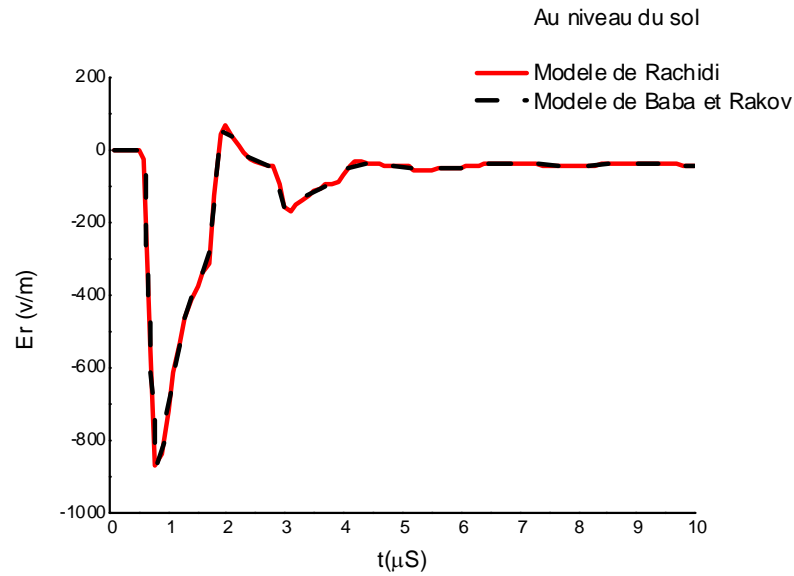


Figure III.8: Champ électrique horizontal calculé à la distance de 50 m de la tour Peissenberg (168 m).

III.8.2.3 Champ électrique horizontal au-dessus du sol

La figure III.9 suivante donne l'allure du champ électrique radial calculé en un point d'observation de hauteur 10 m au-dessus du sol et distant de 50 m de la tour.

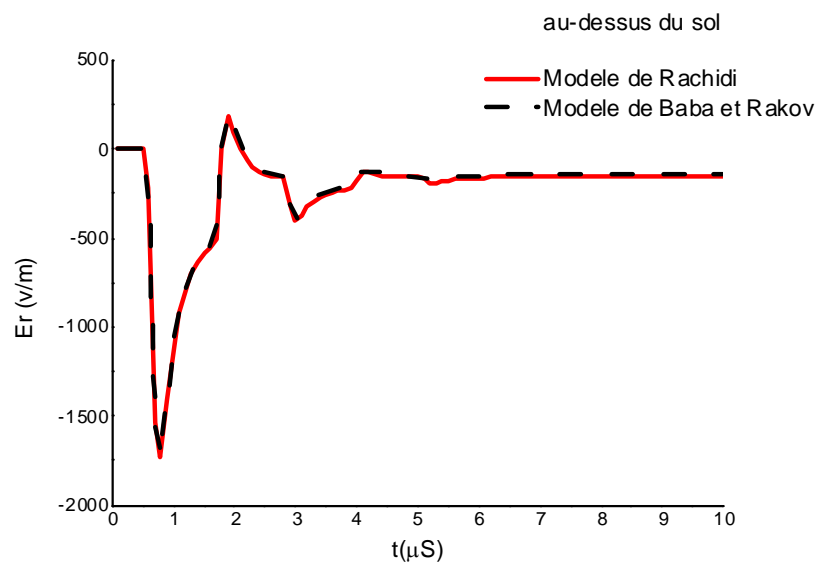


Figure III.9 : Champ électrique horizontal calculé à la distance de 50 m de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol.

On observe sur les figures(III.8 et III.9)que les allures du champ électrique radial (E_r) pour les deux modèles utilisés sont identiques.

III.8.3 Champ magnétique

III.8.3.1 Champ magnétique en dessous du sol

Le champ magnétique proche calculé à une profondeur de 5 m en dessous d'un sol caractérisé par une conductivité finie est représenté sur la figureIII.10.

