

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

جامعة الدكتور الطاهر مولاي سعيدة

Université Saida Dr Tahar Moulay –

Faculté de TECHNOLOGIE



MEMOIRE

Projet de recherche présenté pour l'obtention du Diplôme de MASTER

En : Électrotechnique

Spécialité : Réseaux Électriques

**Par : BOUAKKA Radouane El Bachir
BOUMADANI Ahlem**

Sujet

Etude CEM sur le couplage entre une ligne aérienne et un champ électromagnétique rayonné par l'interaction d'un coup de foudre avec une tour élevée.

Soutenue publiquement en .../06/2022 devant le jury composé de :

Pr.BOUCHIKHI Abdelaziz

Univ. Saida

Président

Dr. ARZAG Kaddour

Univ. Saida

Rapporteur

Dr. MANKOUR Mohamed

Univ. Saida

Examineur

Année universitaire 2021/2022

Remerciements

Notre premier remerciement va tout d'abord à ALLAH, le miséricordieux, pour nous avoir donné la foi, le courage et la patience qui nous ont permis de réaliser et de finir ce travail.

Nous tenons à remercier particulièrement, Monsieur Kaddour ARZAG, Docteur à l'Université de Saïda et l'encadrant du ce projet de fin d'étude, pour avoir proposé, suivi et dirigé ce travail, mais aussi pour le respect dont nous fûmes témoins. Nous le remercions pour nous avoir fait profiter de son expérience de chercheur, pour ses encouragements et ses orientations constructives qui nous ont permis de mener à bien ce travail.

Nous tenons aussi, à remercier profondément tous les enseignants, qui nous ont donné de leur savoir, et pour leur soutien au long de notre parcours universitaire.

Que les membres de jury trouvent aussi nos hautes considérations pour avoir accepté d'évaluer notre travail dont leurs jugements nous seraient certainement d'un grand profil.

Nous adressons aussi ces remerciements aux membres de nos familles, pour l'incalculable soutien et encouragement que nous avons toujours reçus de leur part.

*Radouane BOUAKKA
Ahlem BOUMADANI*

Dédicace

Je tiens à dédier ce travail à :

Mes très chers parents pour leur Patience et leurs encouragements durant toutes ces années d'études.

Mon Frères NADIR Pour son encouragement.

Toute La famille BOUAKKA et AYACHI.

Tous mes proches amis pour leur amour et leur encouragement.

Mon binôme A.BOUMADANI pour son soutien, sa patience et sa compréhension tout au long de ce projet.

Et en fin tous ceux qui m'ont aidé et soutenu de près ou de loin durant l'élaboration De ce travail.

R.BOUAKKA

Dédicace

Je dédie le fruit de mes 17ans d'études à ma mère adorée, la source de tendresse et de sacrifice, quoique je puisse dire et écrire je ne pourrais pas exprimer ma profonde reconnaissance.

J'implore Dieu, tout-puissant de vous accordé une bonne santé, une longue vie et beaucoup de bonheur.

A ma deuxième maman qui m'a élevé et m'aimait ta bonté reste encore gravée dans ma mémoire.

*Que dieu t'accorde la paix éternelle et t'accueille dans son paradis.
À mes chères tantes exceptionnellement BOUMADANI FATIHA qu'elle était toujours une source de motivation.*

A mon grand-père, mon oncle, sa femme, mes cousines et mon adorable petit cousin Mohamed.

A le plus gentil et compréhensif binôme BOUAKKA Radouane El Bachir et à toute sa famille.

A.BOUMADANI

Table des matières

Listes des figures	i
Listes des tableaux	iii
Introduction générale	1
<i>Chapitre I : généralité sur la compatibilité électromagnétique</i>	
I.1 Introduction	2
I.2 Concept de la compatibilité électromagnétique (CEM)	2
I.3 Points à respecter dans l'étude en CEM	2
I.4 Normes CEM	3
I.4.1 Généralités	3
I.4.2 Émissivité	3
I.4.3 Immunité	4
I.5 Composants essentiels de la CEM	5
I.5.1 Source de perturbation	5
I.5.2 Modes de propagation d'une perturbation	5
I.5.3 Élément perturbé ou victime	5
I.6 Mode de couplage	6
I.6.1 Couplages en mode conduit	6
I.6.1.1 Mode commun ou par impédance commune	6
I.6.1.2 Mode différentiel	7
I.6.1.3 Couplage « carte à châssis »	7
I.6.2 Couplages par rayonnement	8
I.6.2.1 Couplages en champ proche	8
I.6.2.1.1 Couplage par diaphonie inductive	8
I.6.2.1.2 Couplage par diaphonie capacitive	11
I.6.2.2 Couplage en champ lointain (Haute fréquence)	12
I.6.2.2.1 Couplage champ à fil	12
I.6.2.2.2 Couplage champ à boucle	13
I.7 Champ électrique, champ magnétique et champ Électromagnétique	13
I.8 CEM et sécurité	14
I.9 Conclusion	14

Chapitre II : Phénomène naturel dit la foudre

II.1 Introduction	15
II.2 Historique	15
II.2.1 Détection de la foudre	15
II.3 Phénomène de la foudre	16
II.3.1 Définition	16
II.3.2 Formation de la foudre	17
II.3.3 Choix du point d'impact	18
II.4 Origine des surtensions de la foudre	19
II.4.1 Coup de foudre sur les lignes aériennes	19
II.4.2 Coup de foudre sur la terre	19
II.4.3 Rayonnement électromagnétique d'un coup de foudre	19
II.5 Classification des coups de foudre	19
II.5.1 Types de coup de foudre	19
II.5.1.1 Coup de foudre descendant	19
II.5.1.2 Coup de foudre ascendant	20
II.5.1.3 Coup de foudre positif	20
II.5.1.4 Coup de foudre négatif	20
II.6 Caractéristique de la foudre	21
II.7 Effets de la foudre	22
II.8 Déclenchement artificiel de la foudre	23
II.9 Conclusion	24

Chapitre III : Modélisation de la foudre

III.1 Introduction	25
III.2 Modélisation du courant a la base du canal de foudre	25
III.2.1 Modèle bi-exponentiel	25
<i>Premier arc en retour</i>	25
<i>Arc en retour subséquent</i>	25
III.2.2 Modèle d' <i>Heidler</i>	28
III.2.3 Modèle hybride (<i>Heidler</i> - bi-exponentiel)	30

III.3 Modèles de la distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour	31
III.3.1 Modèles d'Ingénieurs [32, 33, 34, 35]	31
III.3.1.1 Modèle de <i>Bruce</i> et <i>Golde</i> (BG) (1941)	31
III.3.1.2 Modèle de la ligne de transmission (TL)	33
III.3.1.3 Modèle de la ligne de transmission modifié (MTL)	35
a)Modèle de la ligne de transmission modifiée avec décroissance linéaire (MTLL)	
« Modified Transmission Line with Exponential decay »	35
b) Modèle de la ligne de transmission modifiée avec décroissance exponentielle (MTLE)	
« Modified Transmission-Line with Exponential decay »	37
III.3.1.4 Modèle de la source de courant mobile (TCS : « Traveling Curent Source »)	37
III.3.1.5 Généralisation des modèles d'Ingénieurs	39
III.4 Modélisation du champ électromagnétique généré par un coup de foudre	39
III.4.1 Champ électromagnétique au-dessus du sol	39
III.4.1.1 Cas d'un sol parfaitement conducteur	41
III.4.1.2 Prise en compte de la conductivité finie du sol	42
III.5 Méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD)	43
III.5.1 FDTD en trois dimensions et en coordonnées cartésiennes	43
III.5.2 Critère de stabilité de la méthode FDTD	48
III.5.3 Conditions aux limites	48
III.5.3.1 Conditions aux limites UPML ("Uniaxial Percfectly Matched Layer") de Taflove	48
III.5.4 Représentation du fil mince dans la technique FDTD	50
III.6 Modélisation des tensions induite par la foudre sur les lignes aériennes.	52
III.6.1 État de l'art sur les méthodes de calcul des tensions induites par un coup de foudre	53
sur un réseau électrique	53
III.6.2 Modèle de <i>Rusck</i>	54
III.6.3 Modèle de <i>Taylor, Satterwite</i> et <i>Harrison</i>	55
III.6.4 Modèle de <i>Chowdhuri</i> et <i>Gross</i>	56
III.6.5 Modèle de <i>Agrawal, Price</i> et <i>Gurbaxini</i>	56
III.6.6 Modèle de <i>Rachidi</i>	57
III.7 Conclusion	58

Chapitre IV : Couplage d'une ligne aérienne avec les perturbations électromagnétiques générées par l'interaction d'un coup de foudre et un objet élevé

IV.1 Introduction	60
IV.2 Modélisation de la propagation du courant le long de la tour et le long du canal de foudre	60
IV.2.1 Modèle de <i>Rachidi et al.</i>	60
IV.2.2 Modèle de <i>Baba et Rakov</i>	62
IV.3 Méthodologie	63
IV.4 Simulation du courant « non contaminé » calculé au sommet de la foudre	65
IV.5 Simulation de la distribution spatiotemporelle du courant le long de tour et le long du canal de la foudre	66
IV.6 Simulation du champ électromagnétique généré par l'interaction entre un coup de foudre et une tour élevée.	67
IV.7 Calcul des tensions induites par la foudre sur une ligne aérienne	71
IV.8 Conclusion	73
Conclusion générale	74
Références bibliographiques	76

Listes des figures

Figure I.1: Système coupable et victime	3
Figure I.2: Marges de perturbations électromagnétiques	4
Figure I.3 : Éléments déterminants de la CEM.....	5
Figure I.4: Mode de couplage	6
Figure I.5: Principe du couplage en mode commun	7
Figure I.6: Couplage par carte à châssis	8
Figure I.7: Modèle électrique d'un couplage par diaphonie inductive	8
Figure I.8: Effet de la diaphonie inductive de mode différentiel.....	9
Figure I.9: Effets de la diaphonie inductive de mode commun	10
Figure I.10: modèle électrique d'un couplage par diaphonie capacitive	11
Figure I.11: diaphonie capacitive entre quatre conducteurs voisins	12
Figure I.12: couplage champs à fil	13
Figure II.1: Décharge électrique	16
Figure II.2 : coup de foudre	17
Figure II.3 : Formation de la foudre	17
Figure II.4 : Choix du point d'impact	18
Figure II.5 : Les différents types de coupes de foudre	21
Figure II.6 : Déclenchement artificielle de la foudre	23
Figure III.1 : Courants à la base du canal de foudre calculés à l'aide du modèle bi-exponentiel correspondant (a): Au premier arc en retour, (b): À l'arc en retour subséquent.....	27
Figure III.2 : Courant à la base du canal du canal de foudre calculé à l'aide du modèle d'Hiedler : Premier arc en retour.....	29
Figure III.3 : Courant à la base du canal du canal de foudre calculé à l'aide du modèle d'Hiedler : Premier arc subséquent	30
Figure III.4 : Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour selon le modèle BG.	32
Figure III.5 : Courant à la base du canal du canal de foudre.	32
Figure III.6: représentation tridimensionnelle de la distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle BG.	33
Figure III.7 : Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour selon le modèle TL	34
Figure III.8: Courant à la base du canal du canal de foudre utilisé pour simuler la distribution du courant en exploitant le modèle TL.	34
Figure III.9: Représentation tridimensionnelle de la Distribution spatio-temporelle du courant de l'arc retour le long du canal de la foudre selon le modèle TL.	35
Figure III.10: Courant à la base du canal du canal de foudre.	36
Figure III.11 : Distribution spatio-temporelle du courant selon le modèle MTLL.....	36
Figure III.12: Représentation tridimensionnelle de la distribution spatio-temporelle du courant selon le modèle MTLE.	37
Figure III.13 : Courant à la base du canal du canal de foudre.	38
Figure III.14 : Représentation tridimensionnelle de la distribution spatio-temporelle du courant de l'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle TCS	38

Figure III.15 : Grandeurs géométriques intervenant dans les équations du champ électromagnétique.	41
Figure III.16 : Emplacement des composantes de champ électrique et magnétique sur ou dans la cellule de discrétisation [42]	43
Figure III.17 : Position du champ électrique E_x et de la boucle des champs magnétiques	46
Figure III.18: Position du champ magnétique H_x et de la boucle des champs électriques	47
Figure III.19 : Représentation du fil mince dans la technique FDTD : Fil installé dans la gestion de l'axe des z et possédant un rayon a ainsi que la configuration des composantes du champ électrique et magnétique bouclant le fil :(a) $a < a_0$ ($m < 1$) et (b) $a > a_0$ ($m > 1$)	52
Figure III.20 : Modélisation de la ligne de transmission selon le modèle de Rusck	55
Figure III.21 : Modélisation de la ligne de transmission selon le modèle de Taylor et al	55
Figure III.22 : Modélisation de la ligne de transmission à l'aide du modèle de Chowdhuri et al.	56
Figure III.23 : Modélisation de la ligne de transmission à l'aide du modèle d'Agrawal et al.	57
Figure III.24 : Modélisation de la ligne de transmission à l'aide du modèle de Rachidi	57
Figure IV.1 : Propagation du courant le long de la tour et le long du canal de foudre.	63
Figure IV.2 : Géométrie du problème étudié.	63
Figure IV.3: Position de la ligne aérienne et est de la tour frappée par la foudre.	64
Figure IV.4 : Variations temporelles du courant non contaminé.	65
Figure IV.5 : distribution du courant le long du canal de foudre et le long de la tour.	66
Figure IV.6 : Champ électrique vertical calculé pour le cas d'absence de la ligne aérienne et pour celui de la présence de la ligne aérienne.	68
Figure IV.7 : Champ magnétique azimuthal calculé pour le cas d'absence de la ligne aérienne et pour celui de la présence de la ligne aérienne.	69
Figure IV.8 : Représentation tridimensionnelle de la cartographie du champ électrique vertical.	70
Figure IV.9 : Représentation tridimensionnelle de la cartographie du champ magnétique azimuthal.	70
Figure IV.10 : Tensions induites sur la ligne aérienne calculées au centre de la ligne.	72
Figure IV.11 : Représentation tridimensionnelle de la de la tension induite le long de la ligne aérienne.	73

Listes des tableaux

Tableau III.1 : Valeurs des paramètres I_0 , α et β_1 , pour le 1 ^{er} arc en retour et Arc en retour subséquent.....	26
Tableau III.2 : Paramètres des fonctions bi- exponentielles du courant à la base du canal de la foudre	26
Tableau III.3 : Paramètres du courant à la base du canal de foudre pour le modèle des deux fonctions d' <i>Heidler</i>	29
Tableau III.4 : Paramètres du courant à la base du canal de foudre correspondant au modèle Hybride	31
Tableau IV.1 : Paramètres utilisé pour la simulation du courant à la base du canal	65

Introduction générale

Introduction générale

Avec la croissante de l'utilisation des éléments électroniques dans les systèmes de contrôle et de commande dans les réseaux électrique, le recoure aux études de la compatibilité électromagnétique (CEM) est devenue comme une étape essentiel dans la conception de ces systèmes électriques et/ou électroniques. La cause de ceci revient principalement à la sensibilité de ces systèmes face aux agressions électromagnétiques. Cette sensibilité et due à leur fonctionnement à des niveaux de puissance et de courant de plus en plus faibles.

La CEM est une discipline scientifique et technique dont le rôle est de résoudre les problèmes de cohabitation entre les différents systèmes électrique et/ou électronique. Ainsi, la CEM peut être définie comme étant la capacité d'un élément, dispositif ou système électrique et/ou électronique à fonctionner sans causé des problèmes pour qui que ce soit dans cette environnement, c-à-d qu'il ne doit pas produire des perturbations électromagnétiques avec d'autres système ou avec lui-même et ne doit pas être susceptible au émissions d'autres systèmes.

Parmi les sources des perturbations électromagnétiques les plus puissantes sur les lignes aériennes on trouve le champ électromagnétique généré par la foudre indirecte. L'interaction d'un coup de foudre avec un objet élevé (une tour) produit un champ électromagnétique qui se propage dans l'air. Le couplage des lignes aériennes avec ce champ électromagnétique provoque des surtensions induites qui se propage le long de ces lignes. Pour étudier ce phénomène de couplage il faut évaluer et analyser trois éléments essentiels à savoir : La source de perturbation (courant de la foudre), le moyen de propagation de ces perturbations (champs électromagnétique), est l'effet sur le système victime (tensions induites).

L'objectif de ce mémoire est l'analyse du couplage entre une ligne aérienne et un champ EM rayonné par un coup de foudre tombant sur une tour élevée par la méthode des différences finie dans le domaine temporel en trois dimensions (FDTD-3D).

Ce travail est subdivisé en quatre chapitres. Dans le premier chapitre, nous présentons des généralités sur la CEM. Puis, nous donnons une description succincte du phénomène de la foudre. Par la suite les modèles mathématiques décrivant la foudre seront entamés. Le dernier chapitre est consacré aux résultats de simulations. Notre mémoire s'achève par une conclusion générale où nous indiquons quelques perspectives futures dans l'axe de recherche relatif aux travaux présenté dans ce modeste travail.

Chapitre I

Généralités sur la CEM

I.1 Introduction

Si nous avons mis notre téléphone mobile à côté de la radio, on remarque que la qualité du son des deux dispositifs est affectée, ce qui nous a permis de conclure que l'un est affecté par l'autre.

Tous les systèmes électriques et électroniques sont menacés par des perturbations qui proviennent de l'énergie parasite qui traverse d'une manière non conçue leurs frontières. Cette énergie parasite est appelée perturbation électromagnétique.

En s'intéressant à l'environnement électromagnétique d'un dispositif électronique, nous allons voir qu'il existe différentes sources de perturbations d'origines différentes. Les perturbations d'origines naturelles et les sources de perturbation due à l'activité humaine.

La **Compatibilité électromagnétique** est une discipline scientifique et technique qui trouve les solutions des problèmes de cohabitation électromagnétique.

Elle a pour objective de :

- Étudier les transferts d'énergie entre systèmes électriques et/ou électroniques,
- Mettre au point des procédés permettant de limiter les perturbations électromagnétiques émises et de ce fait satisfaire à la réglementation en vigueur,
- Mettre au point des procédés permettant d'accroître l'immunité des systèmes aux parasites.

I.2 Concept de la compatibilité électromagnétique (CEM)

La compatibilité électromagnétique est la capacité d'un instrument, dispositif ou d'un système à actionner dans son environnement électromagnétique de façon adéquate sans produire lui-même des perturbations électromagnétiques gênantes pour son entourage. [1]

Une bonne compatibilité électromagnétique décrit un état de « bon voisinage électromagnétique » :

- Limiter le niveau des *émissions* non désirées provenant de l'appareil, afin de ne pas perturber les autres équipements.
- Être suffisamment immunisé contre tous types de perturbations.

I.3 Points à respecter dans l'étude en CEM

Un système « électromagnétiquement compatible » doit respecter 3 critères :

- Il ne produit aucune interférence avec d'autres systèmes
- Il n'est pas susceptible aux émissions d'autres systèmes

- Il ne produit aucune interférence avec lui-même.

I.4 Normes CEM

I.4.1 Généralités

La compatibilité électromagnétique met en jeu un système « coupable » et un système « victime » (figure I-1).

Il existe donc des normes relatives à chacun des deux types de systèmes mentionnés ci-dessus : les normes d'émissivité pour les « coupables » et d'immunité pour les « victimes ».

Le but des normes est tout d'abord de servir d'outil, pour démontrer, de manière rigoureuse et reproductible, la présomption de conformité aux exigences essentielles de la directive CEM. Elles prennent en compte la plupart des phénomènes de perturbations rencontrés et permettent ainsi de valider l'aptitude d'un dispositif ou d'un système à fonctionner de façon satisfaisante dans un environnement électromagnétique prédéterminé, en fonction des niveaux de sévérité appliqués.

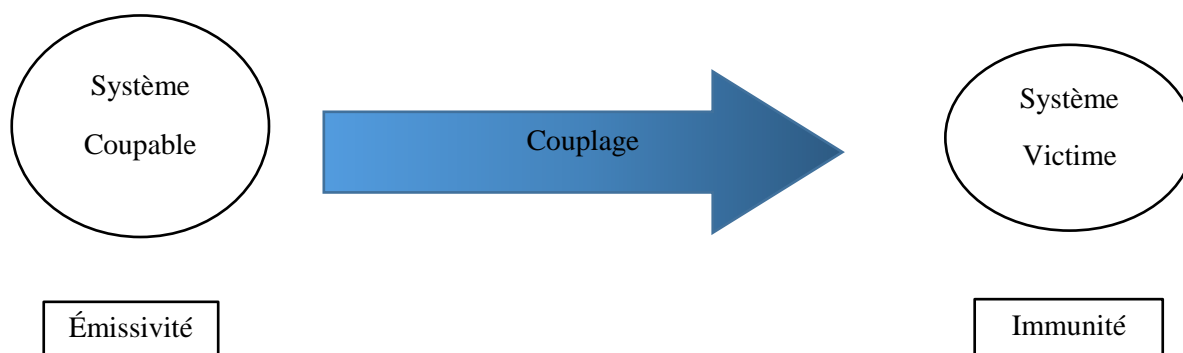


Figure I.1: Système coupable et victime [2]

I.4.2 Émissivité

Ce terme est employé pour évaluer le pouvoir perturbateur d'un appareil ou les perturbations générées par ce dernier soit :

- Perturbations conduites (câbles, supports, ...)
- Perturbations rayonnées (sous forme d'onde électromagnétique)

I.4.3 Immunité

En plus de la réduction nécessaire du niveau d'émission, mais le système immunitaire ne doit pas être oublié, car l'immunodéficience peut entraîner un mauvais fonctionnement des systèmes ou même leurs dysfonctionnement [3]. Le manque d'immunité, c'est-à-dire la susceptibilité élevée, nécessite de prendre en compte le comportement d'un système lorsqu'il est perturbé. Il peut donc en découler des conséquences sur la sécurité.

On distingue trois types de normes relatives à l'immunité des systèmes :

- Les normes fondamentales qui présentent un fait de perturbation électromagnétique et la méthodologie d'essai analogique (exemple : immunité aux décharges électrostatiques) [4].
- Les standards génériques qui se réfèrent aux standard dominant et fixent des niveaux de dureté en fonction de deux types d'environnements domestique et industriel. [5, 6].
- Les normes spécifiques aux produits, tiennent compte de la spécificité des équipements concernés [7].

La notion de compatibilité naît de la confrontation entre ses deux aspects autour d'une ligne de partage « **niveau de compatibilité** » comme le montre la figure ci-dessous :

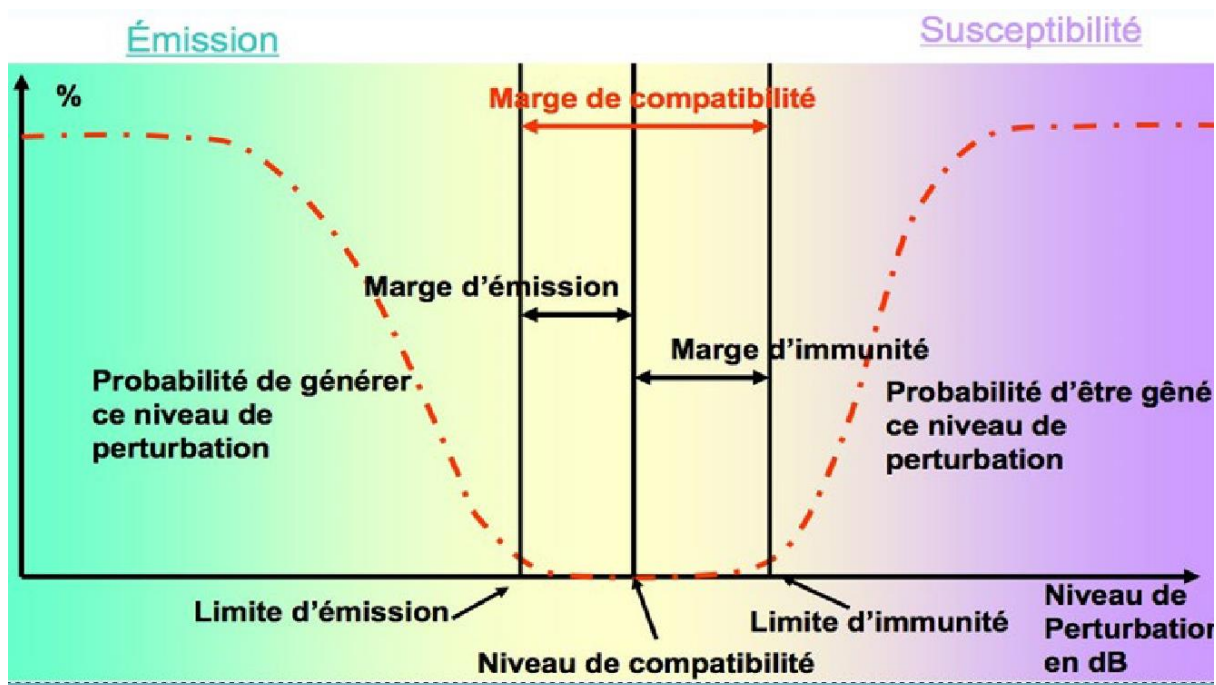


Figure I.2: Marges de perturbations électromagnétiques [3,4]

I.5 Composants essentiels de la CEM

La perturbation est le résultat de l'agression de deux composants. Le composant qui génère la perturbation est appelé la source tandis que l'autre composant est appelé victime qui reçoit cette perturbation (figure I.3).

