

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



Université Dr. Tahar Moulay de Saïda
Faculté de la Technologie
Département d'Electrotechnique



Mémoire de Fin d'Etudes

en vue de l'obtention du diplôme de

Master (LMD)

Spécialité : RESEAUX ELECTRIQUES

Filière : ELECTROTECHNIQUE

Intitulé :

**Etude du couplage du champ électromagnétique généré
par un coup de foudre avec les lignes aériennes par la
méthode 3D-FDTD**

Présenté par :

**HENNI Khadidja
NEDJADI Amel**

Devant le jury composé de :

**Dr A. BOUANANE
Dr. K. ARZAG
Dr. M. MANKOUR**

**Président
Encadreur
Examineur**

Soutenu le / /2021
Promotion 2020-2021

Remerciements

Au début et avant tout, nous rends grâce à **Allah et** tout puissant qui nous a aidé à terminer ce travail.

Nous tenon à exprimer ma profonde reconnaissance à **Dr. ARZAG kaddour** d'avoir bien voulu encadré ce travail et pour les conseils efficaces et les encouragements et encore plus pour tout le temps qu'il nous consacré pour nous suivre pendant la réalisation de ce travail.

Nous adressons nos sincères remerciements à tous nos professeurs pour leurs conseils et leurs critiques et d'avoir guidé nos réflexions en acceptant à nos rencontrer et répondre à nos questions durant notre recherches.

Nos vif reconnaissance sont adresser aux membres de jury **Dr. BOUANANE** et **Dr. MANKOUR** pour leur acceptation d'évaluer ce modeste travail.

Nous remercions nos très chers parents, qui ont toujours été là pour nous

Dédicace

Avec l'expression de ma reconnaissance, je dédie ce modeste travail à ceux qui, quels que soient les termes embrassés, je n'arriverais jamais à leur exprimer mon amour sincère.

A la femme qui a soufferte sans me laisser souffrir, qui n'a jamais dit non à mes exigences et qui n'a épargné aucun effort pour me rendre heureuse : mon adorable mère...

A l'homme, mon précieux offre du dieu, qui doit ma vie, ma réussite et tout mon respect : mon cher père...

A ma chère sœur qui n'ont pas cessés de me conseiller, encourager et soutenir tout au long de mes études. Que Dieu le protège et leur offre la chance et le bonheur.

A mes chers frères Oussama, Ali et leurs enfants, sources de joie et de bonheur.

A tous les amis que j'ai connus jusqu'à maintenant.

Merci pour leur amour et leur encouragement.

Sans oublier ma chère binôme Amel Nedjadi pour son soutien de moral, sa patience et sa compréhension tout au long de ce projet.

A tous ceux que j'aime et ceux qui m'aiment.

Henni Khadidja

Dédicace

JE DÉDIE CE PROJET :

A ma chère mère

A mon chère père

Qui n'ont jamais cessé, de formuler des prières à mon égard, de me soutenir
et m'épauler pour que puisse atteindre mes objectifs.

*A mes chères soeurs, *****,*

A mon chère frère

Pour ses soutiens moral et leurs conseils précieux tout au long de mes études.

A ma chère binôme

Pour sa entent et sa sympathie.

A tous les membres de ma famille

A tous mes amis

Et tous ceux qui m'aiment

Amel Nedjadi

Sommaire

Introduction générale	1
------------------------------------	----------

Chapitre I : phénoménologie de la foudre

I.1 Introduction	2
I.2 Phénoménologie.....	2
I.2.1 Historique.....	2
I.2.2 Tempêtes ou nuages orageux.....	2
I.2.2.1 Choix du point d'impact	3
I.3 Phénomène de la foudre.....	4
I.3.1 Détection de la foudre.....	4
I.3.2 Définition.....	4
I.3.3 Formation de la foudre.....	5
I.3.4 Dangers de la foudre.....	5
I.4 Caractéristique de la foudre.....	6
I.5 Différents mécanismes liés au phénomène de la foudre.....	6
I.5.1 Mécanisme d'un coup de foudre.....	6
I.5.2 Mécanisme de la formation de l'orage.....	7
I.5.3 Mécanisme d'électrification des nuages orageux.....	8
I.6 Catégories de coups de foudre.....	8
I.7 Déclenchement artificiel de la foudre	10
I.8 Effets de la foudre.....	12
I.9 Conclusion.....	13

Chapitre II ; Modélisation de la foudre

II.1 Introduction.....	14
II.2 Modélisation de la foudre.....	14

II.2.1 Modélisation du courant a la base de canal de la foudre.....	14
a Modèle bi-exponentiel.....	14
b Modèle Heidler.....	16
II.2.2 Modélisation du courant de l'arc en retour.....	18
II.2.2.1 Le modèle de <i>Bruce et Gold</i> (BG).....	19
II.2.2.2 Modèle "Ligne de Transmission" (Transmission Line TL).....	20
II.2.2.3 Modèle "ligne de transmission modifié" (Modified Transmission Line MTL).....	21
a Modèle de la ligne de transmission modifiée avec décroissance linéaire (MTLL).....	21
b Modèle de la ligne de transmission modifiée avec décroissance exponentielle (MTLE).....	22
II.2.2.4 Modèle de la source de courant mobile (TCS : "Traveling Curent Source").....	22
II.2.2.5 Généralisation des modèles d'Ingénieurs.....	22
II.3 Modélisation du champ électromagnétique généré par la foudre.....	23
II.3.1 Géométrie du problème.....	23
II.4 Equation général d'un champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre.....	24
II.4.1 Champ électromagnétique au dessus du sol.....	24
II.4.1.1 Cas d'un sol parfaitement conducteur.....	25
II.5 Méthode FDTD (Finit Difference in Time Domain).....	26
II.5.1 Equations de Maxwell en trois dimensions.....	26
II.5.2 FDTD-3D en coordonnées cartésiennes.....	28

II.6 Critère de stabilité de la méthode FDTD.....	31
II.7 Conditions aux limites.....	32
II.8 Représentation du fil mince dans la technique FDTD.....	34
II.9 Conclusion.....	35

Chapitre III : Etat de l'art sur les modèles de couplage

III.1 Introduction.....	37
III.2 Modèles de couplage.....	37
III.3 Conclusion.....	44

Chapitre IV : Résultats et interprétations

IV.1 Introduction.....	45
IV.2 Méthodologie.....	45
IV.3 Simulation du courant de la foudre	46
IV.3.1 Simulation du courant à la base du canal de la foudre.....	46
IV.3.2 Simulation du courant de l'arc en retour	47
IV.4 Simulation du champ électromagnétique généré par la foudre	49
IV.5 Calcul de la tension induite par la foudre sur une ligne aérienne	51
IV.6 Conclusion	54

Conclusion générales	55
-----------------------------------	-----------

Références bibliographiques.....	57
---	-----------

Introduction Générale

Introduction générale

L'utilisation croissante des systèmes contenant des diapositives électroniques rend la prise en compte de la compatibilité électromagnétique (CEM) comme une étape essentielle dans la conception des systèmes électriques et/ou électroniques. Ceci revient principalement au fonctionnement de ces systèmes à des niveaux de puissance et de courant de plus en plus faibles, ce qui les rend de plus en plus susceptibles aux perturbations d'origine électromagnétique.

La CEM est définie comme étant la capacité d'un élément, dispositif ou système électrique et/ou électronique à fonctionner sans introduire des perturbations intolérables pour qui que ce soit dans cet environnement, c-à-d qu'il ne doit pas produire des perturbations avec d'autres systèmes ou avec lui-même et ne doit pas être susceptible aux émissions d'autres systèmes.

Les perturbations électromagnétiques engendrées par la foudre indirecte sur les lignes aériennes sont dues à l'interaction (couplage) de ces lignes avec le champ électromagnétique généré par la foudre. Pour étudier ce couplage il faut entamer trois éléments essentiels. Le premier est la source de perturbation (courant de l'arc en retour), le second élément est le moyen de transition de ces perturbations (champs électromagnétique), le dernier élément est l'effet sur le système victime (tensions induites).

L'objectif du travail présenté dans ce mémoire est l'analyse du couplage entre un champ EM rayonné par un coup de foudre et des lignes électriques aériennes, en adoptant la technique des différences finies dans le domaine temporel en trois dimensions (3D-FDTD).

Notre mémoire est subdivisée en quatre chapitres. Dans le premier chapitre, nous présentons une description succincte de la phénoménologie de la foudre et ses effets. Le deuxième chapitre est consacré à une présentation des modèles de courant de foudre les plus populaires, ainsi que les méthodes mathématiques utilisées pour calculer le champ électromagnétique généré par la foudre. Un état de l'art des modèles qui traitent le problème de couplage sera présenté dans le troisième chapitre. Dans le quatrième chapitre nous présentons les résultats de simulations concernant le courant de l'arc en retour, le champ électromagnétique rayonné par la foudre et les tensions induites sur une ligne aérienne. Notre mémoire s'achève par une conclusion générale où nous indiquons quelques perspectives futures dans l'axe de recherche relatif à nos travaux.

Chapitre I

Phénoménologie de la foudre

I Introduction

La foudre est sans doute un phénomène naturel qui à cause de ces effets spectaculaires sur les différents systèmes électriques, électroniques et de télécommunication attire l'attention des chercheurs électrotechniciens pour l'étudier.

Dans ce qui suite, nous allons étudier la phénoménologie de la foudre dont on parle de sa naissance puis nous allons présenter les informations concernant la nature de la foudre et ses caractéristiques et on clôture par ses effets.

II Phénoménologie de la foudre

II.1 Historique

Dès le début, la foudre avait impressionné un humain qui en faisait une caractéristique du pouvoir divin. Ce phénomène naturel est terrifiant non seulement parce que son attaque est fatale, mais aussi à cause du mystère qui l'entoure.

Ignorant l'ordre de la nature, les premiers humains croyaient que la foudre était une force surnaturelle trouvée dans la stabilité des roches ou dans la révolution des planètes. Partout dans le monde, ils ont inventé des mythes liés à la foudre: une arme céleste suprême, un tonnerre terrifiant, des éclairs fertiles liés à la pluie, apprivoiser la foudre pour régler des comptes, la foudre des ancêtres pour punir ceux qui violent les coutumes et coutumes liées à la dot et autres spectacles.

Au milieu du 18e siècle, Benjamin Franklin fut sans aucun doute le premier scientifique à observer ce phénomène électrique produit par un nuage d'orage chargé d'électricité. Il a pu démontrer la nature électrique des coups de foudre et a inventé le premier paratonnerre [1, 6].

II.2 Tempêtes ou nuages orageux

La présence de masses d'air instables, humides et chaudes donne lieu à la formation de cumulo-nimbus de tempête. Ce type de nuage est très volumineux, à la fois horizontalement (environ 10 km de diamètre) et verticalement (jusqu'à 15 km). Sa forme très caractéristique est souvent comparée au profil d'une enclume avec les plans horizontaux supérieur et inférieur identifiables. L'existence de gradients de température extrêmes dans un cumulonimbus (la température peut descendre jusqu'à -65 ° C dans sa partie supérieure) génère des courants d'air ascendants très rapides et conduit à la mise sous tension électrique des particules d'eau.

Dans un nuage d'orage typique, la partie supérieure, constitué de cristaux de glace, est normalement chargée positivement, tandis que la partie inférieure, constituée de gouttelettes d'eau, est chargée négativement (Fig. I.1). Par conséquent, la partie inférieure du nuage provoque le développement de charges opposées électriquement (c-a-d positif sur le sol à proximité). Ainsi, la formation de cumulonimbus constitue une sorte d'immense plaque de condensateur avec le sol dont la distance médiane peut souvent atteindre 1 à 2 km. Le champ électrique atmosphérique sur la terre, environ 600 V / m par beau temps est inversé et peut atteindre une valeur absolue de 15 à 20 kV / m lorsque la décharge au sol est imminente (le coup de foudre). Avant et pendant l'apparition du coup de foudre, les décharges peuvent être vues à l'intérieur du nuage et entre les nuages [2].

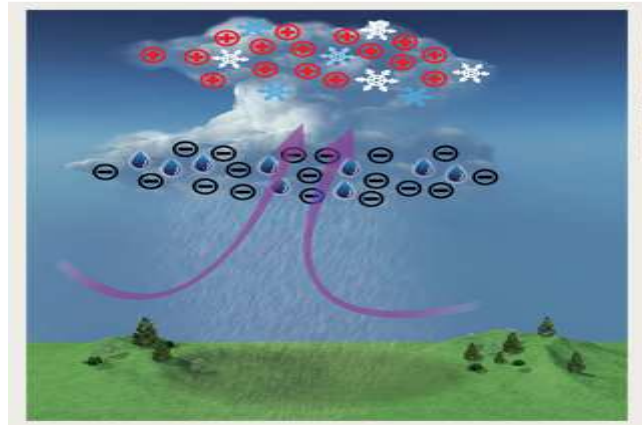


Fig. I.1: Nuage orageux [2].

II.2.1 Choix du point d'impact

Très loin dans le ciel, le traceur descendant voit la terre comme une surface parfaitement plane. A mesure qu'il s'approche du sol, le champ électrique moyen augmente. Lorsqu'il est suffisamment proche du sol, 100 à 200 m d'altitude, le champ électrique peut atteindre quelques centaines de kV/m. Alors, le point d'impact est lié directement à la valeur du champ électrique au niveau du sol. La figure I.2 illustre quelque cas du point d'impact de la foudre [2].



Fig. I.2: Choix du point d'impact [2]

I.3 Phénomène de la foudre

I.3.1 Détection de la foudre

La nature électrique de la foudre a été démontrée pour la première fois en 1752 grâce à l'expérience de Benjamin Franklin: il a lancé un cerf-volant et y a attaché un interrupteur pendant un orage. Plusieurs étincelles ont été produites lorsque la foudre a frappé l'interrupteur. Puis Franklin a fait le lien entre la foudre et l'électricité. Mais il y avait un autre acteur comme le français Thomas Dalibard, qui a appliqué le principe du parafoudre conçu par Franklin. Il en va de même pour le Professeur Richman de Saint-Petersbourg, qui a été frappé par la foudre après une expérience avec un électromètre en août 1753 [3].

I.3.2 Définition

La foudre (Fig. I.3) est un phénomène naturel de décharge électrostatique turbulente qui se produit lorsque de l'électricité statique s'accumule entre deux nuages d'orage ou entre un nuage et le sol. Il peut avoir des effets dangereux sur les bâtiments ou les organismes vivants

La différence de potentiel entre les deux points (deux nuages ou entre un nuage et le sol) peut atteindre 100 millions de volts et produire du plasma lors de la décharge; Il provoque une énorme expansion de l'air par le développement de la chaleur. En se dissipant, ce plasma crée un éclair de lumière et de tonnerre. Le dégagement de chaleur de l'air peut dépasser 10 000 ° C et provoquer des incendies massifs.

La foudre a tendance à frapper de préférence les hauts lieux et les objets proéminents (arbres, tours et bâtiments).

Le tonnerre peut sonner avec un crépitement aigu à l'approche de la foudre ou des crépitements de loin. Parce que la lumière voyage beaucoup plus vite que le son, la foudre est visible avant que le tonnerre ne se fasse entendre. Cela vous permet d'estimer la distance frappée par la foudre.

La foudre présente de nombreux dangers: électrocution, incendie, pics électriques par induction dans la ligne électrique et interférences électromagnétiques invisibles [4, 5, 6].



Fig. I.3 : la foudre [4]

I.3.3 Formation de la foudre

Lorsqu'un front froid rencontre un front chaud, ce premier passe sous le second, créant des vents ascendants et descendants dans les cumulonimbus, pouvant être épais de plusieurs kilomètres. Les gouttelettes d'eau et les cristaux de glace en suspension se percutent tandis que le frottement génère l'électrification du nuage, avec une séparation des charges : les gouttelettes, chargées négativement, tombent en bas du nuage, tandis que les cristaux de glace, chargés positivement, occupent les plus hautes altitudes. Cette différence de potentiel peut générer des éclairs à l'intérieur du cumulonimbus ou entre deux nuages [4].

Ces modifications altèrent également la charge électrique au sol, qui devient négative. Lorsque la différence de potentiel est trop importante, il y a une violente décharge électrique entre le nuage et le sol, le plus souvent, ou entre le sol et le nuage, produisant un plasma, à l'origine de l'éclair de lumière et d'un claquement sonore sourd, le tonnerre [4].

I.3.4 Dangers de la foudre

La foudre frappe la surface de la Terre environ 5 millions de fois par jour. Si l'essentiel du temps elle ne cause pas de dégâts, il arrive régulièrement qu'elle frappe un être humain, le

tuant parfois, ou un bâtiment, qu'elle peut endommager. Lorsqu'elle frappe un arbre, elle peut aussi générer un incendie.

I.4 caractéristique de la foudre

La foudre, souvent associée aux orages, est un énorme arc électrique d'électricité statique à travers lequel un canal conducteur se forme et des charges électriques sont transmises, les coups de foudre peuvent se produire dans plusieurs types dans les nuages eux-mêmes, entre deux nuages, entre nuage et l'air, et entre le nuage et le sol. Les points de contact dans la foudre dépendent de la façon dont les charges électriques sont réparties dans les nuages. Généralement la répartition des charges dans les nuages convectifs génère un champ électrique intense. Au sommet du nuage, qui est aplati et étendu horizontalement, des charges positives s'accumulent dans les petits cristaux de glace à cause des courants thermiques. Au centre généralement dans la plage de température comprise entre -20 et -10°C, les charges négatives sont en excès. Tous les dipôles formés sont égaux à des dizaines de coulombs, séparés les uns des autres de quelques kilomètres verticalement. Habituellement, la base du nuage forme une petite région des charges positives, dont la charge n'est que de quelques coulombs. Dans les orages plus sophistiqués, la distribution électrique est plus complexe [1, 5].

I.5 Différents mécanismes liés au phénomène de la foudre

I.5.1 Mécanisme d'un coup de foudre

Il est impossible de discerner les différentes phases de la foudre par simple observation visuelle. Cela ne peut être fait qu'avec des caméras à haute vitesse. La plupart des éclairs présente les phénomènes suivants: un traceur quitte un point dans le nuage et se déplace d'environ 50 m à une vitesse très élevée de l'ordre de 50 000 km / s. Un deuxième traceur quitte alors le même point, suit la trajectoire précédente à une vitesse comparable, va au-delà du point final du premier traceur d'une distance sensiblement identique, puis disparaît à son tour.

Le processus est répété jusqu'à ce que la pointe du dernier traceur atteigne un point à quelques dizaines de mètres, voire à quelques mètres au-dessus du niveau du sol.

Les traceurs ascendants convergent alors, produisant un arc en retour à partir du sol vers le nuage (l'éclair ascendant) au cours duquel le courant électrique circule : La convergence de ces deux phénomènes produit la décharge principale, qui peut être suivie par une série de décharges secondaires, passant de façon ininterrompue le long du canal ionisé par la décharge principale. Au cours d'un coup de foudre, l'intensité maximale est en moyenne d'environ 35000 A [2].

I.5.2 Mécanisme de la formation de l'orage

La foudre est définie comme une décharge électrique d'une longueur de plusieurs kilomètres associée à une impulsion de courant transitoire de très forte amplitude. La source la plus commune de la foudre est la séparation des charges dans les nuages d'orage, les cumulo-nimbus. Les orages les plus fréquents font suite à des fronts froids. A l'arrivée d'un de ceux-ci, la masse d'air froid s'infiltre sous l'air chaud et le soulève; ceci engendre des turbulences dans l'air chaud rejeté en altitude: ainsi se forment les nuages d'orage ou les cumulo-nimbus. La distribution des charges dans un nuage d'orage est présentée dans la figure (I.4). La partie supérieure, constituée de glace, est chargée positivement (région P), tandis que la partie inférieure constituée de gouttelettes d'eau est chargée négativement (région N). Souvent, un îlot de charges positives (région p) est enserré dans cette masse de charges négatives. A l'approche d'un nuage orageux, le champ électrique atmosphérique au sol (Fig. I.4) qui est de l'ordre d'une centaine de volts par mètre par beau temps commence par s'inverser, puis croît dans de fortes proportions. Lorsqu'il atteint 10 à 20 kV/m, une décharge au sol est imminente [7] [8].

