

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR

ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE



UNIVERSITE MOHAMED SEDDIK BENYAHIA JIJEL

Faculté des sciences et de la technologie

Département d'Electrotechnique

N° : ...../2022

## **MEMOIRE DE MASTER**

**DOMAINE: Scienceset Technologies**

**FILIERE: Electrotechnique**

**SPECIALITE: Réseaux Electriques**

### **Thème**

**Etude du Couplage Électromagnétique de la Foudre  
avec une Ligne Électrique en Présence d'un Sol  
Stratifié Horizontalement**

**Présenté Par : Abir Bouzerba**

**Encadré Par : Basma Harrat**

**Date de soutenance: 06/07/2022**

#### **Jury de Soutenance**

**Président : Mohamed Melit**

**Grade Professeure**

**UnivMSB jijel**

**Encadreur : Basma Harrat**

**Grade Docteur**

**Univ MSB jijel**

**Examineur : Sana Kaouche**

**Grade Docteur**

**Univ MSB jijel**

**Promotion :2021 /2022**

## Sommaire

<b>Introduction générale .....</b>	<b>01</b>
<b>Chapitre I : Généralités</b>	
<b>Introduction .....</b>	<b>05</b>
<b>I. La compatibilité électromagnétique et le réseau d'énergie électrique .....</b>	<b>06</b>
<b>I.1. Présentation générale de la compatibilité électromagnétique (CEM).....</b>	<b>06</b>
<b>I.1.1. Définition de la compatibilité électromagnétique CEM .....</b>	<b>06</b>
<b>I.1.2. Aspects fondamentaux de la CEM .....</b>	<b>07</b>
<b>I.1.3. Classement des sources de perturbations électromagnétiques .....</b>	<b>09</b>
<b>I.1.4. Perturbations rayonnées .....</b>	<b>09</b>
<b>I.2. Impact de foudre sur le réseau électrique .....</b>	<b>11</b>
<b>I.2.1. Notions sur le réseau électrique .....</b>	<b>11</b>
<b>I.2.2. Impact de foudre sur les composantes du réseau électrique .....</b>	<b>12</b>
<b>II. Surtensions de foudre sur les lignes électriques .....</b>	<b>13</b>
<b>II.1. Notions sur la foudre .....</b>	<b>13</b>
<b>II.1.1. Modèle électrique du canal de foudre .....</b>	<b>14</b>
<b>II.2. Impact de foudre sur les lignes électriques .....</b>	<b>19</b>
<b>II.2.1. Amplitudes et formes des surtensions dues à un coup de foudre direct .....</b>	<b>21</b>
<b>II.2.2. Amplitudes et formes des surtensions induites par un coup de foudre indirect .....</b>	<b>21</b>
<b>II.2.3. Champ électromagnétique généré par une décharge orageuse .....</b>	<b>22</b>
<b>III. Caractéristiques du sol .....</b>	<b>23</b>
<b>III.1. Définition des sols .....</b>	<b>24</b>
<b>III.2. Structure du globe terrestre .....</b>	<b>24</b>
<b>III.3. Caractéristiques électriques équivalentes du sol .....</b>	<b>25</b>
<b>III.4. Résistivité des sols .....</b>	<b>25</b>
<b>III.5. Mesure de résistivité du sol .....</b>	<b>28</b>
<b>Conclusion .....</b>	<b>31</b>
<b>Référence bibliographiques .....</b>	<b>32</b>

---

**Chapitre II : Calcul du champ électromagnétique rayonné par l'onde de foudre : Cas des sols stratifiés horizontalement**

<b>Introduction</b> .....	<b>35</b>
<b>I. Calcul du champ électromagnétique rayonné par une décharge orageuse</b> .....	<b>36</b>
<b>I.1. Etat de l'art</b> .....	36
<b>I.2. Géométrie du problème</b> .....	37
<b>I.3. Calcul du champ électromagnétique émis par l'onde de foudre pour un sol homogène</b> .....	38
<b>I.3.1. Prise en compte de l'interface air-sol</b> .....	40
<b>I.3.1.1. Réflexion et réfraction à l'interface entre deux milieux</b> .....	40
<b>I.3.1.1.1. Onde incidente polarisée dont le vecteur <math>\vec{E}</math> est normal au plan d'incidence</b> .....	41
<b>I.3.1.1.2. Onde incidente polarisée dont le vecteur <math>\vec{E}</math> est parallèle au plan d'incidence</b> .....	42
<b>I.3.1.2. Cas d'un sol parfaitement conducteur</b> .....	42
<b>I.3.1.3. Cas d'un sol de conductivité finie</b> .....	43
<b>I.3.2. Calcul du champ horizontal à l'aide de l'approche de «Rubinstein »</b> .....	43
<b>I.3.3. Calcul du champ électromagnétique à l'aide de l'approche de « Wait »</b> .....	44
<b>I.4. Calcul du champ électromagnétique émis par l'onde de foudre pur un sol stratifié horizontalement</b> .....	46
<b>II. Validations et applications</b> .....	<b>49</b>
<b>II.1. Courant à la base du canal</b> .....	49
<b>II.2. Modèle géométrique opté pour le calcul du champ électromagnétique</b> .....	50
<b>II.3. Validations</b> .....	51
<b>II.3.1. Validation avec l'approximation de Shoory</b> .....	51
<b>II.3.2. Validation avec la théorie plein onde</b> .....	54
<b>II.3.3. Calcul du champ EM en utilisant la conductivité équivalente du sol</b> .....	56
<b>II.4. Applications</b> .....	59
<b>II.4.1. Effet de la distance horizontale r du point de calcul</b> .....	59
<b>II.4.2. Effet de la hauteur z du point de calcul</b> .....	61
<b>II.4.3. Effet de l'épaisseur d1 de la couche supérieure du sol</b> .....	62

---

<b>II.4.4. Effet de la conductivité de la couche inférieure du sol</b> .....	63
<b>Conclusion</b> .....	64
<b>Référence bibliographiques</b> .....	65
<b>Chapitre III : Analyse du couplage onde EM-structure filiforme par la théorie des lignes : Cas des sols stratifiés horizontalement</b>	
<b>Introduction</b> .....	68
<b>I. Analyse du couplage entre une onde de foudre et une structure filaire par la théorie des lignes de transmission</b> .....	69
<b>I.1. Equations de couplage entre un champ électromagnétique externe et une ligne de transmission</b> .....	69
<b>I.2. Modèle d’Agrawal</b> .....	72
<b>I.2.1. Les équations de couplage en temporel</b> .....	72
<b>I.2.2. Discrétisation des équations de couplage par FDTD</b> .....	73
<b>I.2.3. Conditions aux extrémités</b> .....	75
<b>I.2.4. Condition de stabilité</b> .....	75
<b>II. Calcul des paramètres linéiques d’une ligne au-dessus d’un sol stratifié horizontalement</b> .....	75
<b>III. Validations et applications</b> .....	80
<b>III.1. Validations</b> .....	80
<b>III.1.1. Première validation</b> .....	80
<b>III.1.2. Deuxième validation</b> .....	82
<b>III.2. Applications</b> .....	85
<b>Conclusion</b> .....	89
<b>Référence bibliographiques</b> .....	90
<b>Conclusion générale</b> .....	93

---

## Sommaire

---

---

### Résumé

L'objectif de ce mémoire à l'étude du rayonnement électromagnétique de la foudre en présence d'un sol stratifié (stratification horizontale du sol), nous présentons tout d'abord un état de l'art correspondant au calcul du champ électromagnétique de la foudre en présence d'un sol stratifié, avec les expressions du champ électromagnétique produit par la foudre lorsque le sol est considéré comme un milieu parfaitement conducteur, puis la prise en compte de la conductivité finie du sol puis dans le cas des sols stratifiés à deux couches horizontales.

La suite du travail a été consacrée au formalisme théorique, développé à partir du concept des lignes de transmissions permettant de modéliser le couplage d'une onde de foudre avec une structure filaire aérienne située au-dessus d'un sol stratifié horizontalement.

### Summary

The objective of this memory to the study of the electromagnetic radiation of the lightning in the presence of a stratified ground (horizontal stratification of the ground), we first present a state of the art corresponding to the calculation of the electromagnetic field of lightning in the presence of a laminated floor, with the expressions of the electromagnetic field produced by lightning when the ground is considered as a perfectly conductive medium, then taking into account the finite conductivity of the ground then in the case of laminated floors with two horizontal layers.

The rest of the work was devoted to the theoretical formalism, developed from the concept of transmission lines allowing to model the coupling of a lightning wave with an aerial wire structure located above a horizontally stratified ground.

### ملخص

الهدف من هذا التقرير لدراسة الإشعاع الكهرومغناطيسي للصواعق في وجود أرض طبقية (طبقات أفقية للأرض) ، نقدم أولاً وقبل كل شيء حالة فنية تتوافق مع حساب المجال الكهرومغناطيسي البرق في وجود أرضية مغلقة ، مع تعبيرات المجال الكهرومغناطيسي الناتج عن البرق عندما تعتبر الأرضية وسيط موصل تمامًا ، ثم مع مراعاة التوصيل المحدود للأرضية ، ثم في حالة الأرضيات المصفحة بقطعتين أفقيتين طبقات. تم تكريس بقية العمل للشكلية النظرية ، التي تم تطويرها من مفهوم خطوط النقل التي تسمح بنمذجة اقتران موجة البرق بهيكل سلك هوائي يقع فوق أرض طبقية أفقية.

Mot clé : la foudre, sol stratifié horizontalement, sol parfait, sol homogène, champ électromagnétique, couplage électromagnétique, lignes de transmissions...

# Introduction générale

---

### Introduction générale

De nos jours, les perturbations électromagnétiques deviennent de plus en plus gênantes pour un grand nombre d'activités industrielles ainsi que pour de nombreuses occupations de la vie quotidienne. Ceci s'explique par la multiplication des sources potentielles issues du développement important des installations électriques mais aussi par l'apparition de systèmes électroniques de sensibilité croissante. Une nouvelle discipline est alors née : la Compatibilité Electromagnétique (CEM) c'est-à-dire l'art de faire fonctionner des systèmes électriques sensibles dans un environnement électromagnétique perturbé mais aussi de réduire les perturbations engendrées par les systèmes électriques dès leur conception. De multiples normes sont donc apparues et apparaissent encore afin de réglementer les niveaux de rayonnement électromagnétique que les systèmes doivent supporter sans modification de leur fonctionnement normal ainsi que les niveaux de perturbations électromagnétiques maximales qu'ils produisent au cours de leur fonctionnement.

Les perturbations électromagnétiques se classent en deux familles suivant leur origine :

- les perturbations d'origine artificielle telles que celles dues aux radiocommunications, aux radars, aux équipements électriques (transport d'énergie électrique, . . .) ;
- les perturbations d'origine naturelle telles que **la foudre**, les décharges électrostatiques, . . . .

La foudre est un éclair qui tombe au sol, c'est un phénomène fréquent qui se comporte comme à un générateur parfait de courant électrique. Pour se protéger dans 90% des cas, le courant à prendre en compte est de 100 kA avec un temps de montée très bref. En plus du phénomène de conduction, le canal ionisé de la foudre se comporte comme un fil long qui rayonne un champ électromagnétique. Ce champ induit dans les grandes boucles de masse des tensions qui se compte en kilovolts, ces surtensions peuvent détruire les équipements de voisinage. Lors d'un «coup au but» ; des dysfonctionnements ont été observés par des impacts éloignés d'au moins 1 km. De plus, les coups de foudre indirects constituent une cause plus importante que les impacts directs.

L'objectif de ce mémoire de fin d'études de master est de réaliser, dans un premier temps, une caractérisation aussi proche que possible de la réalité physique relative au rayonnement électromagnétique engendré par la foudre , et ceci en abandonnant l'hypothèse habituellement



utilisée par la communauté scientifique, l'hypothèse d'un sol homogène et de conductivité finie. En effet, ce dernier ne présente jamais sous cette forme simpliste. De ce fait, notre premier objectif a été fixé à la caractérisation du rayonnement électromagnétique de la foudre en présence d'un sol stratifié à deux couches horizontales.

Le deuxième objectif de notre travail est l'étude du couplage électromagnétique d'une onde de foudre avec une ligne aérienne située au-dessus d'un sol stratifié.

Pour cela, notre mémoire est subdivisé en trois chapitres.

Dans le premier chapitre intitulé 'généralités', nous commençons par introduire des notions sur la compatibilité électromagnétique (CEM) et sur les perturbations électromagnétiques, puis nous présentons une brève description de la phénoménologie de la décharge de foudre, avec des informations concernant ces effets directs et indirects sur les réseaux électriques, sa représentation mathématique comme générateur de courant, et enfin nous introduisons des notions sur les sols à des couches de résistivités différentes.

Le deuxième chapitre est entièrement consacré à la modélisation du problème du rayonnement électromagnétique d'une onde de foudre en présence d'un sol stratifié horizontalement. Nous commençons par le modèle simplifié classique des dipôles pour un sol parfaitement conducteur, puis nous développons les corrections nécessaires à la prise en compte de la conductivité finie du sol aussi bien dans le cas d'un sol homogène que dans le cas d'un sol stratifié horizontalement. Le calcul du champ électromagnétique est présenté pour un point d'observation aérien. Dans ce chapitre, quelques applications sont présentées pour valider notre travail théorique.

Le troisième chapitre nous le consacrons à la présentation du formalisme théorique permettant l'étude du couplage électromagnétique entre une onde électromagnétique et une structure filaire aérienne située au-dessus d'un sol stratifié horizontalement. Pour cela, nous utilisons un formalisme basé sur la théorie des lignes de transmission et la méthode numérique des différences finies à points centrés (FDTD) pour la résolution des équations de couplage. Notons que nous introduisons l'effet de la stratification du sol dans le calcul des paramètres linéiques de la ligne. Enfin nous proposons quelques validations et quelques applications et nous comparons nos résultats de calcul aux résultats publiés dans la littérature.

Nous terminons ce mémoire par une conclusion générale.

## Chapitre I :

# Généralités

---

### Introduction

La foudre est un phénomène naturel spectaculaire dont le temps et le lieu où il manifeste sont inconnus. En plus, il est caractérisé par sa puissance destructrice soit lors qu'il tombe directement sur les différents systèmes ou lors qu'il tombe à une distance proche ou lointaine par rapport à ces systèmes. Ces effets indirects sont sous la forme des perturbations engendrées aux différents systèmes électriques, électroniques et de télécommunication par le couplage avec le champ électromagnétique généré par la foudre. Dans les réseaux électriques l'utilisation croissante de plus en plus des dispositifs électroniques dans les systèmes de control ou de commande, rend la prise en compte des effets indésirables des perturbations électromagnétiques rayonnées d'un coup de foudre indirect comme une étape essentielle dans la conception de ces systèmes.

Cette problématique s'inscrit dans un domaine communément appelé maintenant « Compatibilité Electromagnétique (CEM) ». A cet effet, et dans la première partie de ce chapitre que nous intitulos « généralités », nous commençons par introduire les notions de CEM, puis nous exposons quelques notions sur la foudre ainsi que sa modélisation comme un générateur de courant.

Dans ce chapitre nous nous intéressons aussi à la stratification horizontale du sol. Nous consacrons la dernière partie de ce chapitre à la mesure de la résistivité du sol où nous détaillons la méthode dite de Wenner qui est la technique la plus utilisée en pratique.

# I. La compatibilité électromagnétique et le réseau d'énergie électrique

## I.1. Présentation générale de la compatibilité électromagnétique (CEM)

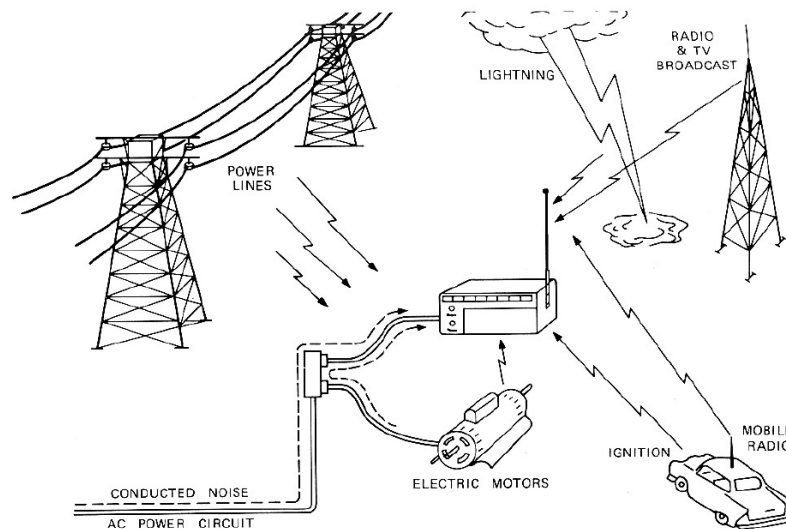
### I.1.1. Définition de la compatibilité électromagnétique CEM

La commission internationale d'électrotechnique CEI propose la définition suivante pour décrire la compatibilité électromagnétique [I-1] c'est « l'aptitude d'un dispositif, d'un appareil ou d'un système à fonctionner dans son environnement électromagnétique de façon satisfaisante et sans produire lui-même des perturbations électromagnétiques ».

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 la réception radio ou les autres équipements ;
- Être suffisamment immunisé contre les perturbations provenant des autres équipements, ou plus généralement de l'environnement. Les bruits électromagnétiques et radioélectriques sont le résultat de tous les courants et tensions électriques induisant une multitude de champs (électrique et magnétique) et signaux parasites.

La figure I.1 représente l'environnement électromagnétique des équipements électriques.



**Figure I.1 :** Environnement électromagnétique des équipements électriques.

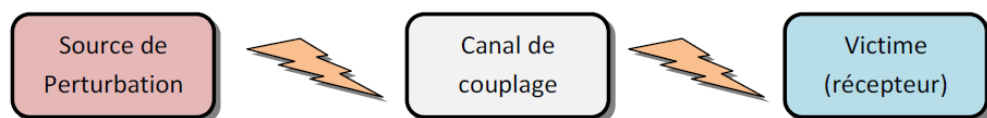
Un système « électro-magnétiquement compatible » doit respecter trois critères :

- 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.1.2. Aspects fondamentaux de la CEM

Lors de l'analyse d'un problème de perturbation électromagnétique on constate que la problématique de la compatibilité électromagnétique peut se résumer à une trilogie (figure I.2) dont les trois acteurs sont :

- la source de perturbation : qui émet les perturbations électromagnétique.
- le mode de couplage : au travers duquel l'énergie de ces perturbations se propage.
- la victime : qui capte cette énergie, la traite et la superpose à sa fonction normale.



*Figure I.2 : Transmission des perturbations.*

#### a) Sources des perturbations électromagnétiques

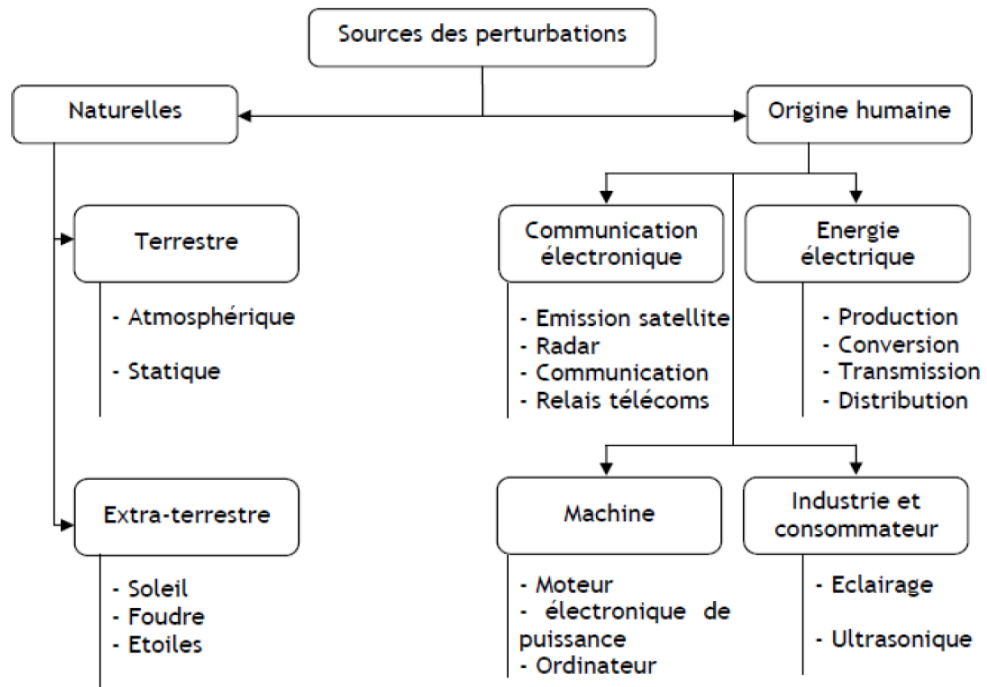
Tout d'abord, une perturbation électromagnétique est un signal électromagnétique non désiré, courant, tension ou champ électromagnétique, qui vient modifier le fonctionnement normal d'un composant.

La source de perturbation électromagnétique est l'élément à l'origine de ce signal électromagnétique non désiré. En effet, Il existe deux types de sources de perturbations électromagnétiques qui sont classées en fonction de leur origine de provenance : les sources naturelles et les sources artificielles [I-2].

➤ **Sources naturelles** : ce sont les sources de perturbations générées par la nature et ne peuvent pas être contrôlées malheureusement par l'humain. L'exemple d'une foudre, du champ magnétostatique terrestre, d'une éruption solaire ou encore d'une décharge électrostatique. Les sources naturelles sont généralement considérées comme des générateurs d'impulsions caractérisées par une décharge électrique ou rayonnement d'un champ électromagnétique de forte amplitude ( $100\text{ kA} / \mu\text{s}$  par exemple) sur la victime.

➤ **Sources artificielles** : ce sont des sources de perturbations d'origine humaine. Elles sont aussi appelées les sources de perturbations intentionnelles. Il s'agit des signaux produits par des appareils fabriqués par l'homme comme : le radar, les antennes relais, les téléphones portables, les moteurs électriques, les commutateurs, les composants électroniques, ...etc.

La figure I.3 illustre les différentes sources de rayonnement électromagnétique [I-3].



**Figure I.3 :** Sources de rayonnement électromagnétique.

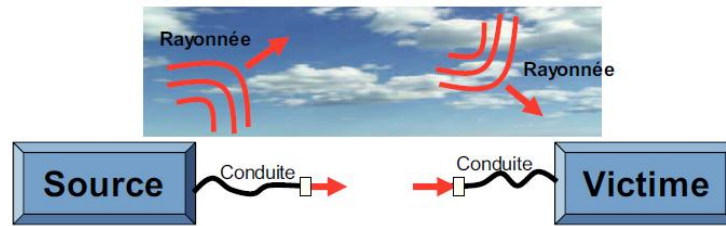
L'étude permettant de qualifier un dispositif comme source de perturbations électromagnétiques est l'étude d'émission électromagnétique. Il faut aussi noter que parfois certaines sources peuvent être perturbées par d'autres sources de perturbations EM ou s'auto perturber selon l'environnement électromagnétique où elles vivent.