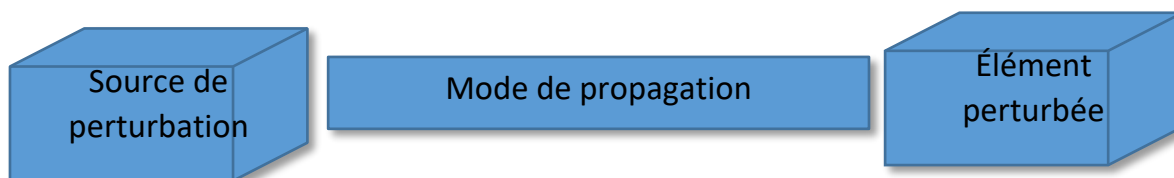


Figure I.3 : Éléments déterminants de la CEM

I.5.1 Source de perturbation

On appelle « perturbation électromagnétique » tout phénomène électromagnétique capable de dégrader les performances d'un équipement ou d'un système. Elles peuvent être un bruit électromagnétique, un signal non désiré ou une modification du milieu de propagation.

On distingue la perturbation électromagnétique par : [8,9]

- Leur origine : interne (manœuvre), ou externe (foudre).
- Leur nature temporelle : permanente ou transitoire.
- Leur contenu fréquentiel : basse fréquence, moyenne fréquence, haute fréquence

I.5.2 Modes de propagation d'une perturbation

Le mode de propagation d'une perturbation appelé aussi couplage électromagnétique montre le passage qu'emprunte une perturbation générée par la source pour agresser une victime.

I.5.3 Élément perturbé ou victime

Il s'agit généralement d'un équipement comprenant une partie électronique, qui présente un dysfonctionnement dû à la présence de perturbations électromagnétiques généralement d'origine extérieure à l'équipement.

I.6 Mode de couplage

Le couplage est un phénomène physique permettant la propagation d'une perturbation de la source à la victime (figure I.4). Il existe principalement six modes de couplage, deux en mode conduit et quatre en mode rayonné (deux en champ proche et deux en champ lointain).

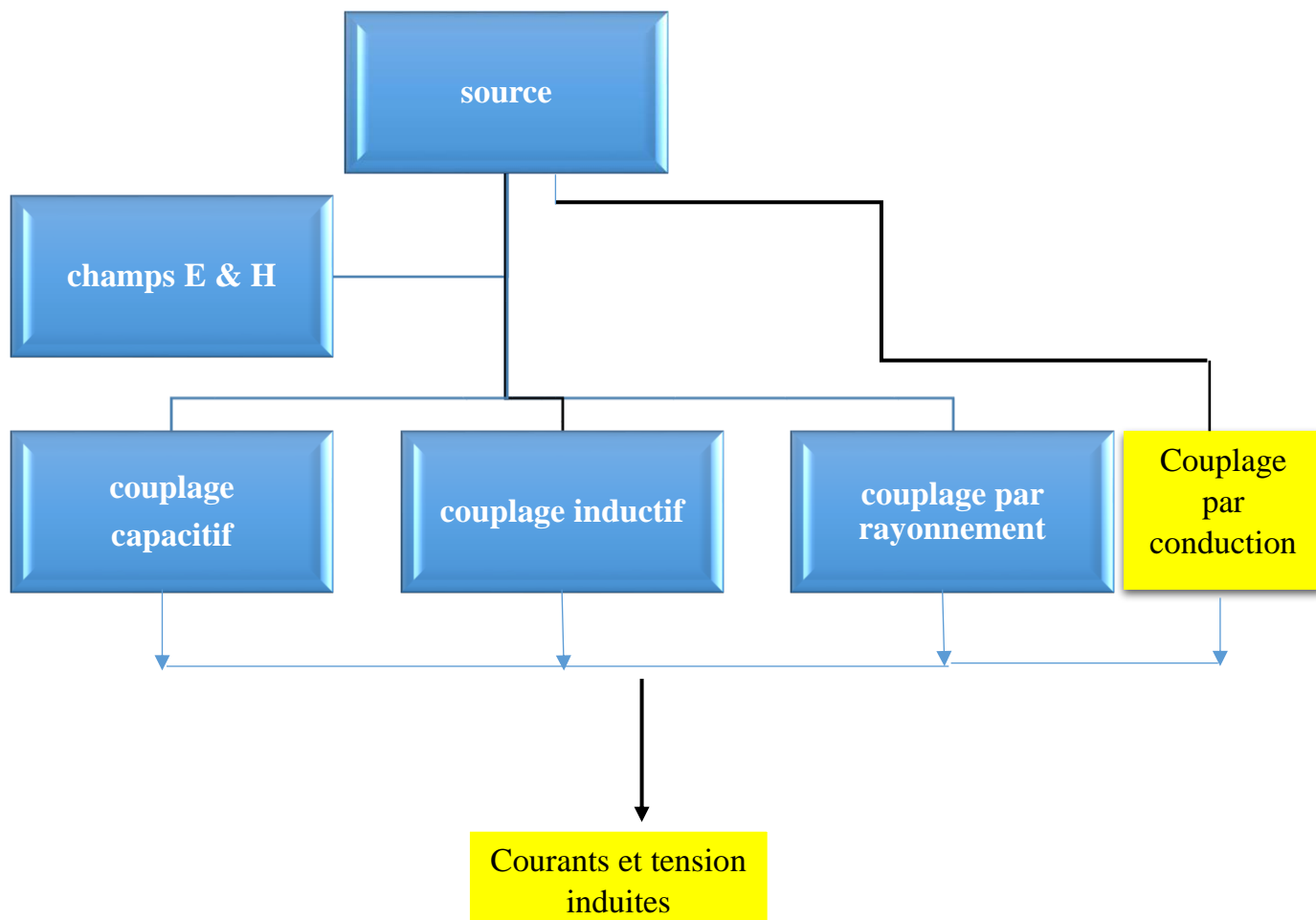


Figure I.4: Mode de couplage [10]

I.6.1 Couplages en mode conduit

I.6.1.1 Mode commun ou par impédance commune

Le mode commun est un mode parasite. On l'appelle aussi parallèle, mode longitudinal. Le courant de MC se traverse sur tous les conducteurs dans le même sens et revient par la masse (figure I.5). La tension de MC est mesurée entre la masse d'une part et le potentiel moyen de tous les fils d'autre part. Les perturbations électromagnétiques se couplent avec efficacité sur les câbles.

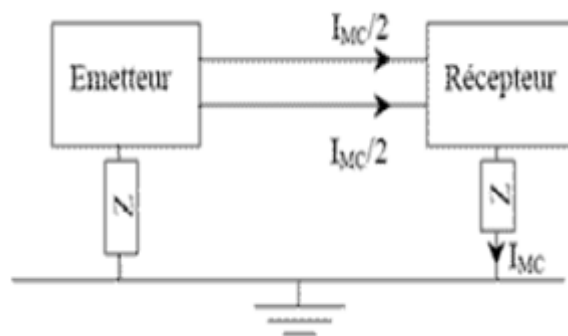


Figure I.5: Principe du couplage en mode commun [10]

Les remèdes pour diminuer ce couplage sont :

- Diminuer l'impédance de la masse Z .
- Circuit imprimé multicouches.
- Plan de masse.
- Diminuer le courant parasite.
- Alimenter les circuits de puissance en priorité.
- Découpler les composants à fort di/dt .
- Séparer l'analogique et le numérique.

I.6.1.2 Mode différentiel

Le mode différentiel (MD) est la manière normale de transmettre tous les signaux électriques. On l'appelle aussi mode symétrique, série ou mode normale.

Le courant de MD se propage sur l'un des conducteurs et revient en opposition de phase sur les autres conducteurs. La tension différentielle se mesure entre les conducteurs.

I.6.1.3 Couplage « carte à châssis »

C'est un type de perturbation électromagnétique créée entre un circuit et son châssis. Lorsque le circuit est dominé à une tension changeante entre le circuit et son châssis se crée une capacité dans laquelle un courant parasite peut circuler. Par conséquent, ce courant parasite modifiera le fonctionnement des composants se trouvant dans le circuit (figure I.6).

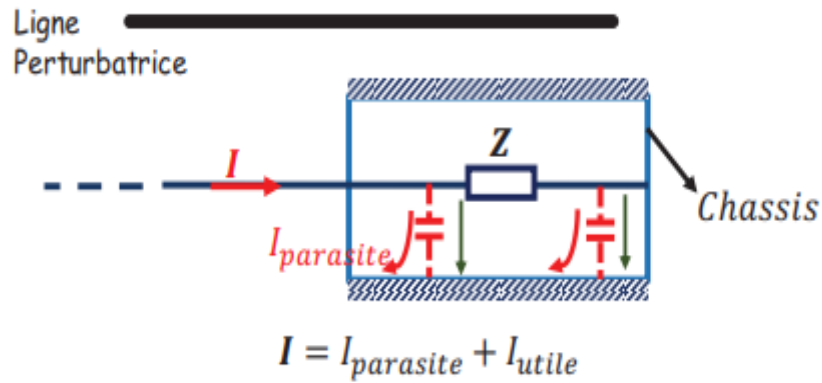


Figure I.6: Couplage par carte à châssis [10]

I.6.2 Couplages par rayonnement

I.6.2.1 Couplages en champ proche

Ces couplages en champ électrique ou magnétique peuvent être représentés respectivement par des liaisons capacitatives ou des mutuelles inductances. Quand ces couplages interviennent sur des connexions électriques, on parle alors de couplages câble à câble ou de phénomènes de diaphonie capacitive ou inductive.

I.6.2.1.1 Couplage par diaphonie inductive

a/ Diaphonie inductive de mode différentiel

Le phénomène physique du couplage par diaphonie inductive est simple. Si un courant dans un conducteur source génère un champ magnétique, un conducteur voisin se comporte comme une boucle victime par rapport à son propre conducteur de retour. Cette boucle intercepte une partie du champ magnétique généré par le conducteur source. La variation du flux magnétique dans la boucle y induit une tension au niveau du système victime (Figure I.7).

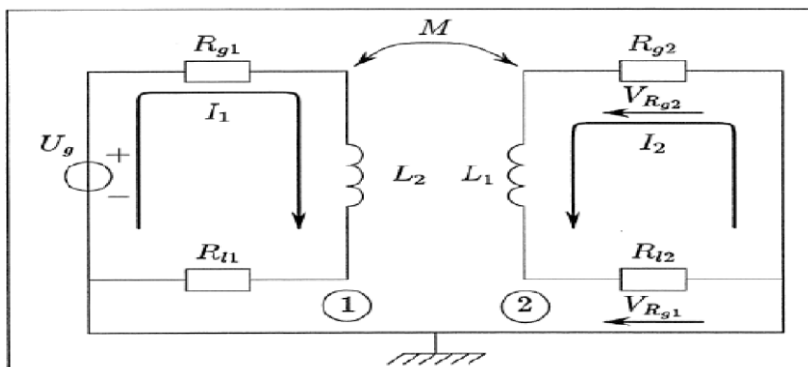


Figure I.7: Modèle électrique d'un couplage par diaphonie inductive [10]

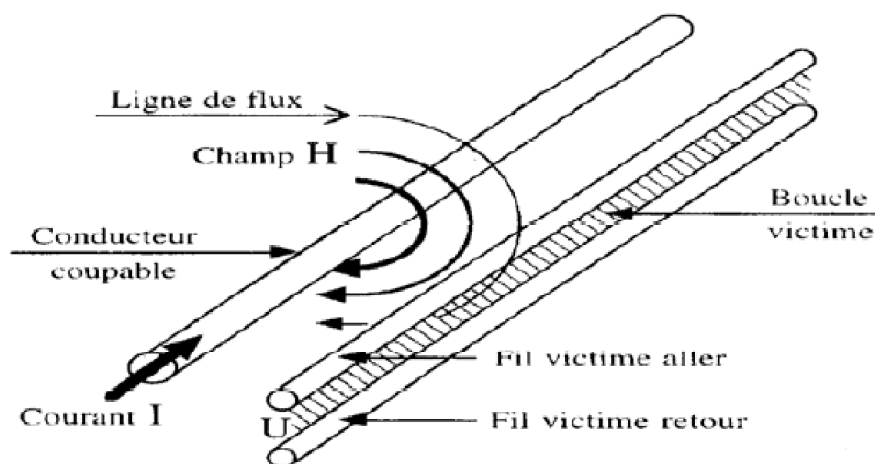


Figure I.8: Effet de la diaphonie inductive de mode différentiel [10]

La figure I.8 présente une illustration de la diaphonie inductive en mode différentiel.

La tension induite U est égale à :

$$U = -L \cdot di/dt \text{ où en régime harmonique } U = 2\pi \cdot f \cdot L \cdot I$$

I-1

Avec :

F : fréquence du courant source.

L : mutuelle inductance.

I : courant source de la perturbation.

di/dt : vitesse de variation du courant.

Les remèdes pour diminuer ce couplage sont :

- Diminuer la mutuelle inductance en éloignant le fil perturbé du fil perturbateur.
- Utiliser des paires torsadées (utiles contre la diaphonie en MD uniquement).
- Câbles plats blindés, de mise en œuvre difficile, efficaces uniquement en HF.
- Multiplier les conducteurs de la masse.
- Adapter les impédances terminales des lignes.
- Câbles en nappe torsadés : alterner signal et masse

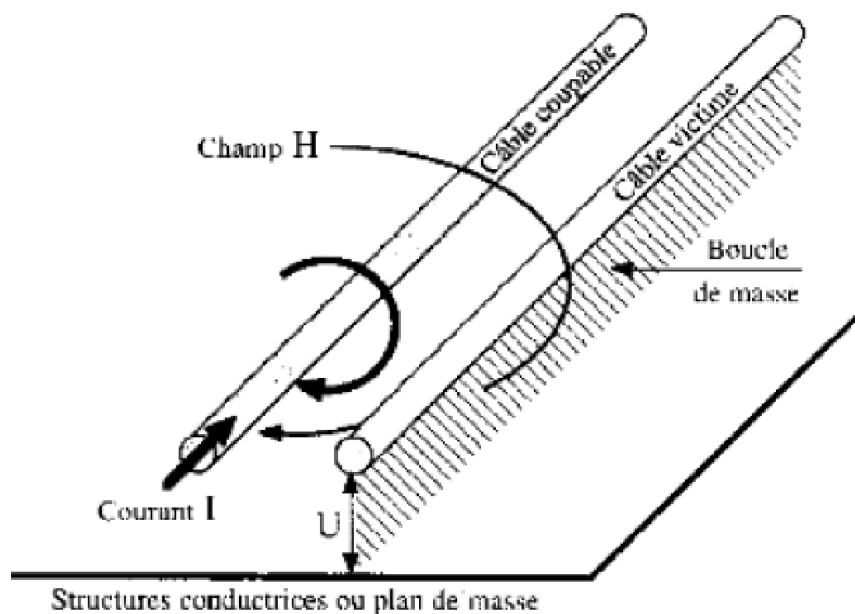


Figure I.9: Effets de la diaphonie inductive de mode commun [10]

b/ Diaphonie inductive de mode commun

Pour ce couplage, le champ magnétique est généré par le courant de mode commun sur un câble, et la tension parasite est induite entre un câble parallèle et le conducteur de masse le plus proche. Il est évident que plus la distance entre le câble victime et le conducteur de masse le plus proche est faible, plus la tension induite est faible (figure I.9).

Remarque : Les courants de MC sont supérieurs en intensité aux signaux utiles en MD.

Les remèdes pour diminuer ce couplage sont :

- Diminuer la mutuelle inductance en éloignant le système perturbé du système perturbateur.
- Utilisation d'anneau de garde relié au 0 Volt autour des pistes sensibles.
- Éviter les parcours parallèles de câbles sur de longues distances.
- Mettre le conducteur de retour dans le même câble que le conducteur aller.
- Diminuer la vitesse de variation du courant.
- Plaquer les conducteurs victimes et perturbateurs sur la masse.
- Travailler en basse impédance.

I.6.2.1.2 Couplage par diaphonie capacitive

Le phénomène de base est aussi simple que celui de la diaphonie inductive : une tension entre deux conducteurs génère un champ électrique. Un conducteur voisin victime intercepte une partie des lignes de ce champ électrique et collecte par conséquent un courant perturbateur (figures I.10 et I.11)

Dans tous les cas, la diaphonie capacitive est nulle en continu, et elle demeure très faible tant que la fréquence de la tension coupable reste dans la gamme des fréquences industrielles.

La notion de capacité de couplage parasite nous évite de calculer les champs électriques. Cette capacité de couplage nous permet de calculer le courant collecté par un conducteur victime :

$$I = C \cdot dv/dt \text{ où en régime harmonique : } I = 2\pi \cdot f \cdot C \cdot V \quad \text{I-2}$$

Avec :

I : courant collecté par la piste victime en A.

f : fréquence du signal source en Hz.

C : capacité de couplage en F.

V : tension de source coupable.

dv/dt : vitesse de variation de la tension coupable

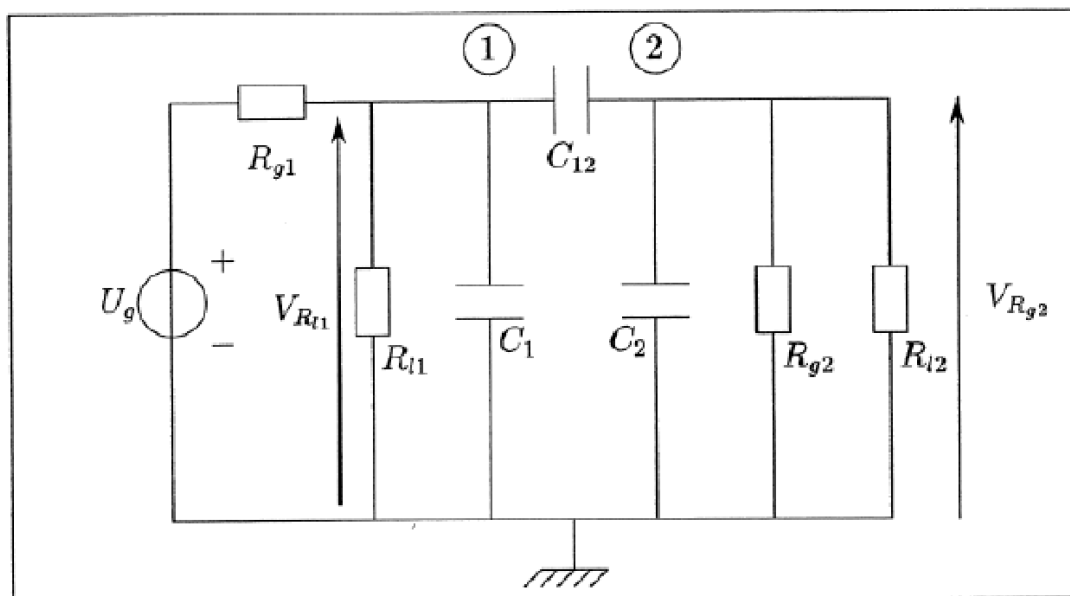


Figure I.10: modèle électrique d'un couplage par diaphonie capacitive [10]

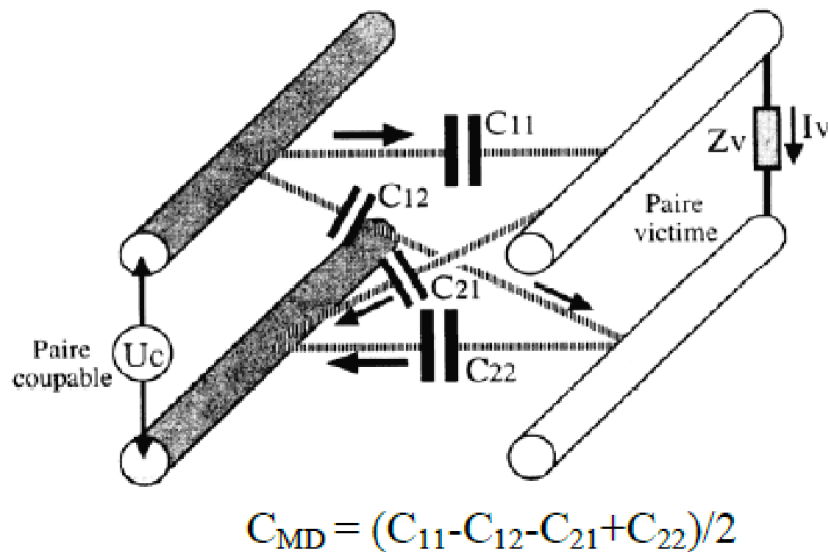


Figure I.11: diaphonie capacitive entre quatre conducteurs voisins [10]

Les remèdes pour diminuer ce couplage sont :

- Limiter les variations rapides de tension.
- Diminuer la capacité de couplage entre les deux circuits (éloigner les conducteurs).
- Un écran conducteur, tresse, feuillard, plastique conducteur, est efficace même aux basses fréquences.

I.6.2.2 Couplage en champ lointain (Haute fréquence)

I.6.2.2.1 Couplage champ à fil

Ce phénomène physique est utilisé par les antennes d'automobiles pour convertir le champ radioélectrique en courant électrique conduit. La figure I.12 illustre le principe de ce mode de couplage.

Le courant collecté en fonction du champ électrique peut s'exprimer de deux manières selon la valeur de L :

$$\text{Si } L < c/4.f \Rightarrow I = E.L.2.f / (2400 \ln(L/2.d)) \quad \text{I-4}$$

$$\text{Si } L > c/2.f \Rightarrow I = 1,25. E/f \quad \text{I-5}$$

Avec :

L : longueur du fil en m

E : champ électrique en V/m

f : fréquence du champ E

c : célérité de la lumière (3.10^8 m/s)

I : courant parasite en A

d : distance source-fil en mètres (m)

Les remèdes pour diminuer ce couplage sont :

- Pour le réduire on peut diminuer l'effet d'antenne en rapprochant le câble de la masse, en blindant ou en éloignant le champ électrique perturbateur.
- Effet réducteur : Plaquer le câble contre un plan de masse conducteur.

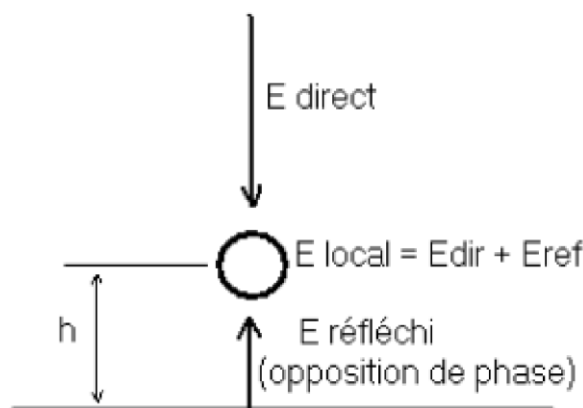


Figure I.12: couplage champs à fil [10]

I.6.2.2.2 Couplage champ à boucle

Le phénomène de base est celui qu'utilisent les antennes de ferrite des postes à transistors ou des cadres d'appareils de goniométrie. La cause est un champ magnétique variable, l'effet une tension induite dans une boucle interceptant du flux magnétique.

Un courant $I = U / Z$ va circuler, U étant la tension induite dans la boucle ouverte et Z l'impédance totale du circuit.

1.7 Champ électrique, champ magnétique et champ Électromagnétique

Tout fil conducteur sous tension produit un champ électrique dans son voisinage. Son intensité se mesure en volts par mètre (V/m). Contrairement aux champs électriques, les champs magnétiques n'apparaissent que lors du passage d'un courant électrique dans un conducteur. Leur intensité se mesure en ampères par mètre (A/m) ou en micro-Teslas (μT).

Un champ électromagnétique apparaît dès lors que des charges électriques sont en mouvement. Ce champ résulte de la combinaison de 2 ondes l'une électrique et l'autre magnétique qui se propagent à la vitesse de la lumière. Tout conducteur traversé par un courant électrique rayonne un champ

magnétique H . Si un conducteur électrique formant une boucle S est traversé par le champ magnétique H , toute variation de H va induire une f.e.m dans la boucle, entraînant la circulation d'un courant de perturbation dans le circuit fermé.

La perturbation est proportionnelle à la surface de la boucle et la variation dH / dt . Elle devient importante pour des phénomènes transitoires rapides et lorsque la surface de la boucle est importante.

I.8 CEM et sécurité

La sécurité des systèmes implique des prescriptions normatives supplémentaires à celle de la CEM. De nombreux produits ou systèmes conformes aux normes d'immunité ont présenté des dysfonctionnements en exploitation. À partir de l'analyse de risque qui doit précéder toute démarche d'amélioration et de validation du niveau de sécurité, il est nécessaire de déterminer les parties critiques sur le plan sécurité, de définir une marge de compatibilité en tenant compte de l'environnement dans lequel sera utilisé le système et un mode de défaillance.

I.9 Conclusion

Ce chapitre avait pour ambition d'introduire les principaux aspects théoriques liés à la discipline dite CEM. En premier lieu nous avons défini ce que veut dire la compatibilité électromagnétique et ces éléments de base, et par la suite nous avons présenté une description succincte des différents modes de couplages électromagnétiques entre les systèmes source et victime que l'on peut rencontrer.

Chapitre II

*Phénomène naturel dit la
foudre*

II.1 Introduction

La foudre représente un phénomène naturelle qui se fournie par une décharge électrique violente d'origine atmosphérique qui se développe entre un nuage et la terre, en un ou plusieurs coups. A cause de ces effets sur les différents systèmes électriques, électroniques et de télécommunication, il attire l'intérêt des différents chercheurs électrotechniciens.

Dans ce chapitre nous allons entamer la phénoménologie de la foudre et ses caractéristiques, son originalité et son historique, ensuite on présente une brève illustration concernant le déclenchement artificiel de la foudre et puis les effets de la foudre.

II.2 Historique

Dès l'époque, la foudre fait impressionner l'humain surtout dans la période préhistoire car des peintures rupestres sont trouvées qui décrit la foudre comme une pierre ou un hache lancée du ciel, détruisant tous sur son passage.