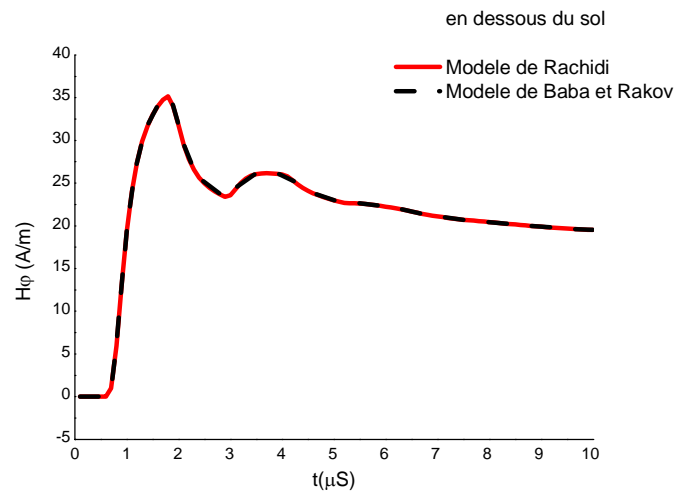


Figure III.10: Champ magnétique azimutal calculé à la distance de 50 m de la tour Peissenberg (168 m) et à la profondeur de 5 m en dessous du sol.

L'analyse des graphes présentés ci-dessus montre que les courbes du champ magnétique azimutal (H) en dessous du sol sont semblables.

III.8.3.2 Champ magnétique au niveau du sol

Le champ magnétique au niveau du sol est représenté sur la figure III.11

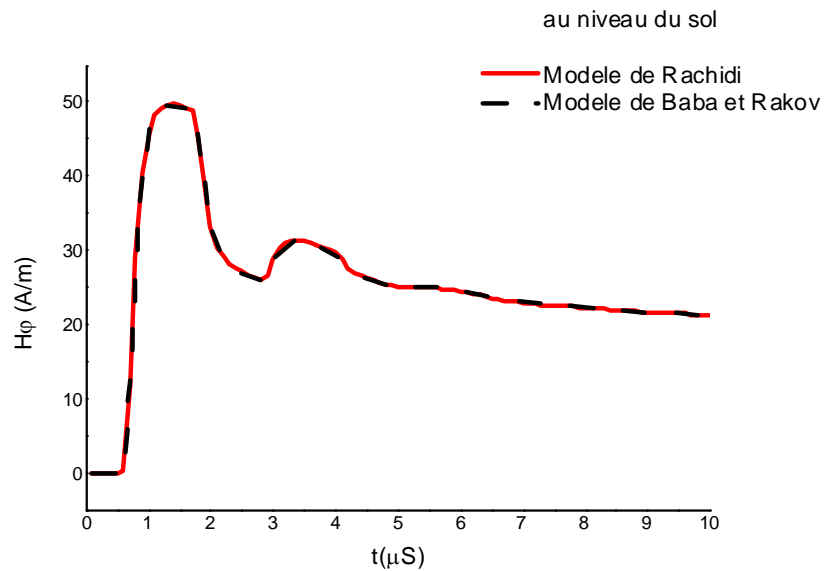


Figure III.11: Champ magnétique azimuthal calculé à la distance de 50 m de la tour Peissenberg (168 m).

III.8.3.3 Champ magnétique au-dessus du sol

La forme du champ magnétique au-dessus du sol pour les deux modèles étudiés est présentée sur la figure III.12.