### **b) L'élément perturbé ou victime**

Dans un environnement électromagnétique pollué, l'élément qui subit la perturbation est appelé : la victime. Un dispositif est considéré comme victime lorsque son niveau de susceptibilité est gravement atteint. On réalise alors une étude de susceptibilité EM pour caractériser un composant comme victime.

### **c) Les modes de propagation d'une perturbation électromagnétique**

Une perturbation électromagnétique peut se propager via la liaison physique qui relie la source à la victime en forme de tension et de courant électrique ou par rayonnement du champ électromagnétique à travers l'espace. Le mode de propagation d'une perturbation EM appelé aussi couplage électromagnétique indique le chemin qu'emprunte une perturbation générée par la source pour agresser une victime (figure I.4). Nous distinguons ainsi, deux modes de propagation d'une perturbation électromagnétique : la perturbation propagée en mode conduit et la perturbation propagée en mode rayonné. La figure I.4 illustre les deux modes de propagation d'une perturbation électromagnétique entre une source et une victime.



*Figure I.4 : Mode de propagation de perturbation électromagnétique.*

### I.1.3. Classement des sources de perturbations électromagnétiques

Il y a plusieurs manières de définir les perturbations électromagnétiques. On peut les classer suivant le mode de propagation en deux catégories : perturbations conduites et perturbations rayonnées. On peut les classer aussi selon la nature de la perturbation : perturbations à bande étroite ou perturbations à bande large. Elles peuvent être enfin classées suivant la manière dont elles interviennent sur la voie de transmission du signal utile, on distingue les perturbations de mode différentiel et les perturbations de mode commun.

### I.1.4. Perturbations rayonnées

Le couplage par rayonnement électromagnétique correspond à l'interaction d'une onde électromagnétique avec des fils, des câbles, des ouvertures dans les blindages, etc... Ensuite, ces perturbations se couplent par conduction dans les composants et les circuits adjacents. Pour ce mode de couplage, il est nécessaire de différencier le rayonnement en champ proche et celui en champ lointain [I-4]. Quand la source se trouve dans une zone lointaine de la victime, le couplage se fait par rayonnement. Cependant quand la source se trouve dans une zone proche de la victime le couplage se fait par diaphonie qui peut être de nature capacitive ou inductive. Ce champ rayonné est constitué de deux composantes, un champ magnétique  $H$  et un champ électrique  $E$  qui échangent de l'énergie et se régénèrent l'un à l'autre dans leur propagation à travers l'espace.

#### ➤ **Champ proche**

Si la source de courant considérée est à basse impédance, le courant produit est élevé en comparaison avec la tension, et au voisinage du conducteur, l'action du champ magnétique est prépondérante devant celle du champ électrique. Si au contraire, la source de courant est à haute impédance, le courant produit est faible devant la tension et le champ électrique est plus important.

➤ **Champ lointain**

Au fur et à mesure qu'on s'éloigne de la source, le processus d'échange d'énergie entre les deux champs annihile cette différence initiale, jusqu'à l'obtention de l'équilibre énergétique entre les deux champs décrits précédemment. On dit qu'on a alors atteint la zone de rayonnement proprement dite (figure I.5), et on a :

$$\varepsilon_0 \frac{E^2}{2} = \mu_0 \frac{H^2}{2} \tag{I.1}$$

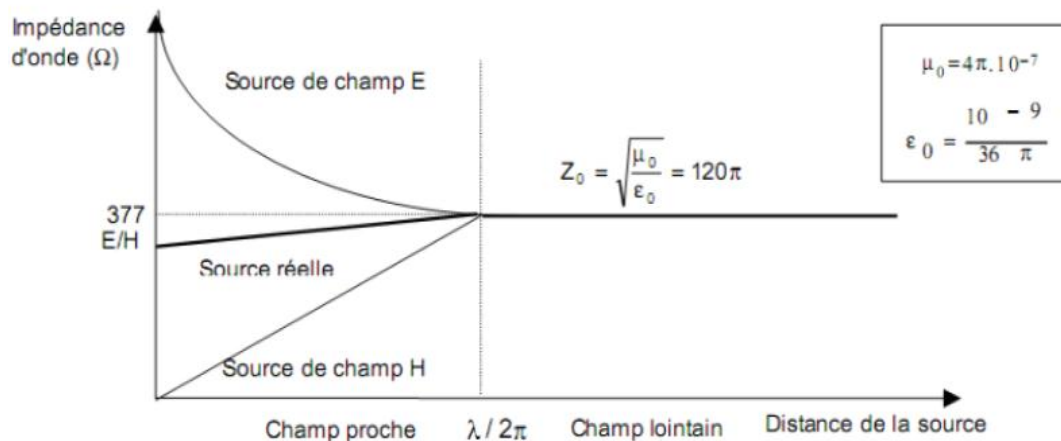
Le rapport des amplitudes des composantes électriques et magnétiques du champ électromagnétique est donné par :

$$\frac{E}{H} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 120\pi = 377 \Omega \tag{I.2}$$

Avec :  $\mu_0 = (4\pi \cdot 10^{-7}) H / m$  : la perméabilité du vide.

$\varepsilon_0 = (1/36\pi \cdot 10^9) F / m$  : la permittivité du vide.

Ce rapport est appelé l'impédance caractéristique du milieu de propagation ( $Z_c$ ) dans le vide. Il est clair que l'énergie émise par la source se dispersant dans un volume croissant sans cesse avec la distance  $D$  à cette source (figure I.5), les amplitudes des champs électrique  $E$  et magnétique  $H$  décroissent lorsque cette distance  $D$  augmente.



**Figure I.5 :** Impédance d'onde d'un champ électromagnétique [I-4].

A distance faible du conducteur émetteur, cette décroissance est en  $1/D^3$  (il s'agit d'un phénomène statique). Aux distances intermédiaires (zone d'induction quasi-stationnaire) la décroissance est en  $1/D^2$ , jusqu'à une distance d'environ  $\lambda/2\pi$ , ( $\lambda$  étant la longueur d'onde rayonnée). Enfin, dans la zone de rayonnement proprement dite la décroissance est en  $1/D$ : on a alors une onde plane [I-4].



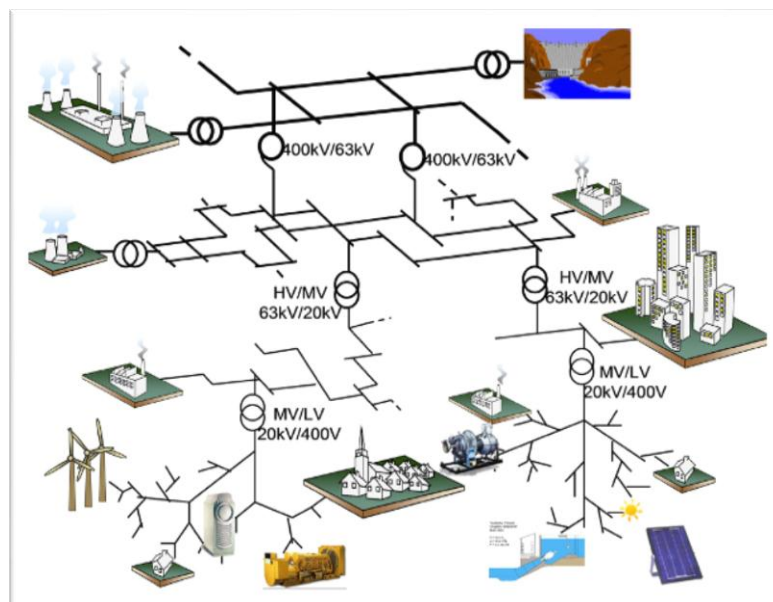
### I.2. Impact de foudre sur le réseau électrique

#### I.2.1. Notions sur le réseau électrique

Le réseau électrique est un ensemble d'infrastructures énergétiques permettant d'acheminer l'énergie électrique des centres de production vers les consommateurs. L'énergie électrique peut être produite non seulement à partir de sources traditionnelles telles que les combustibles fossiles et la fission nucléaire, mais aussi des sources renouvelables comme l'hydraulique, le vent, le soleil, la biomasse, ... Le réseau électrique a pour mission de connecter les centres de production et les consommateurs d'électricité.

Le réseau électrique est organisé en différents niveaux de tension : le réseau de transport et de répartition à très haute et à haute tension, auxquels sont connectés les grands groupes de production centralisée, et le réseau de distribution à moyenne et à basse tension alimentant les consommateurs. Entre les lieux de production et les zones de consommation, les réseaux de transport, de répartition et de distribution sont composés de lignes électriques de différentes tensions. Les postes électriques connectent les réseaux entre eux et transforment les tensions.

Le but premier d'un réseau d'énergie est de pouvoir alimenter la demande des consommateurs. Comme on ne peut encore stocker économiquement et en grande quantité l'énergie électrique il faut pouvoir maintenir en permanence l'égalité.



**Figure I.6 :** Vue d'ensemble des composants du réseau électrique.

Le réseau électrique est exploité de manière à assurer trois principaux objectifs :

- La distribution d'électricité doit pouvoir être garantie et ce malgré les aléas du réseau. En effet, celle-ci est un enjeu à la fois financier et de sécurité pour les biens matériels et des

personnes. Ainsi l'opérateur du réseau doit être capable de faire face à ces aléas et d'éviter les dégâts potentiels ainsi que leurs propagations. Cet enjeu de sûreté de fonctionnement en régime normal et en régime perturbé est un des premiers objectifs.

- L'onde de tension fait l'objet d'engagement contractuel que l'opérateur se doit de tenir en respectant une règle d'égalité c'est-à-dire une impartialité entre clients en conservant une continuité de service maximale.

- Le dernier objectif d'exploitation est un objectif économique, l'exploitation doit être menée de manière optimale dans le but de réduire les pertes ainsi que les coûts de maintenance et d'investissement. D'autre part l'exploitation doit favoriser l'ouverture du marché de l'électricité.

### I.2.2. Impact de foudre sur les composantes du réseau électrique

Par son étendue, le réseau de transport d'énergie électrique est soumis à diverses sources de perturbations électromagnétiques d'origine artificielle ou naturelle telle que la foudre. Généralement, les lignes de transport d'énergie et les pylônes électriques sont les plus exposées, les éoliennes de par ses hauteurs subissent eux aussi les effets de la foudre.



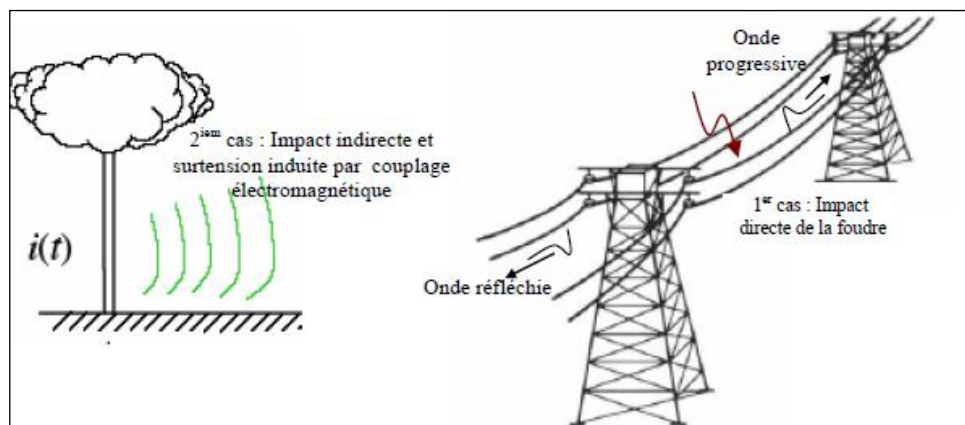
*Figure I.7 : Impact de foudre sur les composantes du réseau électrique.*

En règle générale, un coup de foudre peut atteindre le réseau d'énergie électrique de manière directe ou indirecte [I-5] :

➤ **de manière directe** : lorsque la foudre tombe sur une ligne conductrice (conducteur de phase ou câble de garde) ou pylône. Dans ce cas, l'onde électrique se propage le long du conducteur, c'est donc une très forte énergie qui est injectée dans la ligne électrique qui

provoque une surtension. Aussi, la résistivité des sols fait que les prises de terres sont résistantes et qu'elles ne peuvent empêcher, lors du passage du courant de foudre, une montée brutale en potentiel de l'installation.

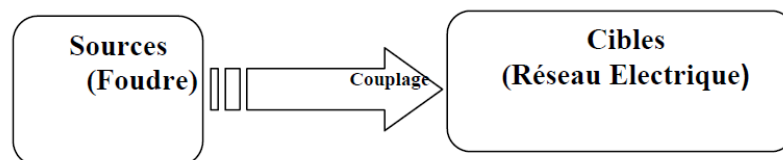
➤ **de manière indirecte** : lorsque la foudre tombe au voisinage d'une ligne conductrice ou d'une installation électrique, l'impact de foudre est accompagné d'un rayonnement électromagnétique ; si ce dernier atteint un conducteur (une ligne électrique par exemple), le flux électromagnétique est générateur de tensions induites élevées.



**Figure I.8** : Onde de surtension progressive et réfléchie par impact direct et par impact indirect de foudre.

L'étude des perturbations générées par la foudre nous implique directement dans le domaine de la compatibilité électromagnétique (CEM).

Dans un problème de compatibilité électromagnétique, on trouvera les trois éléments: une source de perturbation qui est la foudre, un moyen de couplage (conduction, rayonnement), et une cible au couplage (ligne du réseau électrique).



**Figure I.9** : Mode de propagation d'une perturbation de foudre et le réseau électrique.

## II. Surtensions de foudre sur les lignes électriques

### II.1. Notions sur la foudre

La foudre est une très violente et brève décharge d'électricité, équivalente à une immense étincelle (un courant transitoire de très forte amplitude) de plusieurs kilomètres de long qui

traverse l'espace atmosphérique depuis la masse des nuages orageux électrisés jusqu'au sol [I-6].

A l'intérieur du nuage, les champs électriques créés par la distribution des charges de polarités différentes peuvent être intenses et atteindre des valeurs suffisantes pour déclencher des éclairs. Lorsque le champ électrique est suffisamment important, des rééquilibrages s'opèrent entre charges électriques positives et négatives, par l'intermédiaire d'un arc électrique (éclair) qui présente ici un formidable court-circuit. Il se produit en mettant en jeu non seulement le nuage, mais également tous les éléments susceptibles d'attirer l'éclair par influence électrostatique. En effet, la décharge qui frappe le sol est appelée « **foudre** » ou « **coup de foudre** », alors que la décharge qui se produit à l'intérieur d'un nuage, ou entre nuages orageux, est appelée « **éclair** (intra ou inter nuages) ».

### II.1.1. Modèle électrique du canal de foudre

Des études très approfondies ont montré que les coups de foudre peuvent être modélisés par un générateur de **courant à la base du canal** dont l'amplitude peut varier de quelques kA à quelques centaines de kA. Le canal ionisé est ensuite considéré comme une antenne verticale qui peut atteindre 7.5 km de hauteur et sur laquelle va circuler un courant dit "**courant d'arc en retour**". La propagation de ce courant le long du canal est à l'origine d'un rayonnement électromagnétique.



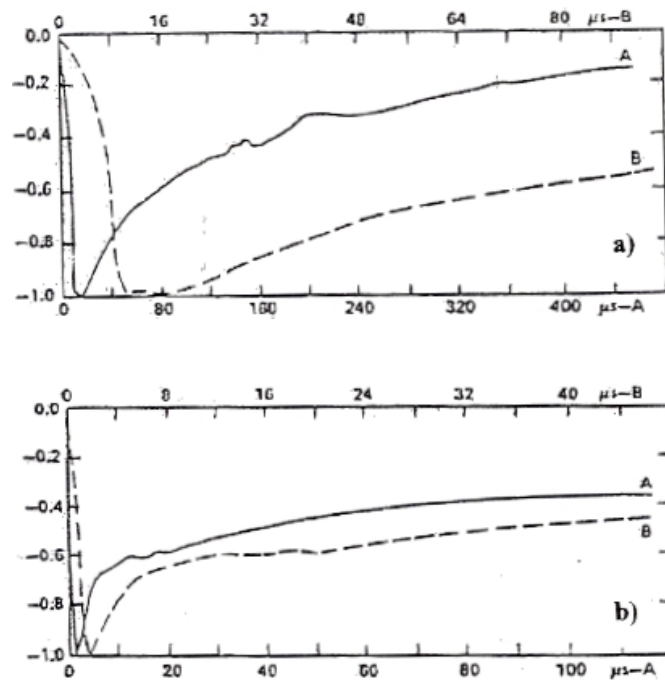
*Figure 1.10 : Canal de foudre vertical.*

#### ➤ Courant à la base du canal

Le courant associé à un coup de foudre est un courant de court-circuit entre le nuage et le sol. Les campagnes de mesures nous donnent les différentes caractéristiques de ce courant à la

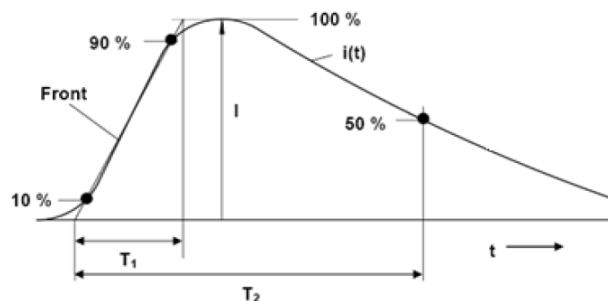
base du canal de foudre. Ces caractéristiques sont d'une très grande importance dans la détermination des formules des courants à la base du canal de coup de foudre ainsi que pour la détermination de la distribution du courant de foudre le long du canal de foudre.

Dans la figure suivante (I.11), sont représentées les formes d'onde typiques normalisées du courant à la base du canal pour le premier arc en retour négatif et les arcs suivants, données par Berger et al. [I-7].



**Figure I.11 :** formes d'onde typiques normalisées du courant à la base du canal pour le premier arc en retour négatif et les arcs suivants, données par Berger et al. [I-7].

L'onde de choc conventionnelle est une onde normalisée que tous les constructeurs d'appareillage électrique HT utilisent pour effectuer les tests de contrôle du matériel électrique vis-à-vis du choc de foudre.

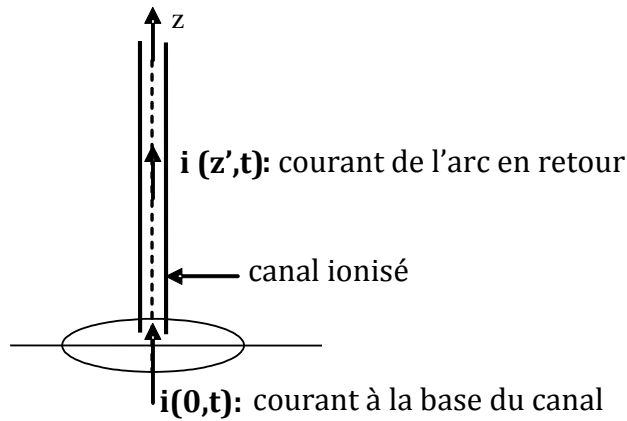


**Figure I.12 :** Forme d'onde d'un courant de foudre [I-8].

Dans ce qui va suivre nous donnons un bref aperçu sur la modélisation analytique du courant à la base du canal.

Depuis fort longtemps des études expérimentales sur la foudre ont été engagées [I.9]. Principalement la mesure et les enregistrements réalisés ont conduit à la représentation analytique du courant à la base du canal [I.9].

Le courant à base du canal  $i(0,t)$  doit être spécifié afin de déterminer le courant en fonction de la hauteur et du temps le long du canal de retour  $i(z',t)$  (figure I.13).



**Figure I.13 :** Représentation du canal ionisé, courant à la base du canal, courant de l'arc en retour.

Dans la littérature deux expressions analytiques sont le plus souvent utilisées pour représenter le courant à la base du canal. En premier la fonction bi - exponentielle :

$$i(0,t) = I_0(\exp(-\alpha \cdot t) - \exp(-\beta \cdot t)) \quad (I.3)$$

Puis, plus récemment F. Heidler [I-10] a proposé une nouvelle expression analytique :

$$i(0,t) = \frac{I_0}{\eta} \cdot \frac{\left(\frac{t}{\tau_1}\right)^n}{1 + \left(\frac{t}{\tau_1}\right)^n} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \quad (I.4)$$

Où :

$$\eta = \exp\left(-\left(\frac{\tau_1}{\tau_2}\right)^n \sqrt{n \frac{\tau_2}{\tau_1}}\right) \quad (I.5)$$

Avec :

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

$\tau_1$  : la constante de temps de front ;

$\tau_2$  : la constante de décroissance ;

$\eta$  : facteur de correction de l'amplitude ;

$n = 2 \div 10$ .

La fonction (I.4) a été préférée à la fonction double exponentielle (équation I.3) habituellement employée, car elle a l'avantage de présenter une dérivée nulle pour  $t = 0$ , ce qui correspond mieux aux observations expérimentales [I-11].

### ➤ Courant de l'arc en retour

La rencontre entre les traceurs descendant et le traceur ascendant établit un canal conducteur entre le nuage et le sol, à travers lequel un intense courant électrique circule de la terre vers le nuage. Ce courant est appelé arc en retour. Il est la cause de la violente illumination du canal de foudre ; il est responsable du tonnerre et des dégâts produits par un foudroiement ainsi que du champ électromagnétique rayonné. Pour un coup de foudre violent le nombre d'arcs en retour peut atteindre douze arcs.

Autrement dit la jonction entre un traceur ascendant et un traceur descendant, nous permet d'avoir un arc en retour (figure 1.14). Ce dernier se propage du sol vers le ciel. La circulation du courant ionise le canal ce qui permet d'avoir l'éclair et par la suite le tonnerre.

On parle de deux types d'arc en retour :

- L'arc en retour premier.
- L'arc en retour subséquent.

Le second type est aussi violent que le premier.

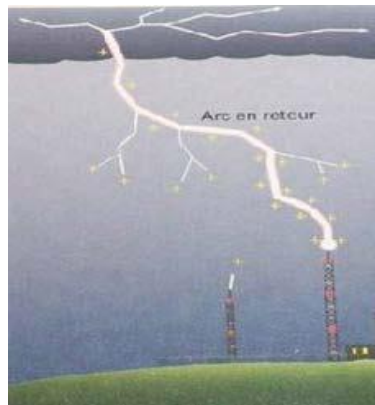


Figure I.14 : Arc en retour.