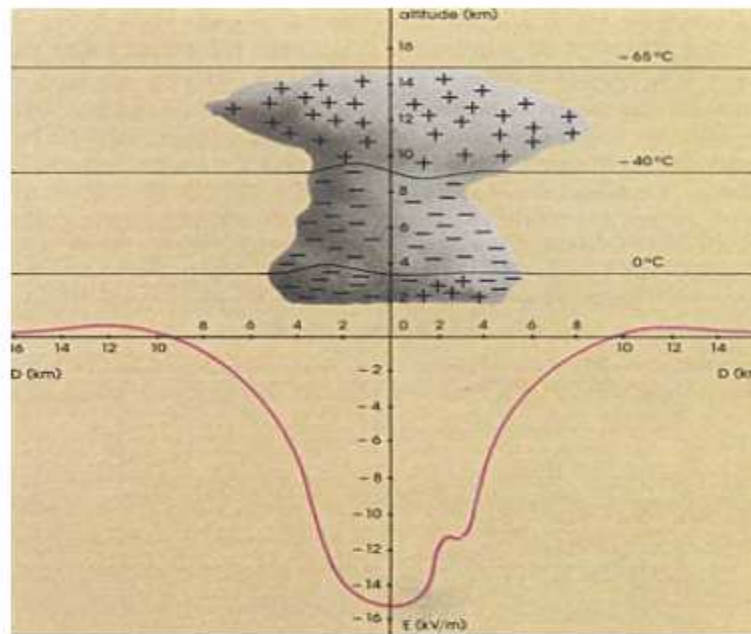


Fig. I.4 Schème du champ électrique au sol [8]

I.5.3 Mécanisme d'électrification des nuages orageux

Les charges électriques vont se répartir à l'intérieur du nuage, majoritairement en bas de celui-ci pour les charges négatives (du fait de la présence de gouttes d'eau, chargées négativement) et en haut du nuage pour les charges positives (à cause de l'entraînement vers le haut des cristaux de glace légers, chargé positivement). Cette répartition des charges ne peut jamais être parfaite du fait qu'il existe toujours des îlots des charges positives enserrés dans la masse de charges négatives.

Temps, commence par s'inverser, puis croît dans des fortes proportions. Lorsqu'il atteint la valeur de 10 à 20 kV/m, un coup de foudre est imminent. Illustre la répartition des charges dans un nuage orageux, la distribution du champ électrique à la surface du sol, et enfin la température de différentes altitudes à l'intérieur du nuage [2]

I.6 Catégories de coups de foudre

Bien que les décharges inter- et intra-nuages constituent plus de la moitié des décharges de foudre, ce sont surtout les décharges nuage sol qui ont été l'objet d'études les plus poussées; ceci dû essentiellement aux raisons d'ordre pratique (cause de blessure et mort, incendies de forêts, et perturbations des systèmes électriques de télécommunication et de transport), et aussi du fait qu'il est plus facile de mesurer les caractéristiques optiques et électriques des décharges nuage-sol [7].

Les décharges de foudre nuage-sol ont été subdivisées en quatre catégories. Ces catégories sont définies selon d'une part la direction, ascendante ou descendante, du *traceur* (*leader* en anglais) qui déclenche la décharge, et d'autre part le signe de la charge portée par le traceur, positive ou négative. La figure ci-dessous illustre les quatre catégories des décharges nuage-sol (Fig. I.5) [7].

Dans les régions tempérées, plus de 90% des coups de foudre nuage sol sont de la catégorie 1. Ce type de décharges, appelées décharges négatives, peuvent par conséquent être considérées comme la forme la plus commune des décharges nuage-sol. Cette forme de décharge est déclenchée par un traceur descendant chargé négativement. Les coups de foudre appartenant à la 3ème catégorie sont aussi déclenchés par un traceur descendant, mais chargé positivement (décharge dite positive). Cette catégorie regroupe moins de 10% des décharges nuage-sol. Enfin, les décharges des catégories 2 et 4 qui sont déclenchées par des traceurs ascendants, sont relativement rares et apparaissent généralement aux sommets des montagnes ou des longues structures.

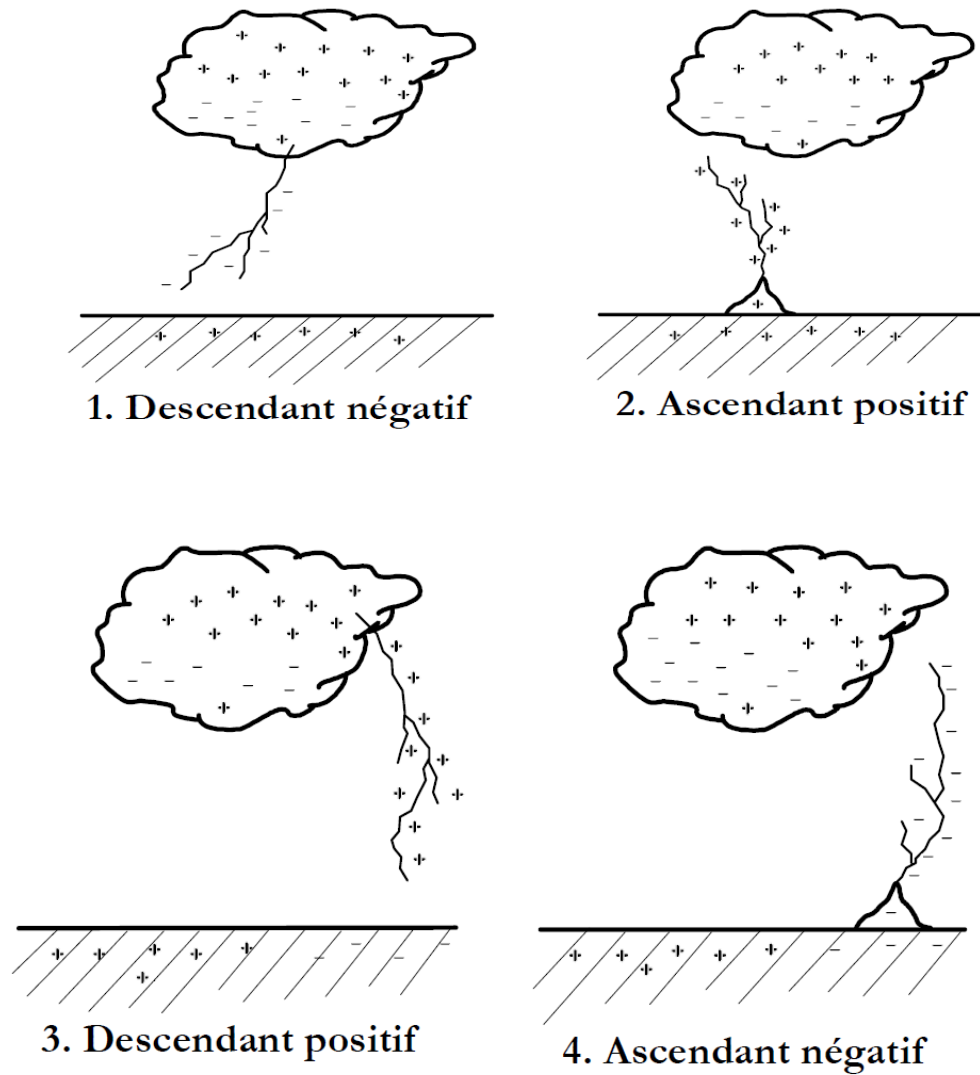


Fig. I.5 : classification différents traceurs de foudre selon Berger [7]

I.7 Déclanchement artificiel de la foudre

A l'approche d'un nuage orageux, on lance en direction du nuage une petite fusée qui déroule derrière elle un mince fil métallique s'échappant d'une bobine. Lorsque la fusée atteint une certaine hauteur, typiquement 200 à 300 m, un traceur ascendant est déclenché du sommet de la fusée. Le courant de foudre s'écoule alors le long du fil métallique, tout en le volatilissant. Les séquences traceurs-arc en retour obtenues par cette technique sont très similaires à celles correspondant à des décharges naturelles [7].



Fig. I.6: Déclenchement artificielle [7]

I.8 Effets de la foudre

Les effets de la foudre sont ceux d'un courant d'impulsion à haute résistance qui se propage initialement dans un milieu gazeux (l'atmosphère), puis dans un milieu solide plus ou moins conducteur (exemple : la terre) :

- effets visuels (flash).
- effets acoustiques (tonnerre)
- effet thermique : la chaleur générée par effet Joule dans le canal de foudre.
- effets électrodynamiques : ce sont les forces mécaniques appliquées aux conducteurs placés dans un champ magnétique créé par la circulation à haute tension. Ils peuvent entraîner des déformations
- les effets sur un être vivant (humain ou animal) : le passage d'un courant transitoire d'une certaine valeur efficace est suffisant pour entraîner des risques d'électrocution par une attaque cardiaque ou d'insuffisance respiratoire, avec le risque de brûlures.

La foudre provoque deux principaux types d'accidents :

- les accidents causés par un coup de foudre direct lorsque cette dernière frappe un bâtiment ou une zone spécifique. Cela peut causer des dommages considérables, généralement par l'incendie. La protection contre ce danger est fournie par les paratonnerres.
- les accidents causés indirectement, lorsque les coups de foudre ou une surtension frappe des câbles ou des liaisons de transmission électriques. D'où la nécessité de protéger avec un parafoudre le matériel à risque contre la surtension et les courants indirects générés.

En plus de ce qui est cité par avant, lors qu'un coup de foudre nuage-sol ou nuage-tour aura lieu, le courant de sont arc en retour génère un champ électromagnétique. Le couplage entre ce dernier champ avec les différents systèmes électriques, électroniques ou de télécommunication provoque des perturbations électromagnétiques qui se présentes sous la forme des courants ou des tensions induites qui superposent aux signaux utiles de ces systèmes, ce qui cause des dégâts intolérables soit au niveau des matérielles ou bien au niveau du bon fonctionnement [2, 8].

I.9 Conclusion

Dans ce premier chapitre nous nous sommes intéressés à la présentation de quelques facettes liées à la physique du phénomène naturel dit la foudre. Ainsi, on est beaucoup plus entamé les définitions des différents mécanismes de la décharges de la foudre, ces caractéristiques, et ces effets, puis nous avons donné une brève présentation concernant le déclenchement artificiel de la foudre.

Chapitre II

Modélisation de la foudre

II.1 Introduction

L'étude de compatibilité électromagnétique d'un problème lié à la foudre demande la caractérisation de trois éléments essentiels. Le premier est la source de perturbation qui est présenté par le courant de la foudre. Le deuxième élément est lié au mode de couplage (la manière de transition des perturbations électromagnétiques), dans notre cas de figure d'étude il est sous la forme d'un champ électromagnétique rayonné. Le troisième élément est le système victime (effet de l'interaction de ce système avec le champ électromagnétique généré par un coup de foudre nuage-sol).

Dans ce présent chapitre, on s'intéresse à la modélisation du courant de la foudre, ainsi que celle dédié au champ électromagnétique rayonné par la foudre.

II.2 Modélisation de la foudre

L'étude du phénomène physique de la foudre nécessite la recherche d'un modèle mathématique représentant des différentes facettes de l'onde de foudre. A cet effet, les chercheurs ont intéressé à la phase de la modélisation englobant la modélisation du courant à la base du canal de la foudre, la distribution spatiotemporelle du courant le l'arc en retour le long du canal de la foudre, et la modélisation du champ électromagnétique généré par la foudre.

II.2.1 Modélisation du courant à la base du canal de la foudre :

Principalement les mesures et les enregistrements réalisés au niveau du cite où la foudre a eu lieu ont conduit à la représentation analytique du courant à la base du canal de la foudre. Différent expressions analytiques ont été développé et présenté dans la littérature pour les exploiter en simulation de l'allure du courant à la base du canal de la foudre. Il est plus que nécessaire d'effectuer une modélisation d'une façon réaliste afin d'obtenir des résultats proches des mesures expérimentales [9].

a/ Modèle bi-exponentiel :

Un certain nombre des fonctions bi-exponentiel permettent de modéliser le courant à la base du canal est souvent utilisée en raison de sa simplicité. Mathématiquement le premier arc en retour ainsi que l'arc en retour subséquent peuvent être représentés comme suit [10].

Premier arc en retour :

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

II.1

Arc en retour subséquent :

$$i_s(0, t) = I_0/2 (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) \quad \text{II.2}$$

Où I_0 , α et β sont les paramètres qui déterminent la forme bi-exponentielle.

I_0 : désigne l'amplitude du courant de foudre.

α : est l'inverse du temps de montée de l'impulsion du courant de foudre.

β : est l'inverse de la durée de l'impulsion du courant de foudre.

Ces derniers paramètres sont obtenus à partir des mesures. Ainsi, *Dennis et Pierce* ont proposé les valeurs suivantes [10].

$$1^{er} \text{ arc en retour : } I_0 = 30 \text{ kA}, \alpha = 2.10^4 \text{ S}^{-1}, \beta_1 = 2.10^5 \text{ S}^{-1}$$

$$\text{Arc en retour subséquent : } I_0 = 10 \text{ kA}, \alpha = 1,4.10^4 \text{ S}^{-1}, \beta_1 = 6.10^6 \text{ S}^{-1}$$

Autres chercheurs ont intéressé à ces paramètres tels que *Leteinturier* qui a proposé les valeurs suivantes [10], pour ces paramètres :

$$I_0 = 20 \text{ kA},$$

$$\alpha = 3.10^4$$

$$\beta_1 = 10^7 \text{ S}^{-1}$$

D'autre part, *Cianos et Pierce* ont proposé d'adjoindre une 2^{eme} formule bi-exponentielle à la première formule afin de modéliser le courant de l'arc en retour subséquent (modèle bi-exponentiel) se qui résulte à l'expression suivante du courant à la base du canal [10] :

$$I(0, t) = i_1(0, t) + i_2(0, t) \quad \text{II.3}$$

Avec :

$$i_1(0, t) = I_{01}(e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) \quad \text{II.4}$$

$$i_2(0, t) = I_{02}(e^{-\gamma t} - e^{-\delta t}) \quad \text{II.5}$$

et :

I_1 : Amplitude de courant i_1

α : Inverse du temps de montée de l'impulsion du courant i_1

β : Inverse de la durée de l'impulsion du courant i_1

Les variables associées au courant i_2 , ont les mêmes définitions que ceux liées au courant i_1 .

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.* et publiées dans la référence [11]. Le tableau II.1 représente un exemple des paramètres des fonctions bi-exponentielles du le courant à la base du canal

Type d'arc	I_{01} (KA)	α (s^{-1})	β (s^{-1})	I_{02} (KA)	γ (s^{-1})	δ (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	$9.4 \cdot 10^4$

Tableau II.1 valeurs des paramètres du courant à la base du canal de la foudre [12-13].

b/ Modèle Heidler :

Heidler compte à lui le courant à la base du canal de la foudre peut être simulé en utilisant une nouvelle expression analytique. Cette expression se présente mathématiquement par [14, 15]:

$$i(0, t) = \frac{I_0}{\eta} \frac{(t/\tau_1)^n}{1+(t/\tau_1)^n} \exp(-t/\tau_2) \quad \text{II.6}$$

Ou :

$$\eta = \exp \left[- \left(\frac{\tau_1}{\tau_2} \right) \left(n \frac{\tau_2}{\tau_1} \right)^{1/n} \right] \quad \text{II.7}$$

et

I_0 : l'amplitude du courant à la base du canal

τ_1 : le temps de montée

τ_2 : la durée de l'impulsion

η : est le facteur de correction d'amplitude

n : est un exposant compris entre 2 et 10

Remarque :

Pour la simulation, et pour être proche de la mesure du courant de l'arc en retour subséquent, l'expression analytique d'*Heidler* se modifie à la somme de deux expressions de même type (équation II.6) [8] :

$$I(0, t) = i_1(0, t) + i_2(0, t) \quad \text{II.8}$$

Ou :

$$i_1(t) = \frac{I_{01}}{\eta_1} \frac{(t/\tau_{11})^{n_1}}{1+(t/\tau_{11})^{n_1}} \exp(-t/\tau_{12}) \quad \text{II.9}$$

$$i_2(t) = \frac{I_{02}}{\eta_2} \frac{(t/\tau_{21})^{n_2}}{1+(t/\tau_{21})^{n_2}} \exp(-t/\tau_{22}) \quad \text{II.10}$$

$$\eta_1 = \exp \left[- \left(\frac{\tau_{11}}{\tau_{12}} \right) \left(n_1 \frac{\tau_{12}}{\tau_{11}} \right)^{1/n_1} \right] \quad \text{II.11}$$

$$\eta_2 = \exp \left[- \left(\frac{\tau_{21}}{\tau_{22}} \right) \left(n_2 \frac{\tau_{22}}{\tau_{21}} \right)^{1/n_2} \right] \quad \text{II.12}$$

L'expression du courant à la base du canal de foudre , selon ce modèle, s'écrit alors :

$$I(0, t) = \frac{I_{01}}{\eta_1} \frac{(t/\tau_{11})^{n_1}}{1+(t/\tau_{11})^{n_1}} \exp(-t/\tau_{12}) + \frac{I_{02}}{\eta_2} \frac{(t/\tau_{21})^{n_2}}{1+(t/\tau_{21})^{n_2}} \exp(-t/\tau_{22}) \quad \text{II.13}$$

Avec :

I_{01} : Amplitude de courant i_1

τ_{11} : Temps de montée de l'impulsion du courant i_1

τ_{12} : Durée de l'impulsion de courant i_1

η_1 : Facteur de correction de l'impulsion du courant i_1

η_2 : Facteur de correction de l'impulsion du courant i_2

n_1 : Nombre entier compris dans l'intervalle [2.....10]

Mêmes définition pour le courant i_2

Dans le tableau II.2 les valeurs des paramètres de la fonction d'*Heidler* permettant de simuler des arcs en retour typiques (premiers arcs en retour et arcs en retour subséquents) sont présentés.

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

Tableau II.2 : Paramètres du courant selon le modèle d' Heidler [12]

II.2.2 Modélisation du courant de l'arc en retour :

La modélisation du courant à la base du canal doit obligatoirement suivi par la modélisation de la distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour lors de sa propagation le long du canal de la foudre (car il est la source responsable du rayonnement du champ électromagnétique perturbateur).

En général ces modèles sont classés en quatre grandes classes [16, 17, 18] :

- ❖ Les modèles « physiques » : Ces modèles sont basés sur une approche physico-chimique décrivant l'évolution radiale d'une décharge électrique dans un plasma contenu dans un volume cylindrique. Les sorties principales du modèle incluent la température, la pression, et la masse volumique en fonction du temps.
- ❖ Les modèles « électromagnétiques » : Dans ces modèles le courant de l'arc en retour est obtenu en exploitant la théorie des antennes .Ces modèles sont basés sur la solution numérique des équations de Maxwell en utilisant la méthode des moments dans le domaine temporel et fréquentiel (MoM- «Method Of Moments) et la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD- « Finit Difference in Time Domain) pour trouver la distribution spatiotemporelle du courant le long du canal de foudre.
- ❖ Modèles dits « modèles RLC » : Ils peuvent être considérés comme une approximation des modèles électromagnétiques et ils représentent la décharge de foudre comme un processus transitoire sur une ligne de transmission caractérisée par des résistances, des inductances et des capacités toutes par unité de longueur.