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. [12]

II.2.1 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, tel qu'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 [17].

II.3 Phénomène de la foudre

II.3.1 Définition

La foudre est un phénomène naturel de décharge électrique (figure II.1) qui se produit à partir des orages de nuages (cumulonimbus), à l'intérieur d'un nuage, entre nuages ou entre le nuage et le sol. Elle peut occasionner des sérieux dégâts lorsqu'elle frappe des constructions ou des êtres vivants.

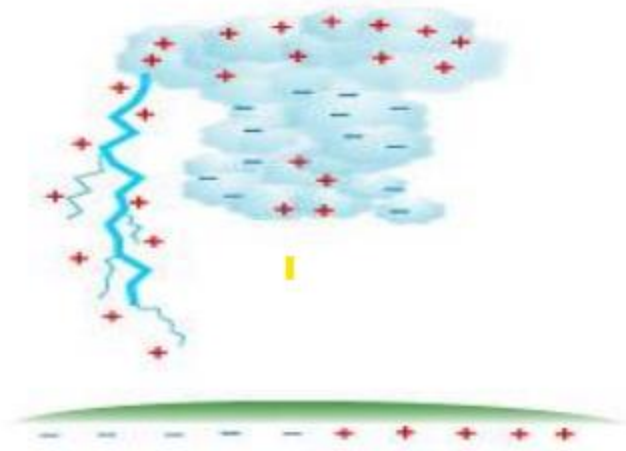


Figure II.1: Décharge électrique [14]

L'impact de la foudre sur une installation est équivalent à un générateur de courant très fort (10 à 100 kA et plus). Il produit une surtension considérable. [14]

Ces surtensions sont très dangereuses dans la mesure où elles causent des dégâts importants au niveau de l'isolation des lignes de transmission et au niveau des équipements constituant le système d'énergie électrique.

- L'étude de la foudre a deux aspects :

- **Aspect physique :** mécanisme de la foudre.
- **Aspect électrique :** protection contre la foudre.

Remarque : 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 arbre, et peut causer un incendie.

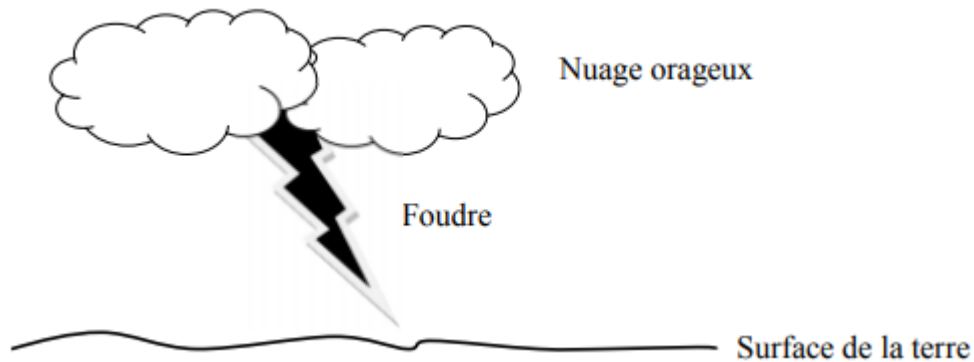


Figure II.2 : coup de foudre [14].

La figure II-2 ci-dessus présente une décharge de foudre nuage-sol (coup de foudre tombant sur la terre).

II.3.2 Formation de la foudre

Quand un front froid rencontre un front chaud, ce premier passe sous le second, créant des vents ascendants et descendants dans les cumulonimbus (nuages orageux), 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'électrisation 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 (figure II.3).

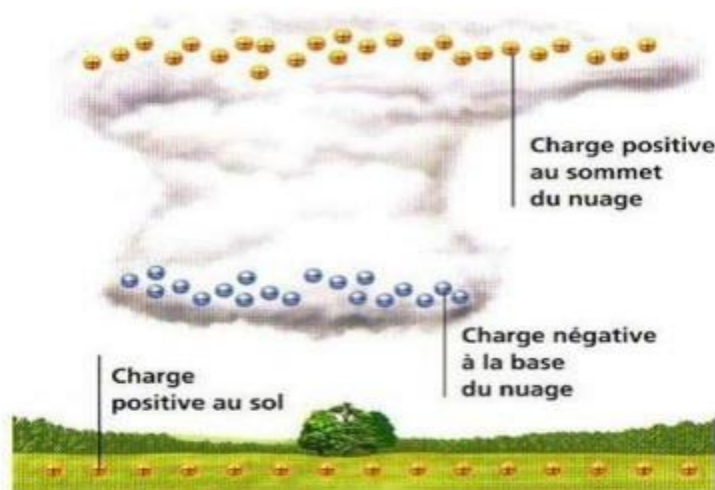


Figure II.3 : Formation de la foudre [14].

Ces modifications altèrent également la charge électrique au sol, qui devient négative. Lorsque la différence de potentiel est très importante, il y a une violente décharge électrique entre le nuage et le sol, le plus souvent, ou entre les nuages. [14]

II.3.3 Choix du point d'impact

Le champ électrique moyen augmente simultanément avec l'approche du traceur descendant au sol, et quand il atteint l'altitude de 200 m à 100 m le champ électrique lui aussi peut atteindre quelque centaines de KV/m. Donc, on peut conclure que le point d'impact est lié directement à la valeur du champ électrique au niveau du sol [15].

La figure II.4 suivante représente des exemples du point d'impact de la foudre.



Figure II.4 : Choix du point d'impact [15].

Remarque : le traceur est une décharge préliminaire peu lumineuse qui se produit entre la terre et le nuage, préparant le chemin au canal de la foudre.

II.4 Origine des surtensions de la foudre

II.4.1 Coup de foudre sur les lignes aériennes

En touchant une ligne, la foudre crée une onde de courant de plusieurs milliers d'Ampères qui provoque une surtension sur les appareils raccordés à la ligne.

II.4.2 Coup de foudre sur la terre

En touchant le sol, la foudre provoque une remontée de potentiel électrique de la terre qui entraîne des surtensions dans les câbles souterrains et les prises de terre.

II.4.3 Rayonnement électromagnétique d'un coup de foudre

Le champ électromagnétique créé par la foudre (plusieurs milliers de Volts par mètre à plus d'un kilomètre de son point d'impact) crée des surtensions sur les équipements électriques qui sont à plusieurs kilomètres autour du point d'impact.

II.5 Classification des coups de foudre

II.5.1 Types de coup de foudre

La première étape d'un coup de foudre est toujours une pré-décharge peu lumineuse, ou un traceur ; qui progresse au milieu d'air avec une vitesse relativement faible. Cette pré-décharge à son origine peut être, soit dans le nuage et elle se développe alors en direction du sol, ou bien au niveau du sol et progresse en direction de nuage.

On classe les coups de foudres d'une part selon le sens de développement du traceur (ou leader) qui déclenche la décharge, et d'autre part selon le sens d'écoulement du courant principal (positive ou négative) [11,13].

II.5.1.1 Coup de foudre descendant

Le développement du traceur se fait à partir du nuage, caractérisé par son arborescence ouverte vers le bas, il comporte une phase initiale ou pré-décharge qui se propage par bonds successifs du nuage vers le sol (traceur). A l'extrémité de ce traceur, le champ électrique est extrêmement élevé, ce qui augmente localement le champ au sol.

Dès que la pointe du traceur approche du sol, des pré-décharges ascendantes vont se développer à partir de ce dernier. Lorsque ces deux canaux se rejoignent, un pont conducteur entre nuage et sol s'établit et permet ainsi le passage d'un courant de forte intensité. Ce genre de coup de foudre est le plus fréquent [13].

II.5.1.2 Coup de foudre ascendant

Le développement du traceur se fait à partir du sol, il est caractérisé par une arborescence ouverte vers le haut. Dans le cas des pylônes de grande hauteur ou de tours, l'effet couronne peut créer une décharge à partir du sol qui va se développer suffisamment loin pour atteindre les nuages. Dès qu'un canal conducteur est créé, les charges accumulées dans les nuages vont bien s'écouler au sol. Le coup de foudre ascendant est très fréquent dans les zones montagneuses [13].

II.5.1.3 Coup de foudre positif

Le bas de nuage est chargé positivement. Une seule décharge apparaît durant une durée de 0.1 à 0.2 s. La durée d'attaque varie entre 20 μ s à 50 μ s et l'amplitude du courant des coups positifs est généralement supérieure à celle des coups de foudres négatifs [13].

II.5.1.4 Coup de foudre négatif

Le bas de nuage est chargé négativement. Les décharges sont multiples et variées. Une première décharge partielle de durée de front de 10 μ s à 15 μ s, succède des décharges d'attaque plus raides et de descente plus douce [13].

Ces quatre types de coup de foudre sont présentés par la figure II.6, à savoir : traceur négatif descendant, traceur positif descendant, traceur positif ascendant et traceur négatif ascendant.

Remarque : les types de coup de foudre présentés précédemment présentent que les coups de foudre nuage-sol, il d'autres décharges de foudre qui s'apparait entre deux nuages (inter-nuage) et d'autre qui s'apparait dans le nuage lui-même (intra-nuage).

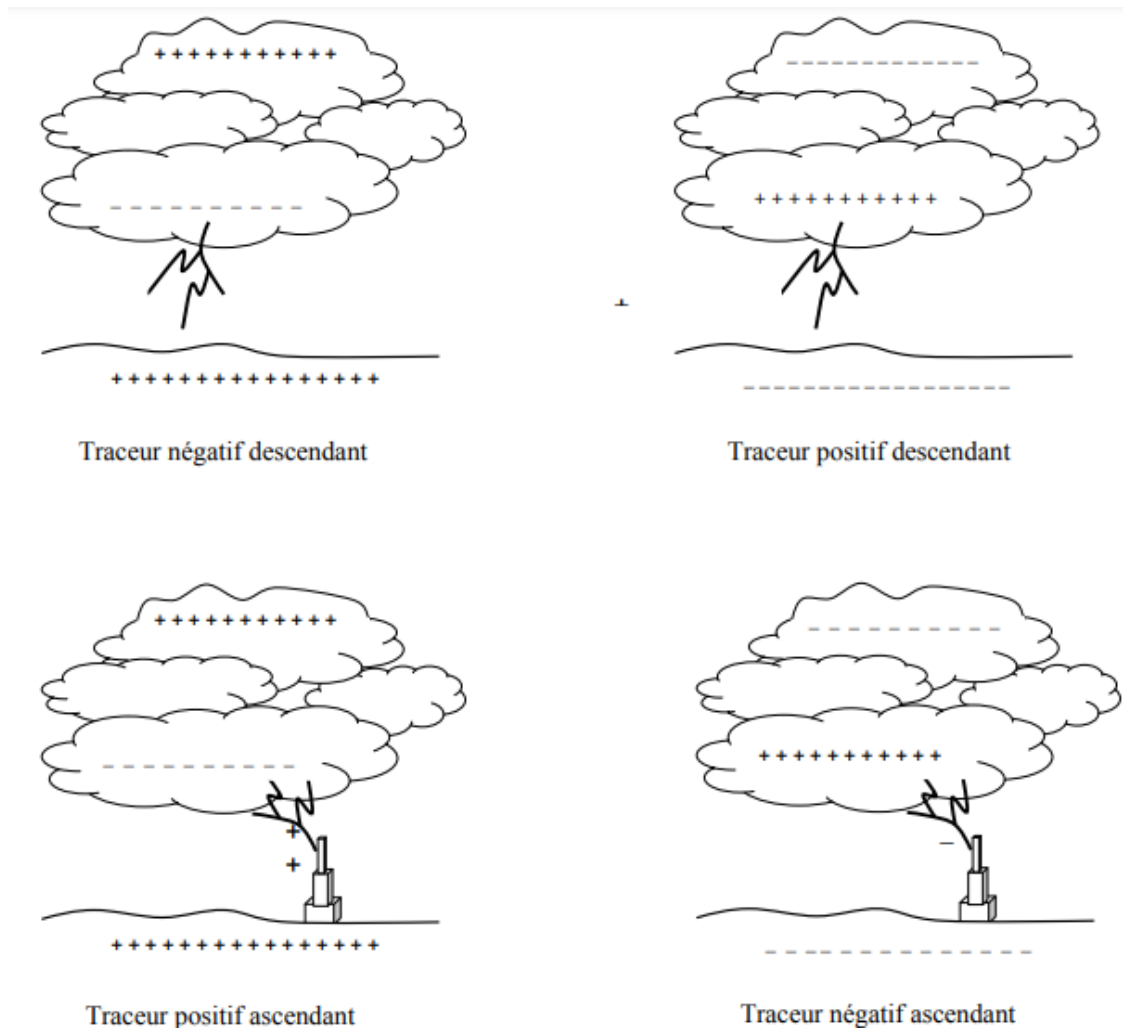


Figure II.6 : Les différents types de coupes de foudre [13].

II.6 Caractéristique de la foudre

La foudre, souvent accompagnée d'orages, est un grand arc électrique d'électricité statique à l'intérieur où un canal conducteur est formé et des charges électriques sont transmises, La foudre peut se produire d'une manière ou d'une autre dans les nuages eux-mêmes, entre eux deux nuages, entre nuage et vent et entre nuage et terre.

Habituellement, la distribution des charges dans les nuages convectifs crée un réseau d'électricité lourde. Au-dessus du nuage, plat et censé rester droit, des charges positives s'accumulent dans les petits cristaux de glace à cause des courants thermique. Au centre généralement dans la plage de température comprise entre -20 et -10°C , les points négatifs sont trop nombreux. Tous les dipôles formés sont égaux

à des dizaines de coulombs, séparés les uns des autres de quelques kilomètres verticalement. Généralement, la base du nuage forme une petite région des charges positives, dont la charge n'est que de quelques coulombs. Le nuage forme une petite zone avec des charges positives, dont seulement quelques-unes le chargent [16,19].

II.7 Effets de la foudre

Les effets de la foudre sont ceux d'un courant d'impulsion à haute résistance qui au début se répand dans un espace gazeux (l'atmosphère), puis dans un espace 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.
- 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 cause deux fondamentaux types d'accidents :

- les accidents provoqués par un coup de foudre direct lorsque cette dernière frappe un bâtiment ou une zone typique. Cela peut apporter des dommages considérables, souvent par l'incendie. La protection contre cet inconvénient est fournie par les paratonnerres.
- les accidents causés indirectement, Quand 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 précède, lorsqu'un coup de foudre nuage-sol ou nuage-tour aura lieu, le courant de l'arc en retour crée un champ électromagnétique. Le couplage entre ce dernier champ avec divers systèmes électriques, électroniques ou de télécommunication déclenche des déséquilibres électromagnétiques qui se produisent sous la forme des courants ou des tensions induites qui

superposent aux signaux utiles de ces systèmes, ce qui apporte des dommages intolérables soit au niveau des matérielles ou bien au niveau du bon fonctionnement [15, 18].

II.8 Déclanchement artificiel de la foudre

Le déclenchement artificiel de la foudre a été utilisé afin de maîtriser le point d'impact. Pour déclencher la foudre artificiellement on utilise une fusée reliée à un filin qui est partiellement ou totalement métallique, on appelle cette méthode fusée-fil (figure II.7).

Le principe de fonctionnement de cette méthode est simple, à l'approche d'un nuage orageux on lance une petite fusée à la direction du nuage, cette fusée déroule derrière elle un fil mince métallique s'échappant d'une bobine, quand cette première 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 volatilisant. Les séquences traceurs-arc en retour obtenues par cette technique sont très similaires à celles correspondant à des décharges naturelles [11].

La méthode fusée-fil est la plus couramment utilisée car elle est facile à mettre en œuvre et présente également l'avantage d'avoir un coût relativement faible.



Figure II.7 : Déclanchement artificielle de la foudre [11].

II.9 Conclusion

Dans ce chapitre, on a fait une courte synthèse concernant la présentation de quelques facettes liées à la physique du phénomène naturelle dit la foudre. La foudre est un phénomène naturel susceptible de détruire une grande diversité de matériels, la quantité d'électricité transportée lors de chaque décharge est extrêmement importante et même dans le cas de petite décharges, provoque des tensions qui excèdent largement les tensions maximum admissibles des matériels électrique, alors la protection contre le danger de la foudre est important. La modélisation mathématique du phénomène physique de la foudre fera l'objet du prochain chapitre.

Chapitre III

Modélisation de la foudre

III.1 Introduction

Dans le cas de l'interaction des champs électromagnétiques générés par la foudre avec les différents systèmes électriques et/ou électroniques la connaissance de ces champs et des ses sources est très importante. La source du champ électromagnétique rayonné par la foudre est la propagation du courant d'arc en retour le long du canal de foudre.

Nous intéressons dans ce chapitre par la modélisation du courant d'un coup de foudre nuage-sol ainsi par la modélisation du champ électromagnétique généré par ce type de coup de foudre.

III.2 Modélisation du courant a la base du canal de foudre

Pour simuler le courant à la base du canal de foudre on est bousin de le modéliser mathématiquement. Des différentes expressions analytiques sont présentée dans la littérature dont le but est de d'obtenir l'allure du courant à la base du canal de la foudre. Dans ce qui suit nous présentons les modèles les plus utilisés et les plus populaires.

III.2.1 Modèle bi-exponentiel

C'est le modèle le plus dominant adopté et le plus utilisé dans la littérature [20, 21]. Pour le premier arc en retour, les équations décrivant ce modèle est les suivantes :

Premier arc en retour

$$i(0,t) = I_0 (\exp (-\alpha t) - \exp (-\beta_1 t)) \quad \text{III-1}$$

Arc en retour subséquent

$$i_s(0,t) = I_0/2 \exp (-\alpha t) - \exp (-\beta_1 t) \quad \text{III-2}$$

Où :

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_1 : l'inverse de la durée de l'impulsion du courant de foudre.

Ces grandeurs sont évaluées à partir des mesures. *Dennis et Pierce* ont proposé ces valeurs :

1 ^{er} arc en retour	Arc en retour subséquent
$I_0 = 30\text{kA}$	$I_0 = 10\text{kA}$
$\alpha = 2.104 \text{ S}^{-1}$	$\alpha = 1,4.104 \text{ S}^{-1}$
$\beta_1 = 2.105 \text{ S}^{-1}$	$\beta_1 = 6 \text{ } 106 \text{ S}^{-1}$

Tableau III.1 : Valeurs des paramètres I_0 , α et β_1 , pour le 1^{er} arc en retour et Arc en retour subséquent.

Leteinturier quant à lui a adopté les valeurs suivantes [22], pour ces paramètres :

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

$$\alpha = 3.104 \text{ s}^{-1}$$

$$\beta_1 = 107 \text{ s}^{-1}$$

Cianos et Pierce ont proposé d'adjoindre une 2^{ème} exponentielle à la première exponentielle (modèle bi- exponentiel) aboutissant à l'expression suivante du courant à la base du canal [22] :

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

Avec :

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

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

I_{01} : Amplitude de courant i_1

α, γ : Inverse du temps de montée de l'impulsion des courants i_1 et i_2

β, δ : Inverse de la durée de l'impulsion du courant i_1 et i_2

Dans le tableau ci-dessous sont consignées les constantes de ces deux fonctions.

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	$18 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^{12}$	10	10^4	$9.4 \cdot 10^4$

Tableau III.2 : Paramètres des fonctions bi- exponentielles du courant à la base du canal de la foudre [23]

La figure III.1 indique les variations temporelles du courant à la base du canal liées aux deux types d'arc en retour de la foudre (premier arc en retour (Figure III.1-a) et arc en retour subséquent (Figure III.1-b)). A l'issue de ces deux résultats on peut constater que la plus grande amplitude est remarquée au niveau de du courant du premier arc en retour et le temps de montée le plus court est celui du courant d'arc en retour subséquent.

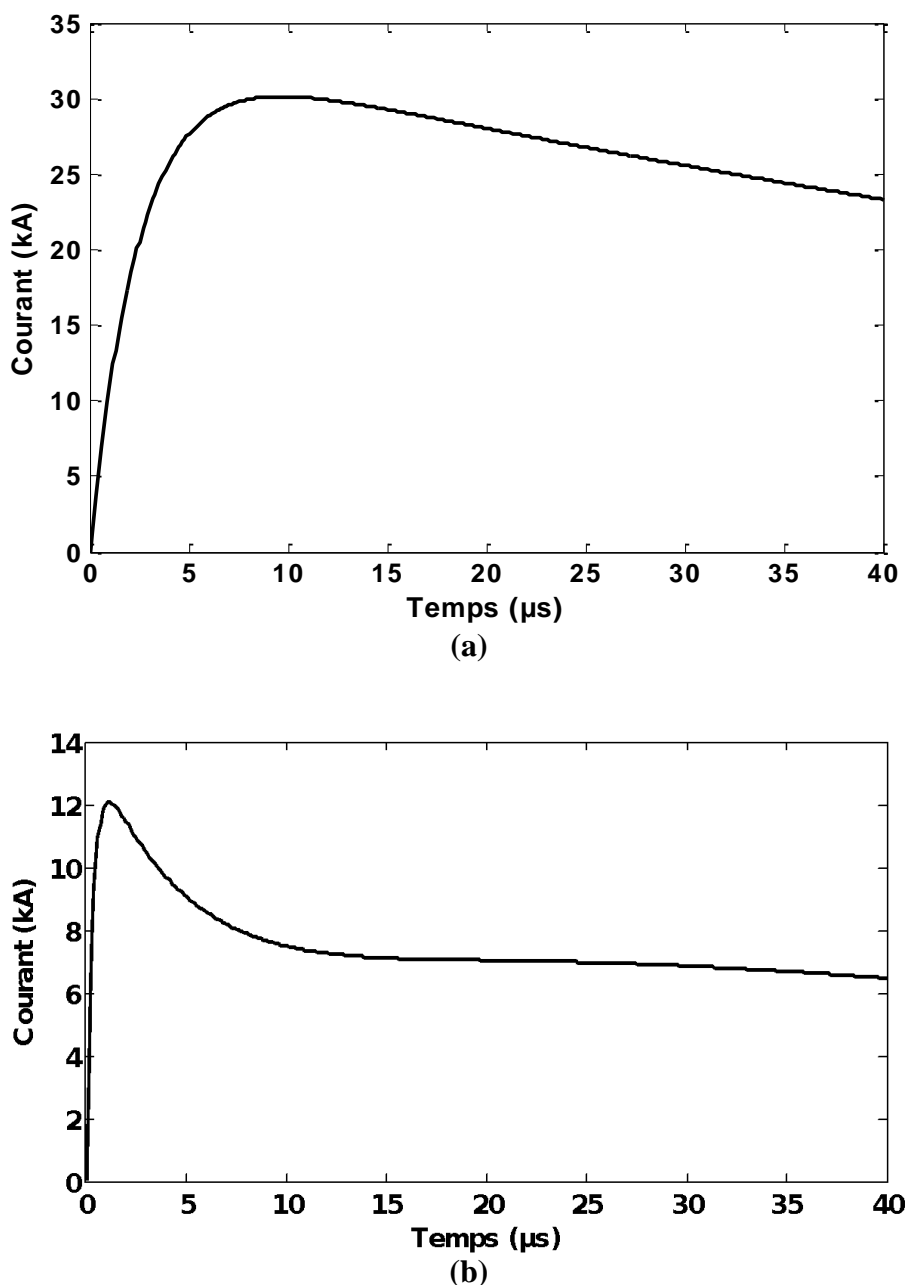


Fig. III.1 : Courants à la base du canal de foudre calculés à l'aide du modèle bi-exponentiel correspondant (a): Au premier arc en retour, (b): À l'arc en retour subséquent

III.2.2 Modèle d'Heidler

Heidler a proposé une nouvelle formule analytique du courant à la base du canal de foudre. Le courant à la base du canal de foudre pour un le premier arc en retour s'écrit sous la forme suivante [24, 25] :

$$i_1(0, t) = \frac{I_1}{\eta_1} \cdot \frac{\left(\frac{t}{\tau_1}\right)^n}{1 + \left(\frac{t}{\tau_1}\right)^{n_1}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \quad \text{III-6}$$

I_1 : Amplitude maximale du courant i_1

τ_1 : Temps de montée du courant i_1

τ_2 : Durée de l'impulsion de i_1

$$\eta_1 = \exp\left[-\left(\frac{\tau_1}{\tau_2}\right) \left(\frac{n_1 \cdot \tau_2}{\tau_1}\right)^{\frac{1}{n_1}}\right] \quad \text{III-7}$$

Pour obtenir une représentation du courant de foudre à la base du canal pour un arc subséquent, une somme de deux fonctions de type (III-6) a été privilégiée. Ce courant se présente sous la forme :

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

Ou

$$i_1(t) = \frac{I_{01}}{\eta_2} \frac{\left(\frac{t}{\tau_{11}}\right)^{n_1}}{1 + \left(\frac{t}{\tau_{11}}\right)^{n_1}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{21}}\right) \quad \text{III-9}$$

$$i_2(t) = \frac{I_{02}}{\eta_2} \frac{\left(\frac{t}{\tau_{12}}\right)^{n_2}}{1 + \left(\frac{t}{\tau_{12}}\right)^{n_2}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{22}}\right) \quad \text{III-10}$$

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

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

Par conséquent l'expression du courant à la base du canal de foudre selon ce modèle est :

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

Avec :

I_{01} , I_{02} : Amplitude du courant i_1 et i_2 .

τ_{11} , τ_{12} : Temps de montée de l'impulsion du courant i_1 et i_2 .

τ_{21} , τ_{22} : Durée de l'impulsion de courant i_1 et i_2 .

n_1 et n_2 : Nombres entier compris dans l'intervalle [2.....10].