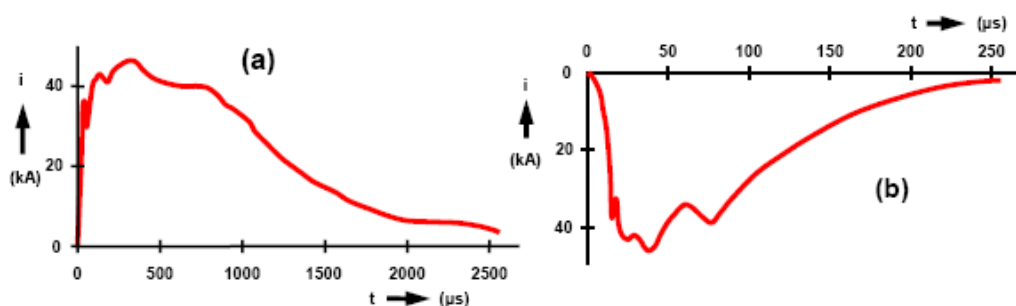


Figure I.15 : Variations temporelles du courant d'arc en retour (a) positif, (b) négatif [I-8].

Pour l'arc en retour, plusieurs modèles de distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour ont été développés durant ces dernières années [I-12].

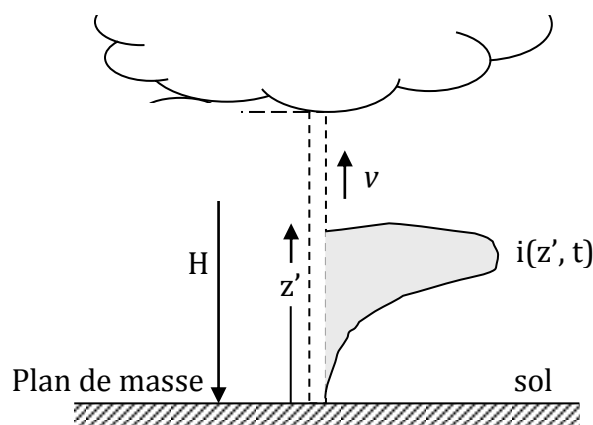
Les différents modèles, les plus cités dans la littérature [I-12], sont les suivants :

- Le modèle de Bruce et Golde (BG) ;
- Le modèle Transmission Line (TL) ;
- Le modèle de Master, Uman, Lin et Standler (MULS) ;
- Le modèle Travelling Current Source (TCS) ;
- Le modèle Modified Transmission Line (MTL) ;
- Le modèle de Diendorfer et Uman (DU).

Dans tous ces modèles, le courant à base du canal  $i(0,t)$  peut être spécifié parmi d'autres paramètres de modèles afin de permettre la détermination du courant en fonction de la hauteur et du temps le long du canal  $i(z',t)$ .

Dans la littérature [I-13], il est clairement indiqué que le modèle MTL conduit aux calculs du champ électromagnétique émis par la foudre les plus proches de la mesure.

Nous rappelons dans ce qui va suivre le modèle TL qui est à l'origine du modèle MTL, puis le modèle MTL.



**Figure I.16 :** Paramètres géométriques utilisés pour la modélisation de la distribution spatio-temporelle du courant de foudre.

### ▪ **Modèle "Ligne de Transmission" (Transmission Line, TL)**

Ce modèle assimile le canal de foudre à une ligne de transmission sans pertes où une impulsion de courant se propage à partir du sol à la vitesse de l'arc en retour  $v$ . Ce modèle fut proposé par Uman et McLainen 1969 [I-14] et est largement utilisé jusqu'à ce jour. La distribution du courant est définie par :



$$i(z', t) = i(0, t - \frac{z'}{v})u(t - \frac{z'}{v}) \quad z' \leq vt \quad (I.6)$$

$$i(z', t) = 0 \quad z' > vt \quad (I.7)$$

$u$  : la fonction échelon.

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

▪ **Modèle "ligne de transmission modifié" (Modified Transmission Line MTL)**

Afin de pallier les défauts du modèle TL tout en gardant sa simplicité qui permet une utilisation aisée, une modification de ce dernier a été proposée, il s'agit du modèle MTL.

Dans le modèle MTL, l'intensité du courant de foudre est supposée décroître exponentiellement pendant sa propagation, ce qui s'exprime mathématiquement par la relation [I-13] :

$$i(z', t) = i(0, t - \frac{z'}{v})\exp(-\frac{z'}{\lambda})u(t - \frac{z'}{v}) \quad z' \leq vt \quad (I.8)$$

$$i(z', t) = 0 \quad z' > vt \quad (I.9)$$

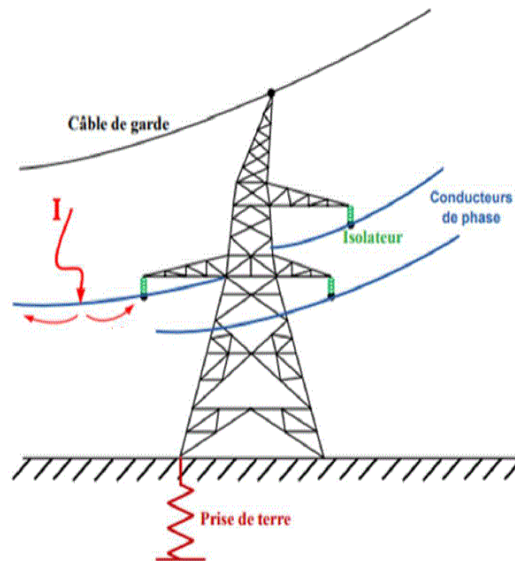
Où :

$v$  : est la vitesse de l'arc en retour et  $\lambda$  représente le taux de décroissance qui décrit la réduction de l'amplitude de l'intensité du courant le long du canal.

**II.2. Impact de foudre sur les lignes électriques**

Lorsqu'un coup de foudre frappe un conducteur d'une ligne, tout se passe comme si l'arc en retour se comportait comme un courant injecté dans le conducteur. Ce courant se répartit de part et d'autre du point d'impact et va se propager le long du conducteur. Les lois de propagation des ondes mobiles enseignent qu'à toute onde de courant est nécessairement associé une onde de tension, et réciproquement.

Dans le cas d'un foudroiement direct d'un conducteur d'une ligne aérienne, compte tenu des fortes intensités des courants de foudre, l'onde de tension associée se caractérise par des amplitudes considérables, de l'ordre de quelques MV.

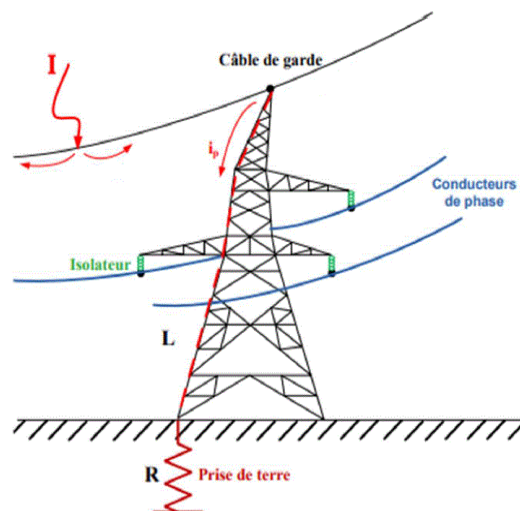


**Figure I.17 :** Impact de l'onde de foudre sur un conducteur de phase d'une ligne électrique.

Le problème de la protection contre la foudre des réseaux électriques a été sérieusement réexaminé dans les dernières années à cause des charges sensibles et la demande croissante des clients pour une bonne qualité de la fourniture d'électricité.

La protection des lignes de transmission contre les coups de foudre directs est faite avec des câbles de garde qui sont placés au-dessus des conducteurs de phases et reliés directement à la terre au niveau de chaque pylône.

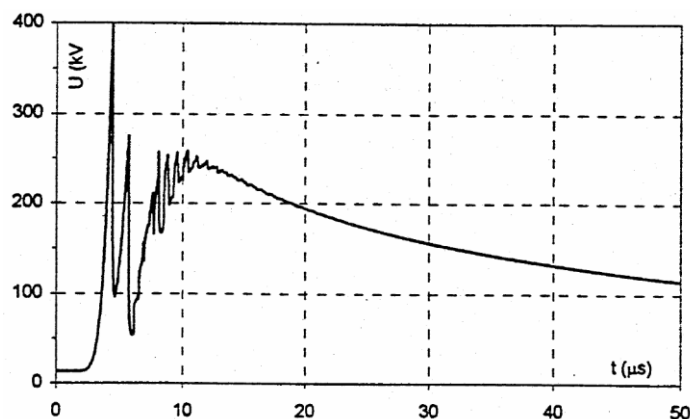
Lorsqu'un coup de foudre tombe sur un pylône ou sur un câble de garde, l'écoulement du courant vers la terre à travers la structure métallique du pylône provoque une élévation de potentiel de ce dernier [I-15]. Cette surtension dépendant de la résistance de la mise à la terre du pylône.



**Figure I.18 :** Impact de l'onde de foudre sur un câble de garde d'une ligne électrique.

### II.2.1. Amplitudes et formes des surtensions dues à un coup de foudre direct

La figure I.19 montre un exemple de surtensions calculées à une distance de 600 m du point de foudroisement de la ligne. Cette figure montre la forme typique des surtensions qui comportent une série d'impulsions rapides, suivies par une forme d'onde plus lisse. Les impulsions initiales rapides sont dues à l'amorçage des isolateurs se trouvant sur les pylônes les plus proches du point d'impact. La forme d'onde plus lisse à une forme similaire à celle du courant de foudre et son amplitude est égale à la tension d'isolement de la ligne.



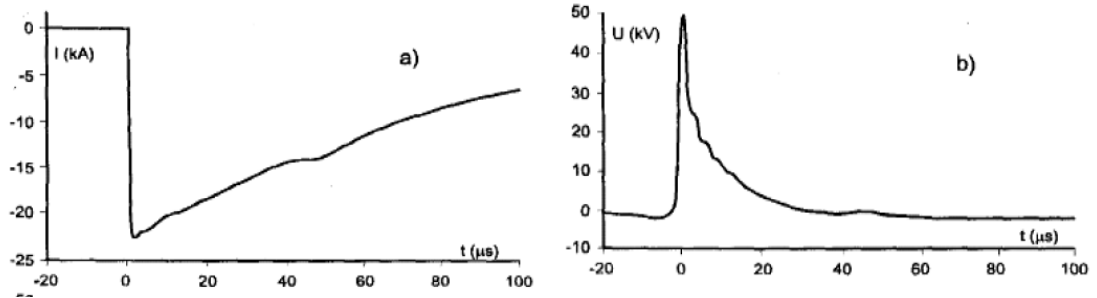
*Figure I.19 : Exemple de surtension typique sur une ligne électrique.*

### II.2.2. Amplitudes et formes des surtensions induites par un coup de foudre indirect

Les surtensions dues au couplage entre le champ électromagnétique généré par un coup de foudre indirect avec une ligne aérienne (surtensions induites) sont approximativement les mêmes sur chaque conducteur de la ligne, et ils ont une polarité inverse à celle des courants de foudre. Etant donné que le courant de foudre est négatif dans presque 90% des cas, les surtensions induites ont une polarité positive dans leurs larges majorités [I-16].

En général, l'amplitude des surtensions induites est inférieure en comparaison avec celle des surtensions dues à des coups de foudres directs. Cependant, ces surtensions peuvent affecter significativement la qualité de service fournie à la clientèle à cause des interruptions dans les systèmes de distribution provoquées par ce phénomène indésirable. Pour cette raison, les chercheurs spécialistes de la compatibilité électromagnétique ont lancé nombreuses études théoriques et expérimentales durant ces dernières années, afin de cerner le phénomène des surtensions induites.

La figure (I.20) montre un exemple sur la forme d'onde des surtensions induites mesurées [I-16].



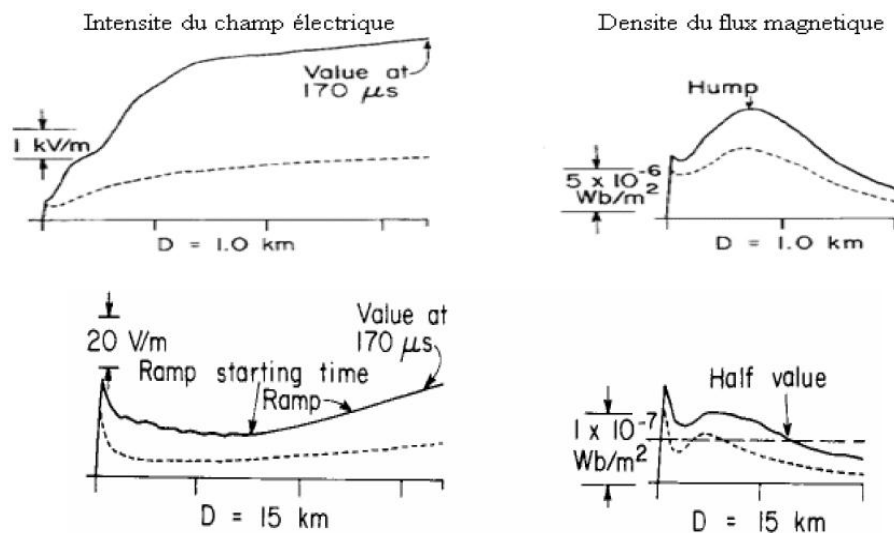
**Figure I.20 :** Exemple de : a) courant mesuré à la base du canal de foudre. b) surtensions induits sur la ligne [I-16].

### II.2.3. Champ électromagnétique généré par une décharge orageuse

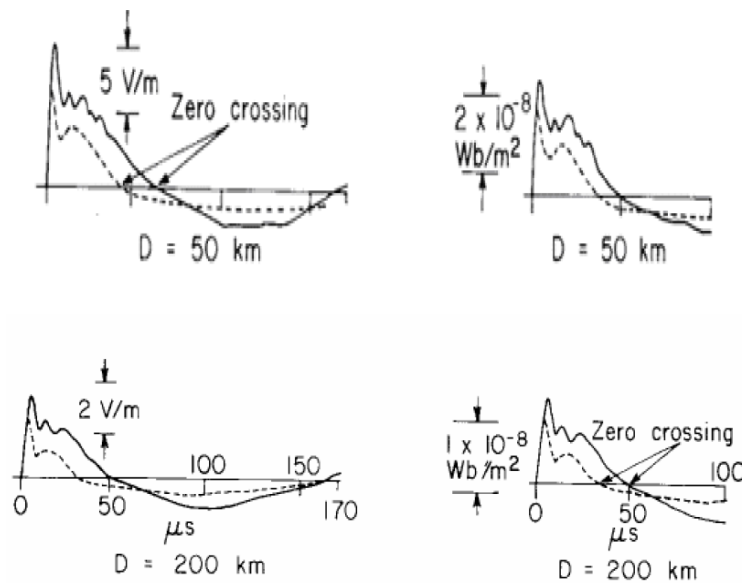
Des mesures du champ électromagnétique issu des coups de foudre naturels ont été réalisées par différents auteurs [I-17].

Le champ électromagnétique présente pour toutes distances (entre 1 km et 200 km) un premier pic dont l'intensité est approximativement inversement proportionnelle à la distance. A des distances relativement proches (de 1 à 15 km), le champ magnétique présente une bosse à environ 30 μs, alors que le champ électrique à une croissance en rampe après son pic initial. Les champs électrique et magnétique lointains (distance supérieure à environ 50 km) ont essentiellement la même forme d'onde, et présentent une inversion de polarité.

Les figures I.21 et I.22 représentent des formes d'ondes typiques des champs électriques vertical et magnétique azimuthal (mesurer), pour le premier arc en retour et les arcs en retour subséquents négatifs en fonction de la distance du canal de foudre.



**Figure I.21 :** Formes typiques des champs électriques vertical et magnétique azimuthal en zone proche correspondant à un premier arc en retour (trait continu) et un arc subséquent (pointillés) en fonction de la distance [I-17].



**Figure I.22 :** Formes typiques des champs électriques vertical et magnétique azimuthal en zone éloigné correspondant à un premier arc en retour (trait continu) et un arc subséquent (pointillés) en fonction de la distance [I-17].

Une décharge orageuse verticale produit non seulement des composantes azimuthale du champ magnétique, et verticale du champ électrique, mais aussi une composante horizontale du champ électrique dont la présence est en partie due à la conductivité finie du sol [I-18].

### III. Caractéristiques du sol

Le champ électromagnétique rayonné par une onde de foudre, la répartition des courants et des tensions induites dans une ligne électrique lors d'un impact indirect de foudre, dépendent des caractéristiques électriques du sol, c'est-à-dire de sa résistivité.

En réalité :

- Le sol est un conducteur médiocre (la conductivité d'un bloc de bon terrain ayant une section d'un hectare est comparable à celle d'un fil de cuivre de  $1 \text{ mm}^2$ ) ;
- Il est d'autre part, très peu homogène et dont les caractéristiques sont toujours mal connues.

La résistivité des sols présente les particularités suivantes :

- Elle est extrêmement variable d'un endroit à un autre, selon la nature des roches et leurs taux d'humidité. Les valeurs extrêmes que l'on rencontre en pratique, peuvent s'échelonner dans le rapport de 1 à 1000 ;
- Le sol à un endroit donné, est souvent, extrêmement hétérogène, tant horizontalement qu'en profondeur.

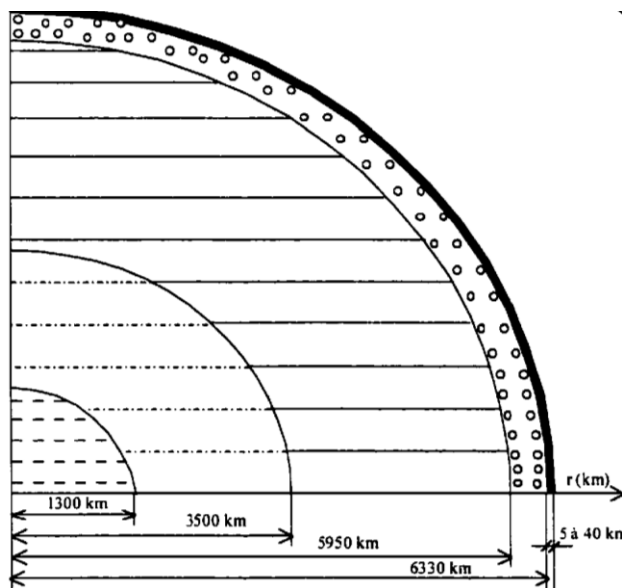
### III.1. Définition des sols

Les sols forment la partie superficielle de la croûte terrestre, altérée au contact de l'atmosphère et pénétrée par la vie animale et végétale. Du fait de leur porosité, on trouve, indépendamment des matières solides, des liquides et des gaz.

Les solides sont constitués de particules de matières organiques et inorganiques de différentes dimensions. Les liquides sont des solutions électrolytiques (eau) tandis que les gaz proviennent du contact et de l'échange avec l'atmosphère et de la décomposition des matières organiques.

### III.2. Structure du globe terrestre

Un noyau liquide en ébullition entouré de quatre couches concentriques solides constitue le globe terrestre. Le noyau est situé au centre du globe, entouré de la première couche qui est composée de particules refroidies du noyau, par la suite la deuxième couche appelée le manteau, la troisième couche ou la couche extérieure du manteau et la quatrième couche appelée l'écorce terrestre (figure I.23).



**Figure I.23 :** Section angulaire du globe terrestre.

Le noyau possède un rayon moyen de 1300 km, il est constitué de métaux lourds en liquide et de résistivité se situant entre  $10^{-4}$  et  $10^{-5} \Omega.m$ . La couche extérieure du noyau s'étend de 1300 à 3500 km du centre de la terre, elle est constituée de différents métaux à l'état solide et sa résistivité est d'environ  $10^{-3} \Omega.m$ . Le manteau s'étend de 3500 à 5950 km du centre de la terre. Il est formé de diverses roches et sa résistivité varie de  $10^3$  à  $10^4 \Omega.m$ .

La partie extérieure du manteau est d'épaisseur d'environ 380 *km*. Elle est composée des roches de résistivité de l'ordre de  $10^6 \Omega.m$ . L'écorce terrestre est d'épaisseur variant de 5 à 40 *km*. Elle est constituée de diverses roches dont la résistivité varie sur un large éventail de  $10^{-1}$  jusqu'à  $10^8 \Omega.m$  [I.19].

### III.3. Caractéristiques électriques équivalentes du sol

La structure du sous-sol est rarement homogène ; elle se compose plutôt de deux ou de plusieurs couches d'épaisseurs différentes, ayant des conductivités et des permittivités différentes.

Les caractéristiques électriques de tout milieu peuvent être représentées par trois paramètres :

➤ **La perméabilité :**

On considère que le sol est constitué de matériaux amagnétiques (ce qui se vérifie toujours en pratique, sauf dans le cas de quelques roches riches en oxyde de fer). Sa perméabilité relative  $\mu_r$  est donc égale à 1.

➤ **La permittivité :**

La permittivité d'un matériau, notée  $\varepsilon$ , caractérise son comportement diélectrique. Elle est en fonction de la permittivité propre des différents composants du sol et de leur proportion.

➤ **La résistivité :**

La résistivité électrique du sol, notée  $\rho$ , dépend de la densité de porteurs libres (ions) et est donc très étroitement liée à plusieurs facteurs [I-20]. Dans ce qui va suivre nous présentons quelques notions sur la résistivité du sol.

### III.4. Résistivité des sols

La résistivité du sol dépend de [I-20] :

- ❖ Type de sol (argile, limon, grès, granit...)
- ❖ L'humidité ;
- ❖ Composition chimique et la concentration de sels dissouts ;
- ❖ La stratification de couches de différentes résistivités ;
- ❖ La température.

Les valeurs de résistivité varient beaucoup, d'après la substance pour les rocs et les minéraux, elle peut aller de  $10^{-3}$  à  $10^{17}$   $\Omega/m$ . On trouvera une classification générale au tableau I.1 ci-dessous.

Description	Résistivité en $\Omega.m$
Bon conducteur	$10^{-3} - 10$
Conducteur de qualité moyenne	$10^2 - 10^9$
Conducteur de qualité médiocre	$10^{10} - 10^{17}$

**Tableau I.1** : Classification générale des résistivités des sols.

Le tableau I.2 donne la gamme des résistivités de certains types de sols.

Nature du terrain	Résistivité $\rho(\Omega.m)$
Terrain marécageux	30
Limon	20 à 100
Humus	10 à 150
Tourbe humide	5 à 100
Argile plastique	50
Marnes du jurassique	30 à 40
Marnes et argiles compactes	100 à 200
Granits et grés très altérés	100 à 600
Sable argileux	50 à 500
Sable siliceux	200 à 3000
Sol pierreux nu	1500 à 3000
Sol pierreux recouvert de gazon	300 à 500
Calcaires tendres	100 à 300
Calcaires compacts	1000 à 5000
Calcaires fissurés	500 à 1000
Schistes	50 à 300
Micaschistes	800
Granits et grés suivant altération	1500 à 10000

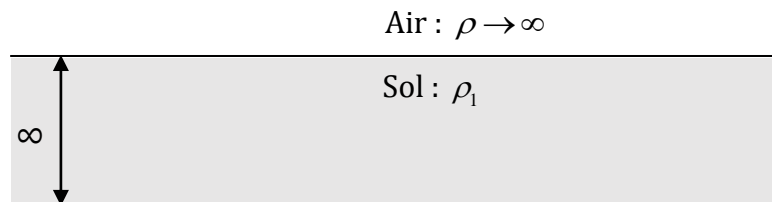
**Tableau I.2** : La résistivité de divers types de sol.