- ❖ Modèles dits « d'ingénieurs » : Ces modèles sont jugés les plus simples pour la mise en œuvre numérique car ils sont basés sur des simples formules mathématiques en s'appuyant sur les formules du courant à la base du canal. Dans lesquels la distribution spatiale et temporelle du courant du canal de foudre est basée sur les caractéristiques observées de l'arc en retour, à savoir : le courant à la base du canal et la vitesse de propagation de l'arc en retour le long du canal de foudre.

Les modèles d'ingénieurs les plus populaires sont :

- Le modèle de *Bruce et Gold* (BG)
- Le modèle Transmission Line (TL)
- Le modèle Travelling Current Source (TCS)
- Le modèle Modified Transmission Line (MTL)

Dans notre travail on s'intéresse de plus en plus à ces modèles d'ingénieurs, qui vont être exploités dans notre simulation, à cause de leur simplicité de mise en œuvre numérique.

II.2.2.1 Le modèle de *Bruce et Gold* (BG)

Selon ce modèle, le canal de foudre est modélisé par une antenne verticale de très faible section, parcourue par une impulsion de courant qui se propage à une vitesse inférieure à la vitesse de la lumière. Cette propagation ne subit ni déformation ni atténuation. Le courant $i(z', t)$, à des hauteurs inférieures au front de l'arc en retour, le courant à la base du canal, et à des hauteurs supérieures au front de l'arc en retour, le courant est nul [9] :

$$i(z', t) = i(0, t) \quad \text{si} \quad z' \leq vt \quad \text{II.14}$$

$$i(z', t) = 0 \quad \text{si} \quad z' > vt \quad \text{II.15}$$

Où v est vitesse de propagation de l'onde de l'arc en retour.

La figure II.1 montre l'évolution du courant de l'arc en retour le long du canal de la foudre selon le modèle de *Bruce et Gold* (BG)

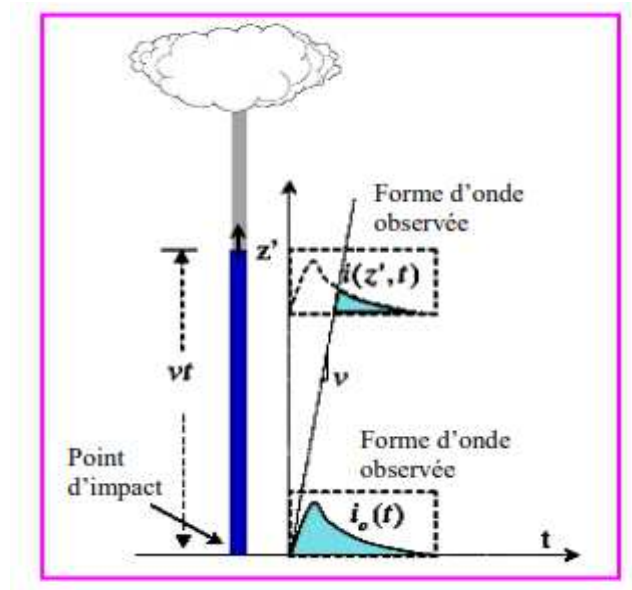


Fig. II.1 : Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour selon le Modèle BG [9]

II.2.2.2 Modèle "Ligne de Transmission" (Transmission Line TL)

Ce modèle assimile le canal de foudre à une ligne de transmission sans pertes où une impulsion de courant se propage à partir du sol à la vitesse de l'arc en retour v [8]. Ce modèle fut proposé par *Uman et McLain* 1969 et est largement utilisé jusqu'à ce jour. La distribution du courant est définie par [8, 9]:

$$i(z',t) = i\left(0, t - \frac{z'}{v}\right) \quad z' \leq vt \quad \text{II.16}$$

$$i(z',t) = 0 \quad z' > vt \quad \text{II.17}$$

Dans le model TL, il est supposé que le courant de foudre se propage sans distorsion et sans atténuation sur toute la hauteur du canal de la foudre (voir figure II.2) avec une vitesse constant v . Cependant, ce modèle prédit d'une manière satisfaisante la valeur initiale de crête du champ électrique

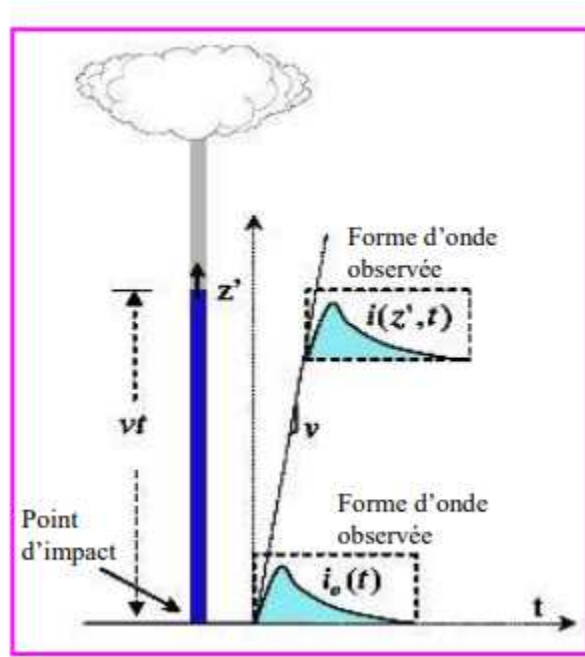


Fig. II.2 Propagation du courant de foudre le long du canal selon le modèle TL [9].

II.2.2.3 Modèle "ligne de transmission modifié" (Modified Transmission Line MTL)

Il existe deux versions complémentaires, basées sur le modèle TL, qui ont été proposées par les chercheurs permettant de prendre en compte la distribution spatio-temporelle du courant le long du canal de foudre. Il s'agit du [9] :

a) Modèle de la ligne de transmission modifiée avec décroissance linéaire (MTLL) («*Modified Transmission Line with linear decay* »)

Ce modèle a été développé par *Rakov et Dulzon* en 1987 [19]. L'amplitude du courant de foudre diminue linéairement lorsque ce dernier se propage vers le haut du canal. Mathématiquement ce modèle s'écrit comme suit:

$$i(z',t) = i\left(0, t - \frac{z'}{v}\right) \left(1 - \frac{z'}{H}\right) \quad \text{si } z' \leq vt \quad \text{II.18}$$

$$i(z',t) = 0 \quad \text{si } z' > vt \quad \text{II.19}$$

Avec H : Hauteur totale du canal de foudre.

b) Modèle de la ligne de transmission modifiée avec décroissance exponentielle (MTLE) («*Modified Transmission-Line with Exponential decay*»)

C'est la deuxième version de la modification du modèle MTL, effectué en 1988 par *Nucci et al.* [13] et reprise plus tard (en 1989 et 1990) par *Rachidi et Nucci* [20, 21], suppose que la l'amplitude du courant le long du canal de foudre a une décroissance exponentielle. Ainsi la nouvelle distribution spatio-temporelle du courant s'écrit sous la forme [9]:

$$i(z',t) = i\left(0, t - \frac{z'}{v}\right) \exp\left(-\frac{z'}{\lambda}\right) \quad \text{si } z' \leq vt \quad \text{II.20}$$

$$i(z',t) = 0 \quad \text{si } z' > vt \quad \text{II.21}$$

Où v est la vitesse de l'arc en retour et λ représente le taux de décroissance qui décrit la réduction de l'amplitude de l'intensité du courant le long du canal [8].

II.2.2.4 Modèle de la source de courant mobile (TCS : "Traveling Curent Source")

Selon ce modèle, proposé par *Heidler* en 1985 [22], les charges localisées dans le canal de foudre sont neutralisées instantanément à l'arrivée du front de l'arc en retour. Une source de courant est associée au front de l'arc en retour et parcourt le canal à la vitesse v de celui-ci. Le courant résultant se propage jusqu'au sol à la vitesse de la lumière. Le courant injecté par la source mobile à une hauteur z' atteint la base du canal avec un retard égal à : $\frac{z'}{v_0}$ comme [9] :

$$i(z',t) = i\left(0, t - \frac{z'}{v_0}\right) \quad \text{si } z' \leq vt \quad \text{II.22}$$

$$i(z',t) = 0 \quad \text{si } z' > vt \quad \text{II.23}$$

II.2.2.5 Généralisation des modèles d'Ingénieurs

Dans les références [17, 23], *Rakov* a présenté les modèles d'Ingénieurs à savoir les modèles : TL, MTLE, MTLL, BG et TCS, à l'aide d'une seule expression. Cette dernière s'écrit comme suit :

$$i(z',t) = p(z') i\left(0, t - \frac{z'}{v}\right) u\left(t - \frac{z'}{v_f}\right) \quad \text{II.24}$$

Ou :

u : Fonction échelon unité ayant pour valeurs:

$$u(t) = \begin{cases} 1 & \text{si } t \geq z'/v \\ 0 & \text{si } t \leq z'/v \end{cases} \quad \text{II.26}$$

$P(z')$: Facteur d'atténuation de l'onde de courant d'arc en retour

v_f : Vitesse de propagation du front ascendant (appelée aussi par la vitesse de l'arc en retour).

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

Le tableau II.3 résume les paramètres v et $P(z')$.

Modèle	$P(z')$	v
BG	1	∞
TL	1	v_f
TCS	1	$-c$
MTLL	$1 - z'/H$	v_f
MTLE	$\exp(-z'/\lambda)$	v_f

Tableau II.3 : Paramètres pour les cinq modèles d'ingénieur [17, 23].

II.3 Modélisation du champ électromagnétique généré par la foudre

II.3.1 Géométrie du problème :

Généralement la géométrie adoptée pour le calcul du champ électromagnétique rayonné par une décharge de foudre est celle présentée à la figure II.3. Le canal de foudre est supposé vertical de hauteur H (7 Km).

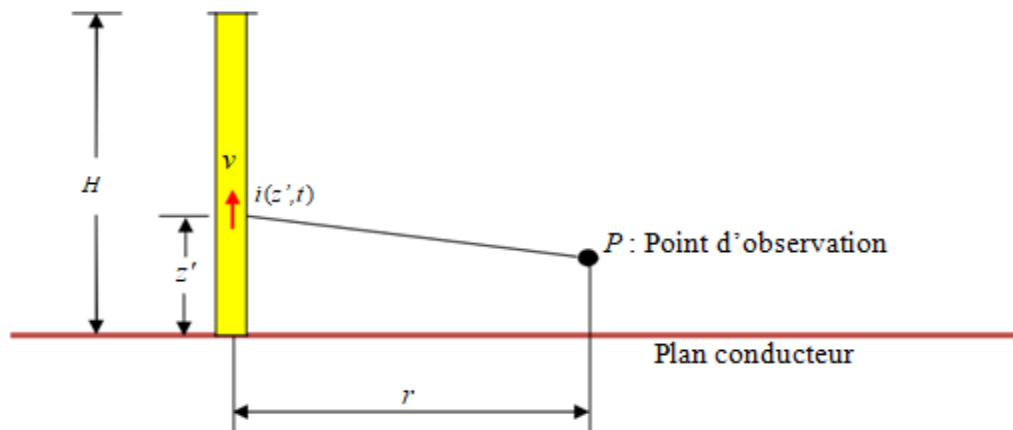


Fig. II .3 Paramètres géométriques utilisés pour la modélisation du champ EM rayonné par un coup de foudre sol [9]

II.4 Equation général d'un champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre

II.4.1 Champ électromagnétique au dessus du sol

La première étude sur l'effet d'un plan de conductivité finie sur le rayonnement électromagnétique d'un dipôle oscillant a été publiée par *Sommerfeld* en 1909 [24]. *Banos* en 1966 [25], ont entamé le traitement complet du problème de rayonnement d'un dipôle, à l'aide de la solution des équations de Maxwell.

En coordonnées cylindriques, les équations du champ crée par un dipôle vertical placé à une hauteur z' dans le domaine fréquentiel sont données par les expressions suivantes [12] :

$$dE_r(r, z, j\omega) = \frac{j\omega I(z') \mu_0 dz'}{4\pi k_2^2} \left[\frac{\partial^2}{\partial r \partial z} (G_{22} - G_{21} + k_1^2 V_{22}) \right] \quad \text{II.27}$$

$$dE_z(r, z, j\omega) = \frac{j\omega I(z') \mu_0 dz'}{4\pi k_2^2} \left[\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_2^2 \right) (G_{22} - G_{21} + k_1^2 V_{22}) \right] \quad \text{II.28}$$

$$dH_\phi(r, z, j\omega) = \frac{-I(z') dz'}{4\pi} \left[\frac{\partial}{\partial r} (G_{22} - G_{21} + k_1^2 V_{22}) \right] \quad \text{II.29}$$

Avec

$$G_{21} = \frac{\exp(jk_2 R_r)}{R_r} = \int_0^\infty \frac{\exp(-\gamma_2(z' + z))}{\gamma_2} J_0(\lambda_r) \lambda d\lambda \quad \text{II.30}$$

$$G_{22} = \frac{\exp(jk_2 R_d)}{R_d} = \int_0^\infty \frac{\exp(-\gamma_2|z' - z|)}{\gamma_2} J_0(\lambda_r) \lambda d\lambda \quad \text{II.31}$$

$$V_{22} = \int_0^\infty \frac{2 \exp(-\gamma_2(z' + z))}{k_2^2 \gamma_1 + k_1^2 \gamma_2} J_0(\lambda_r) \lambda d\lambda \quad \text{II.32}$$

et

$$R_r = \sqrt{r^2 + (z' + z)^2} \quad ; \quad R_d = \sqrt{r^2 + (z' - z)^2}$$

$$\gamma_1 = \sqrt{\lambda^2 - k_1^2} \quad ; \quad \gamma_2 = \sqrt{\lambda^2 - k_2^2}$$

$$k_1 = \sqrt{\omega^2 \mu_g \varepsilon_g - j\omega \mu_0 \sigma_g} \quad ; \quad k_2 = \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_g}$$

Avec :

$\mu_g, \varepsilon_g, \sigma_g$: désignant respectivement la perméabilité, la permittivité et la conductivité du sol.

J_0 : est la fonction de Bessel d'ordre 0.

$I(z')$: est la transformée de Fourier de la distribution du courant le long du canal $i(z',t)$.

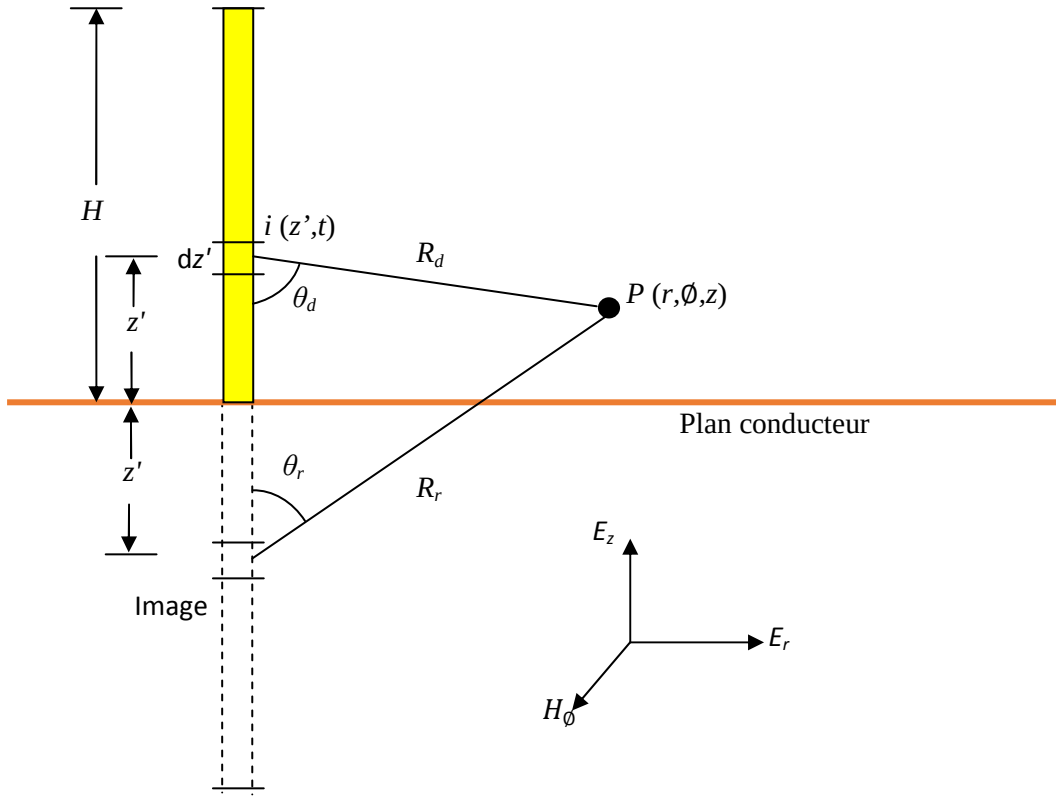


Fig. II.4: Grandeurs Géométriques intervenant dans les équations du champ électromagnétique [9]

II.4.1.1 Cas d'un sol parfaitement conducteur

En exploitant la théorie des images pour un sol parfaitement conducteur (Fig. II.4) et les équations de *Maxwell Uman et al.* [26] ont développé des formules dont le but est la représentation du champ électromagnétique généré par un coup de foudre. *Leteinturier* [27] a obtenu les mêmes équations, mais en faisant tendre la conductivité du sol vers l'infini dans les intégrales générales de *Sommerfeld*. Ces expressions s'écrivent dans le domaine temporel comme suit :

$$E_r(r, z, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\int_{-H}^H \frac{3r(z-z')}{R^5} \int_0^t i(z', t - R/c) d\tau dz' + \int_{-H}^H \frac{3r(z-z')}{c R^4} i(z', t - R/c) dz' + \int_{-H}^H \frac{r(z-z')}{c^2 R^3} \frac{\partial i(z', t - R/c)}{\partial t} dz' \right]$$

$$E_z(r, z, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\int_{-H}^H \frac{2(z-z')^2 - r^2}{R^5} \int_0^t i(z', t - R/c) d\tau dz' + \int_{-H}^H \frac{2(z-z')^2 - r^2}{c R^4} i(z', t - R/c) dz' + \int_{-H}^H \frac{r^2}{c^2 R^3} \frac{\partial i(z', t - R/c)}{\partial t} dz' \right] \quad \text{II.34}$$

$$H_\phi(r, z, t) = \frac{1}{4\pi} \left[\int_{-H}^H \frac{r}{R^3} i(z', t - R/c) dz' + \int_{-H}^H \frac{r}{c R^2} \frac{\partial i(z', t - R/c)}{\partial t} dz' \right] \quad \text{II.35}$$

Avec :

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

Où :

ϵ_0 : est la permittivité diélectrique du vide,

c : la vitesse de la lumière,

R : la distance du dipôle au point d'observation et

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

Le champ électrique est la somme de trois termes, le premier terme contenant l'intégrale du courant, appelé « *champ électrostatique* », le deuxième contenant le courant, appelé « *champ d'induction* » et le troisième contenant la dérivée du courant, appelé « *champ rayonné* ». Le champ magnétique, est composé d'un terme d'induction, appelé aussi « *champ magnétostatique* » et un terme de rayonnement.