Type d'arc	$I_{01}(\text{kA})$	$\tau_{11}(\mu\text{s})$	$\tau_{21}(\mu\text{s})$	n_1	$I_{02}(\text{kA})$	$\tau_{12}(\mu\text{s})$	$\tau_{22}(\mu\text{s})$	n_2
Premier arc en retour	28	1.8	95	2	-	-	-	2
Arc n retour subséquent	10.7	0.25	2.5	2	6.5	2.1	230	2

Tableau III.3 : Paramètres du courant à la base du canal de foudre pour le modèle des deux fonctions d'*Heidler*.

Le tableau III.3 montre l'enregistrement des paramètres de la fonction *Heidler* pour simuler le courant du premier arc en retour ainsi que celui de l'arc en retour subséquent.

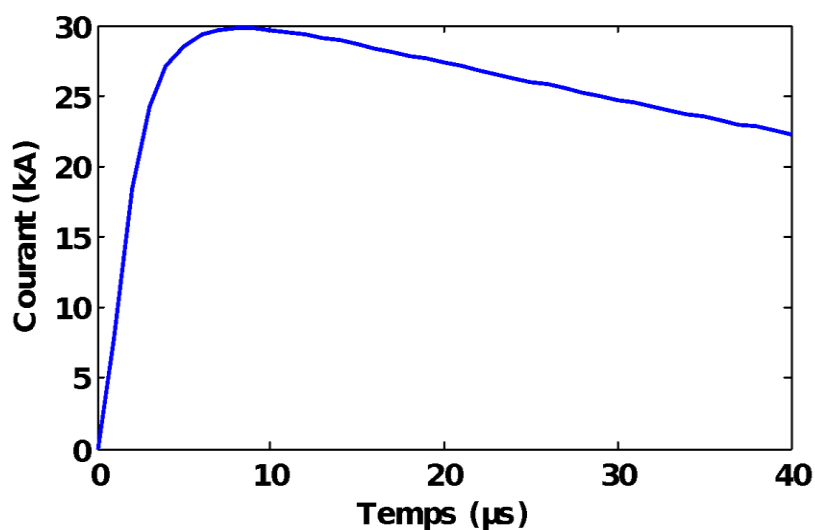


Fig. III.2 : Courant à la base du canal du canal de foudre calculé à l'aide du modèle d'*Hiedler* :
Premier arc en retour

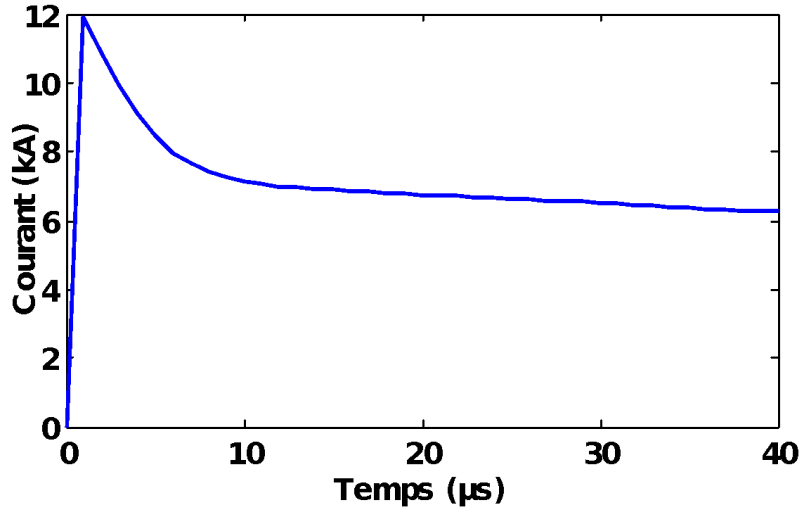


Fig. III.3 : Courant à la base du canal de foudre calculé à l'aide du modèle d'*Hiedler* :

Premier arc subséquent

Les figures III.2 et III.3 montre les variations temporelles du courant de l'arc en retour obtenues à l'aide de la mise ne œuvre numérique du modèle d'*Heidler*. La figure III.2 présente le courant du premier arc en retour et le courant de l'arc n retour subséquent est illustré par la figure III.3. Dans ces deux résultats on remarque aussi que le courant du premier arc est caractérisé par une amplitude maximale plus grande que celle obtenue pour l'arc subséquent, en plus le temps de montée le plus court est remarqué au niveau de l'arc en retour subséquent.

III.2.3 Modèle hybride (*Heidler*- bi-exponentiel)

Le modèle hybride est un modèle mixte proposé par *Nucci et al.* dans lequel le courant de l'arc en retour est obtenue par la somme de deux fonctions, la première représente la fonction d'*Heidler* et la deuxième représente la fonction bi-exponentielle.

L'expression mathématique du courant à la base du canal de foudre selon ce modèle s'écrit comme suit :

$$I(o, t) = \left(\frac{I_{01}}{\eta} \right) \frac{\left(\frac{t}{\tau_1} \right)}{\left(1 + \frac{t}{\tau_1} \right)} \cdot e^{\left(\frac{-t}{\tau_2} \right)} + i_{02} \left(e^{\frac{-t}{\tau_3}} - e^{\frac{-t}{\tau_4}} \right) \quad \text{III-14}$$

Les valeurs consignées dans le tableau III.4 concernant les constantes de l'équation III-14 sont obtenues grâce à un travail expérimental effectué par *Leteinturier et al.* [26]. Ainsi, la mise en œuvre de ce modèle avec les paramètres du tableau II.4, permet d'obtenir un courant à la base du canal ayant un pic initial de 11 kA [27].

i_{01} (kA)	τ_1 (μs)	τ_2 (μs)	n	i_{02} (kA)	τ_3 (μs)	τ_4 (μs)
9.9	0.072	5	2	7.5	100	6

Tableau III.4 : Paramètres du courant à la base du canal de foudre correspondant au modèle Hybride [27].

III.3 Modèles de la distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour

Depuis 1941, les chercheurs qui s'intéressent au phénomène de rayonnement électromagnétique des coups de foudre nuage-sol ont confronté au développement d'une série de modèles relatifs à la distribution spatio-temporelle du courant [28].

Ces modèles sont classés en quatre grandes classes à savoir [29 ,30 ,31]:

- Les modèles « physiques »** : La base de ces modèles est l'approche physico-chimique décrivant l'évolution radiale d'une décharge électrique dans un plasma contenu dans un volume cylindrique.
- Les modèles « électromagnétiques »** : Le courant de l'arc en retour est calculé à l'aide de solution numérique des équations de Maxwell. Ces modèles permet aussi d'entamer les composantes du champ électromagnétique générer par la foudre.
- Modèles dits « modèles RLC »** : l'intérêt de ces modèles est la détermination du courant dans le canal et aussi pour le calcul du champ magnétique et le champ électrique à une distance donnée par rapport au canal de foudre. Dans ces modèles la décharge de la foudre est considérée comme un phénomène transitoire sur une ligne de transmission caractérisée par des résistances, des inductances et des capacités.
- Modèles dits « d'ingénieurs »** : 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 de la foudre et la vitesse de propagation de l'arc en retour le long du canal de la foudre.

III.3.1 Modèles d'Ingénieurs [32, 33, 34, 35]

III.3.1.1 Modèle de Bruce et Golde (BG) (1941)

Il est considéré comme le premier modèle. Selon ce modèle la modélisation du courant de foudre est faite par une antenne verticale de très faible section, traversée par une impulsion de courant qui se propage à une vitesse inférieure à la vitesse de la lumière.

$$\begin{cases} I(z, t) = i(0, t) & \text{si } z \leq v \cdot t \\ I(z, t) = 0 & \text{si } z > v \cdot t \end{cases}$$

III-15

Ou v est la vitesse de propagation d'onde.

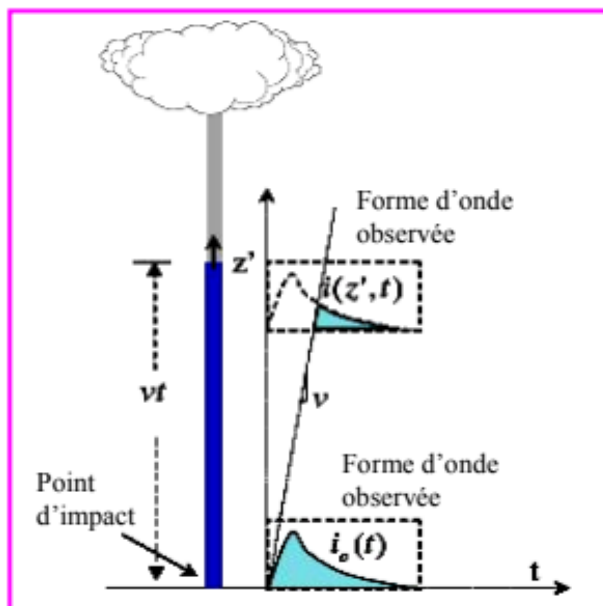


Fig. III.4 : Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour selon le modèle BG.

Le modèle BG présente une discontinuité de la distribution du courant de foudre. Si la vitesse de propagation du courant est infinie le courant en chaque point le long du canal qui s'aboutit instantanément à la grandeur du courant à la base à cet instant (figure III.4). [36]

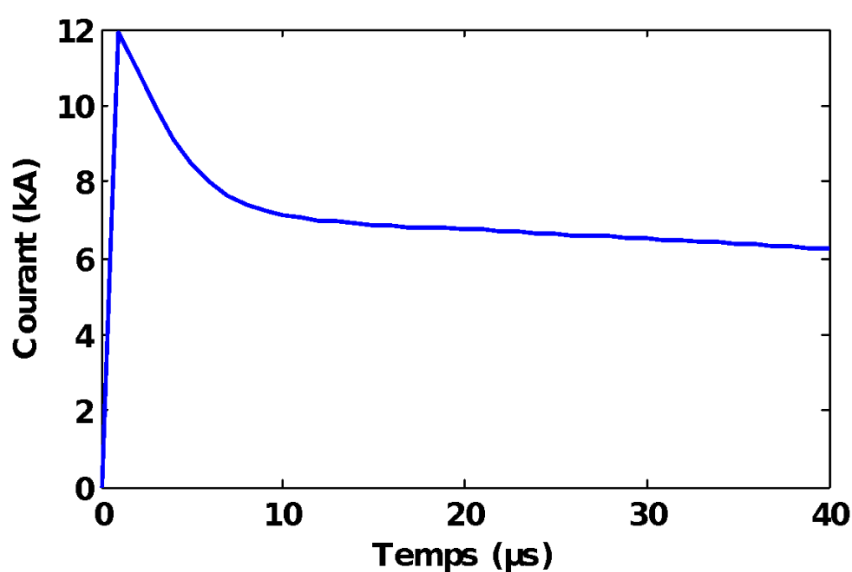


Fig. III.5 : Courant à la base du canal de foudre.

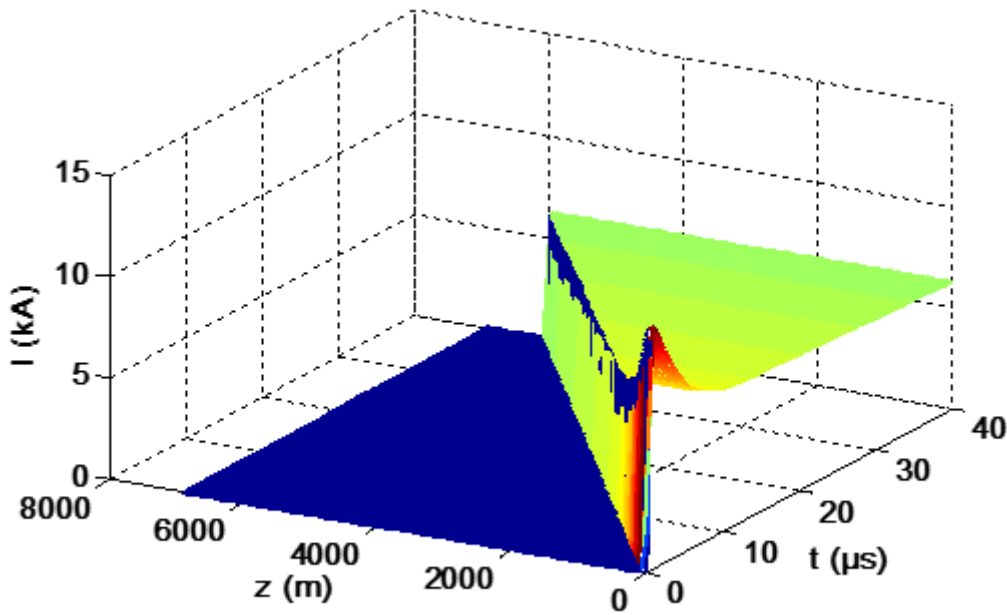


Fig. III.6: représentation tridimensionnelle de la distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle BG.

La figure III.5 représente la forme d'onde du courant à la base du canal utilisée pour simuler la distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour.

Dans la figure III.6, nous donnons une représentation tridimensionnelle de la distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour le long du canal de la foudre obtenue à l'aide de la mise en œuvre du modèle BG.

III.3.1.2 Modèle de la ligne de transmission (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 .

Les équations décrivant la répartition du courant le long du canal de foudre sont :

$$\begin{cases} i(z', t) = i\left(0, t - \frac{z'}{v}\right) & \text{si } z' \leq v \cdot t \\ i(z', t) = 0 & \text{si } z' > v \cdot t \end{cases} \quad \text{III-16}$$

La figure III.7 illustre la proposition de *Uman* et *McLain* qui consiste à considérer le canal de foudre comme une ligne de transmission sans pertes traversée par une impulsion de courant (courant d'arc en retour) se propage le long du canal à partir du sol avec une vitesse constante inférieure à celle de la lumière et sans aucune déformation.

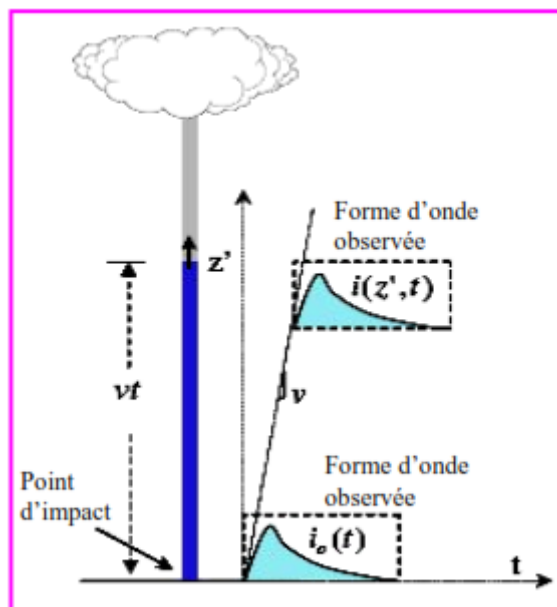


Fig. III.7 : Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour selon le modèle TL

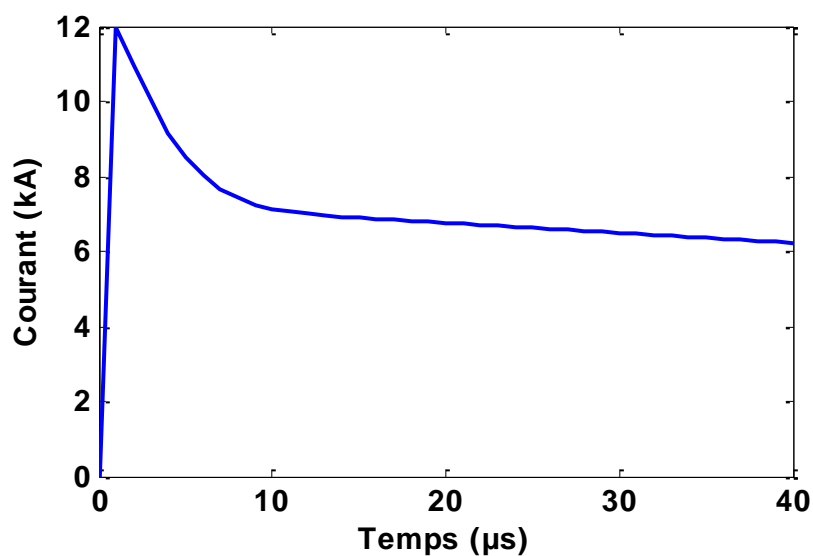


Fig. III.8: Courant à la base du canal de foudre utilisé pour simuler la distribution du courant en exploitant le modèle TL.

La figure III.8 présente le courant à la base du canal de la foudre obtenue à l'aide du modèle d'Heidler, en vue de l'utiliser pour simuler la distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour le long du canal de la foudre en exploitant le modèle TL.

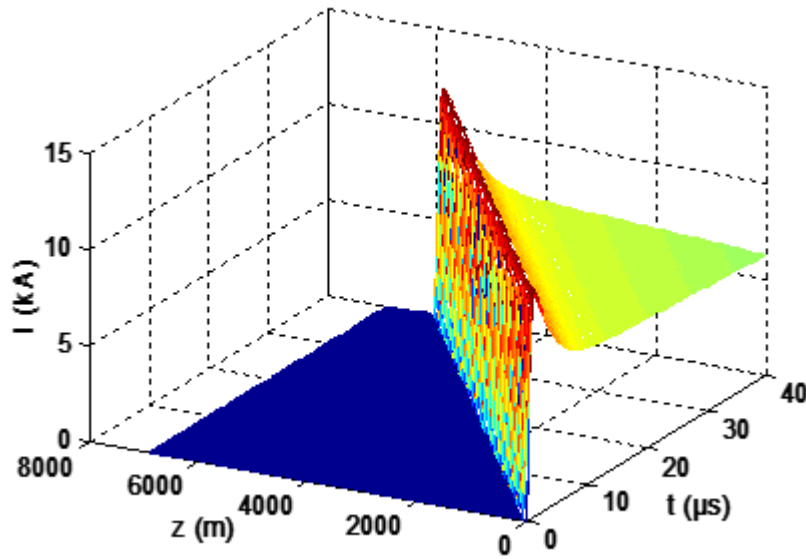


Fig. III.9: Représentation tridimensionnelle de la Distribution spatio-temporelle du courant de l'arc retour le long du canal de la foudre selon le modèle TL.

Selon les résultats illustrés par la représentation en 3D de la distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour le long du canal de foudre présenté par la figure III.9 ci-dessus, on remarque que ce courant se propage en effectuant un temps de retard (temps nécessaire pour que l'onde arrive à chaque point de calcul) et sans aucune déformation au niveau de sa forme d'onde.

III.3.1.3 Modèle de la ligne de transmission modifié (MTL)

Ce modèle a pour but de couvrir les déficiences de modèle TL. Il nous facilite le calcul du champ électromagnétique associé à l'arc en retour.

a) Modèle de la ligne de transmission modifiée avec décroissance linéaire (MTLL)

« *Modified Transmission Line with Exponential decay* »

Ce modèle est développé par Rakov et Dulzon en 1987. Le fondement de ce type de modèle est que l'amplitude du courant de foudre diminue linéairement lorsque ce dernier se propage vers le haut du canal.

$$\begin{cases} i(z', t) = i\left(0, t - \frac{z'}{v}\right) \left(1 - \frac{z'}{H}\right) & \text{si } z' \leq v \cdot t \\ i(z', t) = 0 & \text{si } z' > v \cdot t \end{cases} \quad \text{III-17}$$

Avec H : Hauteur totale du canal de foudre.

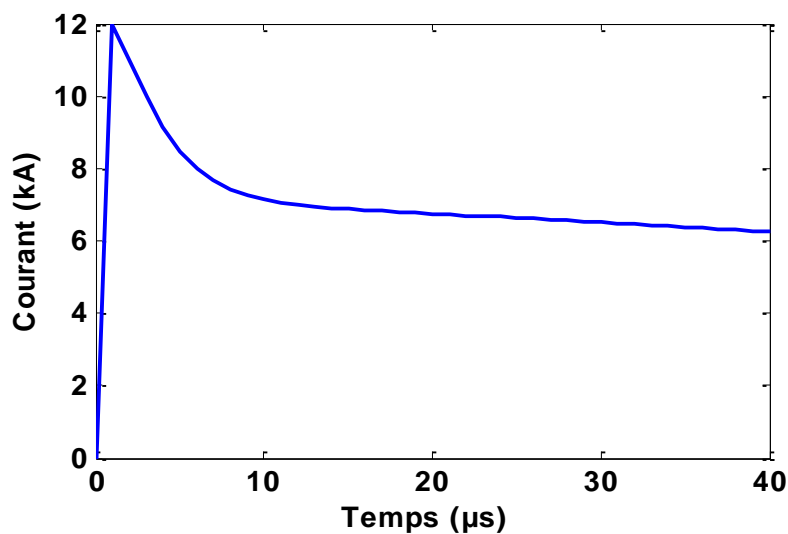


Fig. III.10: Courant à la base du canal du canal de foudre.

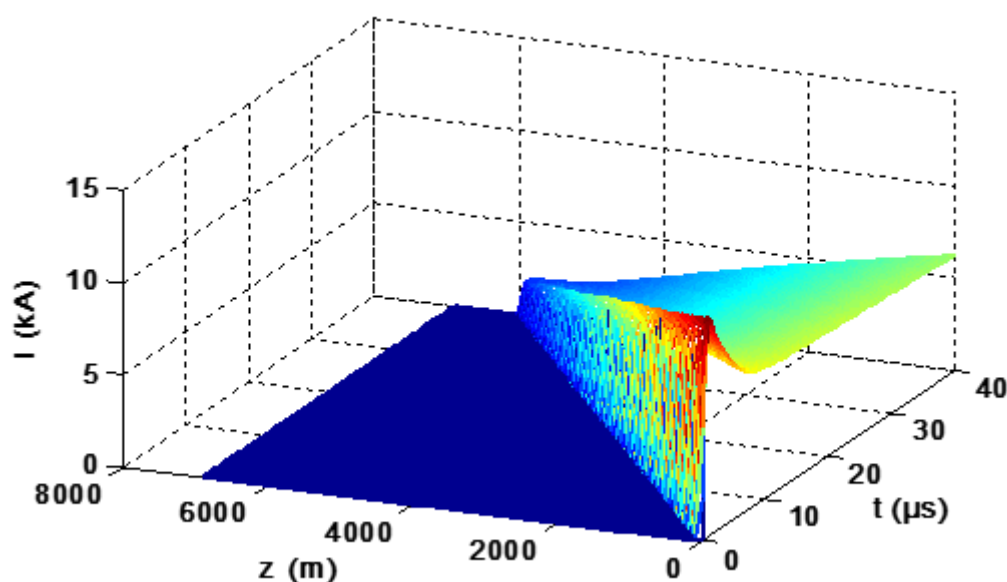


Figure III.11 : Distribution spatio-temporelle du courant selon le modèle MTLL

La figure III.10 illustre la forme d'onde du courant à la base du canal de foudre calculé en utilisant les deux fonctions développées par *Heidler* pour le courant de l'arc en retour subséquent.

La figure III.11 démontre la distribution spatio-temporelle du courant de l'arc en retour le du canal de la foudre simulée à par la mise ne œuvre du modèle MTLL en adoptant une valeur de $H = 7000$ m. A l'issu de cette représentation tridimensionnelle, il est clairement remarqué que le courant est caractérisé par une atténuation linéaire lors de sa propagation le long du canal de la foudre.

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

En 1988 *Nucci et al.* ont effectué un changement du modèle MTL qu'ils supposent que la décroissance de l'amplitude du courant le long du canal de foudre est de forme exponentielle [37].

$$\begin{cases} i(z', t) = i\left(0, t - \frac{z'}{v}\right) e^{-\frac{z'}{\lambda}} & \text{si } z' \leq v \cdot t \\ i(z', t) = 0 & \text{si } z' > v \cdot t \end{cases} \quad \text{III-18}$$

Le paramètre " λ " représente le taux de décroissance de l'intensité du courant le long du canal

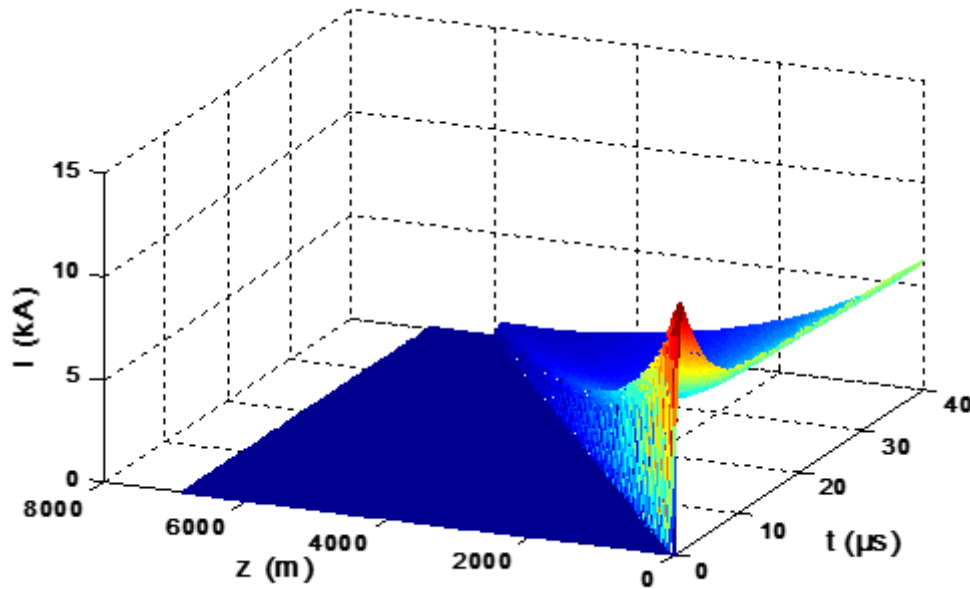


Figure III.12: Représentation tridimensionnelle de la distribution spatio-temporelle du courant selon le modèle MTLE.