Lors de la définition des propriétés électriques de la terre, les paramètres géo électriques sont utilisés dans la détermination du modèle de sol. Ces propriétés électriques du sol sont déterminées par l'épaisseur des couches et de leurs changements de résistivité. Généralement, il y a plusieurs couches de sol, chacune ayant une résistivité différente, dans ce cas, le sol est dit non-uniforme. En général, les modèles du sol uniforme et en deux couches de résistivités différentes sont les plus utilisés [I.21].

### ➤ Sol homogène

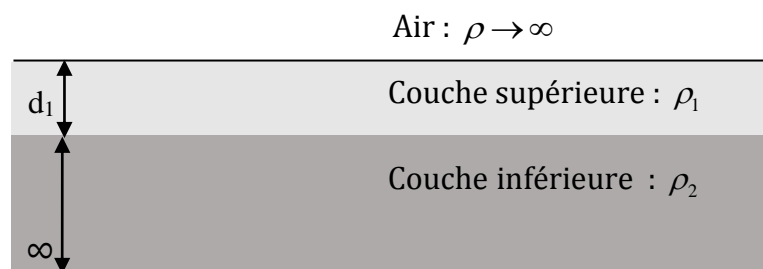
Le sol peut être considéré comme homogène de résistivité  $\rho$ . Cette modélisation ne peut être utilisée que si les variations des résistivités de différentes couches sont modérées, ce qui n'est pas souvent le cas en réalité. Les calculs des résistances des mises à la terre se basant sur cette modélisation ne donnent que des résultats approximatifs, donc peu précis.



**Figure I.24 : Sol homogène.**

### ➤ Sol en deux couches de résistivités différentes

La modélisation du sol en deux couches de résistivités différentes est la plus utilisée dans les calculs de mise à la terre.



**Figure I.25 : Sol en deux couches de résistivités différentes.**

Les changements brutaux de la résistivité aux limites de chaque couche peuvent être décrits au moyen d'un facteur de réflexion [I.22] :

$$k = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} \tag{I.10}$$

Avec :

$\rho_1$  : la résistivité de la couche supérieure du sol ;

$\rho_2$  : la résistivité de la couche profonde du sol.

➤ **Sol en plusieurs couches de résistivités différentes**

Cette modélisation de sol en différentes couches (elles peuvent être verticales ou horizontales) requiert des méthodes numériques ou graphiques car les méthodes analytiques sont limitées. On peut aussi considérer le sol comme uniforme en lieu et place du sol en plusieurs couches de résistivités différentes. La résistivité apparente  $\rho_a$  du sol supposée homogène peut, dans ce cas, être trouvée par les deux relations suivantes [I.23] :

$$\rho_a = \frac{\rho_{a(1)} + \rho_{a(2)} + \rho_{a(3)} + \dots + \rho_{a(n)}}{n} \quad (I.11)$$

$\rho_{a(1)}, \rho_{a(2)}, \rho_{a(3)}, \rho_{a(n)}$  : sont les résistivités de  $n$  différentes couches du sol mesurées avec la méthode de quatre électrodes.

$$\rho_a = \frac{\rho_{a(\max)} + \rho_{a(\min)}}{2} \quad (I.12)$$

Où :

$\rho_{a(\max)}$  et  $\rho_{a(\min)}$  : sont les valeurs respectivement maximale et minimale de la résistivité des différentes couches du sol.

**III.5. Mesure de résistivité du sol**

La méthode de Wenner [I-24] est l'une des méthodes les plus courantes pour mesurer les résistivités de terre. Puisque la mesure s'effectue depuis la surface, sans avoir à creuser le sol, c'est une méthode qui combine simplicité de mesure et précision des résultats [I-24].

La méthode de Wenner [I-24] consiste à utiliser quatre électrodes qui sont disposées en ligne, l'espacement entre chaque paire adjacente restant le même '  $a$  '. Entre les deux électrodes extrêmes, on injecte un courant de mesure  $I$  grâce à un générateur [I-24].

Le point  $O$  de mesure de la résistivité se trouve au milieu d'un système symétrique, entre les électrodes de potentiel. La distance «  $a$  » entre deux électrodes adjacentes est appelée «base de mesure» ; la distance entre les électrodes extrêmes est la «ligne d'émission» (elle est égale à «  $3a$  » pour la méthode de Wenner [I-24]).

Entre les deux électrodes centrales, on mesure le potentiel  $V$  grâce à un voltmètre (figure I.26). Le terme  $V/I$  est la résistance  $R$  qui est mesurée avec un telluromètre à quatre bornes.

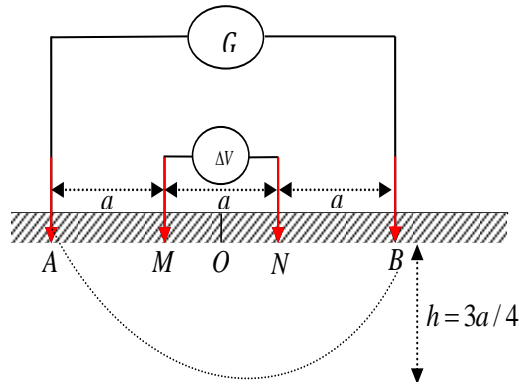


Figure I.26 : Schéma de mesure de la méthode de Wenner [I-24].

La profondeur de pénétration du courant électrique dans le sol dépend de la distance entre les électrodes. Plus elles sont éloignées, plus le courant pénètre profondément dans le sol. De ce fait, pour connaître le profil de résistivité du sol il est nécessaire de répéter la méthode de Wenner pour plusieurs distances  $a$  entre les électrodes [I-24].

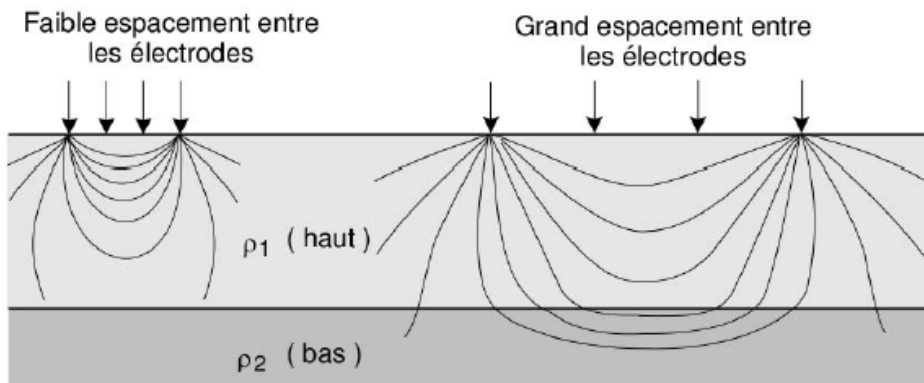


Figure I.27 : Espacement entre électrodes dans la mesure par la méthode de Wenner [I-24] en sol à deux couches.

On peut déterminer une relation entre le potentiel mesuré, le courant injecté et la résistivité du sol. La différence de potentiel mesurée entre les deux électrodes centrales de Wenner [I-24] est la suivante [I-24] :

$$\Delta V = V_M - V_N \tag{I.13}$$

Donc :

$$\begin{aligned} \Delta V &= \frac{\rho I}{2\pi} \left( \frac{1}{MA} - \frac{1}{MB} \right) - \left( \frac{1}{NA} - \frac{1}{NB} \right) \\ &= \frac{\rho I}{2\pi} \left( \frac{1}{a} - \frac{1}{2a} \right) - \left( \frac{1}{2a} - \frac{1}{a} \right) \end{aligned} \tag{I.14}$$

$$\Delta V = \frac{\rho I}{2\pi a} \tag{I.15}$$

L'inconnue étant  $\rho$ , la résistivité de la terre, nous avons donc :

$$\rho = 2\pi a \frac{\Delta V}{I} \quad (I.16)$$

Avec la méthode de Wenner [I-24] il n'est pourtant pas possible de retrouver les vraies résistivités de couches de sol. Les mesures de Wenner [I-24] ne fournissent qu'une sorte de moyenne de la résistivité de la terre, que l'on appelle résistivité apparente. Cela est dû à la composition hétérogène du sol et au fait que les mesures sont réalisées depuis la surface. A chaque mesure de Wenner [I-24], le courant électrique injecté par l'électrode injectrice se distribue dans le sol avant de converger au niveau de l'électrode collectrice. Entre les points d'arrivée et de départ, le courant électrique parcourt le sol en profondeur, en traversant plusieurs couches composées de matériaux différents.

La profondeur de pénétration est une fonction de  $a$ , l'écartement entre électrodes de Wenner [I-25]. Cependant, lorsque le courant atteint une couche inférieure de sol, il passe aussi par toutes les couches qui sont au-dessus. Il est donc impossible d'isoler chaque couche à la fois. Tous les matériaux qui composent le sol ont une influence sur la valeur de résistivité trouvée par la méthode de Wenner [I-24].

### **Conclusion**

Pour la représentation mathématique et pour des besoins de modélisation, l'onde de foudre prend deux aspects, le premier consiste à représenter l'onde de foudre en tant que générateur de courant et le deuxième en tant que source de rayonnement. Dans ce premier chapitre nous avons présenté la modélisation du courant à la base du canal et nous avons exposé quelques modèles mathématiques permettant de décrire le courant d'arc en retour.

Dans le chapitre qui va suivre, nous proposons une modélisation de la foudre comme une source de rayonnement électromagnétique située au-dessus d'un sol stratifié horizontalement.

### **Références bibliographiques**

- [I-1] G. Gérard CHAMPIOT, "Compatibilité électromagnétique", Techniques de l'Ingénieur, Vol D, 1300.1- D, 1300.24.
- [I-2] ALI RACHEDI. Billel. « *Compatibilité électromagnétique : Etude de l'environnement électromagnétique généré par les lignes haute tension* » Thèse de Doctorat en Génie Electrique. Université 8 Mai 1945, Guelma, 2016.
- [I-3] F. Rachidi, « Introduction à la Compatibilité Electromagnétique – CEM », Notes de cours, École Polytechnique Fédérale de Lausanne EPFL-DE-LRE CH-1015, Lausanne, Eté 2003.
- [I-4] Chahine, "Caractérisation et Modélisation de la susceptibilité conduite des circuits intégrés aux perturbations électromagnétique", Thèse de doctorat, Université de Rouen, Décembre 2007.
- [I-5] Sonia A.-A. DJENNAD, A. ZEDDAM. « Protection contre la foudre Principes généraux et normes en vigueur ». Technique de l'ingénieur, vol. D.1 335.
- [I-6] M.A. Uman « The lightning discharge », Dover Publications, INC, Mineola, New York, 2001.
- [I-7] Berger, K., R.B. Anderson, and H. Kroninger, Parameters of Lightning Flashes, *Electra*, 41, 23-37, 1975.
- [I-8] F. Heidler, W. Zischank, Z. Flisowski, Ch. Bouquegneau, C. Mazzetti. « Parameters of Lightning Current Given In IEC 62305 Background, Experience and outlook », 29 th. International Conference on Lightning Protection, 23-26 June 2008 - Uppsala, Sweden.
- [I-9] K. Berger, "Novel Observations on Lightning Discharges: Results of Research on Mount San Salvatore", *Journal of Franklin Institute*, Vol. 283, N°6, June 1967.
- [I-10] F. Heidler, « Analytische Blitzstrom-Funktion zur LEMP- Berechnung », Paper 1.9, pp. 63- 66, Munich, September 16-20, 1985.
- [I-11] Y. T. Lin, M. A. Uman, J. A. Tiller, R. D. Branteley, W. H. Beasley, E. P. Krider, et C. D. Weidman, « Characterization of Lightning Return Stroke Electric and Magnetic Fields from Simultaneous Two-Station Measurements », *J. Geophys. Res.*, Vol. 84, pp.6307-6314, 1979.
- [I-12] C.A. Nucci, « Lightning-Induced Over Voltages on Overhead Power Lines. Part 1: Return-Stroke Current Models with Specified Channel-Base Current for the Evaluation of Return- Stroke Electromagnetic Field », Cigré paper prepared within the framework of task Force 33.01.01 of the CIGRE working Group 33.01,1994. *Electra* N°161, August 1995.
- [I-13] C. A. Nucci, C. Mazzetti, F. Rachidi, M. Ianoz, « On Lightning Return Stroke Models for LEMP Calculations », Proc. 19th International Conference on Lightning Protection, Graz, 1988.

- [I-14]** M. A. Uman, D. K. Mclain, « Magnetic Field of Lightning Return Stroke », Journal of Geophysical Research, Vol. 74, pp. 6899-6909, 1969.
- [I-15]** J.Affolter, "Haute Tension", IEVD (école d'Ingénieurs du Canton de Vaud) Yverdon-lesBains, Octobre 2000.
- [I-16]** Joint CIREN/CIGRE working group 05 « Protection of MV and LV networks against lightning. Part I, Part II » IEE, N.438, June 1997.
- [I-17]** F. Rachidi, "Effets électromagnétiques de la foudre sur les lignes de transmission aériennes modélisation et simulation" PHD Thesis, Ecole polytechnique Fédérale de Lausanne, 1991.
- [I-18]** M.A .Uman, D.Kenneth Mc Lain and E. Philip Krider, "The Electromagnetic radiation from finite antenna ". American Journal Physics, Vol.43/33,pp.33-38,January 1975.
- [I-19]** S. Georges, « Evaluation de l'Effet de la Mer et du Contrepoids sur le Profil de la Tension d'un Système de Mise à la Terre d'une Ligne de Transport d'Energie à Haute Tension dans un Sol Résistif », Thèse de doctorat en Génie PH.D, l'école de technologie supérieure de Montréal, le 10 Septembre 2001.
- [I-20]** Chong Kiat Ng, « simplified numerical based method for calculation of DC ground electrode resistance in multi layered earth », Thèse de Master de Science, Université de Manitoba Winnipeg, Manitoba, Canada, 2000.
- [I-21]** N. E. Bendekkiche et Y. Kemari, «Contribution à l'Optimisation des Systèmes de Mise à la Terre par Algorithme Génétique & Essaim Particulaire », Projet de Fin D'étude en Electrotechnique, Ecole Nationale Polytechnique, El-Harrach, Alger, 2013.
- [I-22]** Taylor et Francis Group, LLC, « Substation Grounding Design Considerations », 2008.
- [I-23]** IEEE Std 80-2000, « IEEE Guide for Safety in AC Substation Grounding », Janvier 2000.
- [I-24]** Wenner, « Les prises de terre en exploitation », Théorie et pratique, Direction des Ressources Humaines 1996.

## Chapitre II :

---

# Calcul du champ électromagnétique rayonné par l'onde de foudre : Cas des sols stratifiés horizontalement



### Introduction

Par un effet indirect, et après couplage électromagnétique *onde de foudre-ligne aérienne*, des tensions et des courants induits prennent naissance sur les lignes et se propagent jusqu'aux équipements sensibles. Il est alors nécessaire de connaître le niveau de ces derniers pour une bonne coordination des isolements, ainsi que pour la protection des équipements électroniques et des systèmes de contrôle-commande du réseau de transport d'énergie.

Dans le cadre de ce mémoire de fin d'études, nous nous intéressons à la modélisation de l'interaction électromagnétique entre une onde de foudre (impact indirect) et une structure aérienne située au-dessus d'un sol stratifié horizontalement.

Le calcul des surtensions induites par une décharge de foudre indirect nécessite le calcul du champ électromagnétique rayonné par l'onde de foudre en présence d'un sol non homogène (stratifié horizontalement ou verticalement). Cette quantification demande faire des mesures expérimentales qui ne sont pas au porté de tout le monde pour des raisons économiques. A cet effet, les chercheurs ont fait appel à la simulation qui est basée sur la modélisation mathématique du champ électromagnétique rayonné par la foudre. En effet, l'effet de la stratification du sol est important à évaluer car dans la réalité le sol n'est pas homogène mais constitué de plusieurs couches.

Ce deuxième chapitre est consacré à la quantification du champ électromagnétique émis par un canal de foudre situé au-dessus :

- d'un sol homogène de conductivité finie ;
- d'un sol stratifié horizontalement.

Dans ce chapitre, nous présentons tout d'abord un état de l'art correspondant au calcul du champ électromagnétique de la foudre en présence d'un sol stratifié.

Nous exposons ensuite les expressions du champ électromagnétique produit par la foudre lorsque le sol est considéré comme un milieu parfaitement conducteur, puis nous introduisons quelques modifications (proposées dans la littérature) permettant la prise en compte de la conductivité finie du sol dans le cas des sols homogènes puis dans le cas des sols stratifiés à deux couches horizontales.

Enfin nous terminons ce chapitre par des validations et des applications.

### I. Calcul du champ électromagnétique rayonné par une décharge orageuse

#### I.1. Etat de l'art

La résolution du problème de rayonnement électromagnétique de la foudre consiste en la détermination du champ électromagnétique rayonné à n'importe quel instant et en n'importe quel point d'observation autour du canal. En réalité, la foudre est un phénomène lié à plusieurs paramètres physiques et géométriques qui rendent cette résolution très délicate, ce qui a obligé la plupart des chercheurs à utiliser des hypothèses simplificatrices en vue de diminuer la complexité du problème en supposant une géométrie relativement simple et abordable (par exemple : la supposition d'un canal rectiligne et vertical, sol parfaitement conducteur, sol homogène,...etc). Cependant, cette démarche est légitime, vu que les résultats basés sur certaines hypothèses montrent parfois une bonne approximation lorsqu'on les compare à ceux obtenus par voie expérimentale.

L'hypothèse d'un sol parfait est une bonne approximation de la composante verticale du champ électrique et la composante azimutale du champ magnétique au-dessus du sol et pour des distances ne dépassant pas quelques kilomètres. Sachant que cette hypothèse n'est pas valable dans le calcul du champ électrique horizontal, il est donc nécessaire d'utiliser d'autres approximations [II-1].

Le problème du rayonnement électromagnétique d'un dipôle au-dessus d'un plan conducteur a été traité par Baños en 1966 [II-2] en déterminant la solution analytique exacte des équations de Maxwell pour chaque milieu en accord avec les conditions aux limites sur l'interface air-sol.

En 2006, Delfino et al. [II-3] ont développé un algorithme très efficace pour l'évaluation exacte du champ électromagnétique dans le cas d'un sol homogène caractérisé par une conductivité finie. Les expressions du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre font intervenir les intégrales de Sommerfeld dont l'évaluation numérique représente une tâche très délicate en plus de la nécessité d'utilisation de la transformée de Fourier inverse pour trouver la solution dans le domaine temporel.

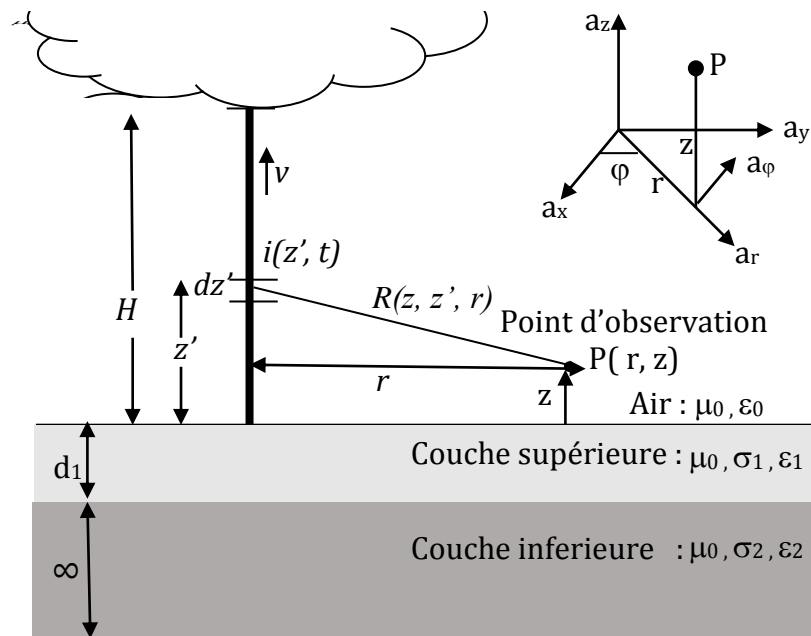
Récemment, Delfino et al. [II-4] a présenté un algorithme efficace pour l'analyse du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre sur un sol stratifié. Shoory et al. [II-5] ont basé sur l'algorithme de Delfino et al. [II-4] et sur la formulation approximative de Wait [II-6] et ils développent une approche simplifiée dont le but est d'analyser l'effet d'un sol stratifié horizontalement ou verticalement sur le champ électromagnétique rayonné.

Wait [II-6] est parmi les premiers chercheurs qui ont évalué la propagation du champ électromagnétique sur un sol stratifié en développant une théorie qui traite ce problème. L'idée principale de cette formulation approximative, dans le cas d'un sol homogène ou d'un sol stratifié était l'utilisation du concept de l'impédance de surface du sol. Cette dernière est définie par le rapport entre le champ électrique et le champ magnétique tangentiels à cette surface.

Mimouni et al. [II-7] ont exploité la méthode des différences finies, dans le domaine temporel en deux dimensions 2D-FDTD [II-8] exprimée en coordonnées cylindriques et associée au modèle de courant d'arc en retour de type MTL, pour calculer les composantes du champ électromagnétique au-dessus et en dessous d'un sol stratifié horizontalement à une distance proche du canal de foudre.

## I.2. Géométrie du problème

Pour le calcul du champ électromagnétique rayonné par une décharge orageuse en un point situé au-dessus d'un sol stratifié horizontalement, la géométrie communément adoptée est celle présentée en figure II.1. Le sol est constitué de deux couches : une couche superficielle de hauteur  $d_1$ , de conductivité  $\sigma_1$ , de permittivité  $\epsilon_1$  et de perméabilité  $\mu_0$  et un sous-sol tend vers l'infini de conductivité  $\sigma_2$ , de permittivité  $\epsilon_2$  et de perméabilité  $\mu_0$  (figure II.1).



**Figure II.1 :** Géométrie adoptée pour le calcul du champ électromagnétique en un point situé au-dessus d'un sol stratifié à deux couches horizontales.