II.5 Méthode FDTD (Finit Difference in Time Domain)

II.5.1 Equations de Maxwell en trois dimensions

Selon la publication de Yee [28] en 1966 les équations de Maxwell dans un milieu isotrope peuvent être écrites sous la forme:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \text{II.36}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \quad \text{II.37}$$

$$\vec{B} = \mu \cdot \vec{H} \quad \text{II.38}$$

$$\vec{D} = \varepsilon \cdot \vec{E} \quad \text{II.39}$$

$$\vec{J} = \sigma \cdot \vec{E} \quad \text{II.40}$$

Avec:

E : le champ électrique ;

H : le champ magnétique ;

D : la densité du champ électrique ;

B : la densité du flux magnétique ;

J : la densité de courant ;

μ : Perméabilité du milieu ;

ε : Permittivité du milieu.

Dans un système des coordonnées cartésiennes en trois dimensions les équations (II.36) et (II.37) s'expriment sous la forme suivante:

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \quad \text{II.41}$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \quad \text{II.42}$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \quad \text{II.43}$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial y} - \sigma E_x \right) \quad \text{II.44}$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial z} - \sigma E_y \right) \quad \text{II.45}$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial x} - \sigma E_z \right) \quad \text{II.46}$$

II.5.2 FDTD-3D en coordonnées cartésiennes

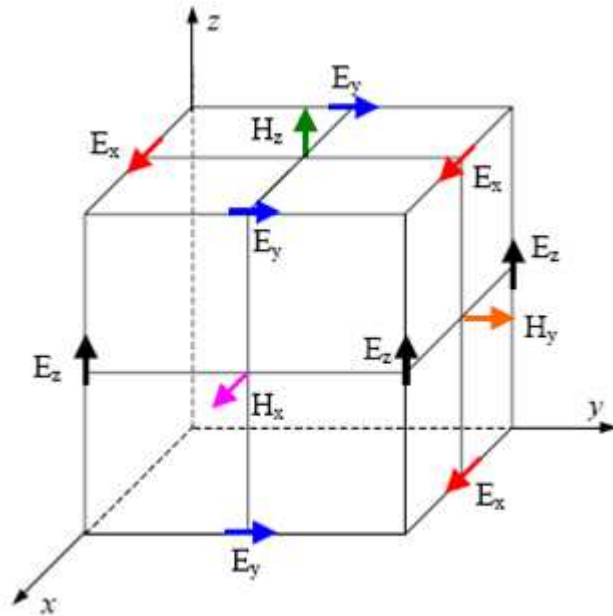


Fig. II.5: Emplacement des composantes de champ électrique et magnétique sur ou dans la cellule de discrétisation [29].

La méthode FDTD en 3D nécessite la discrétisation de l'espace de travail concerné par le calcul du champ électromagnétique en cellules cubiques ou sous la forme de parallélépipèdes rectangulaires dont les longueurs des côtés sont Δx , Δy , Δz . La figure (II.5) illustre que les composantes du champ électrique sont placées aux milieux des côtés de la cellule et les composantes du champ magnétique sont placées aux centres des faces de la cellule cubique ou parallélépipédique et sont verticales à ces faces.

Les composantes du champ électrique sont calculées aux pas temporels $n\Delta t$, tel que n est un nombre entier et Δt est le pas de discrétisation temporelle, tandis que les composantes du champ magnétique sont calculées au demi du pas temporel $(n+1/2)\Delta t$.

Les équations des composantes du champ électrique E_x , E_y et E_z , suivant les trois directions x , y et z , sont dérivées de la loi d'Ampère et celles du champ magnétique sont obtenues à l'aide de la loi de Faraday.

L'écriture en différence finie du champ électrique E_x situé au point $(i+1/2, j, k)$ (voir la figure II-6) par la formule suivante [30, 31, 32, 33]:

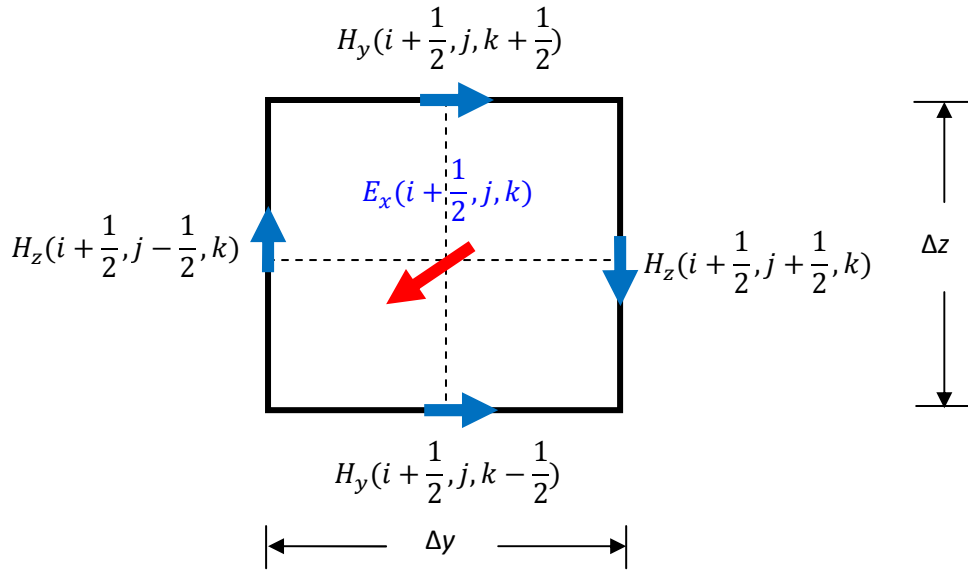


Fig. II.6: Position du champ électrique E_x et de la boucle des champs magnétiques [30].

$$E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) = \frac{1 - \frac{\sigma(i+\frac{1}{2}, j, k) \Delta t}{2\varepsilon(i+\frac{1}{2}, j, k)}}{1 + \frac{\sigma(i+\frac{1}{2}, j, k) \Delta t}{2\varepsilon(i+\frac{1}{2}, j, k)}} E_x^{n-1} \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) + \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon(i+\frac{1}{2}, j, k)}}{1 + \frac{\sigma(i+\frac{1}{2}, j, k) \Delta t}{2\varepsilon(i+\frac{1}{2}, j, k)}} \cdot \left[\frac{H_z^{n-1/2}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) - H_z^{n-1/2}(i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}, k)}{\Delta y} - \frac{H_y^{n-1/2}(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) - H_y^{n-1/2}(i+\frac{1}{2}, j, k-\frac{1}{2})}{\Delta z} \right] \quad \text{II.47}$$

Les équations des composantes E_y et E_z du champ électrique peuvent être déduites de la même manière et s'écrivent comme suit :

$$E_y^n \left(i, j + \frac{1}{2}, k \right) = \frac{1 - \frac{\sigma(i, j+\frac{1}{2}, k) \Delta t}{2\varepsilon(i, j+\frac{1}{2}, k)}}{1 + \frac{\sigma(i, j+\frac{1}{2}, k) \Delta t}{2\varepsilon(i, j+\frac{1}{2}, k)}} E_y^{n-1} \left(i, j + \frac{1}{2}, k \right) + \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon(i, j+\frac{1}{2}, k)}}{1 + \frac{\sigma(i, j+\frac{1}{2}, k) \Delta t}{2\varepsilon(i, j+\frac{1}{2}, k)}} \cdot \left[\frac{H_x^{n-1/2}(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) - H_x^{n-1/2}(i, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2})}{\Delta z} - \frac{H_z^{n-1/2}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) - H_z^{n-1/2}(i-\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k)}{\Delta x} \right] \quad \text{II.48}$$

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

$$\left[\frac{H_y^{n-1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) - H_y^{n-1/2} \left(i - \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right)}{\Delta x} - \frac{H_x^{n-1/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) - H_x^{n-1/2} \left(i, j - \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right)}{\Delta y} \right]$$

II.49

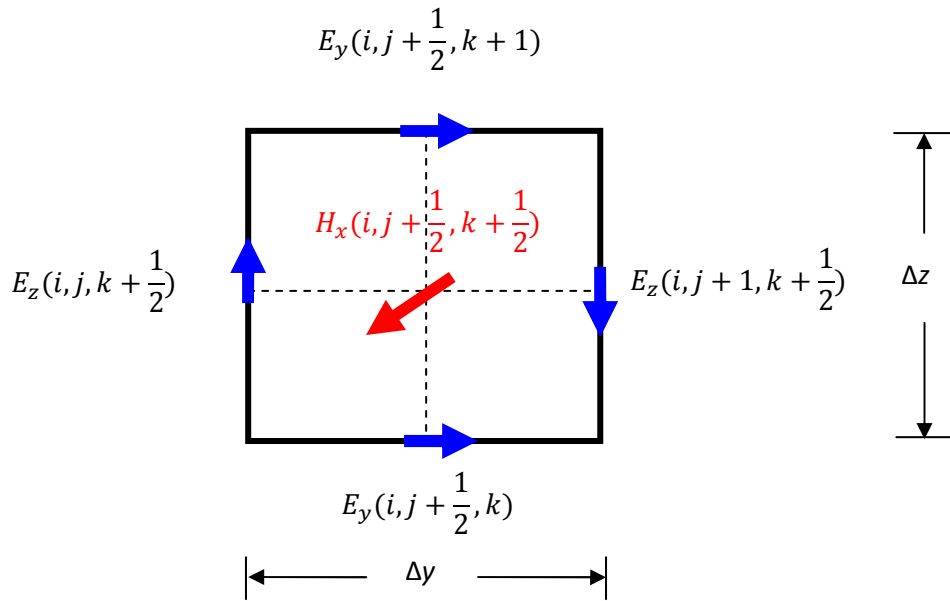


Fig. II.7: Position du champ magnétique H_x et de la boucle des champs électriques [30].

La composante $H_x^{n+\frac{1}{2}}$ du champ magnétique positionnée au point $(i, j+1/2, k+1/2)$ s'écrit comme suit [30, 31, 32, 33] :

$$H_x^{n+1/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) = H_x^{n-1/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) - \frac{\Delta t}{\mu \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right)} \cdot$$

$$\left[\frac{E_z^n \left(i, j + 1, k + \frac{1}{2} \right) - E_z^n \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right)}{\Delta y} - \frac{E_y^n \left(i, j + \frac{1}{2}, k + 1 \right) - E_y^n \left(i, j + \frac{1}{2}, k \right)}{\Delta z} \right]$$

II.50

Les équations des composantes $H_y^{n+\frac{1}{2}}$ et $H_z^{n+\frac{1}{2}}$ peuvent être obtenues de la même manière :

$$H_y^{n+1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) = H_y^{n-1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) - \frac{\Delta t}{\mu \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right)} \cdot \left[\frac{E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k + 1 \right) - E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right)}{\Delta z} - \frac{E_z^n \left(i + 1, j, k + \frac{1}{2} \right) - E_z^n \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right)}{\Delta x} \right]$$

II.51

$$H_z^{n+1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) = H_z^{n-1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) - \frac{\Delta t}{\mu \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right)} \cdot \left[\frac{E_y^n \left(i + 1, j + \frac{1}{2}, k \right) - E_y^n \left(i, j + \frac{1}{2}, k \right)}{\Delta x} - \frac{E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j + 1, k \right) - E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right)}{\Delta y} \right]$$

II.52

II.6 Critère de stabilité de la méthode FDTD

La stabilité de calcul à l'aide de la méthode des différences finies, dans le domaine temporel (FDTD) est assurée en satisfaisant la condition de COURANT (*Courant et al.* [34]) exprimant la relation entre le pas de calcul temporel Δt et les pas de discrétisation spatiale: Δx , Δy et Δz . Cette condition s'exprime mathématiquement par la formule suivante :

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2} + \frac{1}{(\Delta z)^2}}}$$

c : étant la vitesse de la lumière 3.10^8 m/s.

Si les pas de discrétisation spatiale sont égaux : $\Delta x = \Delta y = \Delta z = \Delta s$ l'inégalité (II-) se réduit à:

$$\frac{\Delta t}{\sqrt{\mu \epsilon}} \leq \frac{\Delta s}{\sqrt{3}}$$

Dans ce même contexte de stabilité de calcul, *Noda et Yokoyama* [35] ont proposé la relation mathématique suivante pour déterminer le pas temporel Δt :

$$\Delta t = \Delta s \sqrt{\frac{\mu \epsilon}{3}} (1 - \alpha)$$

Avec :

α : une petite valeur positive donnée par l'utilisateur afin d'assurer la stabilité de calcul.

II.7 Conditions aux limites

Le calculer le champ électromagnétique dans le domaine temporel utilisant la méthode FDTD dans un domaine non limité, il est indispensable de trouver un moyen qui assure à la fois la limitation du domaine du travail ainsi que la propagation continue du champ électromagnétique, ce qui demande d'éviter la réflexion au niveau des bornes de l'espace de calcul. Ce but peut être en utilisant les conditions aux limites absorbantes. Dans la littérature il existe des différentes conditions aux limites absorbantes parmi eux on utilise dans notre travail les conditions UPML (Uniaxial Perfectly Matched Layer).

Conditions aux limites UPML ("Uniaxial Perfectly Matched Layer") de Taflove

Ces conditions ont été proposées par Taflove dans la référence [36]. Le calcul consiste principalement en l'exploitation des densités de champs électrique et magnétique.

Les équations relatives aux composantes principales du champ électrique et du champ magnétique ainsi que leurs densités sont exprimées mathématiquement par les formules suivantes [36, 37, 38] :

$$D_x^{n+1} \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) = \left(\frac{2\epsilon k_y - \sigma_y \Delta t}{2\epsilon k_y + \sigma_y \Delta t} \right) \cdot D_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) + \left(\frac{2\epsilon \Delta t}{2\epsilon k_y + \sigma_y \Delta t} \right) \cdot$$

$$\left[\frac{H_z^{n+1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) - H_z^{n+1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}, k \right)}{\Delta y} - \frac{H_y^{n+1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) - H_y^{n+1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j, k - \frac{1}{2} \right)}{\Delta z} \right]$$

II.53

$$E_x^{n+1} \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) = \left(\frac{2\epsilon k_z - \sigma_z \Delta t}{2\epsilon k_z + \sigma_z \Delta t} \right) \cdot E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) + \left[\frac{1}{(2\epsilon k_z + \sigma_z \Delta t) \epsilon} \right] \cdot$$

$$\left[(2\epsilon k_x + \sigma_x \Delta t) \cdot D_x^{n+1} \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) - (2\epsilon k_x - \sigma_x \Delta t) \cdot D_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) \right]$$

II.54

$$B_x^{n+3/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) = \left(\frac{2\epsilon k_y - \sigma_y \Delta t}{2\epsilon k_y + \sigma_y \Delta t} \right) \cdot B_x^{n+1/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) + \left(\frac{2\epsilon \Delta t}{2\epsilon k_y + \sigma_y \Delta t} \right) \cdot$$

$$\left[\frac{E_z^{n+1} \left(i, j + 1, k + \frac{1}{2} \right) - E_z^{n+1} \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right)}{\Delta y} - \frac{E_y^{n+1} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + 1 \right) - E_y^{n+1} \left(i, j + \frac{1}{2}, k \right)}{\Delta z} \right]$$

II.55

$$H_x^{n+3/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) = \left(\frac{2\varepsilon k_z - \sigma_z \Delta t}{2\varepsilon k_z + \sigma_z \Delta t} \right) \cdot H_x^{n+1/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) + \left[\frac{1}{(2\varepsilon k_z + \sigma_z \Delta t)\mu} \right].$$

$$\left[(2\varepsilon k_x + \sigma_x \Delta t) \cdot B_x^{n+3/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) - (2\varepsilon k_x - \sigma_x \Delta t) \cdot B_x^{n+1/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) \right]$$

II.56

Les composantes principales $D_y, D_z, E_y, E_z, B_y, B_z, H_y, H_z$ peuvent être obtenues de la même manière que les composantes décrites travers les équations (II-53 à 56).

Dans le but de simplification de la mise en œuvre numérique de ces équations les coefficients suivants sont définis [36] :

$$C_1(j) = \frac{2\varepsilon k_y - \sigma_y \Delta t}{2\varepsilon k_y + \sigma_y \Delta t} \quad \text{II.57}$$

$$C_2(j) = \frac{2\varepsilon \Delta t}{2\varepsilon k_y + \sigma_y \Delta t} \quad \text{II.58}$$

$$C_3(k) = \frac{2\varepsilon k_z - \sigma_z \Delta t}{2\varepsilon k_z + \sigma_z \Delta t} \quad \text{II.59}$$

$$C_4(k) = \frac{1}{(2\varepsilon k_z + \sigma_z \Delta t)\varepsilon} \quad \text{II.60}$$

$$C_5(i) = 2\varepsilon k_x + \sigma_x \Delta t \quad \text{II.61}$$

$$C_6(i) = 2\varepsilon k_x - \sigma_x \Delta t \quad \text{II.62}$$

Avec :

$$\sigma_x(x) = \left(\frac{x}{d} \right)^m \cdot \sigma_{max} \quad \text{II.63}$$

$$k_x(x) = 1 + (k_{x,max} - 1) \cdot \left(\frac{x}{d} \right)^m \quad \text{II.64}$$

$$\sigma_{max} = - \frac{(m+1)\ln(R(0))}{2 \eta d} \quad \text{II.65}$$

$$R(\theta) = e^{-2 \eta \cos \theta \int_0^d \sigma(x) dx} \quad (\text{Erreur de réflexion}) \quad \text{II.66}$$

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \quad \text{II.67}$$

d : épaisseur de la région PML.

x : un entier positif correspondant au numéro de la couche UPML ($0 < x < d$).

Le calcul de ces coefficients (équations II-57 à 62) permet un traitement unifié du champ électromagnétique dans tout le volume borné par l'espace de travail et celui de la région PML ensemble. Les valeurs des paramètres σ et k dans l'espace de travail dépendent de la nature du milieu considéré. Par exemple dans le vide (air) ils valent $\sigma = 0$ et $k = 1$. Cependant, dans la région PML σ et k sont considérés comme des polynômes dont les expressions mathématiques sont données par les équations (II-64) et (II-65). De la même manière on obtient les coefficients des autres composantes de champs électrique et magnétique ainsi que ceux des densités associées ($D_y, D_z, E_y, E_z, B_y, B_z, H_y, H_z$) [36, 37, 38].

II-8 Représentation du fil mince dans la technique FDTD

La représentation proposée par *Noda et al* [39] est fréquemment utilisée dans les études de simulation du rayonnement des coups de foudre nuage-sol, ainsi que dans les études du couplage entre le champ électromagnétique rayonné par la foudre avec les linges électriques.

Noda et Yokoyama [40] ont démontré que dans l'étude du champ électromagnétique en utilisant la méthode 3D-FDTD, le rayon équivalent d'un fil rectiligne et parfaitement conducteur posé dans un milieu sans pertes et représenté en forçant les composantes tangentielles du champ électrique à être nulles le long de l'axe de ce fil, vaut : $a_0 = 0.23\Delta s$ (exemple : dans la simulation du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre en utilisant la méthode 3D-FDTD le rayon équivalent du fil vertical qui représente le canal de foudre est $a_0 = 0.23\Delta s$), avec Δs : la longueur du côté latéral de la cellule de discrétisation employée dans le calcul. De plus, ces auteurs ont représenté un fil ayant un rayon a autre que le rayon équivalent a_0 , en mettant ce dernier (le fil qui a un rayon de $a_0 = 0.23\Delta s$) dans un milieu artificiel parallélépipédique [9].