La figure III.12 présente les formes d'onde du courant de l'arc en retour lors de sa propagation le long du canal de la foudre. Ces formes d'onde connues une atténuation exponentielle lors qu'elles se propagent de la base du canal de la foudre vers son sommet.

III.3.1.4 Modèle de la source de courant mobile (TCS : « Traveling Current Source »)

Proposé par *Heidler* en 1985. Selon ce modèle, l'arrivée du front de l'arc en retour neutralise instantanément les charges dans le canal de foudre. Une source de courant est adjointe au front de l'arc en retour et patrouille le canal à la vitesse v . Le courant introduit par la source mobile à une altitude z' atteint la base du canal avec un retard : z'/c .

$$\begin{cases} i(z', t) = i\left(0, t - \frac{z'}{c}\right) & \text{si } z' \leq v \cdot t \\ i(z', t) = 0 & \text{si } z' > v \cdot t \end{cases}$$

III-19

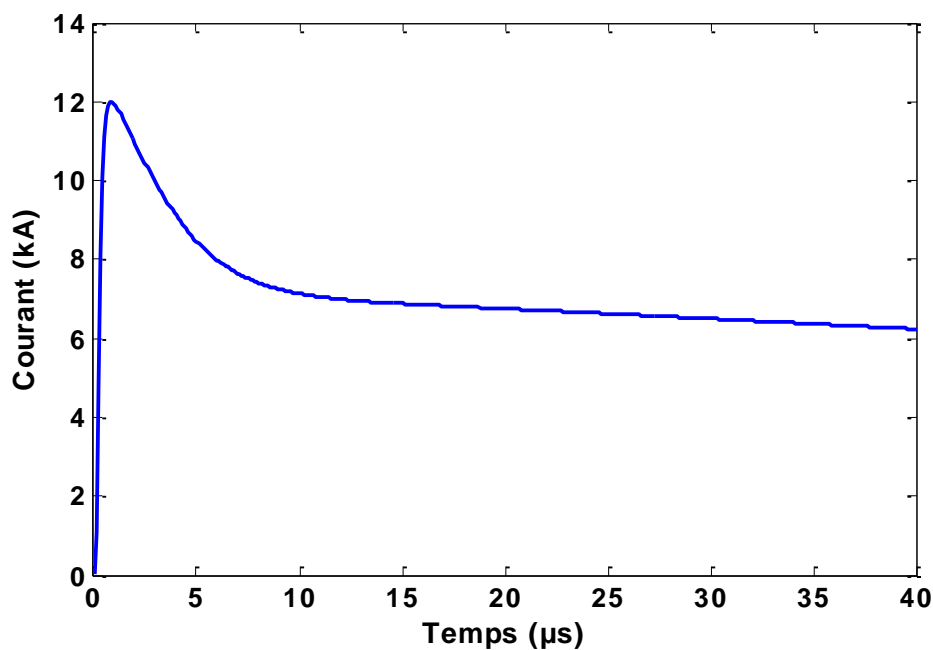


Figure III.13 : Courant à la base du canal du canal de foudre.

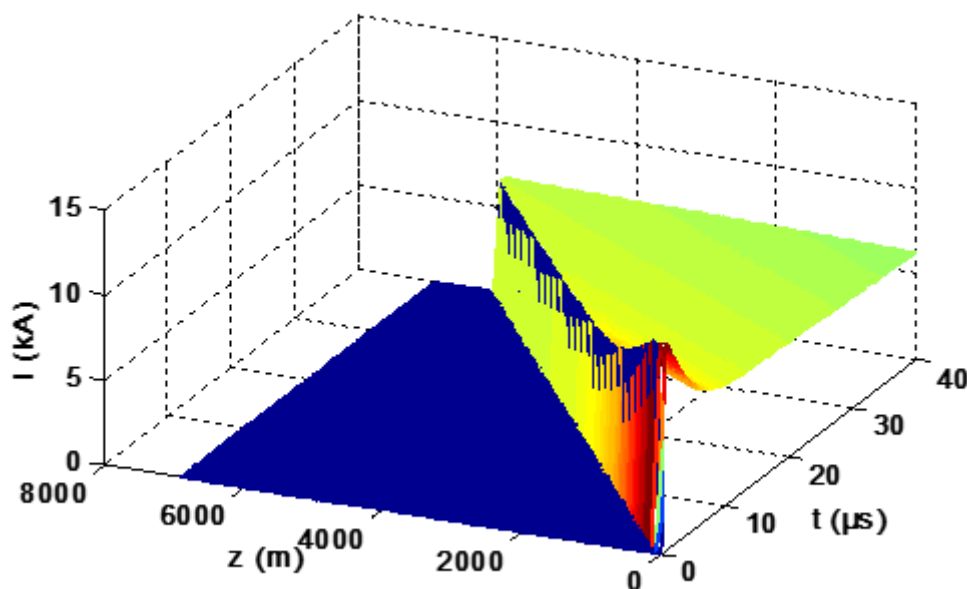


Figure III.14 : Représentation tridimensionnelle de la distribution spatio-temporelle du courant de l'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle TCS

Les figures III-13 et III-14 représentent respectivement le courant à la base du canal de la foudre et la représentation tridimensionnelle de la distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour le long du canal en s'appuyant sur le modèle TCS.

III.3.1.5 Généralisation des modèles d'Ingénieurs

Rakov a généralisé les modèles BG, TL, MTLL, MTLE et TCS en une seule équation dont la forme est la suivante :

$$I(z', t) = P(z') \cdot i(0, t - z'/v) \cdot u(t - z'/v) \quad \text{III-20}$$

Où :

u : Fonction échelon unité ayant pour valeurs:

$$u(t) = \begin{cases} 1 & \text{si } t \geq z'/v \\ 0 & \text{si } t \leq z'/v \end{cases} \quad \text{III-21}$$

$P(z')$: 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

Les valeurs de ces paramètres sont consignées dans le tableau III.5 ci-dessous.

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

Tableau III.5 : Valeurs de $P(z')$ et v pour les cinq modèles d'Ingénieurs.

III.4 Modélisation du champ électromagnétique généré par un coup de foudre

III.4.1 Champ électromagnétique au-dessus du sol

En 1909, *Sommerfeld* est le premier qui a présenté une étude sur l'effet d'un plan de conductivité finie sur le rayonnement d'un champ électromagnétique d'un dipôle oscillant. Le traitement complet du problème de rayonnement d'un dipôle est entamé par *Banos* en 1966, ce dernier a basé sur la solution des équations de *Maxwell* [33].

En coordonnées cylindriques, les équations du champ, les équations du champ créer par un dipôle vertical placé à une hauteur z' dans le domaine fréquentiel sont données par les expressions suivantes [33] :

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

$$dE_z(r, z, j\omega) = \frac{j\omega I(z')\mu_0 dz'}{4\pi k_2^2} \left[\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_2^2 \right) (G_{22} - G_{21} - k_1^2 v_{22}) \right] \quad \text{III-23}$$

$$dH_\phi(r, z, j\omega) = \frac{-I(z')dz'}{4\pi} \left[\frac{\partial}{\partial r} (G_{22} - G_{21} - k_1^2 v_{22}) \right] \quad \text{III-24}$$

Avec :

$$G_{21} = \frac{\exp(jk_2 R_r)}{R_r} = \int_0^\infty \frac{\exp(-\gamma_2(z' + z))}{\gamma_2} J_0(\lambda_r) \lambda d\lambda \quad \text{III-25}$$

$$G_{22} = \frac{\exp(jk_2 R_d)}{R_d} = \int_0^\infty \frac{\exp(-\gamma_2|z' - z|)}{\gamma_2} J_0(\lambda_r) \lambda d\lambda \quad \text{III-26}$$

$$V_{22} = \int_0^\infty \frac{2 \exp(-\gamma_2(z' + z))}{k_2^2 \gamma_1 + k_1^2 \gamma_2} J_0(\lambda_r) \lambda d\lambda \quad \text{III-27}$$

Et

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

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

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

Avec :

$\mu_g, \varepsilon_g, \sigma_g$: sont 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 $i(z', t)$.

La figure III.15 présenté ci-après illustre les grandeurs géométriques intervenant dans les équations du champ électromagnétique présentées précédemment.

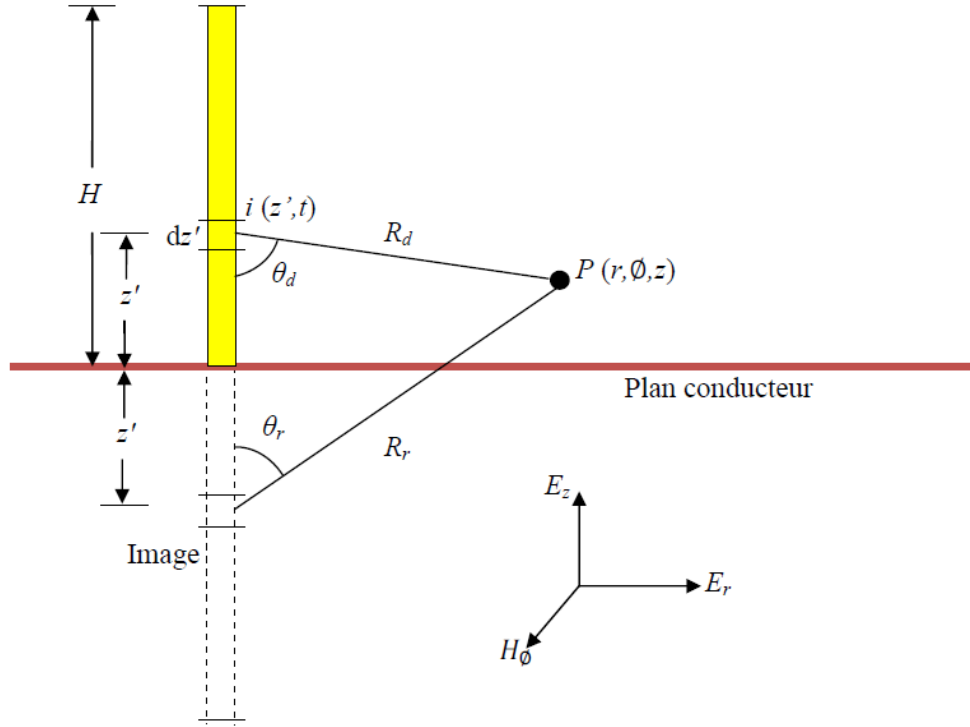


Fig. III.15 : Grandeurs géométriques intervenant dans les équations du champ électromagnétique.

III.4.1.1 Cas d'un sol parfaitement conducteur

Uman et al. ont basé sur la théorie des images pour un sol parfaitement conducteur (Fig.III.15) pour développé des formules déduites des équations de Maxwell. Les mêmes équations ont été obtenues par *Leteinturier* 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 [33] :

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

III-28

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

III-29

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

III-30

Avec

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

ε_0 : Permittivité diélectrique du vide,

c : Vitesse de la lumière,

R : Distance du dipôle au point d'observation

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

Le champ électrique est la somme de trois termes, le premier terme contenant l'intégrale du courant, appelé « champ électrostatique », le deuxième contenant le courant, appelé « champ d'induction » et le troisième contenant la dérivée du courant, appelé « champ rayonné ». Concernant le champ magnétique, il est composé d'un terme d'induction, appelé aussi « champ magnétostatique » et un terme de rayonnement [33].

III.4.1.2 Prise en compte de la conductivité finie du sol

La composante horizontale du champ électrique est la plus affectée par la conductivité finie du sol, pour cet effet plusieurs formules simplificatrices ont été développées dans la littérature pour palier à ce problème tel que la fonction « wavetilt » qui donne le rapport des transformées de Fourier des composantes horizontale et vertical du champ électrique, l'approximation de Norton développée en 1937 et l'approximation de « Coory – Rubenstein » qui est jugée la plus simple parmi les autres approximations dans laquelle le champ électrique horizontal rayonné par la foudre, calculé en un point situé au dessus d'un sol de conductivité finie s'exprime par l'expression suivante [38]:

$$E_r(r, z, j\omega) = E_{rp}(r, z, j\omega) - H_{\emptyset p}(r, 0, j\omega) \frac{\sqrt{\mu_0}}{\sqrt{\varepsilon_g + \sigma_g/j\omega}} \quad \text{III-31}$$

$E_{rp}(r, z, j\omega)$, $H_{\emptyset p}(r, 0, j\omega)$ désignent respectivement, les transformées de Fourier du champ électrique horizontal à une hauteur z au dessus du sol et du champ magnétique au niveau du sol, ces deux champs sont calculés en supposant un sol parfaitement conducteur.

III.5 Méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD)

FDTD est l'acronyme de l'expression anglaise Finite Difference Time Domain. C'est une méthode de calcul de différences finies dans le domaine temporel, qui permet de résoudre des équations différentielles dépendantes dans temps. Cette méthode est couramment utilisée en électromagnétisme pour résoudre les équations de *Maxwell*. Cette méthode a été proposée par Kane S. Yee en 1966 [47].

III.5.1 FDTD en trois dimensions et en coordonnées cartésiennes

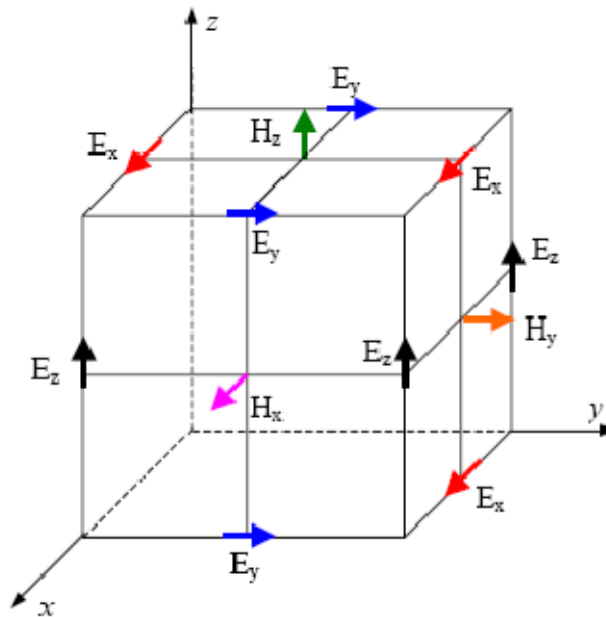


Fig. III.16 : Emplacement des composantes de champ électrique et magnétique sur ou dans la cellule de discrétisation [42]

La demande de réaliser une étude en considérant une géométrie réelle relatif au volume concerné par l'analyse contenant tous les objets adhérents dans la propagation du champ électromagnétique c'est tout ce qui nécessite pour réaliser le procédé de la méthode FDTD en 3D. Ce volume de travail est discrétisé en cellules cubiques ou sous la forme de parallélépipèdes rectangulaires dont les longueurs des côtés sont Δx , Δy , Δz . Comme il est indiqué sur la figure III.16 l'emplacement du composant du champ électrique est aux milieux des côtés de la cellule.

La loi d'Ampère est exprimée par la formule mathématique suivante :

$$\nabla \times H^{n-1/2} = \varepsilon \frac{\partial E^{n-1/2}}{\partial t} + j^{n-1/2} = \varepsilon \frac{\partial E^{n-1/2}}{\partial t} + \sigma E^{n-1/2} \quad \text{III-32}$$

L'écriture en différences finies centrées de l'équation (III-32) donne :

$$\varepsilon \frac{\partial E^{n-1/2}}{\partial t} + \sigma E^{n-1/2} \approx \varepsilon \frac{E^n - E^{n-1}}{\Delta t} + \sigma \frac{E^n + E^{n-1}}{2} = \nabla \times H^{n-\frac{1}{2}} \quad \text{III-33}$$

Dans le cas où l'équation (III-33) est réorganisée, l'équation du champ électrique au pas de temps E_n écrite en fonction de sa valeur précédente E_{n-1} et en fonction du produit vectoriel du champ magnétique avec l'opérateur ∇ (on obtient une boucle carrée formée de quatre composantes du champ magnétique), on obtient la forme suivante (figure III.17) [42] :

$$E^n = \left(\frac{1 - \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon}}{1 + \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon}} \right) E^{n-1} + \left(\frac{\frac{\Delta t}{2\varepsilon}}{1 + \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon}} \right) \nabla \times H^{n-\frac{1}{2}} \quad \text{III-34}$$

Donc l'expression du champ électrique E_x situé au point $(i+1/2, j, k)$ s'exprime comme suit :

$$\begin{aligned} E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) &= \frac{1 - \frac{\sigma(i+\frac{1}{2}, j, k) \Delta t}{2\varepsilon(i+\frac{1}{2}, j, k)}}{1 + \frac{\sigma(i+\frac{1}{2}, j, k) \Delta t}{2\varepsilon(i+\frac{1}{2}, j, k)}} E_x^{n-1} \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) \\ &+ \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon(i+\frac{1}{2}, j, k)}}{1 + \frac{\sigma(i+\frac{1}{2}, j, k) \Delta t}{2\varepsilon(i+\frac{1}{2}, j, k)}} \cdot \\ &\left[\frac{H_z^{n-1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) - H_z^{n-1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}, k \right)}{\Delta y} \right. \\ &\left. - \frac{H_y^{n-1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) - H_y^{n-1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j, k - \frac{1}{2} \right)}{\Delta z} \right] \end{aligned} \quad \text{III-35}$$

Les équations des composantes E_y et E_z du champ électrique peuvent être déduites de la même manière et ils sont donnés par les formules mathématiques suivantes [42] :

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

III-36

$$\begin{aligned}
E_z^n \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) &= \frac{1 - \frac{\sigma(i, j, k + \frac{1}{2}) \Delta t}{2\varepsilon(i, j, k + \frac{1}{2})}}{1 + \frac{\sigma(i, j, k + \frac{1}{2}) \Delta t}{2\varepsilon(i, j, k + \frac{1}{2})}} E_z^{n-1} \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) \\
&+ \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon(i, j, k + \frac{1}{2})}}{1 + \frac{\sigma(i, j, k + \frac{1}{2}) \Delta t}{2\varepsilon(i, j, k + \frac{1}{2})}} \cdot \\
&\left[\frac{H_y^{n-1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) - H_y^{n-1/2} \left(i - \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right)}{\Delta x} \right. \\
&\left. - \frac{H_x^{n-1/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) - H_x^{n-1/2} \left(i, j - \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right)}{\Delta y} \right]
\end{aligned}$$

III-37

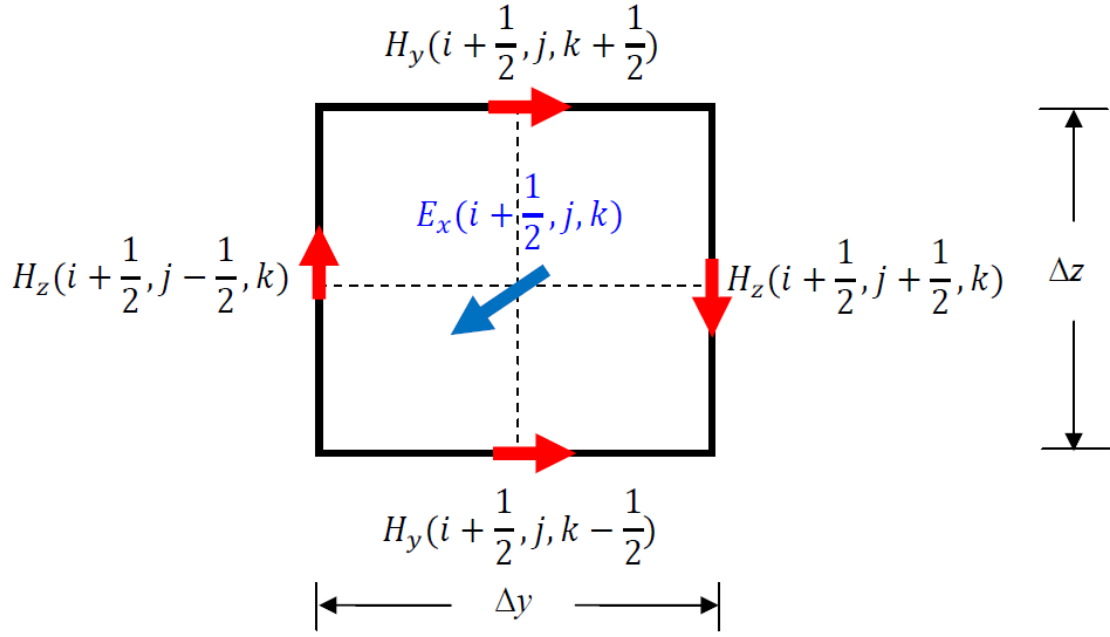


Fig. III.17 : Position du champ électrique E_x et de la boucle des champs magnétiques [42]

La loi de *Faraday* est donnée par la relation suivante :

$$\nabla \times E^n = -\mu \frac{\partial h^n}{\partial t} \quad \text{III-38}$$

L'utilisation de l'estimation des différences finies centrés à l'équation (III-38) permet de terminer à l'expression suivante :

$$\mu \frac{\partial H^n}{\partial t} \approx \mu \frac{H^{n+\frac{1}{2}} - H^{n-\frac{1}{2}}}{\Delta t} \approx -\nabla \times E^n \quad \text{III-39}$$

Si l'équation (III-39) est réarrangée, l'expression du champ magnétique calculé au pas temporel $n+1/2$ est obtenue en fonction de la valeur précédente du champ magnétique et des valeurs des champs électrique qui forme une boucle au tour du composante du champ magnétique considéré (voir la figure (III-18)), cette expression est donnée par :

$$H^{n+\frac{1}{2}} = H^{n-\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{\mu} \nabla \times E^n \quad \text{III-40}$$

À partir de l'équation (III-40), la composante $H_x^{n+\frac{1}{2}}$ du champ magnétique installée au point $(i, j+1/2, k+1/2)$ s'écrit comme suit [40,41,42,44] :

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

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

III-41

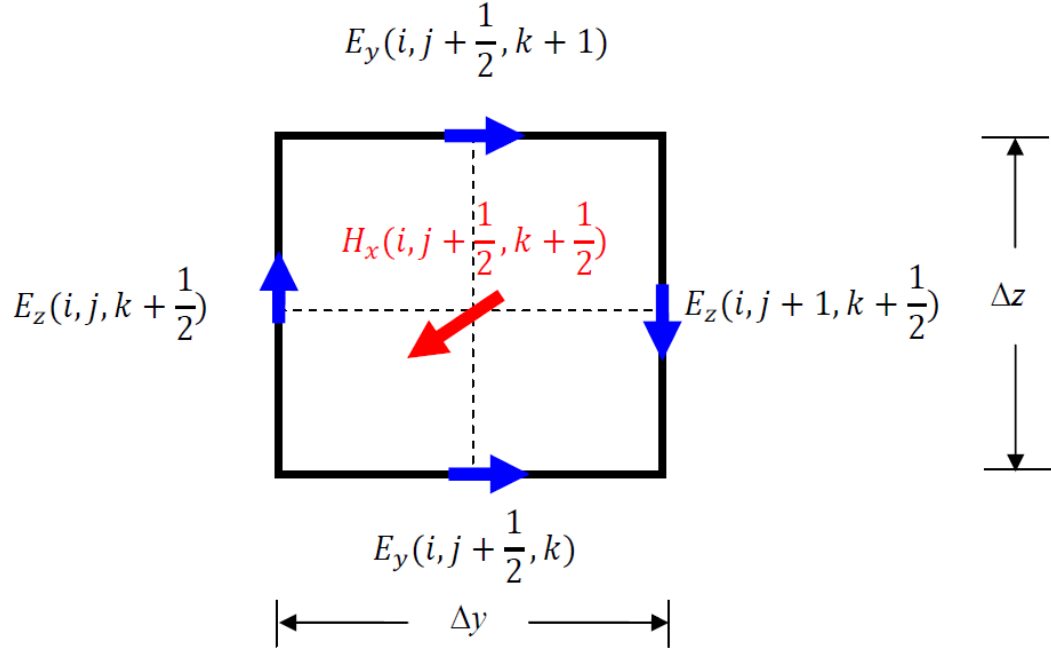


Fig. III.18: Position du champ magnétique H_x et de la boucle des champs électriques [42]

Les équations des composantes $H_y^{n+\frac{1}{2}}$ et $H_z^{n+\frac{1}{2}}$ peuvent être obtenues de la même manière [42] :

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

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

III-42

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

III-43

III.5.2 Critère de stabilité de la méthode FDTD

Pour assurer une stabilité de calcul en utilisant de la méthode FDTD, il est obligatoire de satisfaire la condition de *COURANT* qui donne 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 [42]:

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

III-44

c : étant la vitesse de la lumière.

Dans ce même contexte de stabilité de calcul, *Noda* et *Yokoyama* [43] ont développé la formule mathématique suivante pour déterminer le pas temporel Δt :

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

III-45

Avec :

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

III.5.3 Conditions aux limites

Pour calculer le champ électromagnétique dans un volume borné en utilisant la méthode FDTD, il est indispensable d'étudier la conduite de ce champ aux frontières de l'espace de travail. Donc, il est essentiel d'avoir une méthode pour simuler la réalité géométrique liée à chaque étude. Ces méthodes sont appelées méthodes d'étude des conditions aux limites. Ainsi, si la propagation du champ est continue sans aucune obstacle il faut utiliser des conditions aux limites absorbantes pour éviter toute réflexion au niveau des bornes (frontières) du domaine de calcul.

Dans notre travail, nous adoptons les conditions aux limites UPML (Uniaxial Perfectly Matched Layer) de *Taflove* [39, 40, 41].