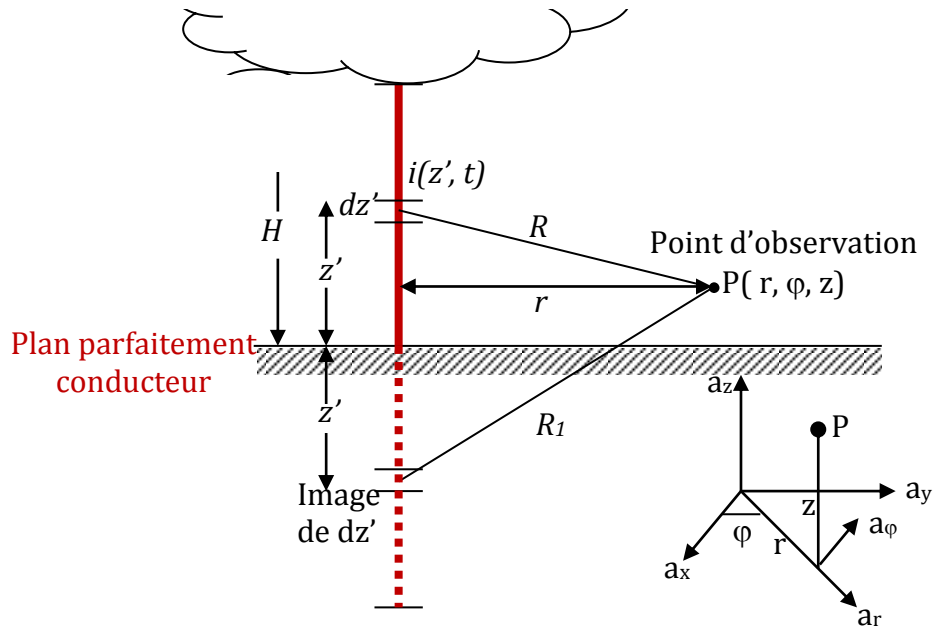
Le canal de foudre est considéré comme une antenne verticale unidimensionnelle de hauteur  $H$ . L'arc en retour se propage verticalement à partir du sol avec une vitesse  $v$ .

L'antenne (canal de foudre) est parcourue par un courant dont la distribution spatio-temporelle  $i(z',t)$  permet de déterminer le champ électromagnétique en un point  $P(r,z)$  quelconque de l'espace au-dessus-du sol.

### I.3. Calcul du champ électromagnétique émis par l'onde de foudre pour un sol homogène

Dans notre travail, nous utilisons le formalisme *des dipôles Hertiens* [II-9] pour calculer le champ électromagnétique rayonné par une onde de foudre ; le dipôle Hertzien est la source du rayonnement électromagnétique la plus simple.

La méthode des dipôles consiste en une subdivision du support (structure filaire) en éléments appelés dipôles (figure II.2), dont la taille est choisie de façon à masquer la propagation.



**Figure II.2 :** Représentation du canal de foudre dans la méthode du dipôle Hertzien pour le calcul du champ électromagnétique.

La longueur du dipôle doit satisfaire aux deux conditions suivantes :

$$1) \quad dz' \leq \frac{\lambda}{20} \quad (II.1)$$

$dz'$  : la longueur d'un dipôle ;

$\lambda$  : pseudo longueur d'onde du phénomène transitoire.

Cette condition permet de masquer la propagation le long du dipôle, c'est-à-dire l'amplitude et la phase du courant le long du dipôle sont toutes deux indépendantes de  $z$ .

$$2) \quad dz' \leq \frac{R}{10} \quad (II.2)$$

$R$  : est le rayon d'observation.

Cette condition permet de prendre en compte les petites variations de courant vues d'un point très proche de la structure filaire.

Les expressions pour le calcul du champ électromagnétique rayonné par un dipôle dans un espace libre non conducteur sont données, en coordonnées cylindriques, comme suit :

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

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

$$dH_\phi(r, z, t) = \frac{dz'}{4\pi} \left[ \frac{r}{R^3} i\left(z', t - \frac{R}{c}\right) + \frac{r}{cR^2} \frac{\partial i\left(z', t - \frac{R}{c}\right)}{\partial t} \right] \quad (II.5)$$

$$R = \sqrt{r^2 + (z - z')^2} \quad (II.6)$$

Où :

$i(z', t)$  : le courant parcouru le dipôle  $dz'$  a l'instant  $t$  ;

$\epsilon_0$  : la permittivité du vide ;

$c$  : la vitesse de la lumière ;

$R$  : la distance entre le dipôle et le point d'observation ;

$r$  : la distance horizontale entre le canal et le point d'observation.

Pour des raisons pratiques, notamment pour le calcul du couplage d'une onde avec une structure filaire, les champs électrique et magnétique seront exprimés dans un repère cartésien par leurs trois composantes ( $H_x, H_y, H_z$ ) et ( $E_x, E_y, E_z$ ). On peut déduire ces composantes à l'aide des matrices de transformation suivantes :

$$\begin{bmatrix} dE_x \\ dE_y \\ dE_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \phi & 0 \\ \sin \phi & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} dE_r \\ dE_z \end{bmatrix} \quad (II.7)$$

$$\begin{bmatrix} dH_x \\ dH_y \\ dH_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\sin \phi \\ \cos \phi \\ 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} dH_\phi \end{bmatrix} \quad (\text{II.8})$$

### I.3.1. Prise en compte de l'interface air-sol

Si la conductivité du sol est finie, les équations de champ électromagnétique deviennent plus complexes et contiennent des intégrales convergeant lentement (intégrales de Sommerfeld [II-10]), le problème du rayonnement d'un dipôle vertical au-dessus d'un sol de conductivité finie a été traité par Sommerfeld [II-10] et Baños [II-2] qui ont déterminé les solutions des équations de Maxwell en prenant en compte les conditions aux limites à l'interface air-sol.

Dans ce travail, notre intérêt est l'impact indirect d'une onde de foudre. Si nous supposons que l'impact indirect concerne un rayonnement en zone éloignée, il est alors possible de traiter l'onde électromagnétique de foudre comme une onde plane. Cette dernière considération, nous permet d'introduire la notion de coefficients de transmission et de réflexion à l'interface entre deux milieux linéaires homogènes et isotropes.

#### I.3.1.1. Réflexion et réfraction à l'interface entre deux milieux

Imaginons une interface parfaitement fine, infinie et plane entre deux milieux linéaires homogènes et isotropes. Une onde incidente le long de  $\vec{n}_i$  donne naissance à une onde réfléchie le long de  $\vec{n}_r$  et une onde transmise le long de  $\vec{n}_t$  (figure II.3).

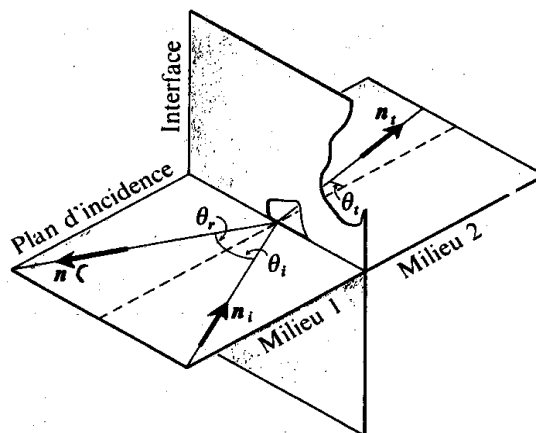


Figure II.3 : Représentation du problème.

Si nous supposons que l'onde électromagnétique incidente à l'interface de la figure II.3 est à la fois plane et de polarisation rectiligne, son champ électrique  $\vec{E}_i$  est de la forme [II-11] :

$$\vec{E}_i = \vec{E}_{0i} \exp j\omega_i \left( t - \frac{\vec{n}_i \cdot \vec{r}}{u_1} \right) \quad (\text{II.9})$$

Où :

$u_1$  : est la vitesse de phase de l'onde dans le milieu 1.

Les ondes réfléchies et réfractées à une interface plane sont aussi planes et de polarisation rectiligne, ils sont de la forme :

$$\vec{E}_r = \vec{E}_{0r} \exp j\omega_r \left( t - \frac{\vec{n}_r \cdot \vec{r}}{u_1} \right) \quad (\text{II.10})$$

$$\vec{E}_t = \vec{E}_{0t} \exp j\omega_t \left( t - \frac{\vec{n}_t \cdot \vec{r}}{u_2} \right) \quad (\text{II.11})$$

Où :

$u_2$  : est la vitesse de phase de l'onde dans le milieu 2 ;

$\theta_i, \theta_r, \theta_t$  : sont, respectivement, les angles d'incidence, de réflexion et de réfraction.

### 1.3.1.1.1. Onde incidente polarisée dont le vecteur $\vec{E}$ est normal au plan d'incidence

Dans ce cas, les vecteurs  $\vec{E}$  des trois ondes doivent être perpendiculaires au plan d'incidence. La continuité de la composante tangentielle de  $\vec{E}$  à l'interface entraîne que :

$$E_{0i} + E_{0r} = E_{0t} \quad (\text{II.12})$$

De même, la continuité de la composante tangentielle de  $\vec{H}$  entraîne que :

$$H_{0i} \cos \theta_i - H_{0r} \cos \theta_r = H_{0t} \cos \theta_t \quad (\text{II.13})$$

Après quelques manipulations mathématiques, on obtient [II-11] :

$$\left( \frac{E_{0r}}{E_{0i}} \right)_N = \frac{\mu_2 \cos \theta_i - \mu_1 n \cos \theta_t}{\mu_2 \cos \theta_i + \mu_1 n \cos \theta_t} \quad (\text{II.14})$$

$$\left( \frac{E_{0t}}{E_{0i}} \right)_N = \frac{2\mu_2 \cos \theta_i}{\mu_2 \cos \theta_i + \mu_1 n \cos \theta_t} \quad (\text{II.15})$$

Où :

$n$  : est l'indice de réfraction entre les deux milieux

$$n = \sqrt{\frac{\varepsilon_2 \mu_2 - j \mu_2 \sigma_2 / \omega}{\varepsilon_1 \mu_1 - j \mu_1 \sigma_1 / \omega}} \quad (\text{II.16})$$

Avec :

$\mu_1$  et  $\mu_2$  : sont respectivement la perméabilité magnétique du milieu 1 et du milieu 2 ;

$\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$  : sont respectivement la permittivité électrique du milieu 1 et du milieu 2 ;

$\sigma_1$  et  $\sigma_2$  : sont respectivement la conductivité électrique du milieu 1 et du milieu 2.

### I.3.1.1.2. Onde incidente polarisée dont le vecteur $\vec{E}$ est parallèle au plan d'incidence

Aussi en se référant à la figure II.3 :

$$H_{0i} - H_{0r} = H_{0t} \quad (\text{II.17})$$

$$(E_{0i} + E_{0r}) \cos \theta_i = E_{0t} \cos \theta_t \quad (\text{II.18})$$

En tirant  $E_{0r}$  et  $E_{0t}$ , on obtient [II-11]:

$$\left( \frac{E_{0r}}{E_{0i}} \right)_p = \frac{\mu_2 n \cos \theta_t - \mu_1 n^2 \cos \theta_i}{\mu_2 n \cos \theta_t + \mu_1 n^2 \cos \theta_i} \quad (\text{II.19})$$

$$\left( \frac{E_{0t}}{E_{0i}} \right)_p = \frac{2\mu_2 n \cos \theta_t}{\mu_2 n \cos \theta_t + \mu_1 n^2 \cos \theta_i} \quad (\text{II.20})$$

### I.3.1.2. Cas d'un sol parfaitement conducteur

La présence d'un plan de masse modifie la répartition des lignes de champ. Dans le cas d'un sol parfaitement conducteur classiquement on fait usage de la méthode des images.

E. D. Sunde [II-12] montre qu'une antenne verticale de longueur  $H$  au-dessus d'un sol parfaitement conducteur, se comporte comme une antenne de longueur  $2H$ . Cette antenne s'étend entre  $-H$  et  $+H$ , sachant que la partie entre  $-H$  et  $0$  constitue l'antenne image (figure II.4).

Pour un sol parfaitement conducteur, le champ total produit par l'arc en retour de la foudre est obtenu par superposition de l'ensemble des contributions dipolaires (réelles et images).

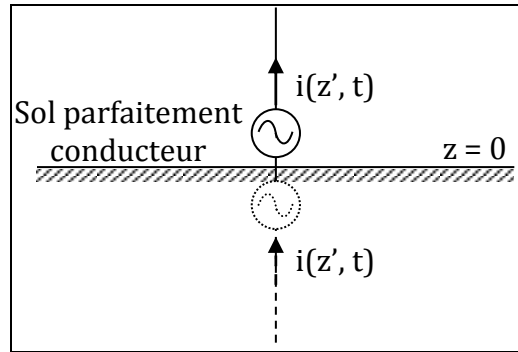
$$\vec{E}_{Tot} = \sum_{i=1}^n (\vec{E}_{réel}^i + \vec{E}_{image}^i) \quad (\text{II.21})$$

$$\vec{H}_{Tot} = \sum_{i=1}^n (\vec{H}_{réel}^i + \vec{H}_{image}^i) \quad (\text{II.22})$$

Où :

$n$  : est le nombre des dipôles.





**Figure II.4 :** Représentation d'une antenne verticale au-dessus d'un sol parfaitement conducteur.

### I.3.1.3. Cas d'un sol de conductivité finie

La mesure a montré que les champs électriques vertical et magnétique horizontal, rayonnés par une onde de foudre, ne sont pas affectés par la conductivité du sol, ils sont généralement calculés en supposant le sol comme une surface plane parfaitement conductrice [II-13], par contre la composante horizontale du champ électrique est beaucoup plus affectée par la conductivité du sol.

Plusieurs expressions simplifiées permettent le calcul rapide de la composante horizontale du champ électrique : par exemple l'expression de M. Rubinstein [II-14].

Par ailleurs, dans la référence [II-15], les auteurs abordent le calcul du champ électromagnétique au-dessus d'un sol homogène de conductivité finie en utilisant la formulation de Wait [II-6].

### I.3.2. Calcul du champ horizontal à l'aide de l'approche de «M. Rubinstein »

M. Rubinstein [II-14], montre (aussi bien en zone proche qu'en zone éloignée) que la composante horizontale du champ électrique à une hauteur  $h$  avec prise en compte de la conductivité du sol peut s'exprimer comme suit :

$$E_r(r, z = h, j\omega) = E_{rp}(r, z = h, j\omega) - H_{\phi p}(r, z = 0, j\omega) \frac{\sqrt{\mu_0}}{\sqrt{\epsilon_g + \sigma_g / j\omega}} \quad (\text{II.23})$$

Avec :

$E_{rp}(r, z = h, j\omega)$ : est la composant du champ électrique horizontal dans le domaine fréquentiel, à une hauteur  $z$  au-dessus du sol.

$H_{\phi p}(r, z = 0, j\omega)$ : est la composant du champ magnétique dans le domaine fréquentiel au niveau du sol.

Ces deux champs sont calculés en supposant un sol parfaitement conducteur.

Si les courants de conduction sont plus importants que les courants de déplacement  $\sigma_g \gg \omega \varepsilon_g$ , la relation de M. Rubinstein [II-14] devient :

$$E_r(r, z = h, j\omega) = E_{rp}(r, z = h, j\omega) - H_{\phi p}(r, z = 0, j\omega) \cdot \frac{(1+j)}{\sigma_g \delta} \quad (\text{II.24})$$

Avec :

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_0 \sigma_g}} \quad : \text{l'épaisseur de peau} \quad (\text{II.25})$$

### I.3.3. Calcul du champ électromagnétique à l'aide de l'approche de « Wait »

Dans ce contexte, nous allons aborder l'étude du rayonnement électromagnétique de la foudre en appliquant l'hypothèse d'un sol homogène et de conductivité finie. De ce fait, nous présentons une formulation approximative connue sous le nom « formulation de Wait [II-6] » qui a été utilisée dernièrement par Shoory et al. [II-5] afin de calculer le champ électromagnétique en présence d'un sol stratifié.

L'idée principale de cette formulation approximative dans le cas d'un sol homogène (monocouche) ou d'un sol stratifié (multicouches), était l'utilisation du concept de l'impédance de surface du sol. Cette dernière est définie par le rapport entre le champ électrique et le champ magnétique tangentiels à cette surface.

Les expressions du champ électrique vertical, du champ magnétique azimuthal rayonné par un canal de foudre, au-dessus d'un sol homogène de conductivité finie  $\sigma$  en un point  $P(r, z)$  peuvent être écrites dans le domaine fréquentiel comme suit :

$$\begin{cases} E_{zL}(r, z) = E_{ziL}(r, z) \cdot F \\ H_{\phi L}(r, z) = H_{\phi iL}(r, z) \cdot F \end{cases} \quad (\text{II.26})$$

Le champ électrique horizontal peut être calculé à l'aide de l'expression suivante :

$$\begin{aligned} E_{rL}(r, z) &= E_{riL}(r, z) - H_{\phi iL}(r, 0) \cdot F \cdot Z_s \\ &= E_{riL}(r, z) - H_{\phi L}(r, 0) \cdot Z_s \end{aligned} \quad (\text{II.27})$$

Où :

$E_{ziL}(r, z), H_{\phi iL}(r, z), E_{riL}(r, z)$  : sont les composantes du champ électrique vertical, du champ magnétique azimuthal et du champ électrique horizontal calculées en supposant un sol parfaitement conducteur.

$H_{\phi iL}(r, 0)$  : est la composante du champ magnétique au niveau d'un sol parfaitement conducteur.

$F$  : est la fonction d'atténuation tenant compte des effets de la propagation le long d'un demi-espace dissipatif. Son expression dérivée par Wait [II-6] est :

$$F(p) = 1 - j\sqrt{\pi p} e^{-p} \operatorname{erfc}(j\sqrt{p}) \quad (\text{II.28})$$

$p$  : est appelée distance numérique et le terme  $\operatorname{erfc}$  indique le complément de la fonction d'erreur de l'argument complexe.

Avec :

$$p = -0.5\gamma_0 r \Delta^2 \quad : \text{Distance numérique} \quad (\text{II.29})$$

Où :

$\Delta$  : est l'impédance de surface normalisée du sol homogène donnée par :

$$\Delta = \frac{Z_s(j\omega)}{\sqrt{\mu_0/\epsilon_0}} \quad (\text{II.30})$$

Dans laquelle l'impédance de surface du sol homogène est donnée par [II-6] :

$$Z_s(j\omega) = \sqrt{\frac{j\omega\mu_0}{\sigma_g + j\omega\epsilon_0\epsilon_r}} \quad (\text{II.31})$$

Les expressions des champs électromagnétiques rayonnés par un canal de foudre, au-dessus d'un sol homogène de conductivité finie, en un point  $P(r,t)$  peuvent être écrites, dans le domaine temporel en utilisant l'intégrale de convolution, comme suit:

$$\begin{cases} e_{zL}(r, z, t) = \int_0^t e_{ziL}(r, z, \tau) f(t-\tau) d\tau \\ h_{\phi L}(r, z, t) = \int_0^t h_{\phi iL}(r, z, \tau) f(t-\tau) d\tau \\ e_{rL}(r, z, t) = e_{riL}(r, z, t) - \int_0^t h_{\phi L}(r, 0, \tau) z_s(t-\tau) d\tau \end{cases} \quad (\text{II.32})$$

Où :

$f$  et  $z_s$  : sont respectivement les transformées inverses de Fourier de la fonction d'atténuation  $F$  et impédance de surface  $Z_s$ .

$e_{ziL}(r, z, \tau)$ ,  $h_{\phi iL}(r, z, \tau)$  et  $e_{riL}(r, z, \tau)$  : sont les composantes du champ électromagnétique dans le domaine temporel.

#### I.4. Calcul du champ électromagnétique émis par l'onde de foudre pur un sol stratifié horizontalement

La géométrie du problème adoptée pour l'étude de l'effet de la stratification du sol sur le champ électromagnétique généré par coup de foudre est celle présentée en figure II.1.

Dans notre travail nous proposons de calculer le champ électromagnétique au-dessus d'un sol stratifié horizontalement en utilisant l'approximation de Wait [II-6]. Tout d'abord le champ électromagnétique est calculé par la méthode des dipôles Hertiens et la méthode des images dans le cas sol parfait puis l'approximation de Wait [II-6] est utilisé pour l'introduction de la conductivité finie des couches du sol stratifié.

Le champ électrique vertical, le champ magnétique azimutal, et le champ électrique horizontal au-dessus de deux couches d'un sol stratifié horizontalement, en un point  $P(r, z)$  peuvent être écrites dans le domaine fréquentiel comme suit :

$$\begin{cases} E_{zL}(r, z) = E_{ziL}(r, z) \cdot F_{str} \\ H_{\phi L}(r, z) = H_{\phi iL}(r, z) \cdot F_{str} \\ E_{rL}(r, z) = E_{riL}(r, z) - H_{\phi L}(r, 0) \cdot Z_{str} \end{cases} \quad (II.33)$$

Où :

$E_{ziL}(r, z), H_{\phi iL}(r, z), E_{riL}(r, z)$  : sont les composantes du champ électrique vertical, du champ magnétique azimutal et du champ électrique horizontal calculées en supposant un sol parfaitement conducteur par la méthodes des dipôles Hertiens et la méthodes des images.

$F_{str}$  :est la fonction d'atténuation du sol stratifié dérivée par Wait [II-6] s'exprimant comme suit :

$$F_{str}(p_{str}) = 1 - j\sqrt{\pi p_{str}} e^{-p_{str}} \operatorname{erfc}(j\sqrt{p_{str}}) \quad (II.34)$$

$p_{str}$  : est appelée distance numérique et le terme  $\operatorname{erfc}$  indique le complément de la fonction d'erreur de l'argument complexe.

Avec :

$$p_{str} = -0.5\gamma_0 r \Delta_{str}^2 \quad : \text{Distance numérique} \quad (II.35)$$

Avec :

$\Delta_{str}$  : est l'impédance normalisée de la surface du sol stratifié à deux couches. Cette impédance est donnée par l'expression suivante :

$$\Delta_{str} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} Z_{str} \quad (II.36)$$

Où :

$$Z_{str} = K_1 \frac{K_2 + K_1 \tanh(u_1 h_1)}{K_1 + K_2 \tanh(u_1 h_1)} \quad (II.37)$$

$Z_{str}$  : L'impédance de surface dans le cas d'un sol stratifié horizontalement.

$$K_1 = \frac{u_1}{\sigma_1 + j\omega\epsilon_0\epsilon_{r1}} \quad (II.38)$$

$$K_2 = \frac{u_2}{\sigma_2 + j\omega\epsilon_0\epsilon_{r2}} \quad (II.39)$$

$$u_1 = \sqrt{\gamma_1^2 - \gamma_0^2} \quad (II.40)$$

$$u_2 = \sqrt{\gamma_2^2 - \gamma_0^2} \quad (II.41)$$

$$\gamma_1 = \sqrt{j\omega\mu_0(\sigma_1 + j\omega\epsilon_0\epsilon_{r1})} \quad (II.42)$$

$$\gamma_2 = \sqrt{j\omega\mu_0(\sigma_2 + j\omega\epsilon_0\epsilon_{r2})} \quad (II.43)$$

$\gamma_1$  et  $\gamma_2$  : sont respectivement les constantes de propagation dans la couche supérieure et dans la couche inférieure du sol.