Aussi, dans le but d'avoir un fil ayant un rayon inférieur à a_0 , la valeur de la perméabilité du milieu (utilisée pour calculer les composantes du champ magnétique bouclant le fil mince) doit être augmenté, alors que celle de la permittivité (utilisée pour calculer les composantes

radiales du champ électrique) doit être diminuée. Ainsi, la perméabilité μ'_r , la permittivité ε'_r et la conductivité σ' , du milieu artificiel peuvent être écrites en fonction des paramètres (perméabilité, permittivité et conductivité) du milieu original (le milieu où champ électromagnétique se propage, pour la foudre c'est l'air) par les formules suivantes [41] :

$$\mu'_r = \mu_r / m$$

II.68

$$\varepsilon'_r = m \varepsilon_r \quad \text{II.69}$$

$$\sigma' = m \sigma \quad \text{II.70}$$

$$m = \frac{\ln\left(\frac{\Delta s}{a_0}\right)}{\ln\left(\frac{\Delta s}{a}\right)} \quad \text{II.71}$$

Avec :

μ_r, σ , et ε_r : désignent respectivement la perméabilité relative, la permittivité relative et la conductivité du milieu original, et m : le coefficient utilisé pour calculer la perméabilité, la permittivité et la conductivité du milieu artificiel à partir de celles du milieu original.

II.9 Conclusion

L'objectif de ce présent chapitre est la modélisation, préalable de l'onde de foudre pour l'étude du couplage électromagnétique. Pour ce faire, nous commençons par une présentation de l'ensemble des modèles mathématiques existants dans la littérature, permettant de décrire l'arc en retour à partir de quelques caractéristiques de la base du canal de foudre déterminées par mesure. Par la suite on est intéressé à la modélisation de la distribution spatiotemporelle de l'onde de courant d'arc en retour le long du canal de la foudre. Une attention particulière a été réservée aux modèles dits «d'Ingénieurs» qui vont être exploités dans notre travail de simulation. Nous traitons également, dans ce même chapitre les méthodes utilisées pour le calcul du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre nuage-sol. Ainsi, la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD_3D) en trois dimensions; méthode que nous avons adoptée dans notre analyse du champ électromagnétique rayonné par coup de foudre. En dernier, nous avons entamé la représentation du fil mince dans la méthode FDTD qui nous permet de introduire les conducteurs de la ligne électrique concerné par le couplage avec le champ électromagnétique généré par les coups de foudre nuage-sol.

Chapitre III

Etat de l'art sur les modèles de couplage

III.1 Introduction

Les réseaux électriques devenus de plus en plus complexes se qui exige l'installation de dispositifs électroniques de commande et de contrôle. Ainsi, un véritable réseau de télécommunication se trouve en parallèle avec le réseau d'énergie qui est nécessaire au pilotage à distance des différents ouvrages, en transmettant des informations transmises tel que : les ordres donnés par les centres de décision en direction des centres de conduite et les mesures effectuées en différents points du réseau et transmises au centre de décision. Cependant. L'interaction de ce réseau de télécommunication avec un champ électromagnétique perturbe ou endommage le système de contrôle et de commande, ce qui résulte des conséquences indésirables au niveau du réseau d'énergie comme : la modification des ordres de décision, l'exécution d'actions dangereuses par les systèmes de commande, et des fausses mesures qui donnent des informations erronées au centre de calcul.

Pour cela il faut protéger le réseau de contrôle-commande des effets des champs électromagnétiques. Les champs susceptibles de perturber le bon fonctionnement de réseau proviennent principalement de la foudre et des surtensions de manœuvres dans les postes électriques. Les phénomènes transitoires dus aux impacts directs ou indirects de la foudre sont importants en particulier pour les réseaux d'énergie en raison de la hauteur des ouvrages ce qui engendre des effets directs lorsque le champ électromagnétique est suffisamment élevé pour endommager ou détruire un élément du réseau, ou indirects engendrant des dysfonctionnements du système de contrôle-commande du réseau.

III.2 modèles de couplage

En 1908 K.W. Wagner [42] conduisait les premières recherches théoriques sur les signaux induites par un coup de foudre sur les lignes d'énergie. Il a affirmé que le nuage orageux, qui est situé au dessus de la ligne provoque dans celle ci des charges induites caractérisées par une polarité est positive. Il a ensuite déterminé la charge induite le long de la ligne, en supposant que les charges libres peuvent être transportées à la terre à travers une résistance de fuite et la mise à la terre du neutre de la ligne pendant le temps où la valeur du champ augmente, et que le potentiel résistant de la ligne soit égal à zéro. Si la charge du nuage orageux disparaît, la charge induite est libre de se déplacer le long de la ligne comme une onde mobile. D'après cette théorie, la tension induite sur la ligne est donnée par le produit de la hauteur du conducteur au dessus du sol et le champ électrique produit par la décharge

orageuse. Le temps de front est donné par la variation du champ électrique inducteur le long de la ligne.

Bewley en 1929 [42], a proposé une amélioration de la théorie de Wagner celle-ci est basée sur l'idée que le champ électrique inducteur ne peut pas disparaître instantanément, mais doit obligatoirement avoir une dérivée temporelle limitée. Cela implique l'augmentation de la longueur d'onde mobile lorsque son amplitude diminue.

L'intéressante publication d'Aigner [42], en 1935 est considérée comme la première dans la littérature sur le présent sujet, où l'effet inducteur du canal vertical de foudre par rapport au sol a été pris en considération. Dans son travail, il a exploité uniquement le champ magnétique généré par la foudre pour calculer la tension induite sur une ligne électrique, et les calculs sont effectués en supposant que le courant de foudre est varié sinusoïdalement, ce qui limite la valeur du travail.

En 1942 C. F. Wagner et Mc. Cann [42], ont publié un article dans lequel, ils ont démontré que la tension induite est maximale pendant la phase de l'arc en retour. Leur étude est effectuée en supposant que la charge électrique est distribuée uniformément, et que le courant de l'arc en retour se propage dans le sens ascendant avec une vitesse constante le long du canal de foudre. Ils ont calculé le champ électrique à l'aide d'un développement des équations de Maxwell, en prenant en compte un courant ayant la forme d'une fonction échelon. La tension induite a été calculée en utilisant une méthode d'intégration numérique, en négligeant le potentiel vecteur.

Les travaux publiés par Szpor [42] en 1948, relatifs au calcul des tensions induites causées par un canal vertical de foudre sont basés sur une formulation plus compliquée que celle de C. F. Wagner et Mc. Cann. Ainsi, dans sa nouvelle formulation il prend en compte l'induction magnétique et électrostatique, et les résultats qu'il obtient sont validés uniquement dans le voisinage immédiat de la foudre. À noter que les tensions induites calculées par Szpor ont la même amplitude que celle donnée par C. F. Wagner et Mc. Cann.

Le chercheur Golde [42] en 1954 a entamé l'influence des tensions induites sur la fréquence de défaut des lignes électriques. La méthodologie de calcul des tensions induites n'est pas très différente de celle de C. F. Wagner et Mc. Cann. De plus, il propose que la charge distribuée le long du traceur descendant diminue exponentiellement avec la hauteur par rapport au sol. Ainsi, il suppose aussi que la vitesse de propagation de l'arc en retour

diminue exponentiellement en fonction du temps. L'influence des différentes suppositions sur la valeur maximale de la tension induite n'est pas assez grande. Golde suppose que la valeur de la vitesse de l'arc en retour est de l'ordre de 80 m/ μ s c-a-d 27% de la valeur de la vitesse de lumière.

Dans les travaux de R. Lundholm [42], en 1955, ce dernier décrit le calcul de tensions induites dans une ligne de transport HT courte et dans une ligne longue. Le calcul est effectué avec des suppositions de C. F. Wagner et Mc. Cann. Cependant Lundholm aborde d'une façon plus élégante la relation entre la vitesse de l'arc en retour et le courant de foudre. A noter que la tension induite est calculée en négligeant le champ magnétique, ce donne un résultat du point de vue théorique pas très convaincant.

Dans son travail (Thèse de Doctorat) en 1958, S. Rusck a modélisé mathématiquement le couplage du champ EM rayonné par un coup de foudre nuage-sol avec les lignes aériennes de transmission. Les équations de la ligne de transmission proposées par Rusck sont exprimées en termes des courants de la ligne et du potentiel scalaire induit et inducteur [42,43,44, 45,46].

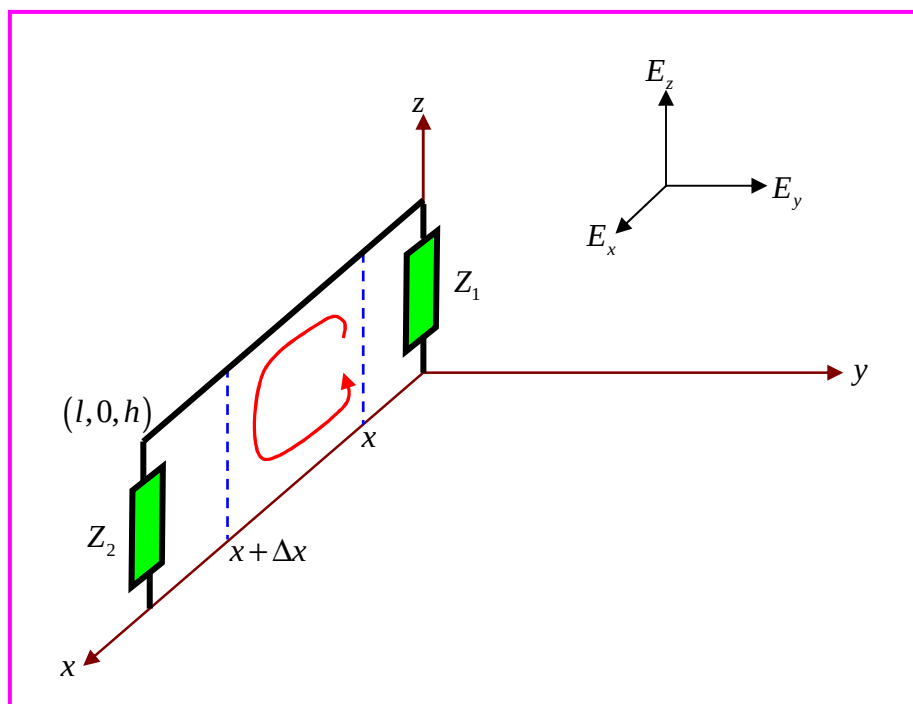


Fig. III-1 : Géométrie du problème traité par la théorie de Rusck [42]

Sur la base de la géométrie présentée dans la figure (III-1) les équations décrivant la ligne de transmission présentée par S.Rusck sont :

$$\frac{\partial V(x,t)}{\partial x} + L \cdot \frac{\partial i(x,t)}{\partial t} = 0 \quad \text{III.1}$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + C \frac{\partial V(x,t)}{\partial t} = C \cdot \frac{\partial V_i(x,t)}{\partial t} \quad \text{III.2}$$

$V(x,t)$ est le potentiel scalaire induit et $V_i(x,t)$ est le potentiel scalaire inducteur du champ incident. L et C sont respectivement l'inductance et la capacitance par unité de longueur de la ligne. La tension totale est donnée par l'équation :

$$U(x,t) = V(x,t) + h \cdot \frac{\partial A_z^i(x,t)}{\partial t} \quad \text{III.3}$$

h désigne la hauteur de la ligne étudiée et A_z^i est la composante verticale du potentiel vecteur incident. Les conditions aux limites pour la ligne de transmission étudiée sont :

$$U(0,t) = -Z_1 \cdot i(0,t) + h \cdot \frac{\partial A_z^i}{\partial t} \quad \text{III.4}$$

$$U(l,t) = -Z_2 \cdot i(l,t) + h \cdot \frac{\partial A_z^i}{\partial t} \quad \text{III.5}$$

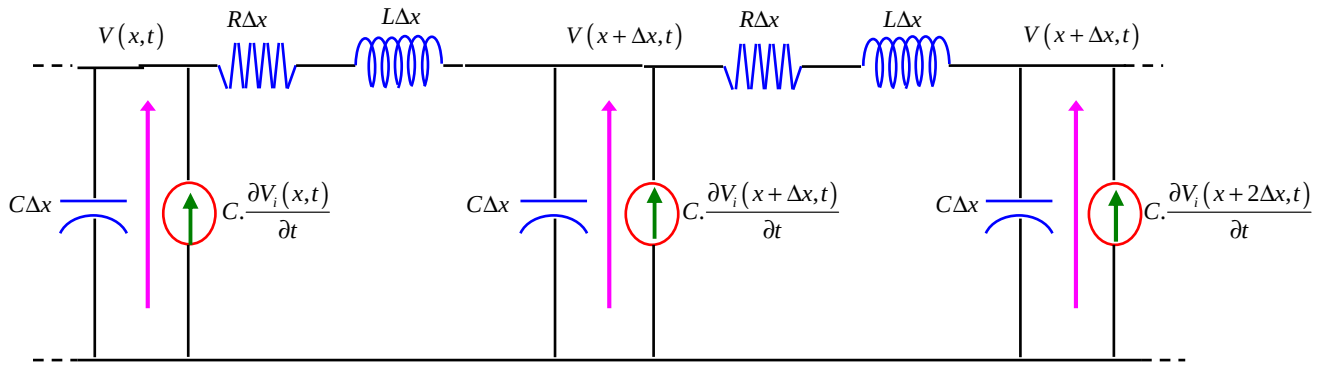


Fig. III-2 : Modélisation de la ligne de transmission selon le modèle de Rusck [42].

La figure (III-2) présente les différents éléments de la ligne de transmission adoptée par Rusck pour développer son modèle de couplage.

En 1965 Taylor, Satterwite et Harrison [43,47], ont présenté mathématiquement le couplage par un modèle dérivé en termes de sources de tensions et de courants distribués (Fig. III.3). Le modèle proposé sous la forme des équations de la ligne de transmission en termes de la tension totale et du courant de la ligne est comme suit :

$$\frac{\partial U(x,t)}{\partial x} + R \cdot i(x,t) + L \cdot \frac{\partial U(x,t)}{\partial t} = - \int_0^h B_y^i(x,z,t) dz \quad \text{III.6}$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + C \cdot \frac{\partial U(x,t)}{\partial t} = -C \cdot \frac{\partial}{\partial t} \int_0^h E_z^i(x,z,y) dz \quad \text{III.7}$$

Notons que les formules associées au modèles de Taylor sont basées sur le champ électrique vertical incident (E_z^i) et le champ d'induction magnétique horizontal (B_y^i) incident

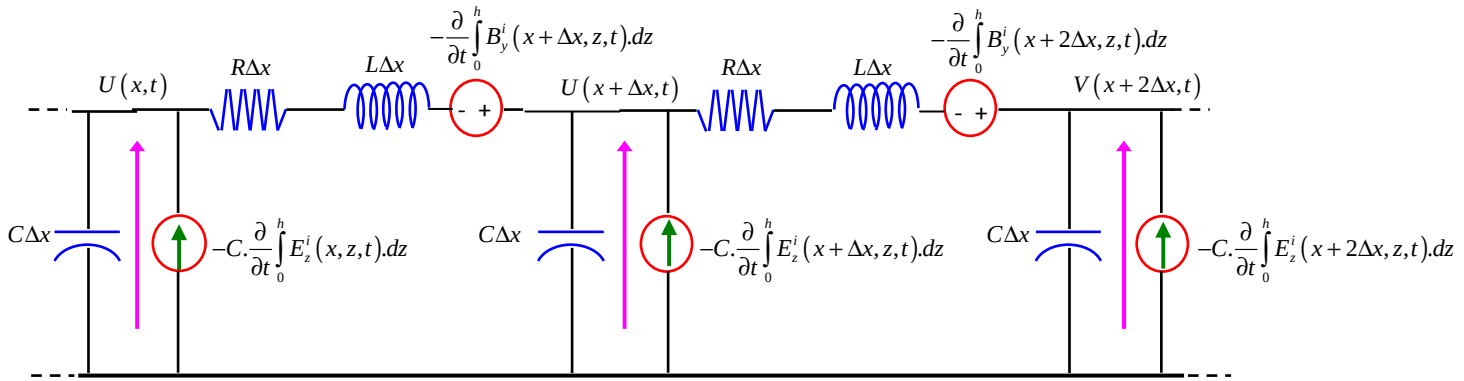


Fig. III-3 : Modélisation de la ligne de transmission selon le modèle de Taylor *et al* [43].

Un autre model a été proposé par Chowdhuri et Gross En 1967. Les équations de couplage décrivant ce modèle sont [43, 46, 47,48]:

$$\frac{\partial U(x,t)}{\partial x} + Ri(x,t) + L \frac{\partial i(x,t)}{\partial t} = 0 \quad \text{III.8}$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + C \cdot \frac{\partial U(x,t)}{\partial t} = -C \cdot \frac{\partial}{\partial t} \int_0^h E_z^i(x,z,t) dz \quad \text{III.9}$$

E_z^i désigne la composante verticale du champ électrique incident. Les conditions aux limites associées à ce modèle sont décrites par les équations suivantes :

$$U(0,t) = -Z_1 \cdot i(0,t) \quad \text{III.10}$$

$$U(l,t) = -Z_2 \cdot i(l,t) \quad \text{III.11}$$

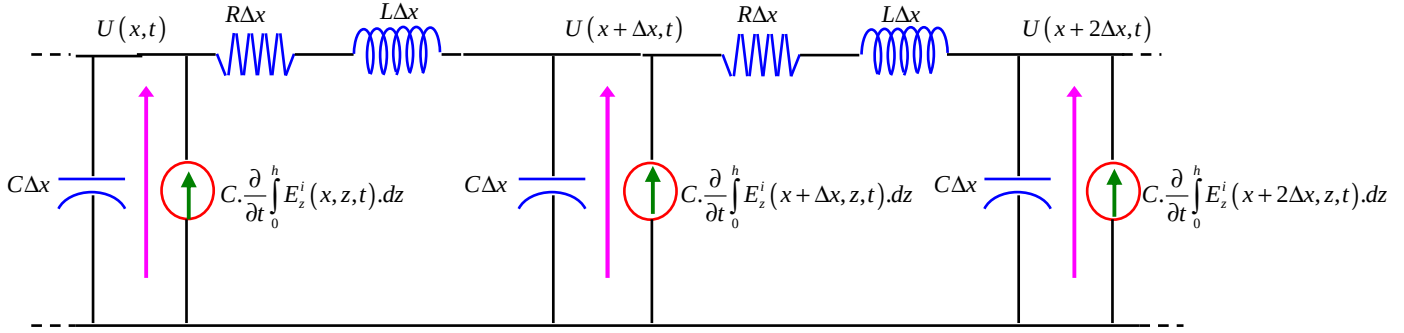


Fig III-4 : Modélisation de la ligne de transmission à l'aide du modèle de Chowdhuri *et al* [43].

Les éléments de la ligne de transmission décrivant le modèle de couplage développé par Chowdhuri *et al.* sont présentés sur la figure (III-4).

Le modèle d'Agrawal, Price et Gurbaxini (1980) quand à eux les équations de couplage dérivées en termes de tension diffractées sont les suivants [42, 46, 47,48] :

$$\frac{\partial U^s(x,t)}{\partial x} + R \cdot i(x,t) + L \cdot \frac{\partial i(x,t)}{\partial t} = E_x^i(x,h,t) \quad \text{III.12}$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + C \cdot \frac{\partial U^s(x,t)}{\partial t} = 0 \quad \text{III.13}$$

Les tensions diffractées U^s qui se propagent le long de la ligne sont dues aux sources de tensions distribuées résultantes de la composante horizontale du champ électrique E_z^i à la hauteur de la ligne. Ainsi, à n'importe quel point et n'importe quel instant, la tension totale induite sur la ligne $U(x,t)$ est donnée par la formule suivante :

$$U(x,t) = U^s(x,t) - \int_0^h E_z^i(x,z,t) dz \quad \text{III.14}$$

Les conditions aux limites de la tension diffractée sont les suivantes :

$$U^s(0,t) = -Z_1 \cdot i(0,t) + \int_0^h E_z^i(0,z,t) dz \quad \text{III.15}$$

$$U^s(l,t) = -Z_2 \cdot i(l,t) + \int_0^h E_z^i(l,z,t) dz \quad \text{III.16}$$

La représentation de la ligne de transmission basée sur le modèle de couplage d'Agrawal *et al.* Est décrite à la figure (I-5).