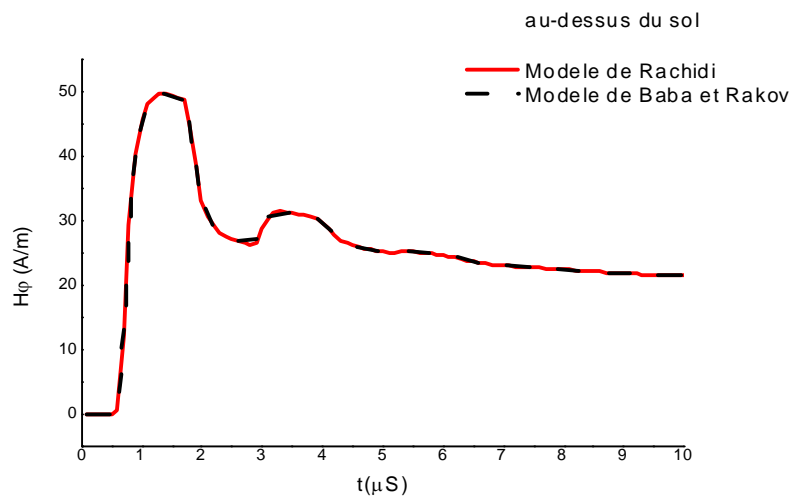


Figure III.12: Champ magnétique azimutal calculé à la distance de 50 m de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol

Nous remarquons que les formes d'ondes du champ magnétique au niveau du sol et au-dessus du sol pour les deux modèles sont identiques.

Conclusion

Dans ce dernier chapitre du mémoire, nous avons évalué et analysé les composantes du champ EM proche généré par l'interaction de la foudre avec la tour de Peissenberg pour des points d'observations situés en dessous, sur et au-dessus d'un sol de conductivité finie, en appliquant les deux modèles de la distribution du courant le long de la tour et le long du canal cité dans la littérature à savoir le modèle de Rachidi [39] et le modèle de Baba et Rakov [11].

Malgré les différences qui existent entre les deux modèles, que ce soit du côté mathématique ou du côté physique, on a observé :

1. Une similitude dans les formes d'ondes du champ magnétique ainsi le champ électrique radial, pour les trois niveaux du sol.
2. Une identification des courbes du champ électrique vertical en dessous du sol pour les deux modèles.
3. Le champ électrique vertical présente une légère différence pour les deux modèles, au-dessus et au niveau du sol en termes de représentation graphique des formes d'ondes.

Conclusion générale

Conclusion générale

La foudre est un phénomène globalement mystérieux et nécessite beaucoup de recherches scientifiques, il en demeure imprévisible et ses effets sont encore trop souvent désastreuses.

Dans notre travail, nous nous sommes intéressés au phénomène de foudre en présence d'un sol de conductivité finie et de la tour Peissenberg de hauteur 168m. Où nous nous sommes consacré à l'évaluation et à l'analyse des composantes du champ EM proche à la distance de 50m de la tour, On a noté que la détermination des composantes du champ électromagnétique nécessite la connaissance de la distribution spatio-temporelle du courant de foudre le long du canal et le long de la tour. Pour cela, nous avons présenté les deux modèles d'arc en retour cités dans la littérature qui prennent en compte la présence de l'objet élevé ; à savoir le modèle de Rachidi et al. Et Baba et Rakov, nous avons procédé à une comparaison théorique de ces modèles ; où on a pu constater qu'il y avait des différences en point de vue physique et en point de vue équations mathématiques le long du canal, où les approches ont divergé, Rachidi propose que la propagation du courant de l'arc en retour se fait avec la vitesse de la lumière, or que physiquement inconcevable, il n'y a pas assez d'énergie pour que la vitesse augmente.

Baba et Rakov ont remédié à ça, pour présenter une autre idée que la vitesse de propagation se fera avec la vitesse de l'arc en retour, qui n'a pas été prouvé réellement.

L'analyse de nos résultats ont montré que :

1. Les formes d'ondes du champ E_z en dessous du sol change de polarité pour la même distance du point d'impact de la tour ; contrairement au champ électrique au-dessus et au niveau du sol qui a une polarité positive
2. Les formes d'ondes du champ E_r sur la totalité des niveaux du sol sont identiques pour les deux modèles d'ingénieurs.
3. E_r est caractérisé par une polarité négative.
4. Les allures du champ H au-dessus du sol sont identiques à celle au niveau du sol par contre elles sont différentes en dessous du sol pour les deux modèles d'arc en retour.