Comme pour le cas d'un sol homogène, les expressions mathématiques des trois composantes du champ électromagnétique rayonné par un canal de foudre, dans le domaine temporel peuvent être déduites en utilisant l'intégrale de convolution.

Pour valider l'impédance de surface pour le cas d'un sol homogène ainsi que pour le cas d'un sol à deux couches nous proposons de calculer cette grandeur pour :

- un sol uniforme de résistivité  $\rho_1$  ;
- un sol uniforme de résistivité  $\rho_2$  ;
- un sol stratifié à deux couches de résistivités  $\rho_1$  (résistivité de la couche supérieure du sol) et  $\rho_2$  (résistivité de la couche inférieure du sol) en utilisant l'impédance équivalente de Wait [II-6] (équation II.39).

Les paramètres suivants sont considérés :

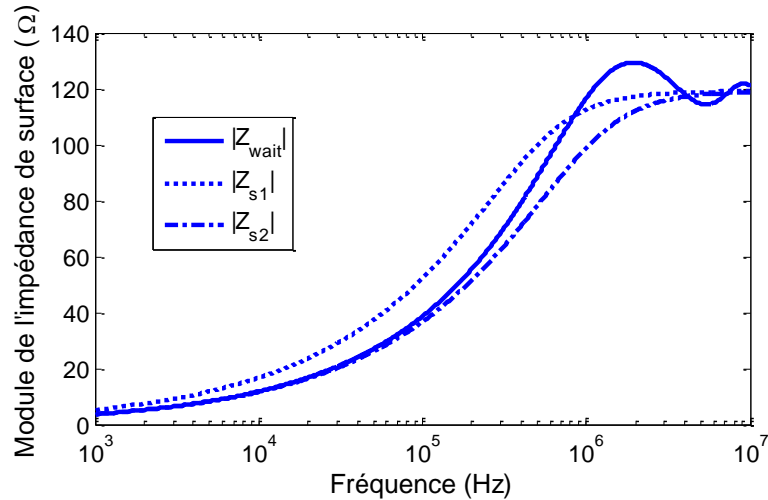
$$\rho_1 = 3500 \Omega m \quad (\sigma_1 = 2.86 \times 10^{-4} S / m) ;$$

$$\rho_2 = 1700 \Omega m \quad (\sigma_2 = 5.88 \times 10^{-4} S / m) ;$$

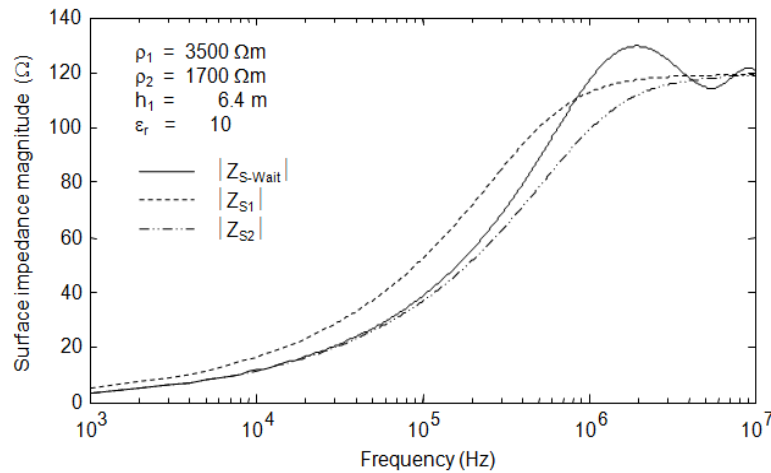
$$d_1 = 6.4 \text{ m} ;$$

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_0 \varepsilon_r ;$$

$$\varepsilon_r = 10.$$



(a) Nos résultats de calcul.



(b) Résultats publié [II-16].

**Figure II.5 :** Module de l'impédance de surface d'un sol homogène et d'un sol stratifié horizontalement.

Des résultats de la figure II.5, nous remarquons que pour les basses fréquences l'impédance de surface pour un sol stratifié est plus proche à celle d'un sol homogène de résistivité celle de la couche inférieure du sol, et en hautes fréquences les trois impédances tendent vers

la valeur de l'impédance caractéristique du sol :  $Z_s = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_r}} = \frac{Z_0}{\sqrt{\varepsilon_r}}$ , avec  $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \approx 377 \Omega$  est

l'impédance caractéristique du vide.

Le résultat que nous obtenons (figure II.5.a) est confirmé par celui réalisé par J. O. S. Paulino [II-16] (figure II.5.b).

## II. Validations et applications

### II.1. Courant à la base du canal

Avant de procéder au calcul du champ électromagnétique rayonné par une onde de foudre dans le cas d'un sol homogène et dans le cas d'un sol stratifié horizontalement, la première étape est consacrée au calcul du courant à la base du canal.

Un coup de foudre est en général constitué de plusieurs décharges partielles s'écoulant par le même canal ionisé. Afin de pouvoir comparer nos résultats de calcul aux résultats publiés dans la littérature [II-5], [II-17], le courant à la base du canal est celui présenté en figure II.6. Il est obtenu en utilisant une somme de deux fonctions de Heidler (équation I.4, chapitre I) correspondant au premier arc en retour et l'arc en retour subséquent d'un coup de foudre typique correspondant aux données expérimentales de F. Rachidi et al. [II-18].

$$i(0,t) = i_1(0,t) + i_2(0,t) \quad (\text{III.44})$$

Avec :

$$i_1(0,t) = \frac{I_{01}}{\eta_1} \cdot \frac{\left(\frac{t}{\tau_{11}}\right)^{n_1}}{1 + \left(\frac{t}{\tau_{11}}\right)^{n_1}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{21}}\right) \quad (\text{III.45})$$

$$i_2(0,t) = \frac{I_{02}}{\eta_2} \cdot \frac{\left(\frac{t}{\tau_{12}}\right)^{n_2}}{1 + \left(\frac{t}{\tau_{12}}\right)^{n_2}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{22}}\right) \quad (\text{III.46})$$

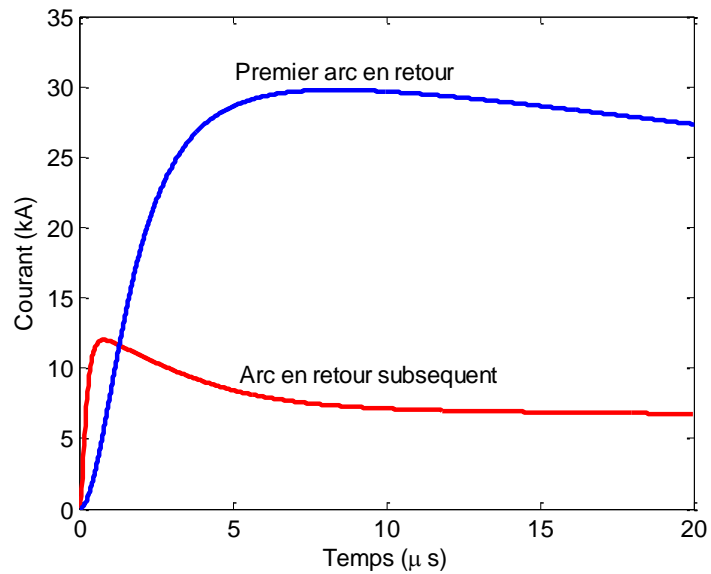
$$\eta_1 = \exp\left(-\left(\frac{\tau_{11}}{\tau_{21}}\right)^{n_1} \sqrt{n_1 \frac{\tau_{21}}{\tau_{11}}}\right) \quad (\text{III.47})$$

$$\eta_2 = \exp\left(-\left(\frac{\tau_{12}}{\tau_{22}}\right)^{n_2} \sqrt{n_2 \frac{\tau_{22}}{\tau_{12}}}\right) \quad (\text{III.48})$$

Les valeurs des paramètres du courant de l'onde de foudre sont données sur le tableau suivant :

	$I_{01}$ (kA)	$\tau_{11}$ (μs)	$\tau_{21}$ (μs)	$n_1$	$I_{02}$ (kA)	$\tau_{12}$ (μs)	$\tau_{22}$ (μs)	$n_2$
<b>Premier arc en retour</b>	28	1.8	95	2				
<b>Arc en retour subséquent</b>	10.7	0.25	2.5	2	6.5	2.1	230	2

**Tableau II.1** : Paramètres de l'onde de courant à la base du canal de foudre.

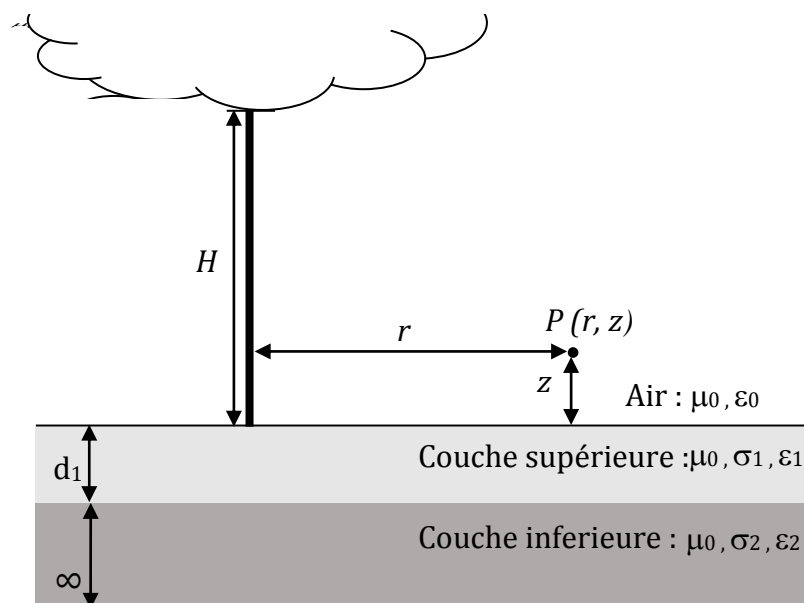


**Figure II.6.** Forme de l'onde de courant à la base du canal : premier arc en retour et arc en retour subséquent.

## II.2. Modèle géométrique opté pour le calcul du champ électromagnétique

Pour le calcul du champ électromagnétique rayonné par une décharge de foudre en un point situé au-dessus d'un sol stratifié horizontalement, la géométrie que nous avons adoptée est celle trouvée dans la littérature de différents auteurs [II-5], [II-17] (figure II.7).

Le canal de foudre est considéré comme une antenne verticale unidimensionnelle de hauteur  $H$  placée au-dessus d'un plan conducteur constitué de deux couches de paramètres physiques différents  $(\mu_0, \sigma_1, \epsilon_1)$  et  $(\mu_0, \sigma_2, \epsilon_2)$ .



**Figure II.7 :** Géométrie pour le calcul du champ électromagnétique dans le cas d'un sol stratifié à deux couches horizontales.



### II.3. Validations

La validation de l'implémentation du modèle de calcul du champ électromagnétique émis par un canal de foudre dans le cas d'un sol stratifié horizontalement est faite en comparant nos résultats de calculs avec les résultats obtenus par :

1-Shoory et al. [II-5] : son approche est basée sur le calcul du champ électromagnétique rayonné par un canal de foudre dans le cas d'un sol homogène et parfait en utilisant les expressions de Delfino et al. [II-4] et l'approximation de Wait [II-6] pour la prise en compte de la stratification du sol.

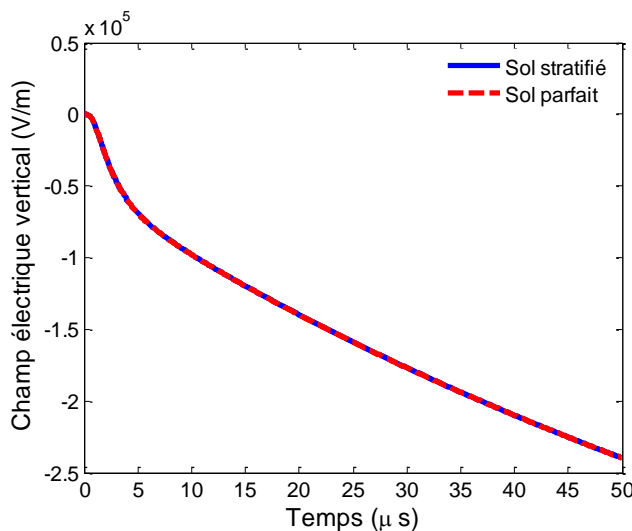
2- K. Sheshyekani [II-17] : son modèle est celui 'onde pleine' (Full Wave method) qui est basé sur la résolution des équations de Maxwell par la méthode des éléments finies [II-19].

#### II.3.1. Validation avec l'approximation de Shoory

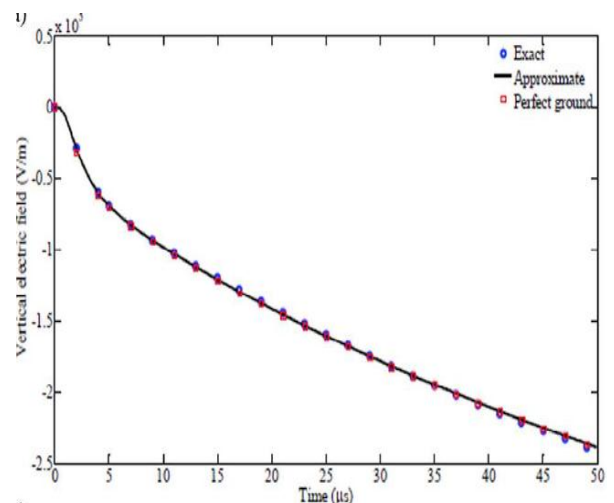
Pour les simulations traitées dans cette partie, nous supposons que le canal de foudre est de hauteur  $H = 8\text{ km}$ . La hauteur du point d'observation  $z = 0.5\text{ m}$ , la distance horizontale  $r = 50\text{ m}$ . Les deux couches ont la même perméabilité magnétique du vide  $\mu_0$ . Pour la première couche, les paramètres du sol considérés sont :  $\sigma_1 = 0.002\text{ S/m}$  et  $\varepsilon_{r1} = 5$ ; et, pour la deuxième couche,  $\sigma_2 = 0,1\text{ S/m}$  et  $\varepsilon_{r2} = 80$ . La valeur de la profondeur de la première couche  $d_1 = 2\text{ m}$ .

Pour la répartition du courant le long du canal de foudre nous utilisons pour l'arc en retour le modèle MTL avec une valeur typique de vitesse de l'arc en retour  $v = 1.5 \times 10^8\text{ m/s}$  et un taux de décroissance de l'intensité du courant  $\lambda = 2\text{ km}$ .

#### a) Courant à la base du canal : Premier arc en retour

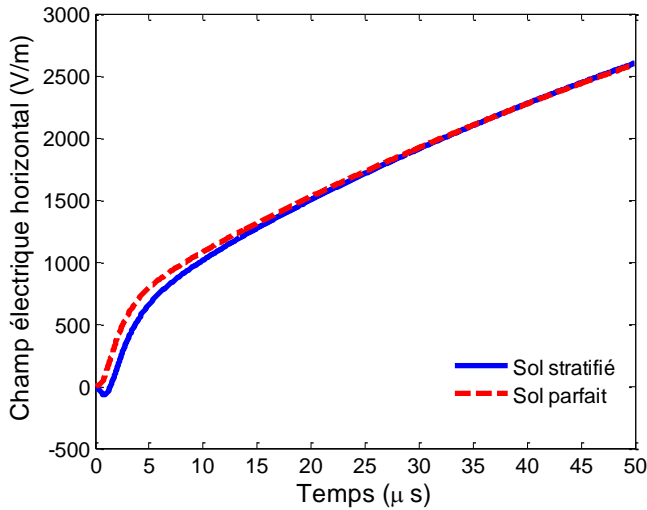


(a) Nos résultats de calcul.

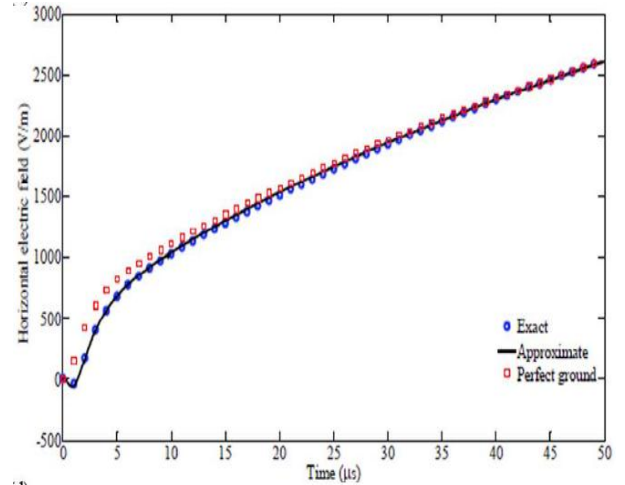


(b) Résultats publiés en [II-5].

Figure II.8 : Champ électrique vertical ( $r=50\text{ m}$ ,  $z=0.5\text{ m}$ ,  $d_1=2\text{ m}$ ).

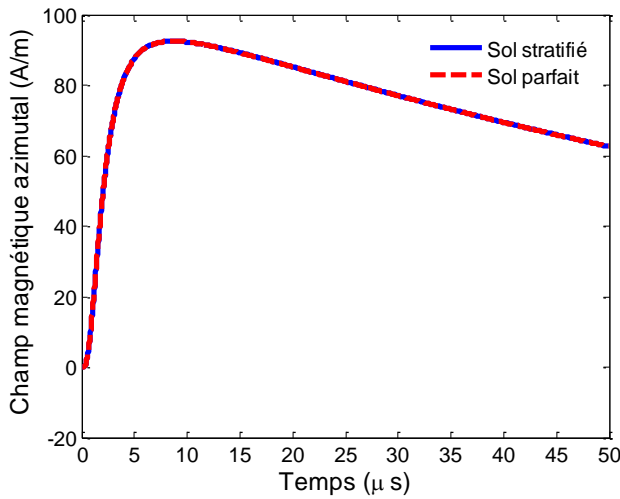


(a) Nos résultats de calcul.

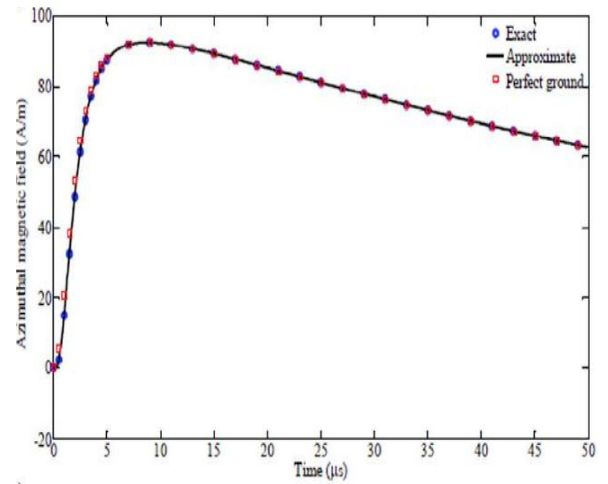


(b) Résultats publiés en [II-5].

Figure II.9 : Champ électrique horizontal ( $r=50m, z=0.5m, d1=2m$ ).



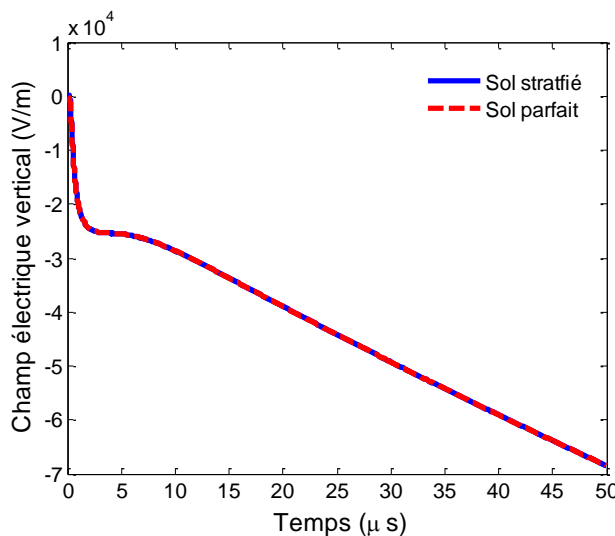
(a) Nos résultats de calcul.



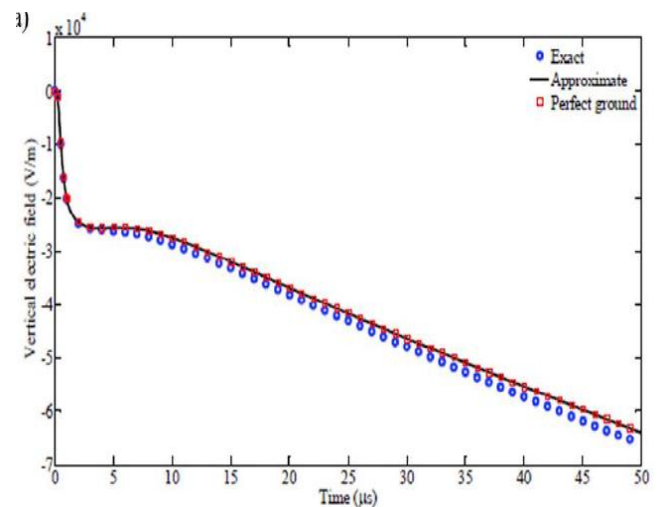
(b) Résultats publiés en [II-5].

Figure II.10 : Champ magnétique azimuthal ( $r=50m, z=0.5m, d1=2m$ ).

b) Courant à la base du canal : L'arc en retour subséquent

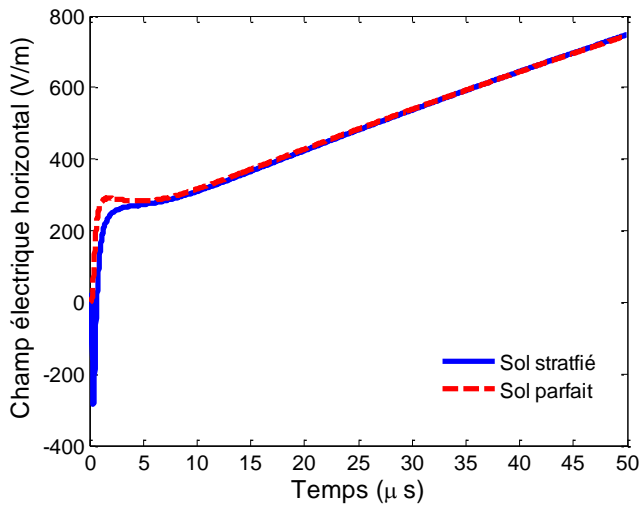


(a) Nos résultats de calcul.