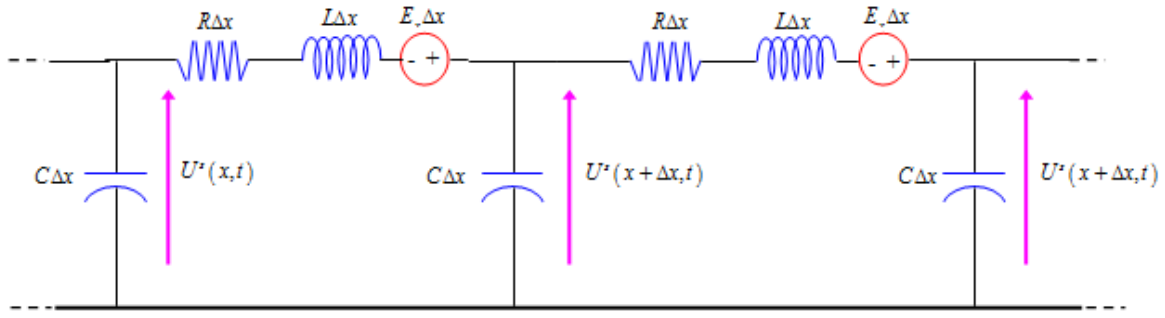


Fig. III-5 : Modélisation de la ligne de transmission à l'aide du modèle d'Agrawel *et al* [43].

Rachidi en 1993 a proposé un modèle de couplage qui est décrit en termes de courants diffractés de la ligne (i^s) et des sources du champ magnétique horizontal incident (B_x). Les équations de la ligne de transmission basées sur le modèle de Rachidi sont [43,48] :

$$\frac{\partial U(x, t)}{\partial x} + R \cdot i(x, t) + L \cdot \frac{\partial i^s(x, t)}{\partial t} = 0 \quad \text{III.17}$$

$$\frac{\partial i^s(x, t)}{\partial x} + C \cdot \frac{\partial U(x, t)}{\partial t} = \frac{1}{L} \int_0^h \frac{\partial B_x(x, z, t)}{\partial y} dz \quad \text{III.18}$$

Le courant total de la ligne est le suivant :

$$i(x, t) = i^s(x, t) - \frac{1}{L} \int_0^h B_y^i(x, z, t) dz \quad \text{III.19}$$

Les conditions aux limites sont:

$$i(0, t) = -\frac{U(0, t)}{Z_1} + \frac{1}{L} \int_0^h B_y^i(0, z, t) dz \quad \text{III.20}$$

$$i(l, t) = -\frac{U(l, t)}{Z_1} + \frac{1}{L} \int_0^h B_y^i(l, z, t) dz \quad \text{III.21}$$

Dans la figure (III-6) nous présentons le modèle de la ligne de transmission selon Rachidi.

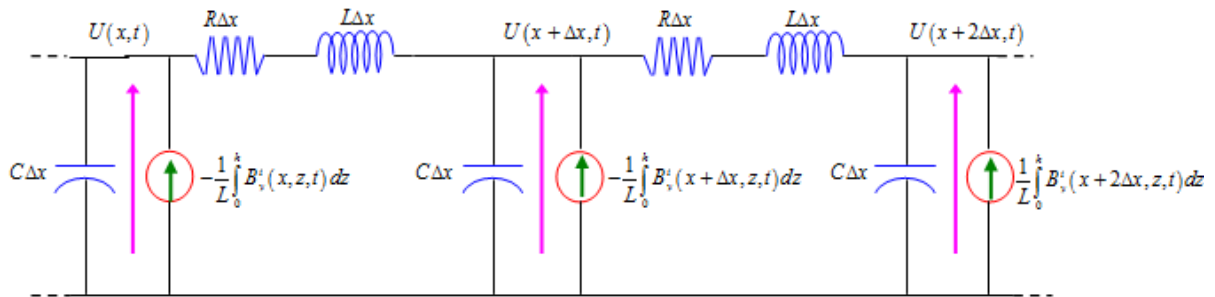


Fig. I-6 : Modélisation de la ligne de transmission à l'aide du modèle de Rachidi [43].

Discussion

A l'aide de l'état de l'art présenté dans ce chapitre qui présente les différents modèles mathématique dont le but est le calcul des surtensions induites par un couplage (interaction) du champ électromagnétique rayonné par la foudre avec des lignes de transmission, nous pouvons constater que tous ces modèles sont basés sur une formulation unique (théorie de la ligne de transmission) issue des équations de Maxwell. La différence entre ces modèles est qu'à chaque un entre eux sont associées différentes sources exprimées en termes de différentes composantes du champ électromagnétique. Le modèle de Rusck, par exemple, est présenté en termes du potentiel scalaire du champ incident. Les équations de couplage représentées par Chowdhuri sont exprimées en termes de la composante verticale du champ électrique incident. Le modèle Agrawal est quand à lui décrit en termes de la composante verticale du champ électrique incident. Le modèle de couplage de Rachidi est décrit en termes du champ magnétique incident.

III.3 Conclusion

Ce chapitre est se présente sous la forme d'un état de l'art sur la modélisation mathématique du couplage entre le champ électromagnétique généré par un coup de foudre et les lignes de transmission. Ces modèles sont exprimés en termes des différents éléments de la ligne de transmission associés aux sources qui représente les composantes du champ électromagnétique qui est l'origine des surtensions induites sur les lignes, et qui constitue un danger potentiel pour les ouvrages électriques installés sur ces lignes.

Notre étude du couplage entre le champ électromagnétique généré par la foudre et les lignes aériennes est basée uniquement sur la méthode FDTD (c-à-d sans l'intervention d'aucun modèle de couplage présenté dans ce chapitre). Le prochain chapitre fera l'objet de la présentation des résultats de simulation des différents éléments liés à l'étude de l'interaction (couplage) entre le champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre nuage-sol et une ligne aérienne.

Chapitre IV

Résultats et interprétations

IV.1 Introduction

Pour réaliser une étude de compatibilité électromagnétique d'un problème de couplage des perturbations générées par un coup de foudre et une ligne aérienne, il faut entamer trois éléments essentiels. Le premier est le courant de la foudre qui est la source de ces perturbations. Le second élément est le champ électromagnétique rayonné par la foudre qui représente la manière de transition des perturbations de la source vers le système victime. Le dernier élément est les surtensions induites par ce champ sur les lignes aériennes (système victime). Afin d'atteindre ce but, nous exploitons le code de calcul 3D-FDTD développé par notre encadreur, en effectuant les modifications nécessaires pour injecter la ligne aérienne, et les modèles de courant.

IV.2 Méthodologie

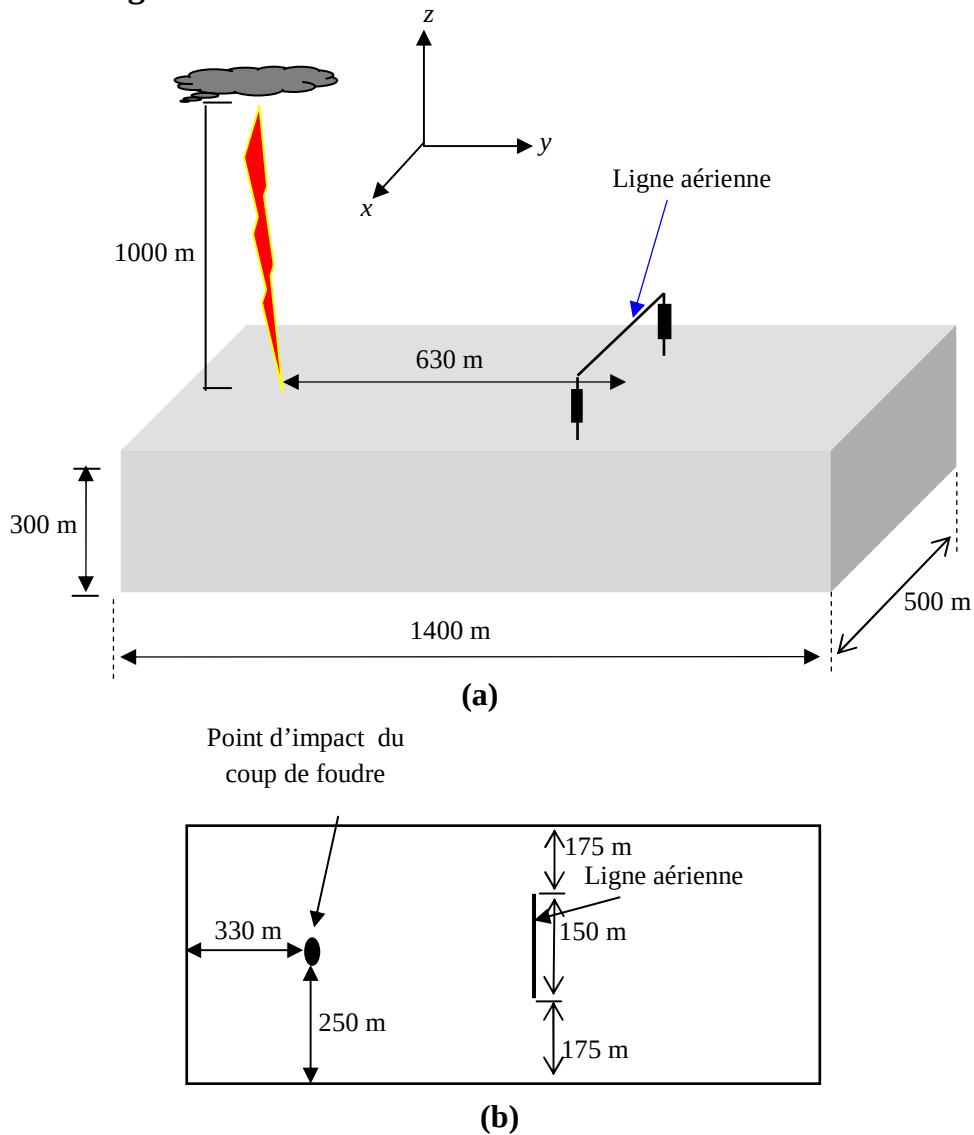


Fig. IV-1: (a) Géométrie du problème, (b) Position de la ligne aérienne et du point d'impact.

La figure (IV-1) présente une description des différents éléments qui ont en relation avec notre étude. Fig. IV-1-a figure la géométrie générale adoptée pour l'étude qui contient un canal de foudre ayant une hauteur de 1000 m, distant d'une ligne aérienne avec une longueur de 150 m dans la direction de l'axe des x et une altitude de 10 m par rapport a un terrain (sol) plat. Cette ligne est terminée au niveau de ces extrémités par deux résistances de valeur égale à 498 Ω . Ainsi, la figure (IV-1-b) illustre la position de la ligne aérienne concernée par le couplage avec le champ électromagnétique rayonné par la foudre et celle du point d'impact du coup de foudre (le point où il tombe). Les calculs sont effectués à l'aide de la méthode des différences finies dans le domaine temporel en trois dimensions (3D-FDTD), dans laquelle le domaine du travail est discrétisé en cellule cubique dont les démentions 5m $\times$ 5m $\times$ 5m, le pas temporel est fixé à 5 ns, et le temps de calcul est de 25 μ s. Les conditions aux limites UPML (Uniaxial Perfectly Matched Layer) sont appliquées au niveau du six plans entourant le volume de travail pour éviter l'indésirable réflexion qui peut apparait sur ces plans.

IV.3 Simulation du courant de la foudre

IV.3.1 Simulation du courant à la base du canal de la foudre

Pour calculer le courant à la base du canal de la foudre nous exploitons la fonction d'Héidler pour un arc en retour subséquent (Eq. IV-1), les différents paramètres utilisés dans notre simulation sont illustré sur le tableau IV-1. Ces paramètres sont issue de l référence [49].

$$I(0, t) = \frac{i_{01}}{\eta_1} \frac{(t/\tau_{11})^{n_1}}{1+(t/\tau_{11})^{n_1}} \exp(-t/\tau_{12}) + \frac{i_{02}}{\eta_2} \frac{(t/\tau_{21})^{n_2}}{1+(t/\tau_{21})^{n_2}} \exp(-t/\tau_{22}) \quad \text{IV.1}$$

i_{01} (kA)	τ_{11} (μ s)	τ_{12} (μ s)	i_{02} (kA)	τ_{21} (μ s)	τ_{22} (μ s)	n_1	n_1
10.5	0.25	2.5	6.5	2.1	230	2	2

Tableau IV-1 : Paramètres utilisé pour la simulation du courant à la base du canal [49].

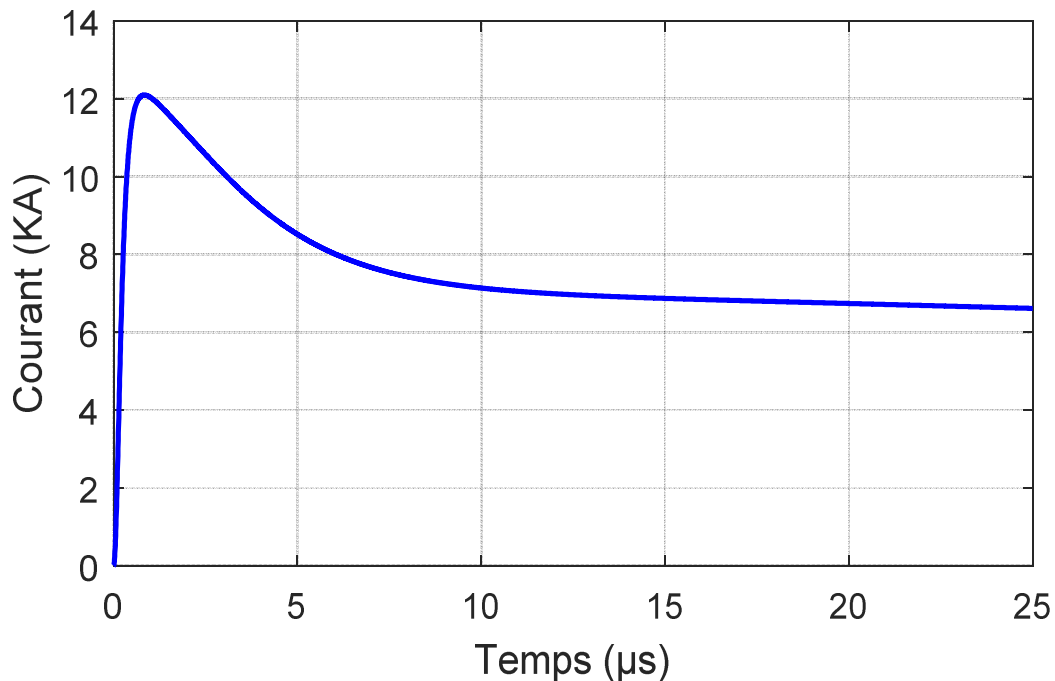


Fig. IV-2 : Variations temporelles du courant à la base du canal de la foudre.

La figure (IV-1) présente les variations temporelles du courant à la base du canal de la foudre obtenues à l'aide de la fonction d'Heidler associée aux paramètres posés sur le tableau IV-1. Ce résultat montre que le courant à la base du canal a une forme d'impulsion ayant une valeur maximale de 10 kA et un temps de montée égal à 0.7 μ s.

IV.3.2 Simulation du courant de l'arc en retour

La connaissance de la distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour le long du canal de la foudre est une étape essentielle dans les études liées aux perturbations électromagnétique générées par un coup de foudre. Dans notre simulation, nous utilisons deux types de modèles mathématiques présentant cette distribution. Ces modèles sont appartenus à la famille des modèles dit « Modèles d'ingénieurs ». Le premier est le modèle de la ligne de transmission modifiée avec une atténuation linéaire MTLL « *Modified Transmission Line with linear decay* » (voir la section II.2.2.3-a du deuxième chapitre) avec $H = 7000$, et le second est celui du modèle de la ligne de transmission modifiée avec une atténuation exponentielle MTLE « *Modified Transmission Line with Exponential decay* » (voir la section II.2.2.3-b du deuxième chapitre) avec $\lambda = 2000$. La vitesse de l'arc en retour est 1.5×10^8 m/s .

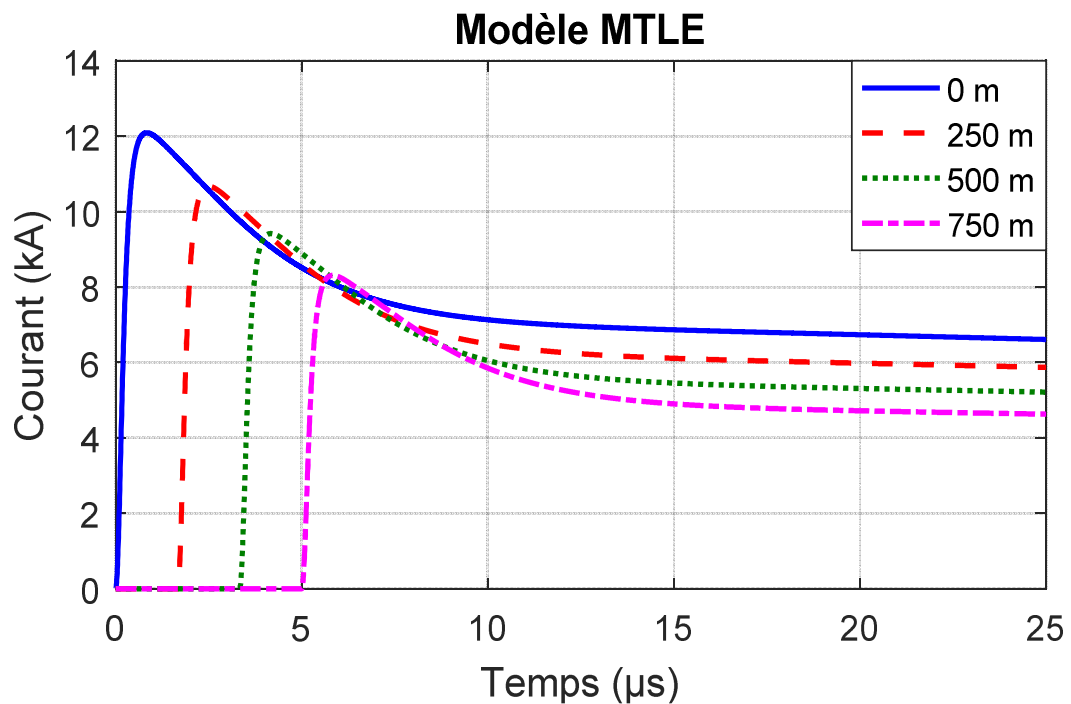
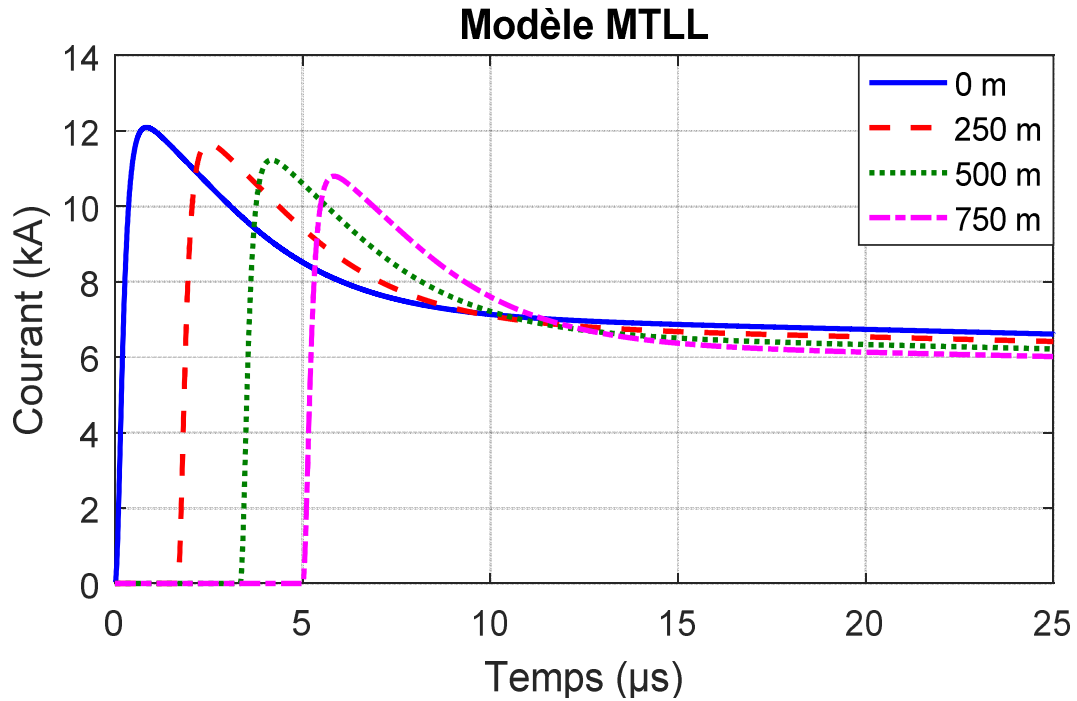


Fig. IV-3 : Distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour obtenue à l'aide du:
(a) Modèle MTLL
(b) Modèle MTLE

La figure IV-3 présente la distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour le long du canal de la foudre calculée en quatre points d'observation (c-à-d à quatre différentes altitudes par rapport au sol 0, 250, 500 et 750 m). Les courants calculés à l'aide du modèle MTLL sont illustrés sur la figure IV-3-a, sur laquelle on peut clairement remarquer que comme il est convenu pour ce modèle que les impulsions du courant connues une atténuation linéaire avec un retard du temps correspond à la durée que fait le courant pour atteindre chaque point d'observation. Sur la figure IV-3-b, les courants obtenus par la mise en œuvre numérique du modèle MTLE sont illustrés. Ces derniers présentent une atténuation sous une forme exponentielle avec les mêmes temps de retard que ceux obtenus en exploitant le modèle MTLL.