III.5.3.1 Conditions aux limites UPML ("Uniaxial Perfectly Matched Layer") de Taflove

Taflove [39] a proposé d'exploiter les densités de champ électrique (déplacement électrique) et la densité du flux magnétique (induction magnétique) pour réaliser des conditions aux limites absorbantes au niveau des frontières de l'espace de travail. Les équations développées par Taflove permettent le calcul des composantes du champ électromagnétique dans le volume concerné par la propagation du champ ainsi que dans la région PML aux bornes du volume de travail.

Les équations relatives aux composantes principales du champ électrique, du champ magnétique et de densité : [39,40,41,43]

$$D_x^{n+1}\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) = \left(\frac{2\varepsilon k_y - \sigma_y \Delta t}{2\varepsilon k_y + \sigma_y \Delta t}\right) \cdot D_x^n\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) + \left(\frac{2\varepsilon \Delta t}{2\varepsilon k_y + \sigma_y \Delta t}\right) \cdot \left[\frac{H_z^{n+1/2}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k\right) - H_z^{n+1/2}\left(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}, k\right)}{\Delta y} - \frac{H_y^{n+1/2}\left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right) - H_y^{n+1/2}\left(i + \frac{1}{2}, j, k - \frac{1}{2}\right)}{\Delta z} \right]$$

III-46

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

III-47

$$B_x^{n+3/2}\left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) = \left(\frac{2\varepsilon k_y - \sigma_y \Delta t}{2\varepsilon k_y + \sigma_y \Delta t}\right) \cdot B_x^{n+1/2}\left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) + \left(\frac{2\varepsilon \Delta t}{2\varepsilon k_y + \sigma_y \Delta t}\right) \cdot \left[\frac{E_z^{n+1}\left(i, j + 1, k + \frac{1}{2}\right) - E_z^{n+1}\left(i, j, k + \frac{1}{2}\right)}{\Delta y} - \frac{E_y^{n+1}\left(i, j + \frac{1}{2}, k + 1\right) - E_y^{n+1}\left(i, j + \frac{1}{2}, k\right)}{\Delta z} \right]$$

III-48

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

III-49

$D_y, D_z, E_y, E_z, B_y, B_z, H_y, H_z$ sont obtenues par la même méthode que les composantes précédentes.

Les coefficients présentés ci-dessous sont définie pour simplifie ces derniers équations.

$$C_1(j) = \frac{2\varepsilon k_y - \sigma_y \Delta t}{2\varepsilon k_y + \sigma_y \Delta t} \quad \text{III-50}$$

$$C_2(j) = \frac{2\varepsilon \Delta t}{2\varepsilon k_y + \sigma_y \Delta t} \quad \text{III-51}$$

$$C_3(j) = \frac{2\varepsilon k_z - \sigma_z \Delta t}{2\varepsilon k_z + \sigma_z \Delta t} \quad \text{III-52}$$

$$C_4(j) = \frac{1}{(2\varepsilon k_z + \sigma_z \Delta t) \varepsilon} \quad \text{III-53}$$

$$C_5(j) = 2\varepsilon k_x + \sigma_x \Delta t \quad \text{III-54}$$

$$C_6(j) = 2\varepsilon k_x - \sigma_x \Delta t \quad \text{III-55}$$

Avec :

$$\sigma_x = \left(\frac{x}{d}\right)^m \cdot \sigma_{max} \quad \text{III-56}$$

$$K_x(x) = 1 + (K_{x,max} - 1) \cdot \left(\frac{x}{d}\right)^m \quad \text{III-57}$$

$$\sigma_{max} = -\frac{(m+1) \ln(R(0))}{2\eta d} \quad \text{III-58}$$

$$R(\theta) = e^{-2\eta \cos\theta \int_0^d \sigma(x) dx} \quad (\text{Erreur de réflexion}) \quad \text{III-59}$$

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \quad \text{III-60}$$

d : épaisseur de la région MPL.

x : un entier positif correspondant au numéro de la couche UPML

Le but de ces coefficients et d'avoir l'uniforme du champ électromagnétique dans l'entier de volume borné par l'espace de travail tant que la région de PML.

σ et k dans l'espace de travail varient suivant la nature du milieu, par contre dans la région PML ils sont considérés tandis des polynômes .

III.5.4 Représentation du fil mince dans la technique FDTD

Le fil mince a connu de fourmillantes représentations dans différents labours d'affectation telle que les travaux de *Noda et al.* [43] et ceux de *Tanagushi et al.* [44] qui sont intéressés par les surtensions induites et les études de simulation du rayonnement des coups de foudre.

D'après Noda *et Yokoyama* [43] dans un fil conducteur sans pertes est représenté en forçant les composantes tangentielles du champ électrique à être nulles le long de l'axe de ce fil. Ainsi le rayon équivalent de ce fil représenté par la méthode FDTD vaut $a_0 = 0.23\Delta s$.

Pour un rayon de fil soit inférieur à a_0 il est nécessaire d'augmenter la perméabilité relative du milieu (utilisée pour compter les composantes du champ magnétique bouclant le fil mince) et la diminution de la permittivité (utilisée pour calculer les composantes radiales du champ électrique).

Dans un environnement avec pertes, la conductivité doit avoir la même modification que la permittivité [43,44].

Les nouvelles formules des paramètres du milieu entourant le fil conducteur sont :

$$\mu'_r = \mu_r / m \quad \text{III-61}$$

$$\varepsilon'_r = m \varepsilon_r \quad \text{III-62}$$

$$\sigma' = m \sigma \quad \text{III-63}$$

$$m = \frac{\ln\left(\frac{\Delta s}{a_0}\right)}{\ln\left(\frac{\Delta s}{a}\right)} \quad \text{III-64}$$

Avec :

μ_r : la perméabilité relative

σ :La permittivité relative

ε :La conductivité du milieu original

m :le coefficient utilisé pour le calcule.

Δs : le pas de discrétisation spatiale.

a : le rayon réel du conducteur.

Notons que dans la représentation d'un fil mince dont un rayon réel a inférieur au rayon équivalent a_0 la perméabilité μ'_r est utilisée aussi pour calculer les composantes du champ magnétique qui se trouvent en parallèle du fil [43,44], comme il est montré sur la figure (III.19-(a)). Aussi, dans la représentation du fil qui a un rayon supérieur à a_0 , la permittivité relative ε'_r est exploitée pour calculer les composantes du champ électrique qui s'orientent dans la même direction que le fil mince, comme il est présenté par la figure (III.19-(b)) [43,44].

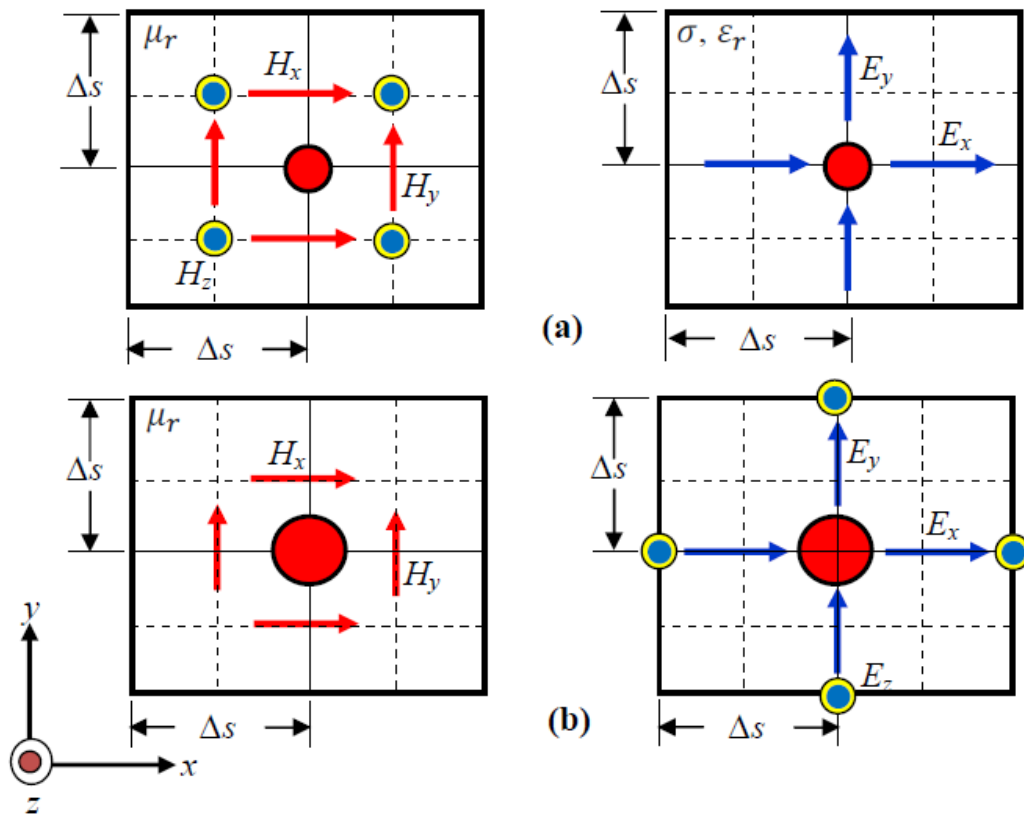


Fig. III.19 : Représentation du fil mince dans la technique FDTD : Fil installé dans la gestion de l'axe des z et possédant un rayon a ainsi que la configuration des composantes du champ électrique et magnétique bouclant le fil : (a) $a < a_0$ ($m < 1$) et (b) $a > a_0$ ($m > 1$) [42]

III.6 Modélisation des tensions induite par la foudre sur les lignes aériennes.

L'assemblage d'arrangements électroniques de commande et de contrôle est une étape indispensable pour assurer un bon service pour les réseaux électriques. Le pilotage à distance des fourniments permet de garder le contact avec les installations distantes et de coopérer rapidement en cas d'anomalie.

Lors des perturbations dues champs électromagnétiques, des conséquences indésirables vont subir. La foudre est les surtensions de manœuvres sont les principales causes de dysfonctionnement du réseau.

Le coup de foudre induit des surtensions sur le réseau électrique, afin de déterminer ces dernières on est besoin de les modéliser mathématiquement.

III.6.1 État de l'art sur les méthodes de calcul des tensions induites par un coup de foudre sur un réseau électrique

Les premières recherches théoriques sur les impulsions induites par la foudre sur les lignes aérienne ont été conduites en 1908 par *K.W. Wagner* [45]. Il a affirmé que le nuage orageux, qui est situé au dessus de la ligne induit dans celle ci des charges dont la polarité est positive. Il a ensuite déterminé la charge induite le long de la ligne. Quant à lui 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.

En 1929 *Bewley* [45], a apporté une amélioration sur la théorie de *Wagner* en affirmant que le champ électrique inducteur ne peut pas disparaître instantanément, mais doit obligatoirement avoir une dérivée temporelle limitée. Cela implique que la longueur d'onde mobile augmente en même temps lorsque son amplitude diminue.

Un intéressant article a été publié par *Aigner* [45], en 1935, qui est considéré comme la première publication dans la littérature sur le sujet en question. Dans cette recherche l'effet inducteur du canal vertical de foudre vers le sol a été pris en considération. Il a utilisé uniquement le champ magnétique de foudre pour calculer la tension induite.

En 1942 *C. F. Wagner* et *Mc. Cann* [45], ont publié un article, basé sur les recherches de *Schonland*. Ils supposent 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. Le champ électrique a été calculé à l'aide d'un développement des équations de *Maxwell*. La tension induite a été calculée en utilisant une méthode d'intégration numérique.

Szpor [45] en 1948, a publié des travaux relatifs au calcul des tensions induites causées par un canal vertical de foudre en utilisant une nouvelle formulation. Ainsi, dans cette formulation il prend en compte l'induction magnétique et électrostatique, les résultats qu'il obtient sont donc validés uniquement dans le voisinage immédiat du canal de la foudre.

Le chercheur *Golde* [45] en 1954 a travaillé sur l'influence des tensions induites sur la fréquence de défaut des lignes électriques. 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* [45], en 1955, ce dernier décrit le calcul de tensions induites dans une ligne de transport HT courte et dans une ligne longue. 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 ce qui suit nous présentons les modèles de couplage d'une ligne aérienne avec les perturbations électromagnétiques générées par un coup de foudre nuage-sol.

III.6.2 Modèle de *Rusck*

Dans son travail de thèse de Doctorat en 1958, *S. Rusck* a présenté un modèle de couplage des lignes de transmission avec le champ électromagnétique généré par un coup de foudre en s'appuyant sur la théorie de la ligne de transmission (les équations télégraphistes). Les équations de la ligne de transmission proposées par *Rusck* sont exprimées en termes du courant de la ligne et du potentiel scalaire induit et inducteur [45].

Les équations décrivant la ligne de transmission présentée par *S. Rusck* sont :

$$\frac{\partial V(x,t)}{\partial x} + L \cdot \frac{\partial i(x,t)}{\partial t} = 0 \quad \text{III-65}$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + C \cdot \frac{\partial V(x,t)}{\partial t} = C \cdot \frac{\partial V_i(x,t)}{\partial t} \quad \text{III-66}$$

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

$$U(x,t) = V(x,t) + h \cdot \frac{\partial A_z^i(x,t)}{\partial t} \quad \text{III-67}$$

h est 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 :

$$U(0,t) = -Z_1 \cdot i(0,t) + h \cdot \frac{\partial A_z^i}{\partial t} \quad \text{III-68}$$

$$U(l,t) = -Z_2 \cdot i(l,t) + h \cdot \frac{\partial A_z^i}{\partial t} \quad \text{III-69}$$

La figure III-20 présente la ligne de transmission équivalente au modèle développé par *Rusck*.

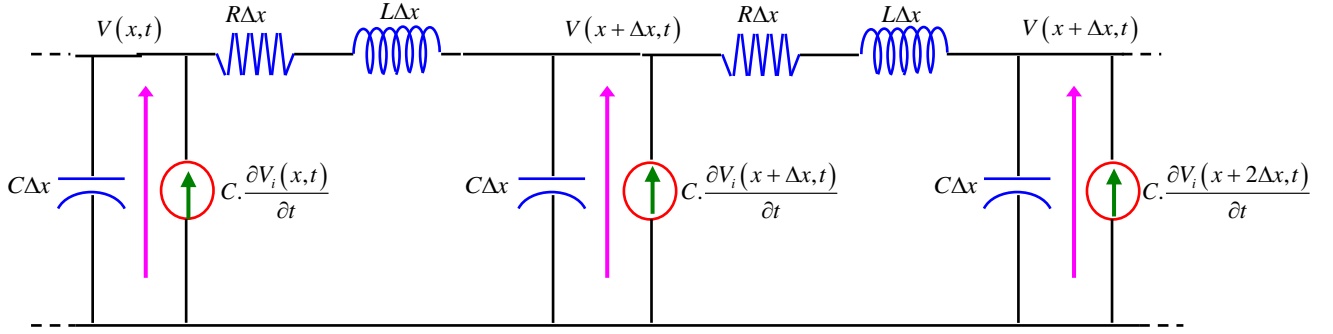


Figure III.20 : Modélisation de la ligne de transmission selon le modèle de Rusck [45].

III.6.3 Modèle de *Taylor, Satterwite et Harrison*

En 1965 les chercheurs *Taylor, Satterwite et Harrison* [46], ont présenté un modèle de couplage dérivé en termes de sources de tensions et de courants. Ce modèle est basé sur des équations de la ligne de transmission en termes de la tension totale et du courant de la ligne comme suit :

$$\frac{\partial U(x,t)}{\partial x} + R i(x,t) + L \frac{\partial U(x,t)}{\partial t} = - \int_0^h B_y^i(x,z,t) dz \quad \text{III-70}$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + C \frac{\partial U(x,t)}{\partial t} = -C \frac{\partial}{\partial t} \int_0^h E_z^i(x,z,t) dz \quad \text{III-71}$$

Les formules développées par *Taylor* et ses coéquipiers sont basées sur le champ électrique vertical incident (E_z^i) et le champ d'induction magnétique horizontal (B_y^i) incident.

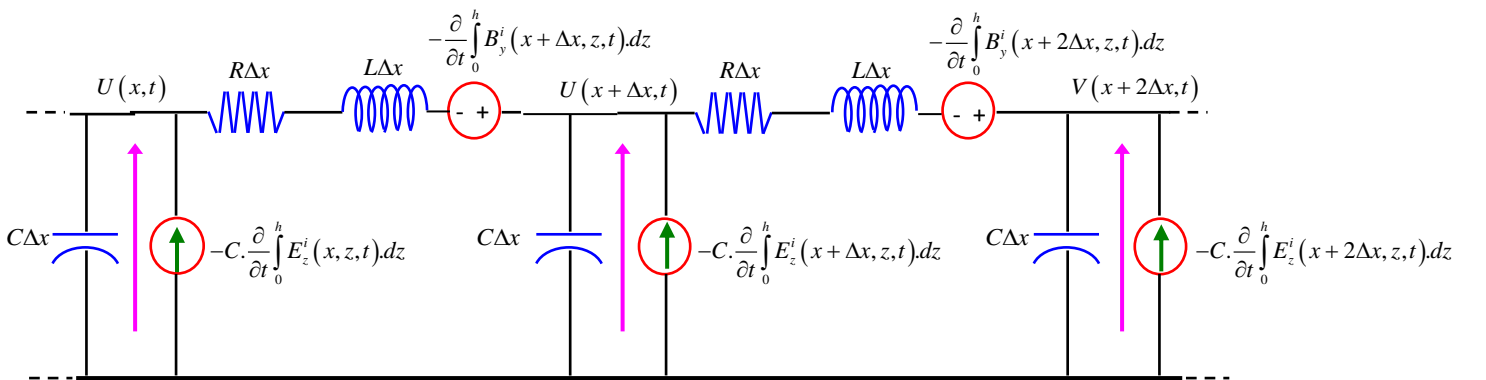


Figure III.21 : Modélisation de la ligne de transmission selon le modèle de *Taylor et al* [46].

III.6.4 Modèle de Chowdhuri et Gross

Un autre model a été présenté par *Chowdhuri et Gross* en 1967. Les équations de couplage relatives à ce modèle sont [48]:

$$\frac{\partial U(x,t)}{\partial x} + R.i(x,t) + L.\frac{\partial i(x,t)}{\partial t} = 0 \quad \text{III-72}$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + C.\frac{\partial U(x,t)}{\partial t} = -C.\frac{\partial}{\partial t} \int_0^h E_z^i(x,z,t) dz \quad \text{III-73}$$

E_z^i est la composante verticale du champ électrique incident.

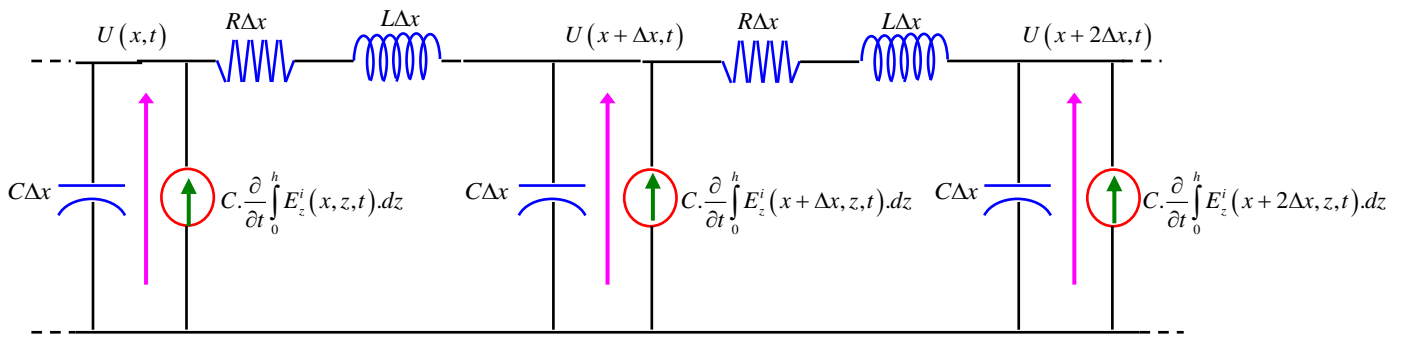


Figure III.22 : Modélisation de la ligne de transmission à l'aide du modèle de *Chowdhuri et al.* [48]

III.6.5 Modèle de Agrawal, Price et Gurbaxini

Le modèle d'*Agrawal, Price et Gurbaxini* (1980) relatif au calcul des tensions induites met en jeu des équations de couplage dérivées en termes de tension diffractées qui s'écrivent comme suit [49] :

$$\frac{\partial U^s(x,t)}{\partial x} + R.i(x,t) + L.\frac{\partial i(x,t)}{\partial t} = E_x^i(x,h,t) \quad \text{III-74}$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + C.\frac{\partial U^s(x,t)}{\partial t} = 0 \quad \text{III-75}$$

La propagation des tensions diffractées U^s le long de la ligne est due aux sources de tensions distribuées résultantes de la composante horizontale du champ électrique E_z^i à la hauteur de la ligne. En conséquence la tension totale induite sur la ligne est donnée par la formule suivante :

$$U(x,t) = U^s(x,t) - \int_0^h E_z^i(x,z,t) dz \quad \text{III-76}$$

La représentation de la ligne de transmission basée sur le modèle de couplage d'Agrawal *et al.* est décrite à la figure (III-22).

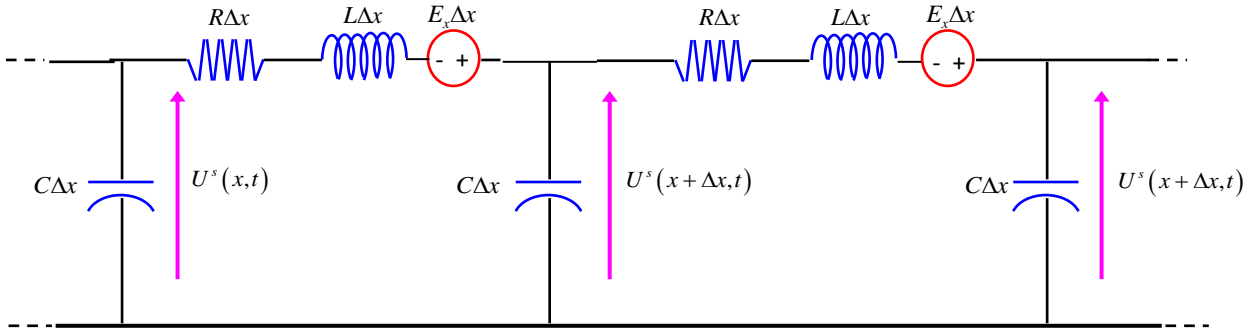


Figure III.23 : Modélisation de la ligne de transmission à l'aide du modèle d'Agrawal *et al.* [49].

III.6.6 Modèle de Rachidi

Le modèle de couplage de Rachidi (1993) est décrit en termes des sources du champ magnétique horizontal incident (B_x) et de courants diffractés de la ligne (i_s). Les équations de la ligne de transmission basées sur le modèle de Rachidi sont [50] :

$$\frac{\partial U(x, t)}{\partial x} + R i(x, t) + L \frac{\partial i^s(x, t)}{\partial t} = 0 \quad \text{III-77}$$

$$\frac{\partial i^s(x, t)}{\partial x} + C \frac{\partial U(x, t)}{\partial t} = \frac{1}{L} \int_0^h \frac{\partial B_x(x, z, t)}{\partial y} dz \quad \text{III-78}$$

Le courant total de la ligne est lié au courant diffracté par la relation suivante :

$$i(x, t) = i^s(x, t) - \frac{1}{L} \int_0^h B_y^i(x, z, t) dz \quad \text{III-79}$$

Dans la figure (III-23) nous présentons le modèle de la ligne de transmission selon Rachidi.

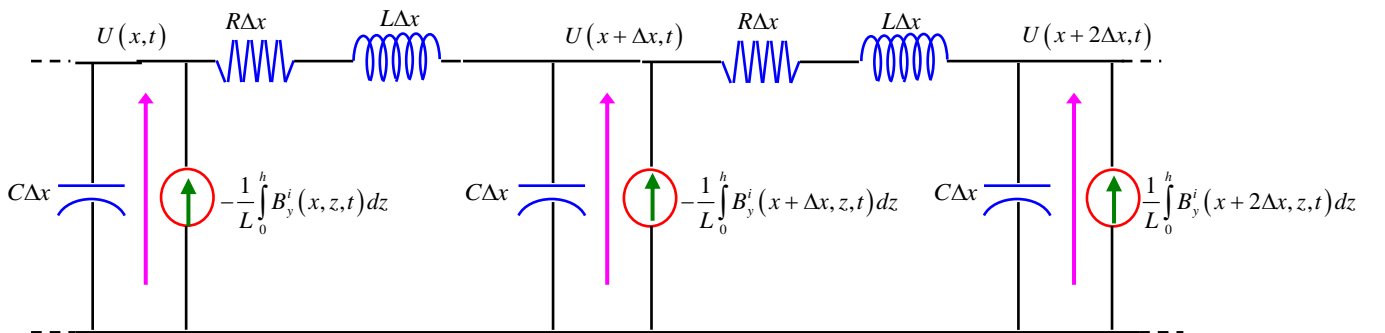


Figure III-24 : Modélisation de la ligne de transmission à l'aide du modèle de Rachidi [50].