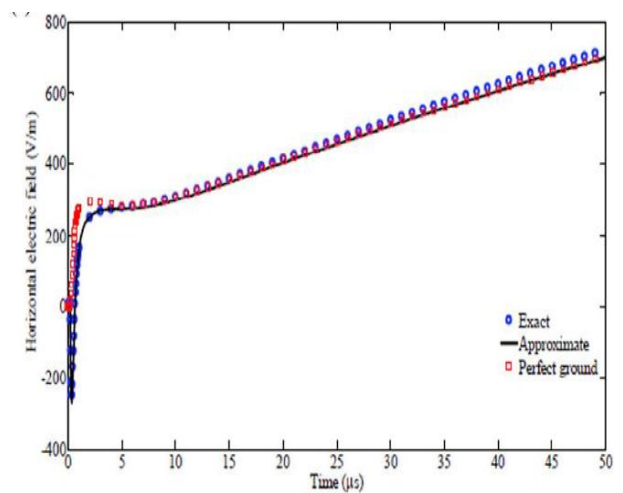


(b) Résultats publiés en [II-5].

Figure II.11 : Champ électrique vertical ( $r=50m, z=0.5m, d1=2m$ ).

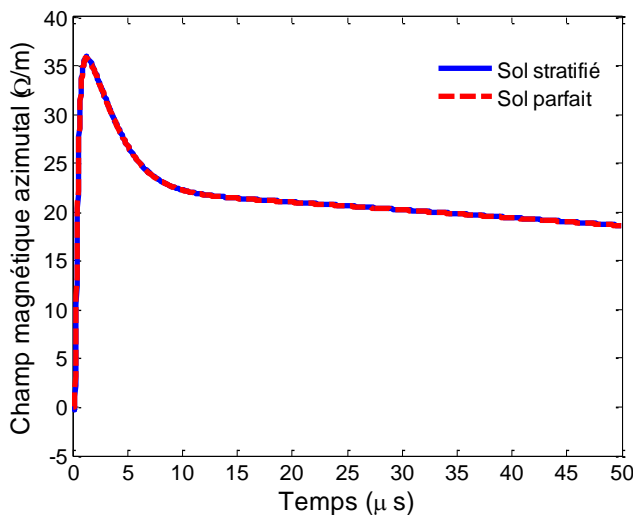


(a) Nos résultats de calcul.

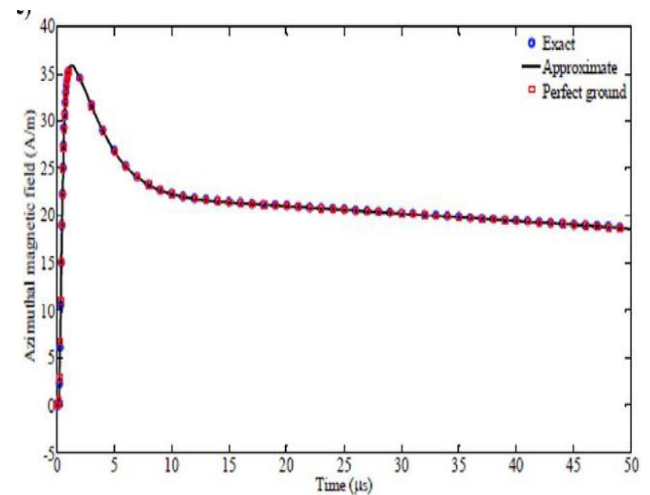


(b) Résultats publiés en [II-5].

Figure II.12 : Champ électrique horizontal ( $r=50\text{m}$ ,  $z=0.5\text{m}$ ,  $d1=2\text{m}$ ).



(a) Nos résultats de calcul.



(b) Résultats publiés en [II-5].

Figure II.13 : Champ magnétique azimuthal ( $r=50\text{m}$ ,  $z=0.5\text{m}$ ,  $d1=2\text{m}$ ).

Nos résultats de calculs (figures II.8.a, II.9.a, II.10.a, II.11.a, II.12.a et II.13.a) sont en parfait accord avec ceux publiés par Shoory et al. [II-5] (figures II.8.b, II.9.b, II.10.b, II.11.b, II.12.b et II.13.b) en allure et en amplitude.

Notons que sur les figures des résultats publiés en [II-5] l'auteur compare les résultats obtenus par la méthode exacte (en utilisant les expressions fréquentielles générales des champs électrique et magnétique et les intégrales de Sommerfeld dans le cas d'un sol de conductivité finie) à ceux qu'ils réalisent avec le formalisme qu'il propose (en utilisant les expressions fréquentielles générales des champs électrique et magnétique dans le cas d'un sol parfait et l'approximation de Wait [II-6] pour la prise en compte d'un sol à deux couches horizontales de conductivités finies).

Nous remarquons que le champ électrique vertical et le champ magnétique azimutal sont les mêmes aussi bien pour un sol parfait que pour un sol stratifié. Donc l'influence de la conductivité finie du sol sur le champ électrique vertical et magnétique azimutal est négligeable.

Par contre, la composante horizontale (radiale) du champ électrique est affectée par la conductivité finie du sol. Ce résultat est confirmé par les résultats déjà publiés dans la littérature [II-1].

### II.3.2. Validation avec le modèle 'onde pleine'

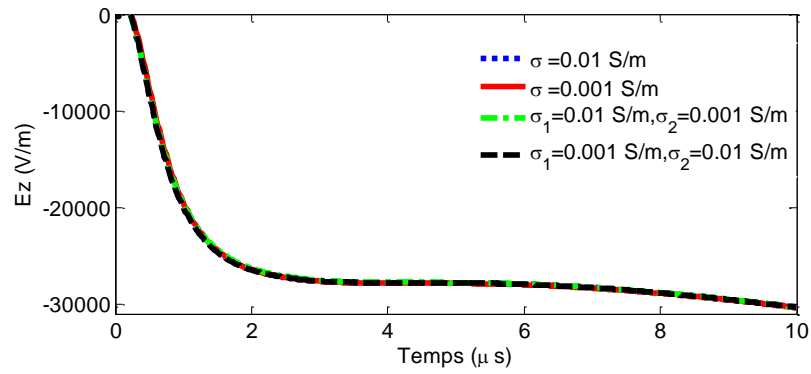
Afin de comparer nos résultats de calculs à ceux publiés par K. Sheshyekani [II-17], la géométrie du problème est celle présentée en figure II.7. Le canal de foudre est de hauteur  $H = 7.5\text{ km}$ , le courant de foudre à la base du canal est celui de l'arc subséquent présenté en figure II.6.

Pour la répartition du courant le long du canal de foudre nous utilisons pour l'arc en retour le modèle *MTL* avec une valeur typique de vitesse de l'arc en retour  $v = 1.3 \times 10^8 \text{ m/s}$  et un taux de décroissance de l'intensité du courant  $\lambda = 2 \text{ km}$ .

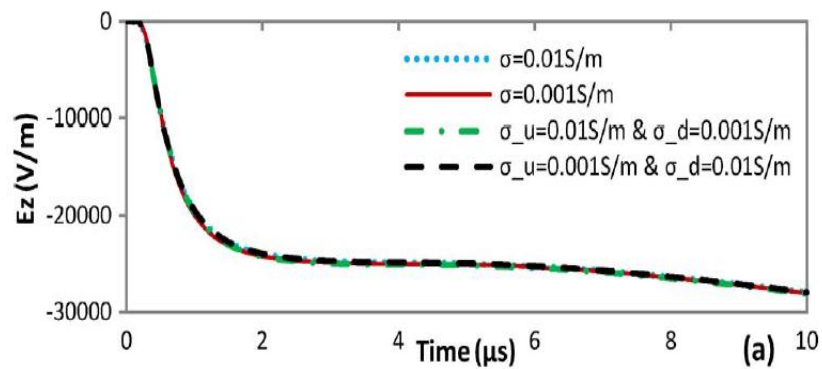
La valeur pour la distance horizontale entre le canal de foudre et le point d'observation  $r = 50 \text{ m}$ . La hauteur du point d'observation  $z = 10 \text{ m}$ . La valeur de la profondeur de la première couche  $d_1 = 2 \text{ m}$ .

Dans son travail, l'auteur [II-17] a tracé la variation du champ électrique et du champ magnétique pour :

- Un sol homogène de conductivité  $\sigma = 0.01 \text{ S/m}$ .
- Un sol homogène de conductivité  $\sigma = 0.001 \text{ S/m}$ .
- Un sol stratifié dont la couche supérieure est de conductivité  $\sigma_1 = 0.01 \text{ S/m}$  et la couche inférieure de conductivité  $\sigma_2 = 0.001 \text{ S/m}$ .
- Un sol stratifié dont la couche supérieure est de conductivité  $\sigma_1 = 0.001 \text{ S/m}$  et la couche inférieure de conductivité  $\sigma_2 = 0.01 \text{ S/m}$ .

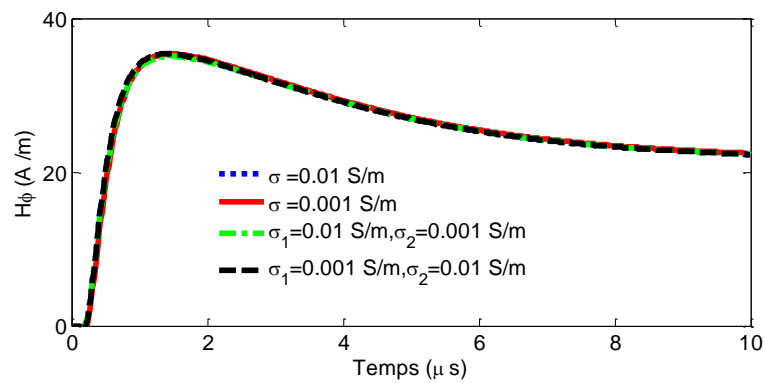


(a) Nos résultats de calcul.

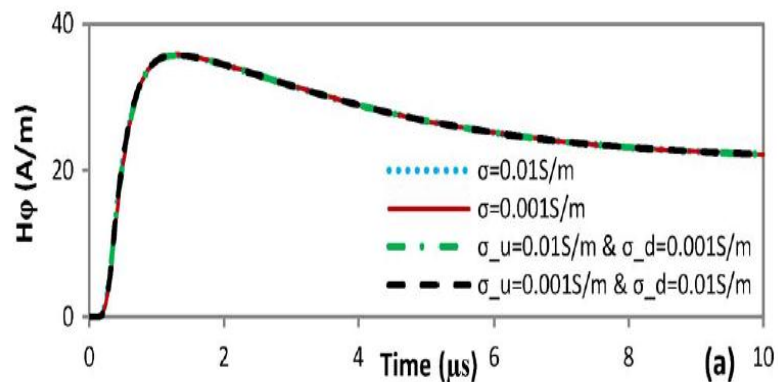


(b) Résultats publiés en [II-17].

Figure II.14 : Champ électrique vertical ( $r=50m, z=10m, d1=2m$ ).

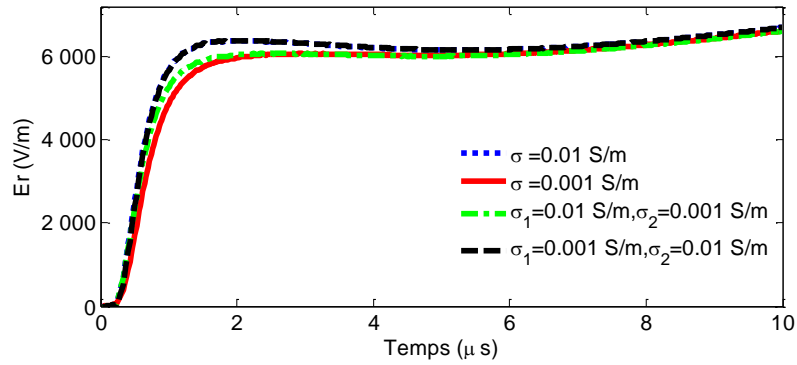


(a) Nos résultats de calcul.

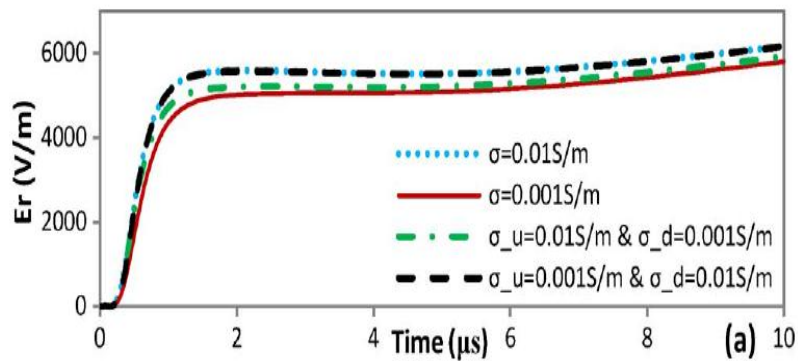


(b) Résultats publiés en [II-17].

Figure II.15 : Champ magnétique azimutal ( $r=50m, z=10m, d1=2m$ ).



(a) Nos résultats de calcul.



(b) Résultats publiés en [II-17].

Figure II.16 : Champ électrique horizontal ( $r=50m$ ,  $z=10m$ ,  $d1=2m$ ).

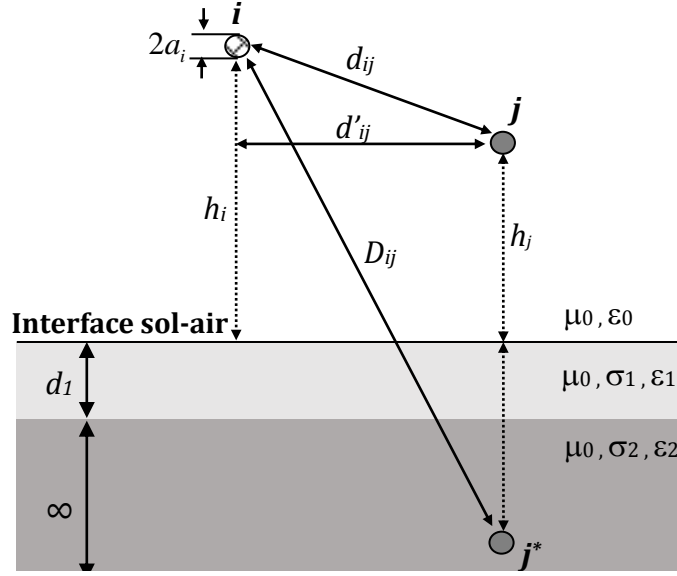
Nous remarquons une bonne concordance entre nos résultats de calcul (figures II.14.a, II.15.a et II.16.a) et ceux publiés par K. Sheshyekani [II-17] (figures II.14.b, II.15.b et II.16.b). Notons que dans son travail, l'auteur utilise le logiciel COMSOL [II-20] dont son fondement théorique est basé sur la résolution des équations de Maxwell par la méthode des éléments finis [II-19].

### II.3.3. Calcul du champ EM en utilisant la conductivité équivalente du sol

Nous proposons dans notre travail une autre approche pour le calcul du champ électromagnétique rayonné par un canal de foudre situé au-dessus d'un sol à deux couches horizontales.

Cette approche est basée sur le calcul du champ par les expressions de M. Rubinstein [II-14] pour un sol homogène. Nous remplaçons le sol stratifié par un sol homogène de conductivité (résistivité) équivalente. L'expression de la conductivité équivalente est proposée par D. A. Tsiamitros [II-21].

L'expression de l'impédance linéique mutuelle entre deux conducteurs  $i$  et  $j$  situés au-dessus d'un sol stratifié horizontalement :



**Figure II.17:** Conducteurs  $i$  et  $j$  au-dessus d'un sol stratifié horizontalement.

$$Z_{ij} = \frac{j\omega\mu_0}{2\pi} \left[ \ln \left( \frac{D_{ij}}{d_{ij}} \right) \right] + \frac{j\omega\mu_0}{\pi} \int_0^\infty F(u) e^{-(h_k+h_m)u} \cos(d'_{ij}u) du \quad (\text{II.49})$$

Avec :

$$F(u) = \frac{(\alpha_1 + \alpha_2) + (\alpha_1 - \alpha_2)e^{(-2\alpha_1 d_1)}}{(\alpha_1 + \alpha_2)(\alpha_1 + u) + (\alpha_1 - \alpha_2)(u - \alpha_1)e^{(-2\alpha_1 d_1)}} \quad (\text{II.50})$$

$$\alpha_{ij} = \sqrt{u^2 + j\omega\mu_0\sigma_i}, \quad i = 1, 2 \quad (\text{II.51})$$

Si le sol est considéré comme homogène avec une résistivité équivalente égale à  $\rho_{eq}$  (une conductivité équivalente égale à  $\sigma_{eq} = 1/\rho_{eq}$ ), (II.49) prend la forme de (II.51), qui est la formule de J. R. Carson [II-22] :

$$Z_{ij} = \frac{j\omega\mu_0}{2\pi} \left[ \ln \left( \frac{D_{ij}}{d_{ij}} \right) \right] + \frac{j\omega\mu_0}{\pi} \int_0^\infty \frac{e^{-(h_k+h_m)u}}{\alpha_{eq} + u} \cos(d'_{ij}u) du \quad (\text{II.52})$$

Avec :

$$\alpha_{eq} = \sqrt{u^2 + j\omega\mu_0\sigma_{eq}} \quad (\text{II.53})$$

En égalisant (II.49) et (II.51), nous obtenons l'équation suivante :

$$\frac{1}{\alpha_{eq} + u} = \frac{(\alpha_1 + \alpha_2) + (\alpha_1 - \alpha_2)e^{-2\alpha_1 d_1}}{(\alpha_1 + \alpha_2)(\alpha_1 + u) + (\alpha_1 - \alpha_2)(u - \alpha_1)e^{-2\alpha_1 d_1}} \quad (\text{II.54})$$

En fixant  $u$  égal à zéro et après quelques manipulations mathématiques, nous déduisons l'expression suivante :

$$\frac{1}{\sigma_{eq}} = \frac{1}{\sigma_1} \left[ \frac{(\sqrt{\sigma_1} + \sqrt{\sigma_2}) + (\sqrt{\sigma_1} - \sqrt{\sigma_2}) e^{-2d1\sqrt{j\omega\mu}\sigma_1}}{(\sqrt{\sigma_1} + \sqrt{\sigma_2}) - (\sqrt{\sigma_1} - \sqrt{\sigma_2}) e^{-2d1\sqrt{j\omega\mu}\sigma_1}} \right]^2 \quad (II.55)$$

Où :

$\sigma_{eq}$  : conductivité équivalente d'un sol stratifié constitué d'une couche superficielle de conductivité  $\sigma_1$  et d'une couche inférieure de conductivité  $\sigma_2$ .

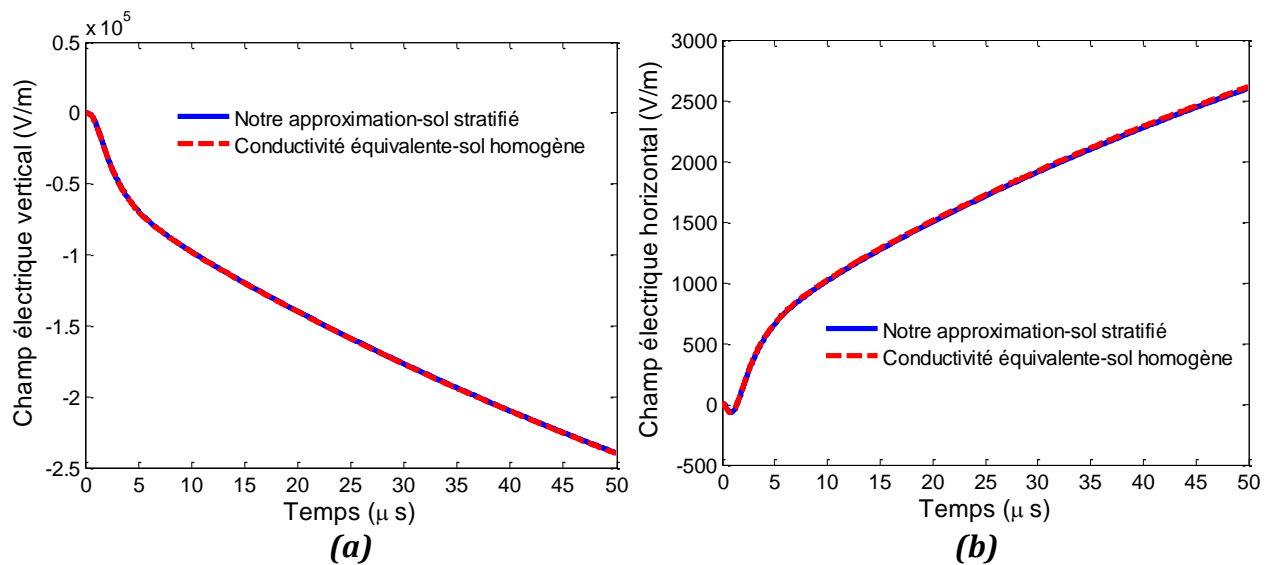


Figure II.18 : Champ électrique : (a) composante verticale, (b) composante horizontale.

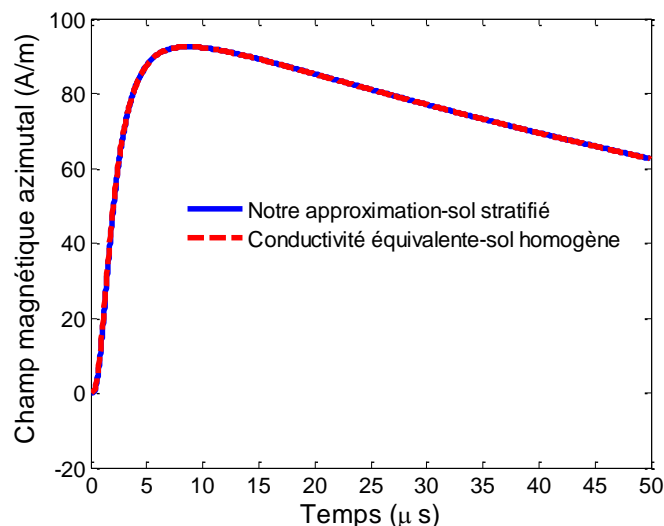


Figure II.19 : Champ magnétique azimuthal.

Sur les figures II.18 et II.19, nous avons les résultats de calcul du champ électromagnétique que nous avons réalisé par notre approche et par le principe de la conductivité équivalente.



Nous remarquons une bonne concordance entre les deux approches.

### Conclusion :

Enfin nos résultats de calculs confirment notre modèle de calcul du champ électromagnétique rayonné par une onde de foudre qui est basé sur le calcul du champ électromagnétique par la méthode des dipôles hertziens et la méthode des images dans le cas d'un sol parfait et l'approximation de Wait [II-6] pour l'introduction des conductivités finies dans le cas des sols stratifiés horizontalement.