IV.4 Simulation du champ électromagnétique généré par la foudre

Les composantes du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre nuage-sol sont calculées en utilisant la méthode FDTD en trois dimensions (3D-FDTD) dont le but est de transformer les équations différentielles de Maxwell à des équations algébriques pour faciliter leur mise en œuvre numérique. Les calculs sont effectués en prenant en compte l'hypothèse du sol parfaitement conducteur (conductivité infinie du sol).

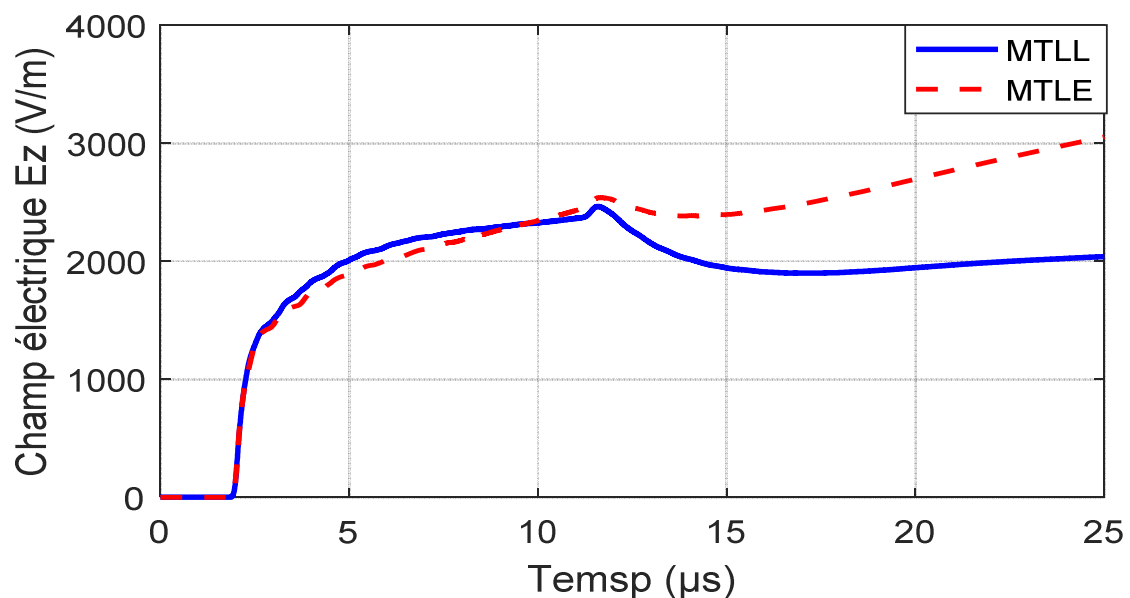


Fig. IV-4 : Variations temporelles du champ électrique vertical E_z calculé par la méthode 3D-FDTD,

- Ligne bleu-solide : Modèle MTLL
- Ligne rouge-tirets : Modèle MTLE

La figure IV-4 présente les variations temporelles de la composante verticale du champ électrique généré par la foudre à une distance horizontal de 630 m dans la direction de l'axe des y , et une altitude de 10 m par rapport au sol. Ces variations sont obtenues à l'aide de la méthode 3D-FDTD associée des modèles MTLL (ligne bleu-solide) et MTLE (ligne rouge-tirets) pour la distribution temporelle du courant de l'arc en retour le long du canal de la foudre. On remarque qu'il n'y a pas de différence entre les deux graphes au niveau des retards du temps (temps nécessaire pour que l'onde du champ électrique atteigne le point d'observation concerné par le calcul). Ainsi, il est remarqué que les amplitudes des champs jusqu'à l'instant de 12 μs ont des valeurs plus rapprochées, avec des valeurs maximales de 2464 V/m pour le champ obtenu à l'aide du modèle MTLL et 2538 V/m pour celui calculé en exploitant le modèle MTLE. De plus, dans les limites de 25 μs (temps adopté pour l'étude) et à partir de l'instant 12 μs la différence entre les deux champs devenue de plus en plus grand. Aussi qu'à partir de cette même instant le champ calculé à l'aide du modèle MTLE connu une brève diminution et il s'augmente à l'instant de 14.5 μs , mais le champ calculé à l'aide du modèle MTLL connu un taux d'augmentation plus moins que celui du modèle MTLE.

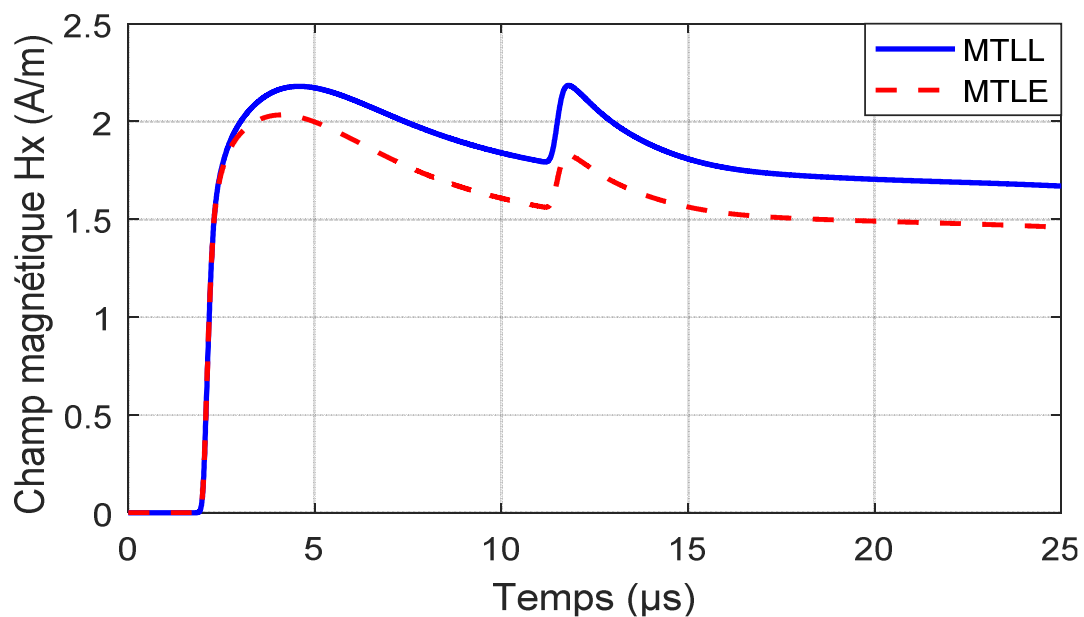


Fig. IV-5 : Variations temporelle du champ Magnétique azimutal H_x calculé par la méthode 3D-FDTD,
 -Ligne bleu-solide : Modèle MTLL
 -Ligne rouge-tirets : Modèle MTLE

La figure IV-5 présente le champ magnétique azimutal H_x calculé au même coordonnées que celui du champ électrique vertical cité précédemment. On peut remarquer clairement que le champ obtenu à l'aide du modèle MTLL (ligne bleu-solide) est caractérisé par la présence de deux bosses la première à l'instant 4.5 μ s avec une amplitude de 2.2 A/m et la deuxième à l'instant 12 μ s avec la même amplitude. Pour le champ calculé en exploitant le modèle MTLE (ligne rouge-tirets), il atteint ces deux bosses aux mêmes instants que celui obtenu à l'aide du modèle MLTT mais avec des amplitudes de 2.034 et 1.82 A/m respectivement.

IV.5 Calcul de la tension induite par la foudre sur une ligne aérienne

Comme il est illustré sur la figure IV-1 la ligne unifilaire sans pertes concernée par l'étude du couplage avec le champ électromagnétique généré par un coup de foudre nuage-sol a une longueur de 150 m et suspendue à une altitude de 10 m par rapport au sol et ayant le point le plus proche du canal de la foudre (centre de la ligne) se trouve à une distance horizontale de 630 m dans la direction de l'axe des y . Pour implémenté la ligne aérienne dans le code de calcul 3D-FDTD on fait appel à la théorie du fil mince qui demande des modifications au niveau de la permittivité diélectrique et de la perméabilité magnétique des cellules dans lesquelles la ligne est immergée, en plus de forcer les champs électriques tangentiels (E_x) le long des axes du conducteur représentant la ligne à être nuls. Le diamètre du conducteur est 1 cm, la nouvelle valeur de la permittivité relative est 0.213 et celle de la perméabilité relative est 4.694. Ainsi les deux extrémités du conducteur représentant de la ligne aérienne sont reliées à la terre par une résistance égale à 498 Ω . Les tensions induites sont obtenues à l'aide de l'intégrale du champ électrique vertical à partir de la surface du sol en arrivant à la hauteur du conducteur de la ligne aérienne.

Les résultats concernant les variations temporelles des tensions induites par la foudre au point du centre de la ligne aérienne sont présentées par la figure IV-6. Sur cette figure la tension obtenue à l'aide du modèle MTLL est présenté par une ligne solide-bleu et celle calculé à l'aide du modèle MTLL est illustré par une ligne rouge-tirets. Les mêmes remarques enregistrées sur la forme de l'onde du champ électrique vertical sont remarquées pour la tension induites sauf ceux des amplitudes.

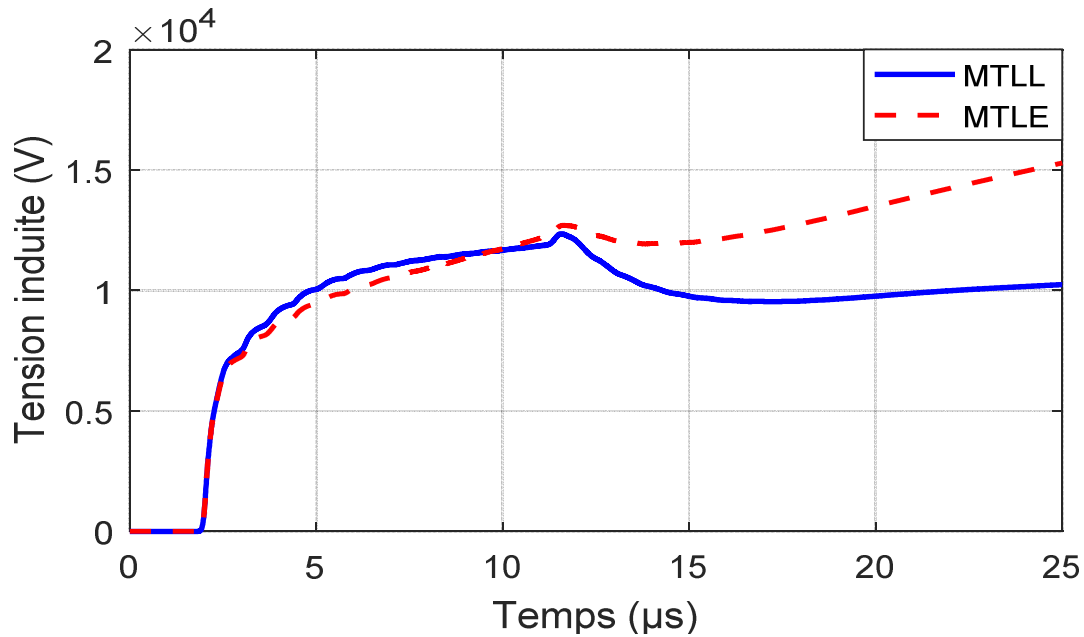


Fig. IV-6 : Variations temporelle de la tension induite calculée au centre de la ligne par la méthode 3D-FDTD,
 -Ligne bleu-solide : Modèle MTLL
 -Ligne rouge-tirets : Modèle MTLE

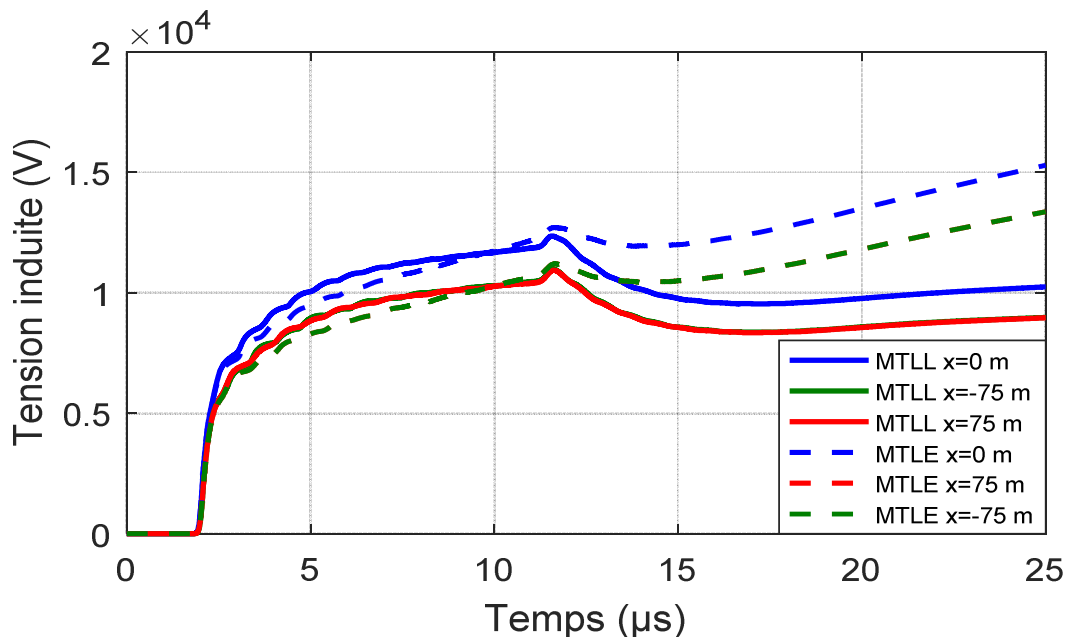


Fig. IV-7 : Variations temporelle de la tension induite calculée au centre et aux deux extrémités de la ligne par la méthode 3D-FDTD,
 -Ligne solide : Modèle MTLL
 -Ligne tirets : Modèle MTLE

La figure IV-7 illustre les variations temporelles de la tension induite par la foudre sur la ligne aérienne calculées en trois différents points sur la ligne en utilisant les modèles MTLL

et MTLE. Les résultats en ligne bleu solide et tirets sont calculées au centre du conducteur et ceux en couleurs rouge et vert sont obtenus au niveau des deux extrémités. On remarque que la tension induite au centre la ligne est plus grand que celle induites sur ces deux extrémités c'est du à la différence de la distance entre les points d'observation et le canal de la foudre. Ainsi, les graphes qui représentent les tensions induites sur les extrémités de la ligne soit pour ceux du modèle MTLL ou MTLE sont superposés l'un sur l'autre. Les remarques logiques issues de ces résultats démontrent la véracité de nos résultats et valide le code de calcul qui a été déjà validé dans plusieurs publications [37, 38, 49, 50, 51] soit par la comparaison avec des résultats mesurés ou avec ceux obtenue à l'aide de d'autres méthodes.

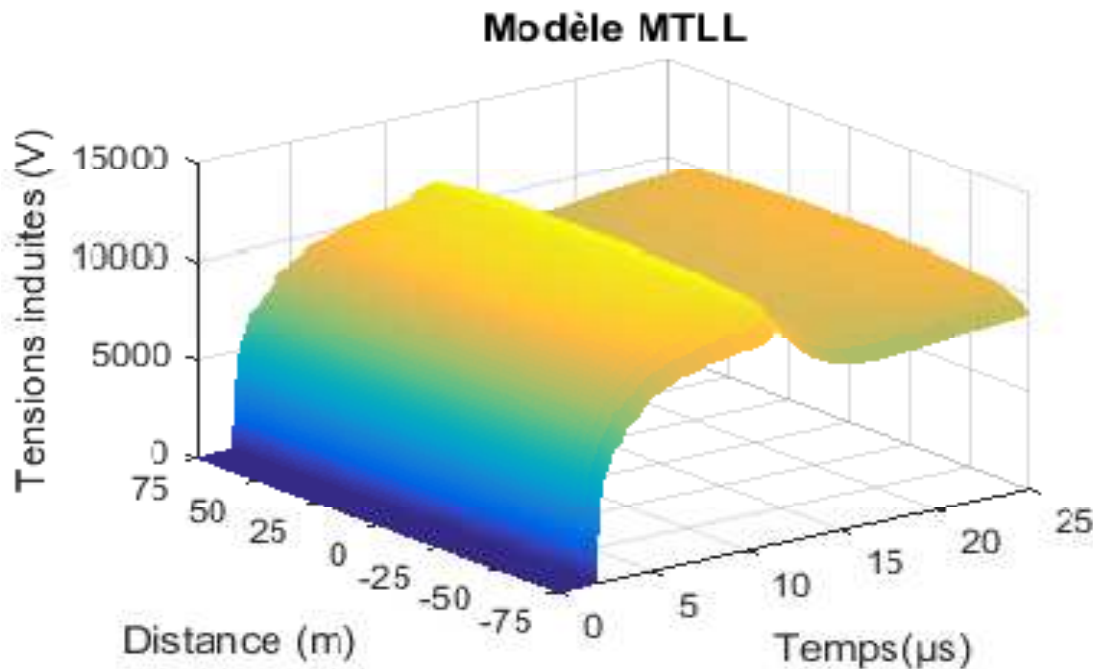


Fig. IV-8 : Représentation en 3D de la distribution spatiotemporelle de la tension induite le long de la ligne aérienne : *Modèle MTLL*.