II.7 Conclusion

Ce chapitre est consacré à la modélisation des différentes grandeurs liées au couplage des perturbations électromagnétiques générées par un coup de foudre nuage-sol avec les lignes aériennes d'énergie électrique. Dans cette modélisation, on est intéressé en premier temps à la modélisation du courant de la foudre, en donnant les formules analytiques décrivant le courant à la base du canal des la foudre ainsi que ceux dédiées à la distribution spatiotemporelle du courant de 'arc en retour. Une attention spéciale a été donnée au modèle d'ingénieurs. Des résultats de simulation de ce courant ont été présentés au cours de ce présent chapitre. Par la suite, la modélisation des composantes du champ électromagnétique rayonné par la foudre a été présentée. Dans cette même partie, nous avons mis en évidence un aperçu sur la méthode FDTD en trois dimensions qui sera exploitée dans nos calculs. En dernier, on est confronté à la présentation des modèles de couplage les plus populaires dans la littérature. L'étude du couplage d'une ligne aérienne avec les perturbations électromagnétiques générées par l'interaction d'un de foudre avec une tour élevée fera l'objet du prochain chapitre de ce travail.

Chapitre IV

*Couplage d'une ligne aérienne avec
les perturbations
électromagnétiques générées par
l'interaction d'un coup de foudre et
un objet élevé*

IV.1 Introduction

Vue leur haute altitude, les tours élevées sont toujours susceptibles à être frappées par des coups de foudre. L'interaction de ces tours avec la foudre produit un courant qui se propage le long de la tour ainsi que le long du canal de la foudre. Cette propagation du courant génère un champ électromagnétique perturbateur. Ainsi, le couplage des perturbations électromagnétiques rayonnées par les coups de foudre tombant sur les objets élevée (tours) avec les différents systèmes électriques, électroniques et de télécommunications provoque des tensions induites ou des courants induits.

L'étude du couplage en questions demande de bien spécifier les trois liés à une étude de compatibilité électromagnétique d'un tel problème. Ces trois éléments dans notre cas sont :

- Le courant de la foudre : *source de perturbation*.
- Le champ électromagnétique rayonné : *manière de couplage entre la source et le système victime (par rayonnement)*.
- Tensions induites sur la ligne aérienne : *résultats de couplage sur le système victime*.

Dans ce quatrième et dernier chapitre nous allons présenter en premier temps les modèles mathématiques dédiés à la spécification de la propagation du courant le long de la tour ainsi que le long du canal de la foudre. Puis, nous nous intéressons à la simulation des différentes grandeurs liées à cette étude notamment le courant de foudre, le champ électromagnétique rayonné et les surtensions induites sur une ligne aérienne monofilaire. Cette simulation sera effectuée par la mise en œuvre numérique de la méthode des différences finies dans le domaine temporelle en trois dimensions FDTD-3D [45] basée sur la formulation de *Taflove* [37] associée aux conditions aux limites UPML et le modèle de *Baba* et *Rakov* [49] pour la distribution spatiotemporelle du courant le long de la tour et le long du canal de la foudre.

IV.2 Modélisation de la propagation du courant le long de la tour et le long du canal de foudre

IV.2.1 Modèle de *Rachidi et al.*

Dans leur publication *Rachidi et al.* [50], ont développé une extension des modèles dits d'ingénieurs, englobant les modifications nécessaires afin de prendre en considération l'impact direct d'un coup de foudre sur un objet élevé (une tour). Ce modèle mathématique a permis l'évaluation et l'analyse de la distribution spatiotemporelle du courant le long de la tour ainsi que le long du canal de foudre en exploitant le courant spécifié au point d'attachement entre le canal de la foudre et la

tour (sommet de la tour) qui peut être obtenir à l'aide des modèles présentés dans le chapitre III pour calculer le courant à la base du canal de la foudre.

Selon *Rachidi et al.* [50], la représentation mathématique de la distribution spatio-temporelle du courant le long de la tour et le long du canal de foudre (Fig. IV.1), est la suivante:

- **Le long de la tour**

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

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

- **Le long du canal de la foudre**

Pour : $(z' \geq h)$

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

Avec :

ρ_t et ρ_g : coefficients de réflexion du courant au sommet et à la base de la tour respectivement.

c : vitesse de la lumière 3.10^8 m/s,

h : est la hauteur de la tour,

v^* : vitesse de propagation de l'onde du courant,

v : vitesse du front de l'arc en retour,

$P(z')$: facteur d'atténuation du courant,

$u(t)$: fonction d'échelon unité,

n : nombre de réflexions entre le sommet et la tour.

z_g, z_t, z_{ch} : impédance du sol, l'impédance de la tour et l'impédance caractéristique du canal de foudre respectivement.

z' : hauteur du point concerné par le calcul du courant.

Le modèle présenté ci-dessus par les équations (IV-1) et (IV-2) est basé sur le concept du courant "non contaminé" : $i_0(t)$ calculé au sommet de la tour, et en prenant en considération les ondes de courant réfléchies au niveau du sommet et la base de la tour.

IV.2.2 Modèle de *Baba et Rakov*

Baba et Rakov en 2005 [49] ont proposé un autre modèle basée sur l'utilisation d'une série de sources de tension dans la jonction tour-canal. Ainsi, ils ont montré que leur approche développée est équivalente à celle proposés par *Rachidi et al. Baba et Rakov* dans leur présentation, la distribution du courant le long de la tour et le long du canal de foudre en est exprimée en termes de courant de court-circuit $i_{sc}(t)$, qui est relié au courant "non contaminé" par l'expression suivante :

$$i_{sc}(t) = 2i_0(t) \quad \text{IV-3}$$

Le modèle de *Baba et Rakov* [49] est exprimé par la formule mathématique suivante:

- ***Le long du canal de la foudre***

Pour $z' \geq h$:

$$i(z', t) = \frac{1-\rho_t}{2} \left[i_{sc} \left(h, t - \frac{z'-h}{v} \right) + \sum_{n=1}^{\infty} \rho_g^n \rho_t^{n-1} (1 + \rho_t) i_{sc} \left(h, t - \frac{z'-h}{v} - \frac{2nh}{c} \right) \right] \quad \text{IV-4}$$

- ***Le long de la tour***

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

$$i(z', t) = \frac{1-\rho_t}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\rho_g^n \rho_t^n i_{sc} \left(h, t - \frac{h-z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) + \rho_g^{n+1} \rho_t^n i_{sc} \left(h, t - \frac{h+z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \right] \quad \text{IV-5}$$

$$\rho_t = \frac{z_t - z_{ch}}{z_t + z_{ch}} \quad \text{IV-6}$$

$$\rho_g = \frac{z_t - z_g}{z_t + z_g} \quad \text{IV-7}$$

Il faut noter que les équations (IV-4) et (IV-5) sont identiques aux équations (IV-1) et (IV-2) écrites en termes de courant "non contaminé": $i_0(h, t) = i_{sc}(h, t) / 2$.

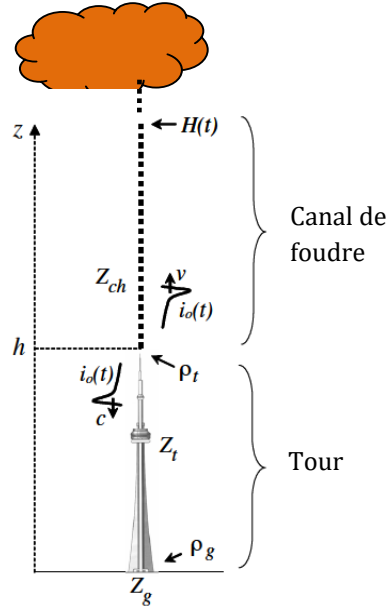


Figure IV.1 : Propagation du courant le long de la tour et le long du canal de foudre.

IV.3 Méthodologie

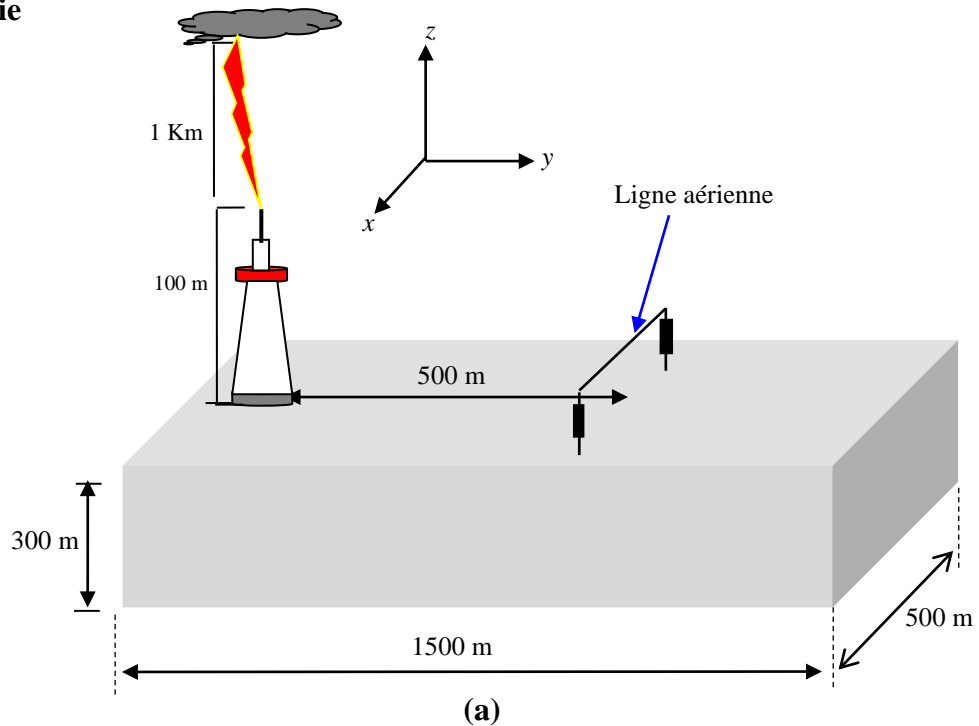


Figure IV.2 : Géométrie du problème étudié

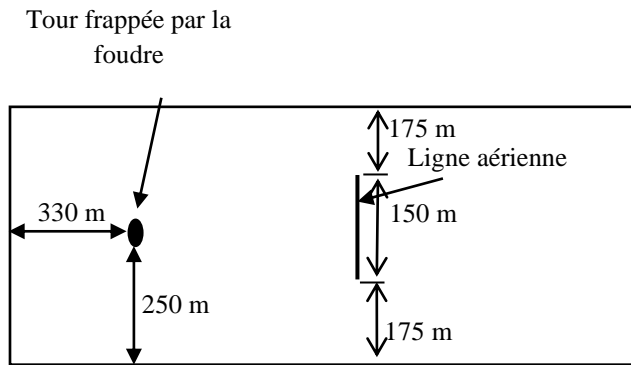


Figure IV.3: Position de la ligne aérienne et est de la tour frappée par la foudre.

La figure IV.2 présente la géométrie du problème à étudier adoptée pour notre travail. Cette géométrie contient une tour élevée avec une altitude de 100 m frappée par un coup de foudre dont le canal ayant une hauteur de 1000 m. La tour est placée sur la surface d'un sol supposé parfaitement conducteur (la conductivité électrique du sol est tend vers l'infinie) et distant de 500 m d'une ligne aérienne caractérisée par une longueur de 150 m dans la direction de l'axe des x et une altitude de 10 m par rapport au surface du sol. Cette ligne est terminée au niveau de ces extrémités par deux résistances de valeur égale à 498Ω . Ainsi, la figure IV.3 illustre la position des différents éléments concernés par l'étude, notamment : la ligne aérienne concernée par le couplage avec le champ électromagnétique rayonné par la foudre qui se trouve à deux identiques distances égales à 175 m par rapport au deux frontière du volume de travail et celle de la tour qui est localisée à une distance de 330 m dans la direction de l'axe des y et à 250 m dans la direction de l'axe des x . La simulation est effectué par la mise en œuvre numérique de la méthode des différences finies dans le domaine temporel en trois dimensions (FDTD-3D), dans laquelle le domaine du travail est discrétisé en cellule cubique dont les démentions $5\text{ m} \times 5\text{ m} \times 5\text{ m}$, le pas temporel est fixé à 5 ns, et le temps de calcul est de 20 μs . 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. Le modèle de *Baba et Rakov* est exploité pour étudier la distribution spatiotemporelle du courant le long de la tour et le long du canal de la foudre.

IV.4 Simulation du courant « non contaminé » calculé au sommet de la foudre

Le courant non contaminé est le courant de foudre net c-à-d le courant qui n'est pas affecté par les réflexions entre le sommet la tour et sa base (le sol). Ce courant est celui qui sera injecté dans le modèle de *Baba et Rakov* pour analyser la distribution spatiotemporelle du courant de la foudre. Pour calculer ce courant nous exploitons la fonction d'*Héidler* pour un arc en retour subséquent (Eq. IV-8), les différents paramètres utilisés dans notre simulation sont consignés dans le tableau IV-1. Ces paramètres sont issue de la référence [51].

$$I(0, t) = \frac{I_{01}}{\eta_1} \frac{(t/\tau_{11})^{n_1}}{1+(t/\tau_{11})^{n_1}} \exp(-t/\tau_{12}) + \frac{I_{02}}{\eta_2} \frac{(t/\tau_{21})^{n_2}}{1+(t/\tau_{21})^{n_2}} \exp(-t/\tau_{22}) \quad \text{IV-8}$$

i_{01} (kA)	τ_{11} (μs)	τ_{12} (μs)	i_{02} (kA)	τ_{21} (μs)	τ_{22} (μs)	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 [53].

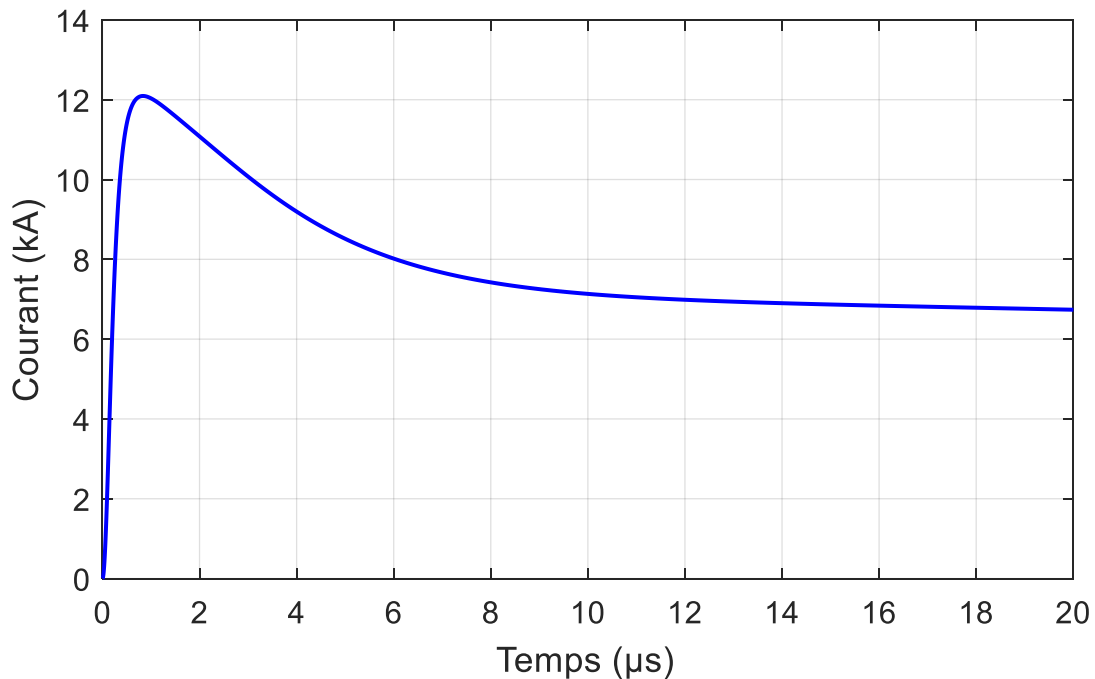


Figure IV.4 : Variations temporelles du courant non contaminé.

La figure IV.4 présente les variations temporelles du courant non-contaminer de la foudre qui sera injecté dans les équations décrivant le modèle de *Baba et Rakov* (Eq. IV-4 et 5). A partir de ce résultat on peut remarquer que le courant non contaminer est sous la forme d'une impulsion ayant une amplitude de 12 kA et un temps de montée (temps nécessaire pour que l'onde de courant atteint son amplitude maximale) de 0.7 μ s.

IV.5 Simulation de la distribution spatiotemporelle du courant le long de tour et

le long du canal de la foudre

L'étude de la distribution spatiotemporelle du courant le long du canal de la foudre ainsi que le long de la tour est indispensable pour effectuer une caractérisation correcte des perturbations électromagnétiques générées par l'interaction d'un coup de foudre avec une tour élevée. Dans notre étude, nous exploitons le modèle mathématique développé par *Baba et Rakov* (Eq. IV-4 et 5). Ce modèle est une extension des modèles dit « Modèles d'ingénieurs » qui a prise en compte la présence de la tour. En plus, les équations décrivant ce modèle sont basées sur le modèle de la *ligne de transmission TL* (voir la section III.3.1.2 du chapitre III). La valeur de la vitesse de propagation du courant le long du canal de la foudre est 1.5×10^8 m/s, et celle le long de la tour est égale à la vitesse de la lumière 3×10^8 m/s. Le coefficient de réflexion au sommet de la tour est $\rho_t = -0.5$ et au niveau de sa base est $\rho_g = 1$. Le nombre de réflexion pour notre cas d'étude est $n = 30$.

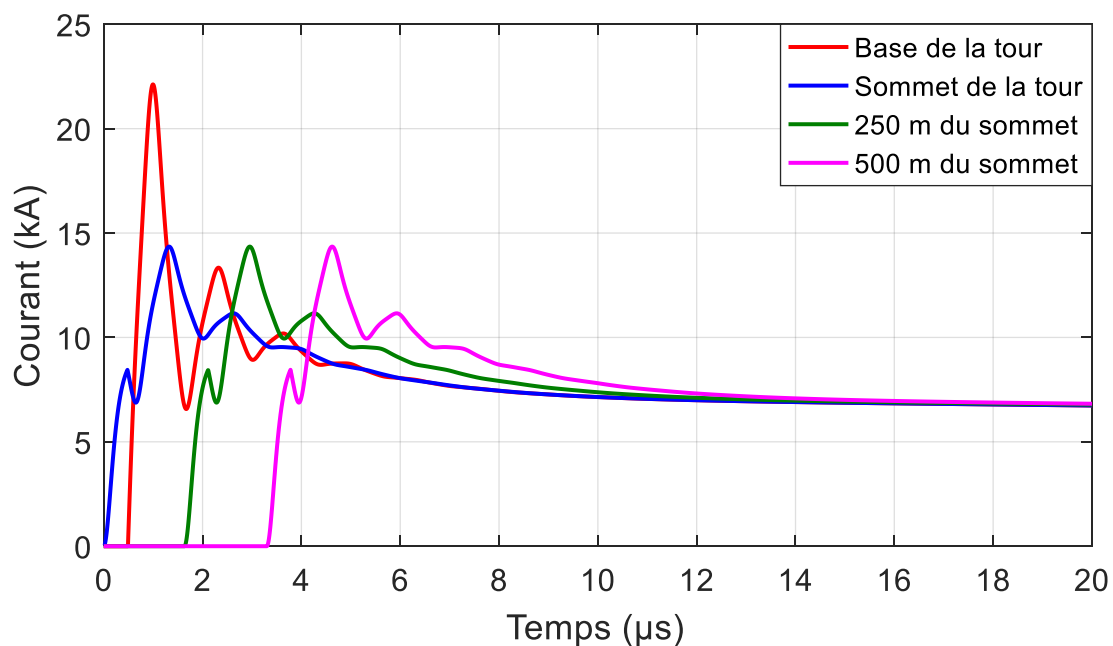


Figure IV.5 : distribution du courant le long du canal de foudre et le long de la tour.

La figure IV.5 présente la distribution spatiotemporelle du courant le long du canal de la foudre et le long de la tour. L'allure du courant tracée en bleu représente la forme d'onde du courant contaminé calculé au sommet de la tour qui est le point d'attachement entre le coup de foudre et la tour (point d'impact). La forme d'onde tracée en rouge est correspondante au courant calculé à la base de la tour. Les résultats tracés en vert et magenta représentent respectivement le courant calculé à 250 m et 500 m par rapport au sommet de la tour.

A l'issue de ces résultats on peut clairement remarquer que le courant contaminé calculé au sommet de la tour souffre de l'apparition des oscillations sur forme d'onde. Ces oscillations sont causées par les multiples réflexions entre le sommet de la tour et sa base (au niveau du sol). Ainsi, ces réflexions sont apparues sur tous les formes d'onde des courants obtenues aux différentes altitudes concernées par la simulation. En plus, l'amplitude du courant la plus supérieure est obtenue pour le courant calculé à la base de la tour (résultat tracé en rouge), car il représente la somme des deux courants, le premier est le courant descendant du sommet vers la base et le second et celui réfléchi au niveau de la base de la tour (au niveau du sol) et propageant vers le sommet de la tour. Il est aussi clairement remarqué que les formes d'onde sont identiques et que les amplitudes sont égales pour les courants obtenus au sommet de la tour ainsi qu'aux deux hauteurs sur le canal de la foudre à 250 m et 500 m (résultats en bleu, vert et magenta) cela est dû à l'utilisation du modèle TL qui assume que le courant de la foudre ne connait aucune atténuation d'amplitude lorsqu'il se propage le long du canal de la foudre.

IV.6 Simulation du champ électromagnétique généré par l'interaction entre un coup de foudre et une tour élevée.

Dans cette partie nous nous intéressons à l'évaluation et l'analyse des composantes du champ électromagnétique généré par un coup de foudre tombant sur une tour élevée à une distance de 500 m par rapport à la tour et une altitude de 10 m (Voir la figure IV.1). La simulation de ces dernières composantes sont effectuées à l'aide de la mise en œuvre numérique de la méthode FDTD en trois dimensions (FDTD-3D) associée aux conditions aux limites UMPL et au modèles de *Baba et Rakov* pour la distribution du courant le long du canal et le long de la tour. Les calculs sont effectués en prenant en compte l'hypothèse du sol parfaitement conducteur (conductivité infinie du sol). Ainsi, une analyse comparative sera effectuée entre le champ calculé pour le cas de la présence de la ligne aérienne avec celui calculé en absence de la ligne. Cela conduit à l'utilisation de la théorie du fil mince (voir la section III.5.4 du chapitre III).

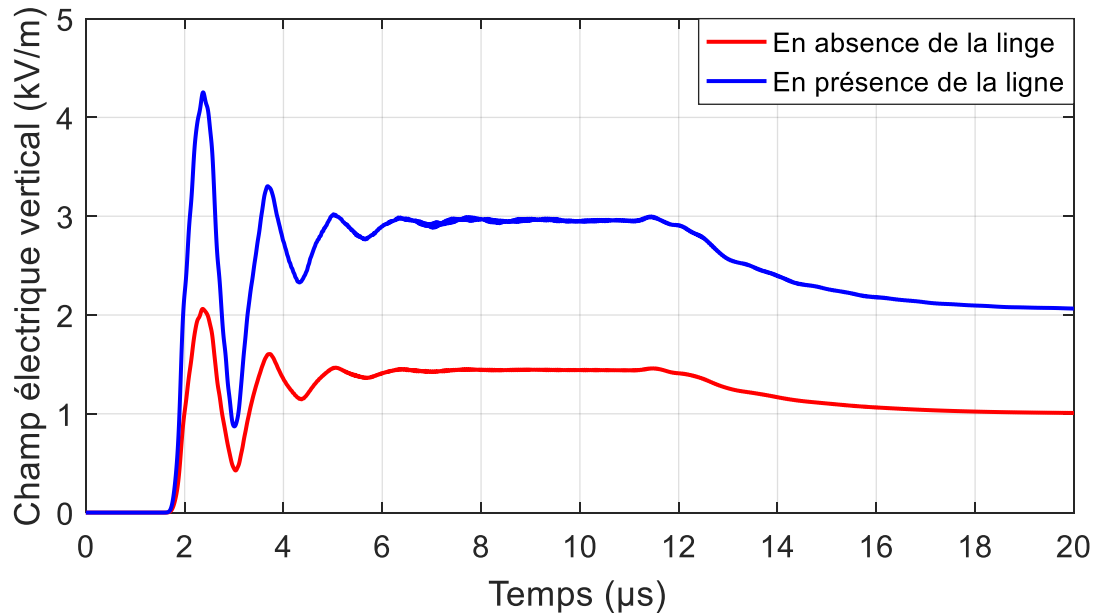


Figure IV.6 : Champ électrique vertical calculé pour le cas d'absence de la ligne aérienne et pour celui de la présence de la ligne aérienne.

Dans la figure IV.6 nous présentons les formes d'onde des variations temporelles de la composante verticale du champ électrique obtenus pour le cas d'absence de la ligne aérienne et pour celui de la présence du linge aérien. D'après ces résultats, il est clairement remarqué que le champ électrique vertical est significativement affecté par la présence de la ligne du point de vue amplitude. La forme d'onde est généralement n'est pas affecté. Cette influence est dû au phénomène de la discontinuité causé par la présence de la ligne qui se considère comme un obstacle face à la propagation du champ électrique vertical.

La figure IV.7 illustre la comparaison entre les allures du champ magnétique azimuthal calculées pour le cas de la présence de la ligne aérienne et ceux obtenues pour le cas d'absence de cette ligne. A l'issu de ces résultats, nous remarquons la composante azimuthale du champ magnétique est en général n'est pas affecté par la présence de la ligne aérienne du point de vue amplitude ainsi que du point de vue forme d'onde. La cause de la stabilité remarqué pour cette composante et que le champ magnétique azimuthal est tangentiel (parallèle) à la ligne aérienne c-à-d qu'il ne provoque aucun problème à la propagation des ondes de ce champ.