Comme perspective nous voudrions développer un peu plus notre recherche sur le modèle d'arc en retour de Rachidi et al. Et sur le terme additionnel « Turn on-term ».

Références bibliographiques

- [1] F. Heidler, et al., "Lightning Currents Measured at a Telecommunication Tower, Zurich, Switzerland, 2001.
- [2] V. A. Rakov and M. A. Uman, Lightning: physics and effects: Cambridge University Press, 2003.
- [3] José. RIBEIRO "Etude des risques de défaillances d'un réseau de telecommunication soumis aux effets directs ou indirects de la foudre"Thèse de Doctorat de l'Université BLAISE PASCAL de Clermont-Ferrand 2005
- [4] A.Mimouni, "Analyse des problèmes de compatibilité électromagnétique par modélisation et simulation du rayonnement électromagnétique de la foudre," thèse, Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, 2007.
- [5] V.A.rakov "transient response of a tall object to lightning",Toronto,Canada
- [6] F.Rachidi, Haeri " Effet Électromagnétique de foudre sur les lignes de transmission àEriennes modÉlisation et simulation ", Thèse doctorat es science EPFL, Lausanne, 1991 .
- [7] V. A. Rakov and M.A. Uman, "Review and evaluation of lightning return stroke models including some aspects of their application",1998.
- [8] B. Kordi, et al., "Application of the antenna theory model to a tall tower struck by lightning," Journal of Geophysical Research, vol. 108, 2003.
- [9] R. F. Harrington, Field computation by Moment Methods. New York, 1993.
- [10] S. Visacro and F. H. Silveira, "Evaluation of lightning current distribution along the lightning discharge channel by a hybrid electromagnetic model," Journal of Electrostatics, vol. 60, pp. 111-120, 2004.
- [11] Y. Baba, and M. Ishii "Numerical electromagnetic field analysis of lightning current in tall structures", IEEE Transactions on Power Delivery, 16 (2), pp. 324-328, 2001.
- [12] Seyed abbas mosaddeghi « electromagnetic environment associated with lightning strikes to tall strike objects » thèse no 4903 (2011) École Polytechnique Fédérale De Lausanne
- [13] K. S. Yee "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media," IEEE Trans. Antennas Propogat., vol. 14, 1966, pp. 302–307.
- [14] T. Iwasaki, H. Suga, « Design of Electromagnetically Coupled Micro strip Slot Antenna by FDTD- Equivalent Circuit Method », Microwave Conference, Asia-Pacific, Mar.2000.

- [15] G. Mur, "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.
- [16] M. Farina, A. Morini, and T. Rozzi, « On the Derivation of Coupled –Line Models from EMSimulators and Application to MoM Analysis », *IEEE Transaction*, Nov 2005.
- [17] M. Rubinstein, F. Rachidi, M. A. Uman, R. Thottappillil, V. A. Rakov, and C. A. Nucci "Characterization of vertical electric fields 500 m and 30 m from triggered lightning", *Journal Of Geophysical Research*, 1995.
- [18] J. L. Bermudez "Lightning currents and electromagnetic fields associated with returnstrokes to elevated strike objects", Thèse N° 2741, Lausanne(2003).
- [19] Y. T. Lin, M. A. Uman, J. A. Tiller, R. D. Brantley, W. H. Beasley, E. P. Krider, and C. D. Weidman "Characterization of lightning return stroke electric and magnetic fields from simultaneous two station measurements", *Journal of Geophysical Research*, 1979.
- [20] M.A. Uman « The lightning discharge », Dover Publications, New York, 2001.
- [21] K. Berger, R. B. Anderson, and H. Kroninger « Parameters of lightning flashes », 1975.
- [22] T. Narita, T. Yamada, A. Mochizuki, E. Zaima, and M. Ishii "Observation of currentwaveshapes of lightning strokes on transmission towers", 2000.
- [23] H. Torres, O. Trujillo, F. Amortegui, F. Herrera, G. Pinzon, C. Quintana, D. Gonzalez, D. Rondon, M. Salgado, and D. Avila "Experimental station to measuredirectly lightning parameters in tropical zone", London, UK, 1999.
- [24] V.A. Rakov "Lightning discharges triggered using rocket-and-wire techniques", in *Recent Research Development on geophysics*, edited by R. Signpost, India, 1999.
- [25] F. Rachidi, J. L. Bermudez, and M. Rubinstein "Statistical evaluation of lightningcurrent parameters from remote electromagnetic field measurements", Poland, 2002.
- [26] V. A. Rakov, R. Thottappillil, and M. A. Uman "On the empirical formula of Willett et al. relating lightning return stroke peak current and peak electric field", 1992.
- [27] F. Rachidi, and R. Thottappillil " Determination of lightning currents from far electromagnetic fields" *Journal of geophysical research*, 1993
- [28] F. Xiao, X. H. Tang, X. J. Zhang « Comparison of Taylor finite difference and window finite difference And their application in FDTD », *Journal of Computational and Applied Mathematics*, vol 193, 2006, pp 516–534.