La figure IV-8 présente la distribution spatiotemporelle de la tension induite le long du conducteur de la ligne aérienne obtenue à l'aide du modèle MTLL. Cette figure montre que la tension la plus élevée est celle obtenus au centre de la ligne puis ces amplitudes diminuent lors qu'elles s'éloignent du point de centre et c'est du à la différence des distances entre le canal de la foudre et les points concernés par le calcul de la tension induite.

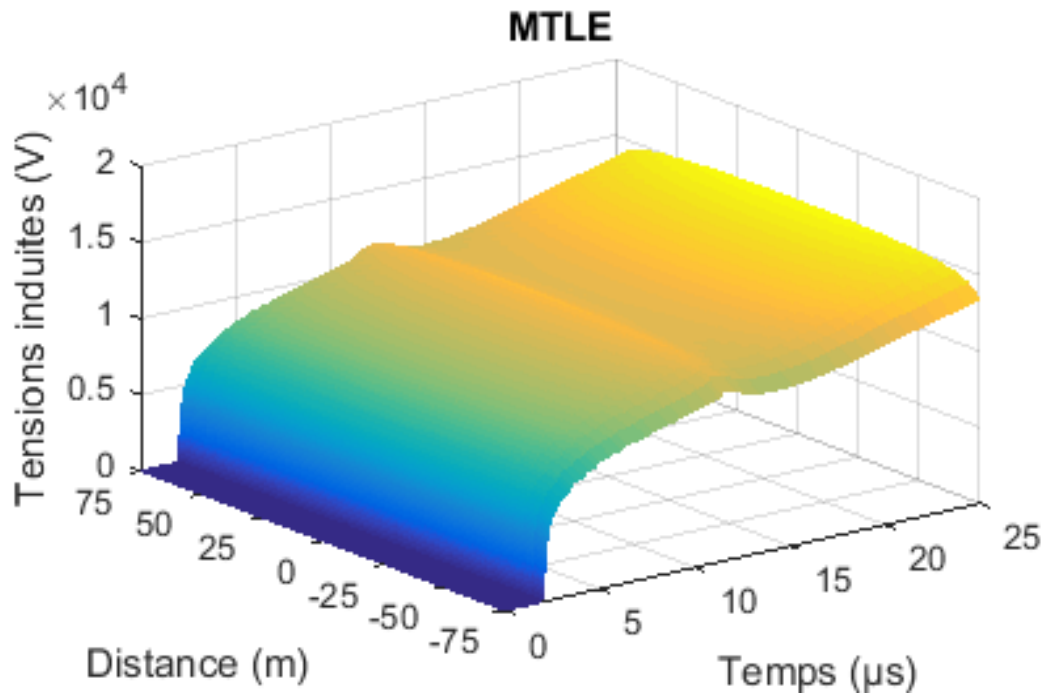


Fig. IV-9 : Représentation en 3D de la distribution spatiotemporelle de la tension induite le long de la ligne aérienne : *Modèle MTLE*.

La figure IV-9 présente la distribution spatiotemporelle de la tension induite le long du conducteur de la ligne aérienne calculé à l'aide du modèle MTLE. Les mêmes remarques issues de la figure IV-8 concernant les résultats obtenus par la mise en œuvre du modèle MTLL sont enregistrées pour ceux obtenus à l'aide du modèle MTLL.

IV.6 Conclusion

Dans ce dernier chapitre nous essayons de simuler les différents éléments liés à une étude de compatibilité électromagnétique d'un problème de couplage des perturbations générées par un coup de foudre avec une ligne aérienne unifilaire (courant de foudre, champ électromagnétique, tensions induites). Les calculs sont effectués par mise en œuvre numérique de la méthode FDTD en trois dimensions associées aux deux modèles du courant de l'arc en retour MTLL et MTLE. L'étude comparative entre les deux modèles démontre que les résultats obtenus à l'aide du code de calcul sont logiques. Les informations présentées dans cette étude permettent de réaliser une protection préventive des différents systèmes électriques et électroniques placés sur les lignes aériennes.

Conclusion générale

Conclusion générale

Dans ce modeste travail nous nous sommes fixés comme objectif la réalisation d'une étude de compatibilité électromagnétique d'un problème de couplage des perturbations électromagnétique avec une ligne aérienne. Le cahier de charge relatif à ce travail spécifiait l'exploitation des modèles dit « d'ingénieur » pour l'étude de la distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour le long du canal de la foudre, ainsi que la mise en œuvre de la méthode des différences finie dans le domaine temporel en trois dimensions (3D-FDTD) pour le calcul du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre nuage-sol et pour le calcul des tensions induites du au couplage de ce champ avec les lignes électriques aériennes.

Partant du cahier de charge, et en premier temps nous avons intéressé à la simulation du courant de la foudre. Cette étape nécessite le calcul du courant à la base du canal de la foudre ainsi que d'avoir la distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour. En conséquence, nous avons utilisé la fonction d'Heidler associée au modèle MTLL et MTLE (deux modèles d'ingénieurs les plus utilisés dans la littérature). Les résultats obtenus démontrent que pour les deux modèles le courant de l'arc en retour possède un retard du temps qui correspond à la durée nécessaire pour que l'onde de courant s'arrive au point concerné par le calcul, ainsi qu'une atténuation remarquée au niveau de ces amplitudes lorsqu'il se propage le long du canal. La deuxième étape de ce travail a été la mise en œuvre de la méthode 3D-FDTD pour le calcul des composantes du champ électromagnétique généré par un coup de foudre nuage-sol en adoptant l'hypothèse du sol parfaitement conducteur. La comparaison entre les résultats obtenus à l'aide des deux modèles utilisés pour le courant de l'arc en retour démontre d'une part que le champ électrique vertical présente une concordance satisfaisante dans la première mi-temps de calcul puis les deux résultats divergent l'un de l'autre, et d'autre part le champ magnétique présente une différence au niveau des amplitudes obtenues pour chaque modèle. Dans la troisième étape nous avons intéressé à la simulation des tensions induites par l'interaction du champ électromagnétique généré par la foudre avec une ligne aérienne unifilaire en utilisant la méthode 3D-FDTD. Pour que l'étude soit efficace nous avons calculé la tension induite au centre de la ligne qui est le point le plus proche du canal de la foudre et qui possède la plus grande amplitude. Puis, nous avons comparé la tension induite sur le centre de la ligne avec celles obtenues au niveau de ces deux extrémités. Les résultats obtenus dans ce cas sont logiques car il y a eu une diminution d'amplitude de la tension calculée aux deux extrémités par rapport à celle du centre, en plus, les deux tensions des extrémités sont superposées l'une sur l'autre à cause de la distance identique entre le canal

de la foudre et les deux points d'observation. Ainsi, nous avons entamé la distribution spatiotemporelle de la tension induite le long de la ligne. La présentation en trois dimensions de ces résultats démontre aussi la véracité de la méthode adoptée pour cette étude.

Enfin pour terminer, nous espérons avec ce modeste travail avoir contribué à l'enrichissement des études liées à la protection des réseaux électriques contre les dangers provoqués par l'interaction entre ces réseaux avec les champs électromagnétiques rayonnés par la foudre. Les perspectives de ce travail peuvent se résumer comme suit :

- ❖ prise en compte la conductivité du sol.
- ❖ Etude du cas d'une ligne multifilaire.

Bibliographie

Références bibliographiques

- [1] C. Bouquegneau « La foudre, effets et protection », Rev. AIM – Liège n° 3/2004.
- [2] <https://earlystreameremission.com/fr/au-sujet-de-la-foudre/phenomene-de-la-foudre/>.
- [3] <https://lafoudretpe2007.wordpress.com/decouverte-de-la-foudre/>
- [4] <https://www.futura-sciences.com/planete/definitions/climatologie-foudre-14555/>
- [5] S. A. Djennad, A. Zeddami « Protection contre la foudre – principes généraux et normes en vigueur » , Techniques de l'ingénieur, D1335 v1, 10 fev. 2015
- [6] <https://sites.google.com/site/wwwpiemarlocom/publication>
- [7] F. Rachidi « La foudre et ses effets électromagnétique », Ecole polytechnique fédérale de Lausanne EPFL-DE-LRE, 2004 .
- [8] M. Chehada « Couplage électromagnétique d'une onde de foudre avec une ligne de transport d'énergie », Mémoire de Master, Université d'Oum El Bouaghi, Algérie, 2015.
- [9] K. ARZAG « Calcul du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre à l'aide de la méthode FDTD en trois dimensions », Thèse de Doctora en Sciences, USTO-MB d'Oran, Algérie, 2017.
- [10] C. Gary « Les propriétés diélectriques de l'air et les très hautes tensions » Editions EYROLLES, Paris
- [11] K. Berger, R. B. Anderson, and H. Kroninger « Parameters of lightning flashes », Electra N° 41, pp. 23-37, 1975
- [12] F. Rachidi-Haeri « Effet électromagnétique de foudre sur les lignes de transmission aériennes : modélisation et simulation », Thèse doctorat Es-Science, EPFL, Lausanne, Suisse, 1991
- [13] C. A. Nucci, G. Diendorfer, M. A. Uman, F. Rachidi, M., Ianoz, M., and C. Mazzetti, "Lightning return stroke current models with specified channel-base current: a review and comparison", Journal of Geophysical Research, Vol. 95, No. D12, pp. 20395-20408, 1990.
- [14] F. Rachidi « La foudre et ces effets électromagnétiques », Notes de cours de la CEM, EPFL de Lausanne, Suisse 2004.
- [15] D. Orzan « Couplage externe et interne entre un champ électromagnétique et un réseau de lignes multifilaires » Thèse doctorat es science, EPFL, Lausanne, Suisse, 1998
- [16] E. Petrache « Lightning electromagnetic coupling to overhead transmission line networks and to buried cables» Thèse doctorat es science, EPFL, Lausanne, Suisse, 2004

- [17] V. A. Rakov, and M. A. Uman, "Review and evaluation of lightning return stroke models including some aspect of their application", IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility , Vol. 40, n. 4, Nov. 1998, pp. 403 – 426
- [18] V. Cooray « lightning electromagnetic », IET, Power energy series 62, 2012.
- [19] V. A. Rakov, and A. A. Dulzon "Calculated electromagnetic fields of lightning return strokes", Tekhnicheskaya Elektrodinamika, n°. 1, pp. 87-89, 1987.
- [20] C. A. Nucci, and F. Rachidi "Experimental validation of a Modification to the Transmission Line model for LEMP calculations", 8th International Symposium and Technical Exhibition on Electromagnetic Compatibility, pp. 6, Zurich, Switzerland, 1989.
- [21] 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 research, 95 (D12), pp. 20389-20394, 1990.
- [22] F Heidler, "Travelling current souce model for LEMP calculation. 6th Symposium and technical exhibition on electromagnetic Compatibility". Zurich pp. 157-162. 1985.
- [23] V. A. Rakov et M. A. Uman « Lightning physics and effects », Cambridge University Press, 2003.
- [24] A. Sommerfeld, "Uber die ausbraitang der wellen in der drahtlosen telegraphie", Annal Physic, Vol. 28, 665, 1909
- [25] A. Baños "Dipole radiation in the presence of a conducting half-space", Oxford, 1966
- [26] M. A. Uman, D. K. Mclain, E. P. Krider, "The electromagnetic radiation from a finite antenna", American Journal of Physics, Vol. 43, pp. 33 – 38, 1975.
- [27] C. Leteinturier, "Champ électromagnétique émis par une décharge orageuse. Modèle théorique intégrant les variations de la résistivité du sol", Centre National d'Etude de télécommunications, Note technique, NT/LAA/RLM/66, Nov. 1980.
- [28] K. S. YEE, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media", IEEE Trans. Antennas and Propagation. vol. AP-14, n. 3, May, 1966, pp 302-307.
- [29] A. Mimouni « Analyse des problèmes de compatibilité électromagnétique par modélisation et simulation du rayonnement électromagnétique de la foudre », Thèse Doctorat En Sciences, UST « MB » d'Oran, Algérie, 2007
- [30] Y. Baba, V. A. Rakov "Electromagnetic methods for lightning surge protection", Edition Wiley, 2016.

- [31] A. Amitani, N. Nagaoka, Y. Baba and T. Ohno, “Power system transients – theory and applications”, CRC Press. Taylor and Francis group, 2014.
- [32] Matthew N. O. Sadiku “Numerical Techniques in Electromagnetics”, Second Edition, CRC press, USA, 2000
- [33] K. Kunz, R. Luebbers, “The finite difference time domain method for electromagnetic”, CRC press, USA, 1993.
- [34] R. Courant, K. Friedrichs, et H. Lewy, « Über die partiellen Differenzengleichungen der mathematischen physik », Mthematiche Annalen, Vol. (100), no 1, pp 32-74, 1928.
- [35] T. Noda, A. Tatematsu, S. Yokoyama, “Improvement of an FDTD based surge simulation code and its application to the lightning overvoltage calculation of a transmission tower”, Electric power systems research, ELSEVIER, EPSR-2416, 2006.
- [36] A. Taflove, and S. C. Hagness, “Computational electrodynamics: the finite-difference time-domain method”, Second Edition, Artech House, Boston, USA, 2000.
- [37] K. Arzag, Z. Azzouz, B. Ghemri, “Lightning electromagnetic pulse simulation using 3D-FDTD method (comparison between PEC and UPML boundary conditions)”, International Conference on Lightning Protection (ICLP2016), paper no 12, 25-30 Portugal, Sept. 2016.
- [38] K. Arzag, Z. Azzouz, B. Ghemri, “3D-FDTD computation of lightning return stroke current and associated electromagnetic field using electromagnetic models”, “International Review of Electrical Engineering” (I.R.E.E.), Vol. 11 n°5, Oct. 2016.
- [39] C. Leteinturier, C Weidman, and J. Hamelin, “current and electric field derivatives in triggered lightning return strokes” ,Journal Of Geophysical research ,Vol .95,pp.811-828,1990.
- [40] T. Noda and S. Yokoyama, “Thin wire representation in finite difference time domain surge simulation”, IEEE Trans. Power Delivery. vol. 17, n. 3, July 2002, pp. 840 - 847.
- [41] Y. Baba, N. Nagaoka, et A. Ametani, “Modeling of thin wire in a lossy medium for FDTD simulations”. IEEE Transaction on Electromagnetic compatibility, Vol 47, No 1, pp 54-60, 2055
- [42] S.Rusck, «Induced lightning over voltages on power transmission lines with special reference to the over voltage protection of low voltage networks» Thèse PHD, Institut Royal de Stockholm, Suède1958
- [43] R. Montano «The effects of lightning on low voltage power networks» Thèse PHD, Université d’Uppsala, Suède 2005

- [44] P. Chowdhuri « Analysis of lightning induced voltages on overhead lines » IEEE. Trans on Power Delivery, Vol. 04 No. 01, Jan. 1989
- [45] V. Cooray «Calculation of lightning-induced overvoltages in power lines: A comparison of two coupling models » IEEE Trans. On EMC, Vol.36 N0. 3 Aout.1994
- [46] A.Borghetti, S.Guerriere, C.A.Nucci, F.Rachidi « Modèles de calcul des surtensions induites par la foudre : analyse comparative » Proceedings of 7^{ème} Colloque Internationale Let Exposition Sur La Compatibilité Électromagnétique, Toulouse, 2-4 Mars 1994.
- [47] M. Paolone, E. Perez, A. Borghetti, C.A. Nucci, F. Rachidi, H. Torres « Comparison of tow computational programs lightning induced voltages on distribution systems » IPST-05 Montreal, Canada, juin 2005
- [48] C.A. Nucci « Tensions induites par la foudre sur les lignes aériennes de transport d'énergies » ELECTRA N.162 Oct.1995
- [49] K. Arzag, Z. Azzouz, Y. Baba and B. Ghemri “3-D FDTD computation of the electromagnetic fields associated with lightning strikes to a tower climbed on a trapezoidal mountain”, IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility, Vol. 63, No. 3, pp. 606-616, Jun 2019.
- [50] K. Arzag, Z. Azzouz, and B. Ghemri, “Lightning electric and magnetic fields computation using the 3D-FDTD method and electromagnetic models in presence of different ground configurations”, IEEJ Trans. Power and Energy, Vol. 138, no. 5, pp. 315–320, May 2018.
- [51] K. Arzag, Z. Azzouz, Y. Baba, B. Ghemri, 3D Computation of lightning electromagnetic fields in the presence of a horizontally stratified ground, International Journal of Power and Energy Systems, Vol. 37, No. 4, pp 120-128, 2017.

Résumé :

L'objectif du travail présenté dans ce mémoire est l'analyse du couplage entre un champ EM rayonné par un coup de foudre et des lignes électriques aériennes, en adoptant la technique des différences finie dans le domaine temporel en trois dimensions (3D-FDTD). Pour étudier ce couplage, nous avons commencé par le traitement des aspects théoriques liés au phénomène de la foudre. En suit nous avons abordé la modélisation du courant de foudre a travers une description détaillé des modèles du courant de foudre notamment les modèle de « type Ingénieures » ; modèle qui ont été mis en œuvre dans ce travaille. Dans le cadre de cette étude, nous avons donné les méthodes mathématiques utilisées pour calculer le champ électromagnétique résultant de la foudre ainsi que les modèles décrivant le couplage de ce champ avec les lignes aériennes. La dernière étape de ce mémoire a été consacrée à la mise en œuvre numérique de la méthode 3D_FDTD, pour effectuer une étude CEM concernant l'interaction entre le champ EM généré par la foudre et une ligne aérienne monofilaire.

Abstract:

The objective of this work is the analysis of the coupling between an « EM » field radiated by a lightning strike and overhead power lines, by adopting the finite differences in the three-dimensional time domain (3D-FDTD) method. To study this coupling, we started with the treatment of the theoretical aspects related to the lightning phenomenon. After that, the lightning current was modeling was presented, in particular the Engineering models; model that have been implemented in this work. As part of this study, we have given the mathematical methods used to calculate the EM field resulting from lightning, as well as the coupling models. The last parts of this work was devoted to the implementation of the 3D_FDTD method in order to realize an EMC studies concerning the interaction between the lightning EM field and single-wire overhead line.

ملخص

الهدف من العمل المقدم في هذه المذكرة هو تحليل التداخل بين المجال الكهرومغناطيسي الناتج عن الصواعق الرعدية و خطوط طاقة كهربائية من خلال اعتماد تقنية الفروق المنتهية في المجال الزمني ثلاثية الأبعاد. لدراسة هذا التداخل بدأنا بمعالجة الجوانب النظرية الخاصة بظاهرة البرق ثم تناولنا نمذجة تيار الصاعقة من خلال وصف مفصل لهذه النماذج و خاصة النماذج المسماة "نماذج المهندسين" والتي تم اعتمادها في هذه الدراسة. ثم تطرقنا للطرق الرياضية المستخدمة لحساب المجال الكهرومغناطيسي الناتج عن البرق بالإضافة إلى النماذج التي تصف تداخل هذا المجال مع الخطوط الهوائية. تم تخصيص الخطوة الأخيرة من هذه المذكرة للمحاكاة الرقمية المبنية على طريقة 3D-FDTD من اجل دراسة في إطار التوافق الكهرومغناطيسي لمشكلة التفاعل بين المجال الكهرومغناطيسي الناتج عن الصواعق الرعدية و خط كهربائي أحادي الناقل .