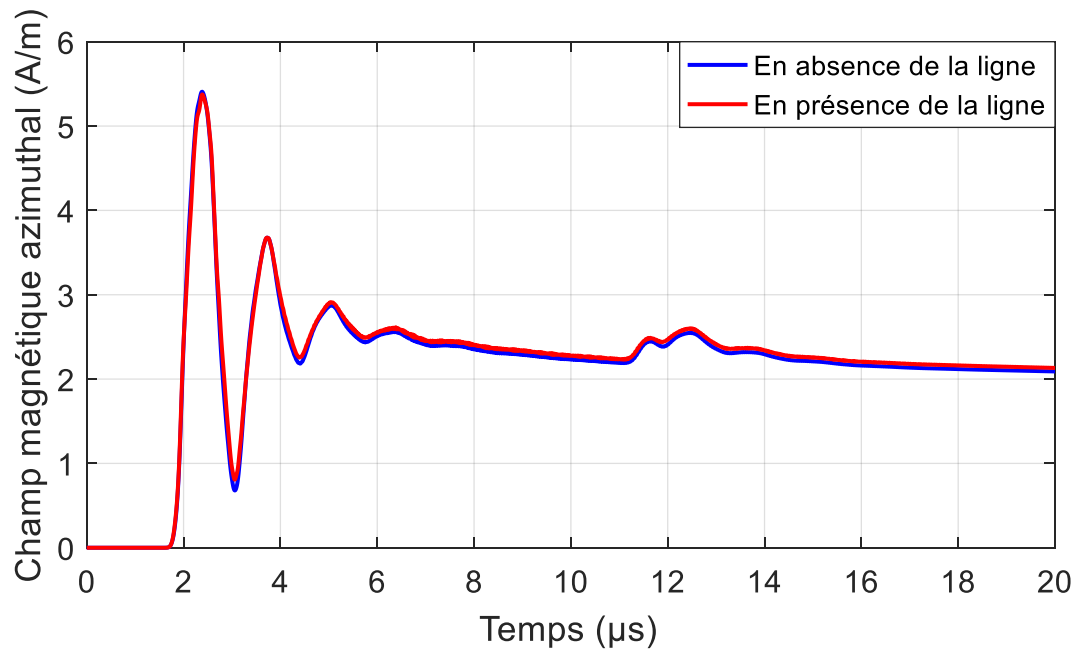


Figure IV.7 : Champ magnétique azimuthal calculé pour le cas d'absence de la ligne aérienne et pour celui de la présence de la ligne aérienne.

La figure IV.8 donne une représentation tridimensionnelle de la cartographie du champ électrique vertical. Sur les axes latéraux nous présentant le temps et la distance. Cette dernière et correspondante à la longueur de la ligne concernée par le couplage. Le point 0 m est celui qui a la distance la plus courte par rapport à la tour 500 m. Les -75 m et 75 m sont ceux qui désignent les deux extrémités de la ligne. Les formes d'ondes du champ électrique vertical obtenues sont caractérisées par un retard du temps qui correspond à la durée que prend l'onde du champ pour atteindre le point de d'observation (point concerné par le calcul du champ). Ainsi, ces formes d'ondes souffrent de la présence des oscillations causées par les multiples réflexions du courant entre le sommet de la tour et sa base. De plus, l'amplitude la plus maximale est remarquée au point du 0 m (voir la zone supérieure en jaune), car il est le point qui coïncide avec la distance la plus courte entre les points d'observation et la tour, là où le champ doit avoir la valeur la plus intense.

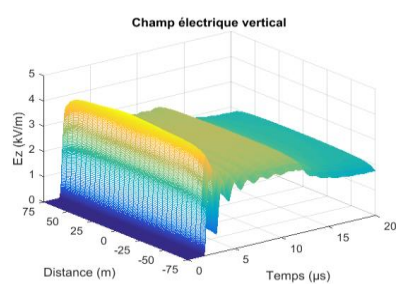


Figure IV.8 : Représentation tridimensionnelle de la cartographie du champ électrique vertical.

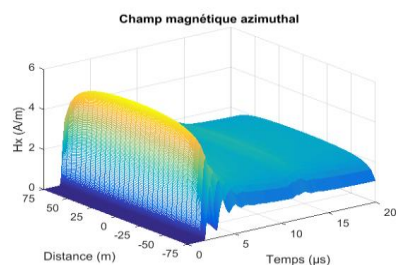


Figure IV.9 : Représentation tridimensionnelle de la cartographie du champ magnétique azimuthal.

La figure IV.9 illustre la cartographie de la composante du champ magnétique azimuthal. Comme il est présenté ci-dessus pour le champ électrique la représentation tridimensionnelle est liée à trois grandeurs le champ, le temps et la distance. Là aussi, la valeur la plus supérieure du champ magnétique azimuthal est remarquée au niveau du point 0 m sur l'axe des distances et la forme d'onde est caractérisée par l'apparition des oscillations causées par les multiples réflexions entre le sommet et la base de la tour.

IV.7 Calcul des tensions induites par la foudre sur une ligne aérienne

Comme nous avons déjà donné sur la figure IV-1, le couplage est étudié pour une ligne unifilaire sans pertes avec le champ électromagnétique généré par l'interaction d'un coup de foudre et une tour élevée de 100m d'altitude placée sur un sol homogène parfaitement conducteur de 300 m de profondeur. La ligne électrique 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 de la tour (centre de la ligne) se trouve à une distance horizontale de 500 m dans la direction de l'axe des y . le calcul de la tension induite par le champ électromagnétique sur la ligne aérienne en utilisant la méthode FDTD-3D demande l'appel de la théorie du fil mince qui exige de forcer les champs électriques tangentiels (E_x) le long des axes du conducteur représentant la ligne à être nuls, en plus d'effectuer des modifications au niveau de la permittivité diélectrique et de la perméabilité magnétique des cellules dans lesquelles la ligne est immergée, traduisant le phénomène de la discontinuité causé par la présence de la ligne dans le parcours de la propagation des ondes du champ. 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.

L'étude du couplage sera effectuée en calculant les tensions induites le long de toute la ligne aérienne afin d'analyser la propagation des ondes de tension le long de la ligne. Cela demande d'avoir une aide sur la tension au centre de la ligne qui est le point ayant la distance la plus proche par rapport à la tour qui normalement correspond à la plus grande valeur de la tension, puis il faut connaître les tensions calculées à chaque point de discrétisation spatiale suivant l'axe des x le long de la ligne aérienne.

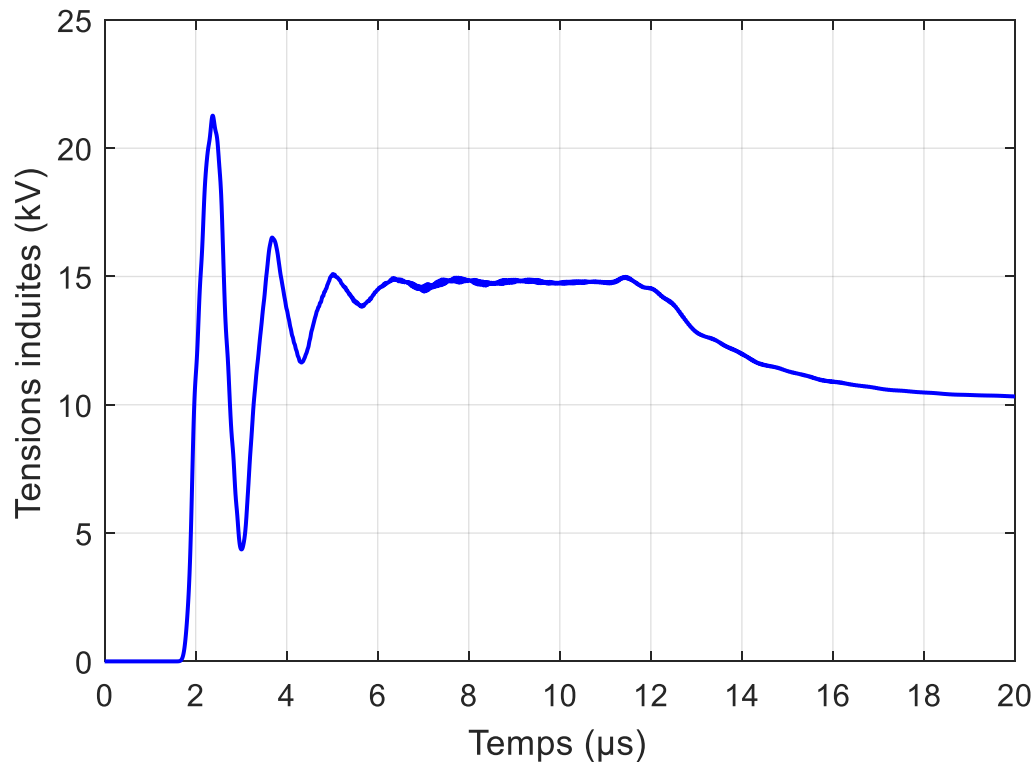


Figure IV.10 : Tensions induites sur la ligne aérienne calculées au centre de la ligne.

Sur la figure IV.10 nous présentons la forme d'onde de la tension induite par l'interaction entre un coup de foudre et une tour élevée sur une ligne aérienne monofilaire sans pertes. La forme d'onde de la tension obtenue ce n'est que l'image de celle du champ électrique, sauf pour les amplitudes. Dans ce cas de figure d'étude la tension induite atteint une valeur maximale égal à 21 kV à l'instant 2.3 μ s. La forme d'onde connue des oscillations à partir de l'instant 1.7 μ s jusqu'à l'instant 7.5 μ s, ces dernières sont causées par les multiples réflexions entre le sommet et la base de la tour. Ensuite, les amplitudes se stabilisent en valeur jusqu'à l'instant 11.2 μ s, puis elle se diminue sous la forme d'une atténuation exponentielle.

Sur La figure IV.11 nous donnons une représentation tridimensionnelle de la distribution spatiotemporelle de la tension induite le long de la ligne aérienne monofilaire concernée par notre étude. Ces résultats montre que la tension la plus élevée est celle obtenus au centre de la ligne puis les formes d'ondes connues une atténuation traduite par la diminution de ces amplitudes lors de leur propagation du point de centre vers les extrémités de la ligne. Cela est dû à la différence des distances entre le canal de la foudre et les points concernés par le calcul de la tension induite.

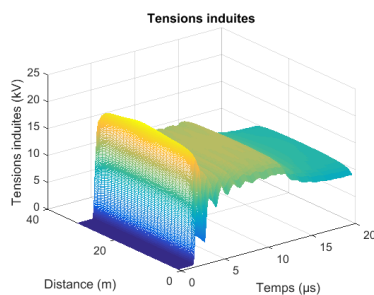


Figure IV.11 : Représentation tridimensionnelle de la tension induite le long de la ligne aérienne.

IV.7 Conclusion

Ce dernier chapitre est consacré à la simulation des différents éléments de la compatibilité électromagnétique CEM liés à l'étude d'un problème de couplage des perturbations électromagnétique générées par l'interaction entre un coup de foudre et une tour avec une ligne aérienne monofilaire sans pertes à savoir le courant de foudre, le champ électromagnétique et les tensions induites. Les calculs sont effectués par mise en œuvre numérique de la méthode FDTD-3D associées aux conditions aux limite UPML et le modèle de *Baba et Rakov*. Cette étude démontre que les résultats obtenus à l'aide de l'approche utilisée sont logiques en prenant en compte l'effet des différentes contraintes. Ainsi, cette étude permet d'extraire les informations nécessaires pour réaliser une protection préventive des réseaux électriques aériennes contre les effets indésirable de la foudre.

Conclusion générale

Conclusion générale

Dans ce travail de mémoire de fin d'étude nous nous sommes intéressés à la réalisation d'une étude d'un problème de couplage entre une ligne aérienne et les perturbations électromagnétiques générées par l'interaction d'un coup de foudre avec une tour élevée. La simulation des de différents élément de cette études CEM est effectuée à l'aide du modèle de *Baba et Rakov* pour l'analyse de la distribution spatiotemporelle du courant le long du canal de la foudre et le long de la tour, ainsi que l'utilisation de la méthode des différences finie dans le domaine temporel en trois dimensions (FDTD-3D) pour le calcul du champ électromagnétique rayonné ainsi que des tensions induites sur les lignes aériennes.

Partant de l'objectif fixé dans le cahier de charge lié à cette étude, nous avons intéressé en premier temps à la simulation du courant de la foudre qui est la source des perturbations. Cette simulation nécessite le calcul du courant non-contaminé injecté au sommet de la tour (le point d'attachement entre le coup de foudre et la tour) ainsi que d'entamer la distribution spatiotemporelle du courant le long du canal de la foudre et le long de la tour. En conséquence, nous avons utilisé le modèle d'*Heidler* associée au modèle de *Baba et Rakov*. Les résultats obtenus démontrent que le courant de la foudre est caractérisé par l'apparition des oscillations au niveau de sa forme d'onde causées par les multiples réflexions entre le sommet et la base de la tour, et la plus grande amplitude est obtenue au niveau de la base de la tour. La deuxième étape de ce travail a été l'implémentation de la méthode 3D-FDTD sur Matlab pour simuler les composantes du champ électromagnétique généré par un coup de foudre tombant sur une tour élevée en on posant que le sol est parfaitement conducteur. La comparaison entre les résultats obtenue pour le cas de la présence de la ligne avec celui de l'absence de la ligne aérienne démontre que le champ électrique vertical est significativement affecté par la présence de la ligne, mais cette présence n'a aucune influence sur le champ magnétique azimuthal. Par la suite, dans la troisième étape nous avons intéressé à la simulation des tensions induites sur une ligne aérienne monofilaire sans partes par l'interaction d'un coup de foudre avec une tour en utilisant la méthode 3D-FDTD. Les calculs de la tension induite sont effectués au centre de la ligne qui est le point le plus proche de la tour. Puis, nous avons entamé la distribution spatiotemporelle de la tension induite le long de la ligne. A l'issu des résultats obtenus nous avons conclure que la tension la plus supérieure est celle obtenue au niveau du centre de la ligne puis, les formes d'ondes des tensions induites connues une atténuation lorsqu'elles se propagent vers les extrémités de la ligne, ce qui affirme que 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 les coups de foudre tombant sur les objets élevée tel que les tours. Les perspectives de ce travail peuvent se résumer comme suit :

- ❖ prise en compte des topologies plus complexes.
- ❖ Etude du couplage entre le champ électromagnétique généré par la foudre avec les câbles sous terrain.

Références bibliographiques

Références bibliographiques

- [1] : Guy-Gérard Champiot, « Perturbations électriques et électromagnétiques », édition DOPPEE 85,1992.
- [2] : <http://www.electromagazine.ch/fr/compatibilite-electromagnetique/>
- [3] : KLEIN R., CLAUZADE B. - Effets des perturbations électromagnétiques sur certains équipements. Risques liés aux dysfonctionnements. Cahiers de Notes Documentaires - Hygiène et Sécurité du Travail, 1991, 142, ND 1811, pp. 5-20.
- [4] : NF EN 61000-4-2 - Compatibilité électromagnétique. Partie 4 : techniques d'essais et de mesure. Section 2 : essais d'immunité aux décharges électrostatiques. Paris - La Défense, AFNOR, juin 1995, pp. 1-35
- [5] : NF EN 50082-1 - Compatibilité électromagnétique. Norme générique immunité Partie 1 : Environnement résidentiel, commercial et industrie légère. Paris - La Défense, AFNOR, juin 1995, pp. 1-16.
- [6] : NF EN 50082-2 - Compatibilité électromagnétique. Norme générique immunité. Partie 2 : Environnement industriel. Paris - La Défense, AFNOR, juin 1995, pp. 1-16.
- [7] : NF EN 55104. Compatibilité électromagnétique - exigences d'immunité pour les appareils électrodomestiques, outils électriques et appareils analogues - Norme de famille de produits. Paris-La Défense, AFNOR, sept. 95, pp. 1-18.
- [8] : Mircea Lanovici, et Jean-Jacques Morf "Compatibilité Électromagnétique" deuxième édition modifiée et corrigé, EPFL, Lausanne, Suisse 1985.
- [9] : Nabil Ikhlef "Rayonnement Électromagnétique du Réseau de Transport d'Énergie : Couplage Avec Les Structures Filaires, Réduction du Champ Magnétique", mémoire de magister en Électrotechnique du CU de Jijel, 2002
- [10] : http://staff.univbatna2.dz/sites/default/files/guettafi_amor/files/compatibilite_electromagnetique.pdf
- [11] : F. Rachidi « La foudre et ses effets électromagnétique », Ecole polytechnique fédérale de Lausanne EPFL-DE-LRE, 2004.
- [12] : <https://sites.google.com/site/wwwpiemarlocom/publication>

- [13] :INERIS « le risque foudre et les installations classées pour la protection de l'environnement », direction des risques accidentels septembre 2001.
- [14] : A. Tilmatine, « Techniques de la haute tension (chapitre 5 : la foudre) », Université Djilali LIABES.
- [15] :<https://earlystreameremission.com/fr/au-sujet-de-la-foudre/phenomene-de-la-foudre/>
- [16] :S. A. Djennad, A. Zeddami « Protection contre la foudre – principes généraux et normes en vigueur », Techniques de l'ingénieur, D1335 v1, 10 fev. 2015
- [17] :<https://lafoudretp2007.wordpress.com/decouverte-de-la-foudre/>
- [18] :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.
- [19] :C. Bouqueneau « La foudre, effets et protection », Rev. AIM – Liège n° 3/2004.
- [20] :F. Rachidi-Haeri « Effet électromagnétique de foudre sur les lignes de transmission aériennes : modélisation et simulation », Thèse doctorat Es-Science, EPFL, Lausanne, Suisse, 1991.
- [21]:T. Narita, T. Yamada, A. Mochizuki, E. Zaima, and M. Ishii «Observation of current waveshapes of lightning strokes on transmission towers», IEEE Transactions on Power Delivery, 15 (1), pp. 429-435, 2000
- [22] : C. Gary « Les propriétés diélectriques de l'air et les très hautes tensions » Editions EYROLLES, Paris
- [23] :C. A. Nucci, C. Mazzetti, F. Rachidi and M. Ianoz, "Analyse du champ électromagnétique dû à une décharge de foudre dans le domaine temporel et fréquentiel ", Annales de Télécommunication, Vol. 43, N°11-12, pp. 625-637,1988.
- [24] :F. Rachidi « La foudre et ces effets électromagnétiques », Notes de cours de la CEM, EPFL de Lausanne, Suisse 2004
- [25] :D. Orzan « Couplage externe et interne entre un champ électromagnétique et un réseau de lignes multifilaires » Thèse doctorat es science, EPFL, Lausanne, Suisse, 1998.
- [26]: 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.

- [27]: F. Heidler « Analytic lightning current functions for LEMP calculations », 18th ICLP (International Conference on Lightning Protection), pp. 63-66 Munich, Germany, 1985.
- [28]: E. Petrache « Lightning electromagnetic coupling to overhead transmission line networks and to buried cables » Thèse doctorates science, EPFL, Lausanne, Suisse, 2004.
- [29]: 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.
- [30] : V. Cooray « lightning electromagnetic », IET, Power energy series 62, 2012
- [31] : J.L. Bermudez Arboleda « Lightning currents and electromagnetic fields associated with return strokes to elevated strike objects », Thèse Doctorat Es-Science, EPFL, Lausanne, Suisse, 2003.
- [32] : 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.
- [33]: 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.
- [34] V. Cooray « lightning electromagnetic », IET, Power energy series 62, 2012.
- [35]: 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.
- [36] : C. A. Nucci, C. Mazzetti, F. Rachidi and M. Ianoz, “Analyse du champ électromagnétique dû à une décharge de foudre dans le domaine temporel et fréquentiel ”, Annales de Télécommunication, Vol. 43, N°11-12, pp. 625-637, 1988.
- [37]: A. Taflove, and S. C. Hagness, “Computational electrodynamics: the finite difference time-domain method”, Second Edition, Artech House, Boston, USA, 2000.
- [38]: 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.
- [39]: 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.

- [40]: Y. Baba, V. A. Rakov “Electromagnetic methods for lightning surge protection”, Edition Wiley, 2016
- [41]: 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.
- [42]: Y. Tanaguchi, Y. Baba, N. Nagaoka, et A. Ametani, “An improved thin wire representation for FDTD computations”, IEEE Transaction on Antennas and propagation, Vol. 56, no 10, pp 3248-3252, 1989.
- [43]: 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, Suède 1958.
- [44]: C.D. Taylor, R.S. Satterwhite, C.W. Harrison, “The response of a terminated two-wire transmission line excited by a non-uniform electromagnetic field”, IEEE Trans. on AP, Vol. 13, 1965.
- [45]: 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.
- [46]: P. Chowdhuri « Analysis of lightning induced voltages on overhead lines » IEEE. Trans on Power Delivery, Vol. 04 No. 01, Jan. 1989.
- [47]: A.K. Agrawal, H.J. Price, S.H. Gurbaxani, “Transient response of a multiconductor transmission line excited by a nonuniform electromagnetic field”, IEEE Trans. on EMC, Vol. EMC-22, No. 2, pp. 119-129, May 1980.
- [48]: F. Rachidi, « Formulation of the field-to-transmission line coupling equation in terms of magnetic excitation field » IEEE Trans. on E.M.C, Vol. 35, No. 3, Aout. 1993.
- [49]: Y. Baba, and V. A. Rakov, On the use of lumped sources in lightning return stroke models, Journal of Geophysical Research. 110 (D03101) (2005).
- [50]: F. Rachidi, , V. A. Rakov, C. A. Nucci, and J. L. Bermudez, “The Effect of Vertically-Extended Strike Object on the Distribution of Current Along the Lightning Channel”, Journal of Geophysical Research, 107, 4699. (2002).
- [51]: K. Arzag, Z. Azzouz, Y. Baba “3D-FDTD Calculation of Lightning-Induced Voltages on an Overhead Wire in Presence of a Tower and a Mountain”, ICLP-SIPDA-2021, 35th International Conference on Lightning Protection and XVI International symposium on Lightning Protection, 20th to 24th September 2021 – Sri Lanka.

Résumé :

L'intérêt de notre travail est de réaliser une étude CEM sur le couplage entre une ligne aérienne et un champ électromagnétique rayonné par l'interaction d'un coup de foudre avec une tour élevée à l'aide de la méthode de différence finie dans le domaine temporel en trois dimensions (3D-FDTD). Pour mieux comprendre ce genre de couplage nous avons tout d'abord débuter par introduire et définir la CEM, ses éléments caractéristiques et les types de couplage que l'on puisse trouver.

Les systèmes électriques ne sont pas retirés de leur milieu, l'énergie électromagnétique peut donc passer non intentionnellement leurs frontières soit pour y pénétrer, soit pour s'en échapper. Cette énergie parasite est nommée perturbation électromagnétique. La foudre est parmi ces perturbations qui peuvent provoquer un dysfonctionnement sur les lignes, ce dernier se manifeste de deux manières différentes impact direct et indirect. On a aussi entamé la modélisation du courant de foudre à l'aide d'ensembles modèles du courant de foudre en particulier les modèles d'ingénieurs ainsi la méthode de 3D-FDTD qui nous permis de résoudre et modéliser les différentes équations de Maxwell. La dernière partie comprenait la simulation de courant de foudre, le champ électromagnétique et les tensions induites sur une ligne aérienne monofilaire basée sur la combinaison de FDTD-3D, la formulation de Taflove en compagnie de conditions aux limites UPML et le modèle de Baba et Rakov.

Abstract:

The aim of our work is to realize an EMC study on the coupling between an overhead line and an electromagnetic field radiated by the interaction of a lightning strike with a tall tower using the finite difference method in the time domain in three dimensions (3D-FDTD). To better understand this type of coupling, we first started by introducing and defining EMC, its characteristics, elements and the types of coupling that can be found.

Electrical systems are not removed from their environment, so electromagnetic energy can unintentionally cross their boundaries either to enter or escape. This parasitic energy is called electromagnetic disturbance. Lightning is among these disturbances that can cause a malfunction on the overhead lines, the latter manifests itself in two different ways direct and indirect impact. We also evaluate the modeling of lightning, in particular the engineering models and the 3D-FDTD method which allowed us to solve the different Maxwell equations. The last part included the simulation of lightning current, electromagnetic field and induced voltage on an overhead single-wire based on the combination of 3D-FDTD, Taflove's formulation associated to the UPML boundary conditions and the model of Baba and Rakov.

ملخص :

الهدف المتوخى من هذا العمل هو دراسة التوافق الكهرومغناطيسي على التداخل بين الخطوط الكهربائية والحقل الكهرومغناطيسي الناتج عن تفاعل الصواعق الرعدية مع برج مرتفع باستعمال طريقة الفروق المنتهية في المجال الزمني ثلاثية الابعاد. لفهم هذا النوع من التداخلات بشكل أفضل، بدأنا أولاً بتقديم وتعريف التوافق الكهرومغناطيسي، عناصره المميزة وأنواع التداخلات الموجودة.

لا تتم إزالة الأنظمة الكهربائية من بيئتها، لذلك يمكن للطاقة الكهرومغناطيسية عبور حدودها عن غير قصد إما أن تكون مؤثرة أو متأثرة. تسمى هذه الطاقة بالاضطراب الكهرومغناطيسي. يعد البرق من بين هذه الاضطرابات التي يمكن أن تسبب خللاً في الخطوط، وهذا الأخير يتجلى بطريقتين مختلفتين تأثير مباشر وغير مباشر. بدأنا أيضاً في نمذجة تيار الصاعقة باستخدام مجموعات نماذج ولا سيما النماذج المسماة "نماذج المهندسين" بالإضافة الى طريقة الفروق المنتهية التي سمحت لنا بحل معادلات ماكسويل. تضمن الجزء الأخير محاكاة تيار البرق والمجال الكهرومغناطيسي والجهد المتحرض على خط علوي أحادي السلك.