- [29] - E. F. Vance, M. A. Uman, « Differences between lightning and nuclear pulse interactions», IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility, Vol. 30, No. 1, Fev. 1988.
- [30] - Y. Baba, M. Ishii, « Characteristics of electromagnetic return stroke models », IEEE Tran. Electromagnetic Compatibility, Vol. 45, No. 1, Fevrier 2003.
- [31] C. Nucci, G. Diendorf, M. Uman, F. Rachidi "Lightning return stroke current models with specified channel based current". Journal of Geophysical Research, vol. 95, pp.811-828, 1990.
- [32] M. A. Uman, and D. K. MacLain "Magnetic field of the lightning return stroke", Journal of Geophysical Research, 74 (28), pp.6899-6909, 1969.
- [33] C.A.Nucci, C. Mazzetti, F. Rachidi and M. Ianoz " Analyse du champ électromagnétique dû à une décharge de foudre dans les domaines temporel et fréquentiel" Annales, 1988.
- [34] F. Rachidi, and C. A. Nucci "On the Master, Uman, Lin, Standler and the Modified Transmission Line lightning return stroke current models", Journal Of Geophysical, 1990.
- [35] V. A. Rakov, and A. A. Dulzon "Calculated electromagnetic fields of lightning return strokes", n°. 1, pp. 87-89, 1987.
- [36] Gerard Berger, "ce qu'il faut connaitre sur les eclaires et les moyens de s'en protéger"Orasay,23octobre2007.
- [37] F.Heidler "Analytic lightning current functions for LEMP calculation ",18th ICLP(International Conference On Lightning Protection), Munich, Germany, 1985
- [38] D. Pavanello, F. Rachidi, V. A. Rakov, C. Nucci, and J. L. Bermudez, "Return Stroke Current Profiles and Electromagnetic Fields Associated with Lightning Strikes to Tall Towers: Comparison of Engineering Models,"presented at International Conference on Lightning Protection, ICLP 2004, Avignon, France, 2004.
- [39] F. Rachidi, V. A. Rakov, C. A. Nucci, and J.L. Bermudez, " Effect of vertically extended strike object on the distribution of current along the lightning channel", J. Geophys.(2002).
- [40] R. Thottappillil, M. A. Uman, and V. A. Rakov, "Treatment of retardation effects in calculating the radiated electromagnetic fields from the lightning discharge," Journal of Geophysical Research, vol. 103, pp. 9003-13, 1998.
- [41] D. Pavanello, F. Rachidi, J. L. Bermudez, M. Rubinstein, and C. A. Nucci, "Electromagnetic Field Radiated by Lightning to Tall Towers: Treatment of the Discontinuity at the Return Stroke Wavefront," Journal of Geophysical Research, vol. 109, 2004.
- [42] Y. Baba, and V. A. Rakov, " On the use of lumped sources in lightning return stroke models ", J. Geophys. (2005).

Résumé :

L'objectif de notre travail est d'évaluer les 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. Le calcul du champ électromagnétique s'effectuera à l'aide du code de calcul développé au sein du laboratoire Génie Electrique et des Plasmas, basé sur la méthode numérique FDTD, où on appliquera les deux modèles de la distribution spatiotemporelle du courant long de la tour et le long du canal de foudre cités dans la littérature, à savoir le modèle de Rachidi et al. proposé en 2002 et celui de Baba et Rakov en 2005. Les résultats de simulation obtenus nous aideront à mieux observer et comprendre les points qui différencient ces deux modèles en point de vue approche et surtout en point de vue allures des composantes du champ électromagnétique.

المخلص :

الهدف من هذه الأطروحة هو تقييم مكونات الحقل الكهرومغناطيسي المنبثق عن اصطدام الصاعقة ببرج Piessenberg ذو ارتفاع 168 متر على المسافة القريبة، وذلك على مستويات مختلفة من الأرض باعتبار هذه الأخيرة ذات ناقلية محدودة، لأجل ذلك قمنا باستخدام برنامج حسابي مطور في مختبر الهندسة الكهربائية والبلازما الذي يعتمد على الطريقة الرقمية FDTD قمنا بتطبيق نموذجين معتمدين من قبل اللجنة العلمية واللذان يأخذان بعين الاعتبار وجود البرج .

في البداية قمنا بصياغة نموذج للتيار الكهربائي الموزع في البرج وكذلك التيار الموجود في قناة الصاعقة وذلك بتطبيق نموذج Rachidi et al، 2002 وكذا نموذج كل من Baba et Rakov المقترح سنة 2005.

نتائج المحاكاة المحصل عليها تساعدنا على ملاحظة وفهم نقاط الاختلاف بين النموذجين المقترحين من حيث المعادلات وخاصة من حيث التمثيل البياني لمكونات الحقل الكهرومغناطيسي.

Résumé :

L'objectif de notre travail est d'évaluer les 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. Le calcul du champ électromagnétique s'effectuera à l'aide du code de calcul développé au sein du laboratoire Génie Electrique et des Plasmas, basé sur la méthode numérique FDTD, où on appliquera les deux modèles de la distribution spatiotemporelle du courant le long de la tour et le long du canal de foudre cités dans la littérature, à savoir le modèle de Rachidi et al. proposé en 2002 et celui de Baba et Rakov en 2005. Les résultats de simulation obtenus nous aideront à mieux observer et comprendre les points qui différencient ces deux modèles en point de vue approche et surtout en point de vue allures des composantes du champ électromagnétique.

الملخص :

الهدف من هذه الأطروحة هو تقييم مكونات الحقل الكهرومغناطيسي المنبثق عن اصطدام الصاعقة ببرج Piessenberg ذو ارتفاع 168 متر على المسافة القريبة، وذلك على مستويات مختلفة من الأرض باعتبار هذه الأخيرة ذات ناقلية محدودة، لأجل ذلك قمنا باستخدام برنامج حسابي مطور في مخبر الهندسة الكهربائية والبلازما الذي يعتمد على الطريقة الرقمية FDTD قمنا بتطبيق نموذجين معتمدين من قبل اللجنة العلمية واللذان يأخذان بعين الاعتبار وجود البرج .

في البداية قمنا بصياغة نموذج للتيار الكهربائي الموزع في البرج وكذلك التيار الموجود في قناة الصاعقة وذلك بتطبيق نموذج Rachidi et al، 2002 وكذا نموذج كل من Baba et Rakov المقترح سنة 2005.

نتائج المحاكاة المحصل عليها تساعدنا على ملاحظة وفهم نقاط الاختلاف بين النموذجين المقترحين من حيث المعادلات وخاصة من حيث التمثيل البياني لمكونات الحقل الكهرومغناطيسي.