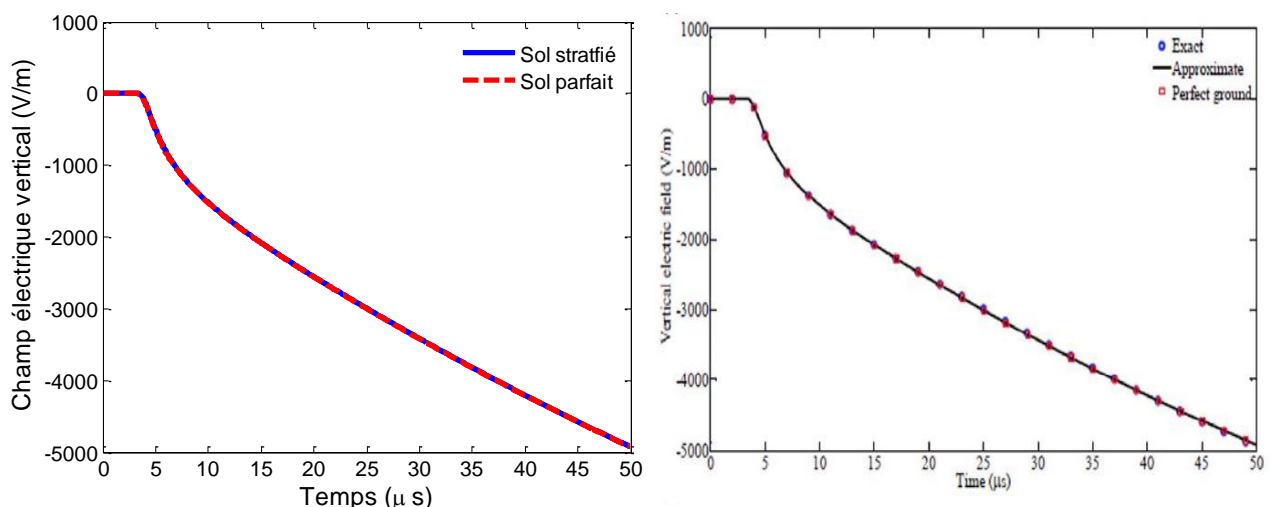
### II.4. Applications

La géométrie du problème est toujours celle présentée en figure II.7. Nous réalisons dans cette partie des applications déjà traitées par Shoory et al. [II-5] en faisant varier :

- La distance horizontale  $r$  du point d'observation ;
- La hauteur  $z$  du point de calcul ;
- L'épaisseur  $d_1$  de la couche supérieure du sol ;
- La conductivité de la couche inférieure du sol.

#### II.4.1. Effet de la distance horizontale $r$ du point de calcul

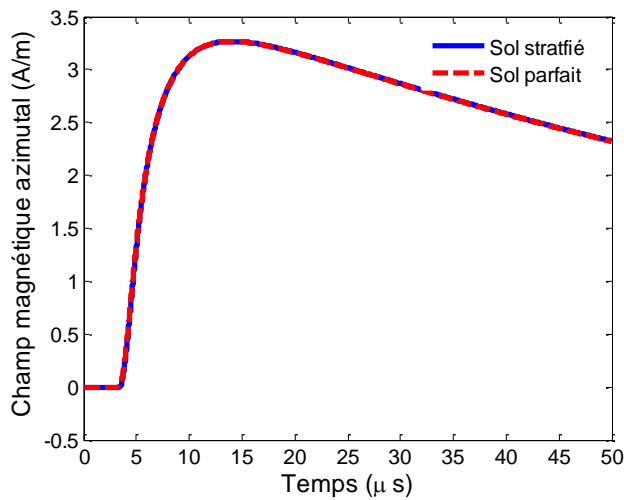
Pour cette application, nous gardons la hauteur du point de calcul  $z = 0.5m$  et l'épaisseur de la couche supérieure du sol  $d_1 = 2m$  et nous augmentons la distance horizontale du point d'observation ( $r = 1000m$ ). Le courant de foudre à la base du canal est le courant du premier arc en retour.



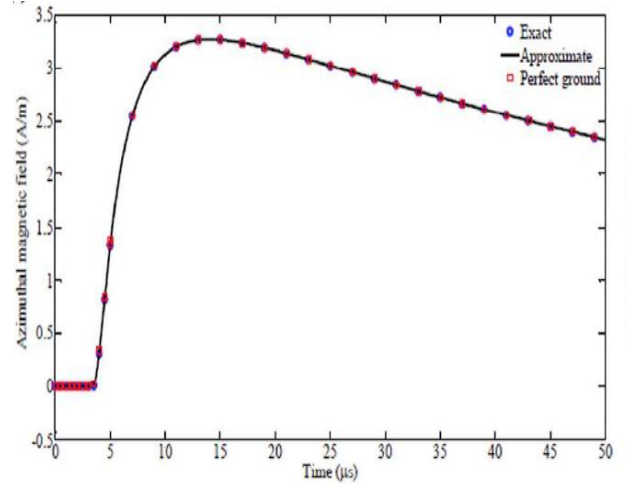
(a) Nos résultats de calcul.

(b) Résultats publiés en [II-5].

**Figure II.20 :** Champ électrique verticale ( $r=1000m, z=0.5m, d_1=2m$ ).

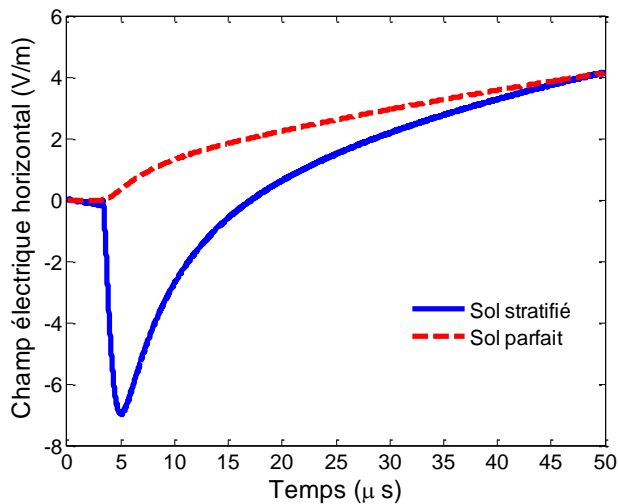


(a) Nos résultats de calcul.

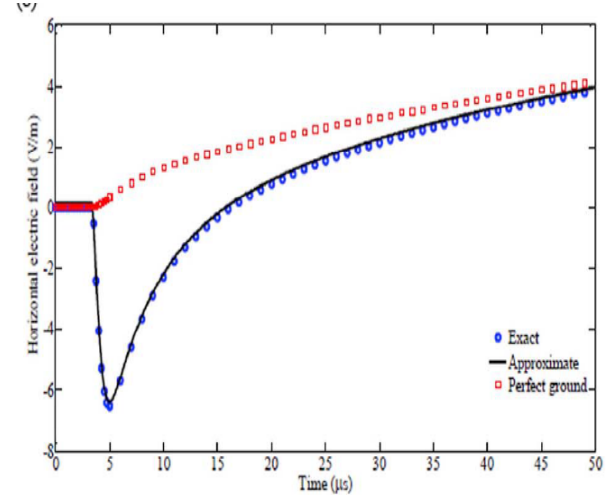


(b) Résultats publiés en [II-5].

Figure II.21 : Champ magnétique azimuthal ( $r=1000m$ ,  $z=0.5m$ ,  $d1=2m$ ).



(a) Nos résultats de calcul



(b) Résultats publiés en [II-5].

Figure II.22 : Champ électrique horizontal ( $r=1000m$ ,  $z=0.5m$ ,  $d1=2m$ ).

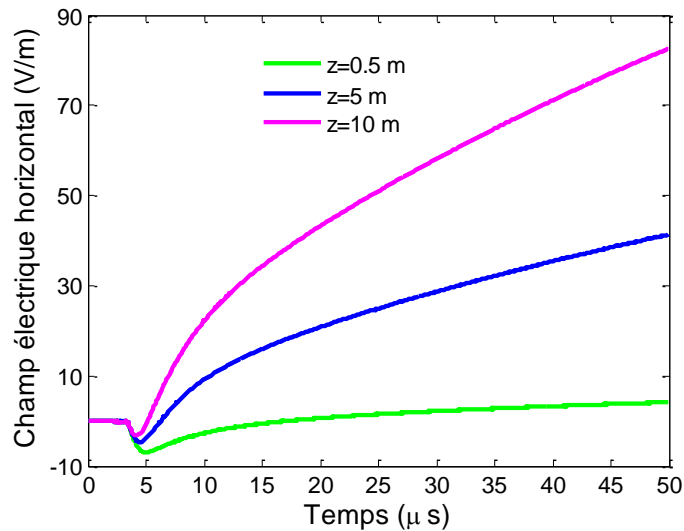
Si nous comparons les résultats obtenus pour  $r=1000m$  (figures II.20 à II.22) avec les résultats des figures II.8 à II.10 (pour  $r=50m$ ) nous remarquons que les champs électrique et magnétique diminuent lorsqu'on s'éloigne du canal de foudre. Ce résultat est prévisible théoriquement.

Nous remarquons aussi, comme précédemment, que le champ électrique vertical et le champ magnétique azimuthal sont toujours insensibles aux paramètres du sol, par contre la composante horizontale du champ électrique est fortement dans ce cas affectée par la conductivité finie du sol. La différence entre le champ électrique horizontal dans le cas d'un sol parfait est d'un sol stratifié est bien remarquable pour  $r=1000m$  que pour  $r=50m$ .

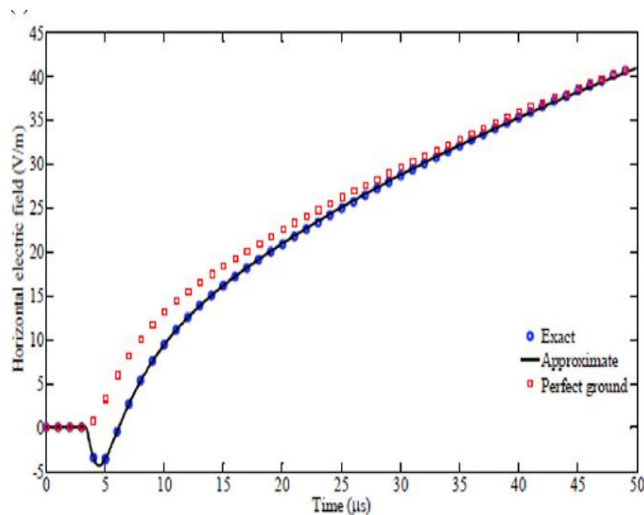
**II.4.2. Effet de la hauteur  $z$  du point de calcul**

Pour cette application, nous faisons varier la hauteur du point d'observation et nous avons choisi les valeurs suivantes :  $z = 0.5\text{ m}, 5\text{ m}, 10\text{ m}$  ( $r = 1000\text{ m}, d_1 = 2\text{ m}$ ).

Le courant à la base du canal est le courant du premier arc en retour. Nous avons tracé seulement la composante horizontale du champ électrique.



(a) Nos résultats de calcul ( $z=0.5\text{ m}$ ,  $z=5\text{ m}$ , et  $z=10\text{ m}$ ).



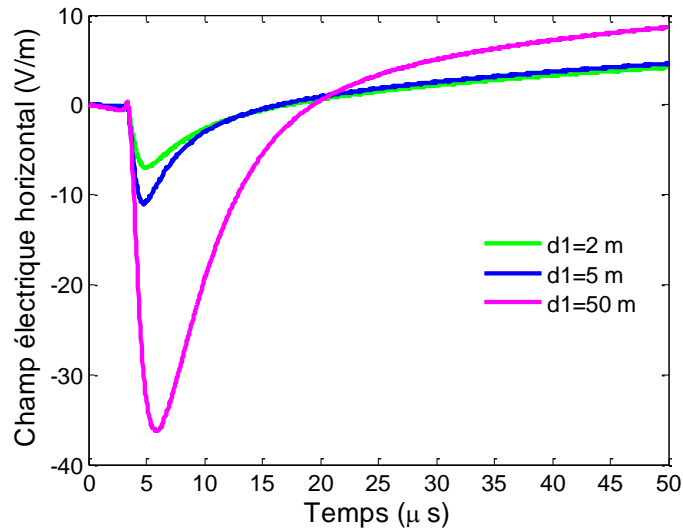
(b) Résultats publiés en [II-5] ( $z=5\text{ m}$ ).

**Figure II.23 : Champ électrique horizontal.**

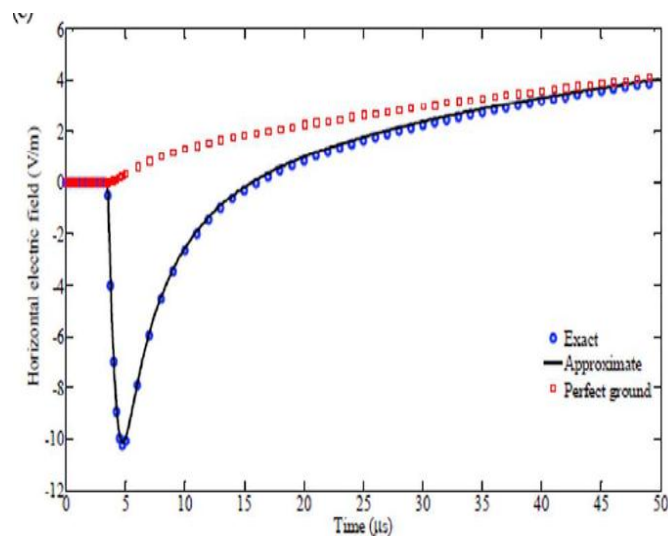
À partir des résultats obtenus (figure II.23), nous remarquons que le champ électrique horizontal augmente lorsqu'on s'éloigne de l'interface du sol (la hauteur du point d'observation augmente).

**II.4.3. Effet de l'épaisseur  $d_1$  de la couche supérieure du sol**

Pour cette application, nous augmentons la hauteur  $d_1$  de la couche supérieure du sol de  $2\text{ m}$  à  $5\text{ m}$  et  $50\text{ m}$  et nous gardons le même point d'observation ( $r = 1000\text{ m}$ ,  $z = 0.5\text{ m}$ ). Le courant à la base du canal est le courant du premier arc en retour.



(a) Nos résultats de calcul ( $d_1=2\text{ m}$ ,  $d_1=5\text{ m}$ , et  $d_1=50\text{ m}$ ).



(b) Résultats publiés en [II-5] ( $d_1=5\text{ m}$ ).

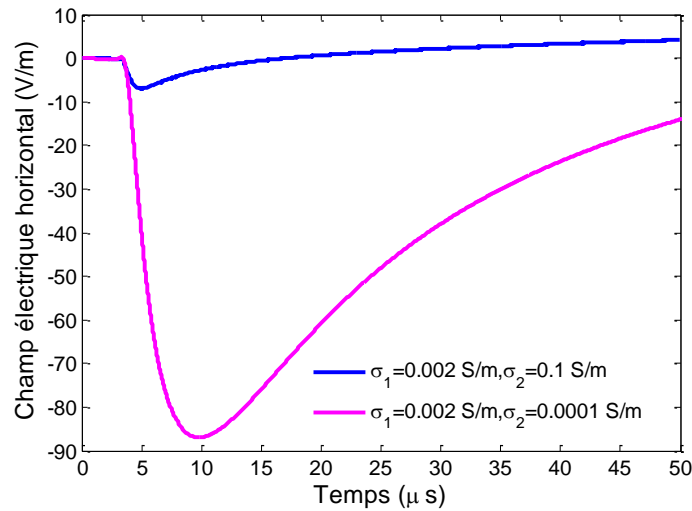
**Figure II.24 :** Effet de l'épaisseur  $d_1$  sur le champ électrique horizontal.

Lorsque la distance de la couche supérieure du sol (de conductivité  $\sigma_1 = 0.002\text{ S/m}$ ) augmente, la conductivité du sol est proche à celle de la couche supérieure (la conductivité de la couche inférieure qui est initialement de  $\sigma_2 = 0,1\text{ S/m}$  diminue).

Qualitativement, on peut dire que plus la conductivité du sol diminue, plus l'amplitude positive du champ augmente et l'amplitude négative diminue.

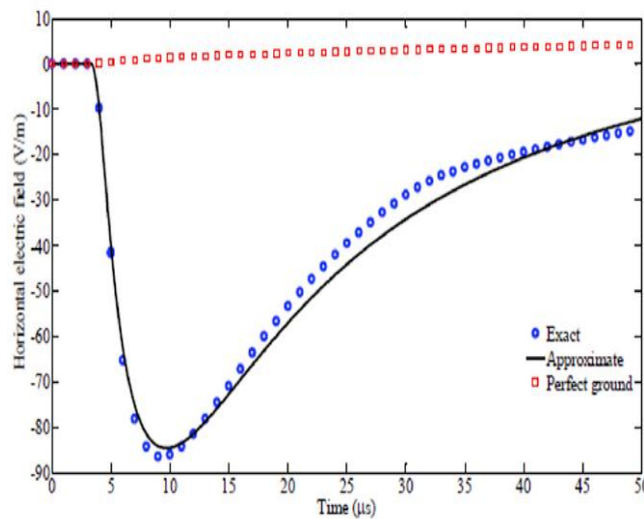
**II.4.4. Effet de la conductivité de la couche inférieure du sol**

Nous gardons les données des applications précédentes ( $r = 1000\text{ m}$ ,  $z = 0.5$ ,  $d_1 = 2\text{ m}$ ) et nous utilisons une conductivité de la couche inférieure du sol de  $\sigma_2 = 0.0001\text{ S/m}$  au lieu de  $\sigma_2 = 0.1\text{ S/m}$ .



**(a)** Nos résultats de calcul.

( $\sigma_1 = 0.002\text{ S/m}$ ,  $\sigma_2 = 0.1\text{ S/m}$ ) et ( $\sigma_1 = 0.002\text{ S/m}$ ,  $\sigma_2 = 0.0001\text{ S/m}$ ).



**(b)** Résultats publiés en [II-5] ( $\sigma_1 = 0.002\text{ S/m}$ ,  $\sigma_2 = 0.0001\text{ S/m}$ ).

**Figure II.25 :** Champ électrique horizontal.

Nous remarquons (figure II.25), comme précédemment, que l'amplitude négative diminue avec la diminution de la conductivité de la couche inférieure du sol.

## Conclusion

Dans ce deuxième chapitre, nous avons exposé un état de l'art sur les différentes approches utilisées pour le calcul du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre en présence d'un sol stratifié.

Nous avons aussi présenté les différents modèles utilisés pour le calcul du champ rayonné par un canal de foudre pour les trois configurations géométriques du sol à savoir : un sol parfaitement conducteur, un sol homogène avec une conductivité finie et enfin un sol stratifié à deux couches horizontales.

Nous avons présenté dans ce chapitre quelques validations et quelques applications relatives au calcul du champ électrique et du champ magnétique que nous avons réalisé par l'approche que nous avons proposée dans le cadre de ce mémoire de fin d'études.

## **Références bibliographiques**

- [II-1]** B. Djébari, J. Hamelin, C. Leteinturier, et J. Fontaine, "Comparison between experimental measurements of the electromagnetic field emitted by lightning and different theoretical models. Influence of the upward of the return stroke", 4<sup>ième</sup> symposium international on EMC, Zürich, 1981.
- [II-2]** A. Baños « Dipole radiation in the presence of a conducting half-space », Oxford, 1966.
- [II-3]** F. Delfino, R. Procopio, M. Rossi, F. Rachidi, and C.A. Nucci, "Evaluation of underground lightning electromagnetic fields," International Symposium on Electromagnetic Compatibility EMC Europe 2006, Barcelona, Spain , September 4-8, 2006.
- [II-4]** F. Delfino, R. Procopio, M. Rossi, A. Shoory, and F. Rachidi, "Lightning electromagnetic radiation over a stratified conducting ground: Formulation and numerical evaluation of the electromagnetic fields", Journal of Geophysical Researches, Vol. 116, pp. D04101-1–D04101-8, 2011.
- [II-5]** A. Shoory, F. Rachidi, F. Delfino, R. Procopio, and M. Rossi, "Lightning electromagnetic radiation over a stratified conducting ground—Part 2: Validity of simplified approaches", Journal of Geophysical Researches, Vol. 116, 2011.
- [II-6]** J. R. Wait, "Electromagnetic Waves in Stratified Media". Oxford, U.K.: IEEE Press, 1996.
- [II-7]** A. Mimouni, F. Rachidi, and M. Rubinstein, "Electromagnetic fields of a lightning return stroke in presence of a stratified ground", IEEE Transaction Electromagnetic Compatibility, vol. 56, no. 2, pp. 413–418, Apr. 2014.
- [II-8]** 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, , pp 302-307, May, 1966.
- [II-9]** M. A. Uman, D. Kenneth Mc Lain and E. Philip Krider, " The Electromagnetic radiation- from finite antenna". American Journal Physics, Vol. 43/33, pp.33-38, January 1975.
- [II-10]** A.Sommerfeld, "Über die ausbreitung der wellen in der drahtlosen telegraphie", Annal Physic, Vol. 28, 665, 1909.
- [II-11]** P. Lorrain, D. R. Corson, "Champ et Ondes Electromagnétiques", Armand Colin, 1979.
- [II-12]** E. D. Sunde, « Earth Conduction Effects in Transmission Systems », Dover publications, New York, 1968.
- [II-13]** A. Zeddani, P. Degauque, "Current and Voltage Induced on a Telecommunication Cable by a Lightning Stroke", Lightning Electromagnetic, Edited by R. L. Gandner, pp. 377-400, Hemisphere publ. Corp., 1990.
- [II-14]** M. Rubinstein, "An approximate Formula for the calculation of the horizontal electric field from lightning at close, intermediate, and long range", IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 38(3), pp. 531-535, 1996.

- [II-15]** Li, Q., Wang, J., Rachidi, F., Rubinstein, M., Šunjerga, A., Cai, L., & Zhou, Importance of taking into account the soil stratification in reproducing the late-time features of distant fields radiated by lightning. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 61(3), 935-944, M. (2018).
- [II-16]** Paulino, J. O. S., Barbosa, C. F., & Boaventura, Modeling two-layers soil for lightning induced-voltage calculation. In *4th SBSE simposio Brasileiro de sistemas elétricos, Goiânia, Goiás, Brasil*, W. C. (2012).
- [II-17]** Sheshyekani, K., & Paknahad, Lightning electromagnetic fields and their induced voltages on overhead lines: The effect of a horizontally stratified ground. *IEEE Transactions on Power Delivery*, 30(1), 290-298, J. (2014).
- [II-18]** Rachidi, F., Janischewskyj, W., Hussein, A. M., Nucci, C. A., Guerrieri, S., Kordi, B., & Chang, Current and electromagnetic field associated with lightning-return strokes to tall towers. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 43(3), 356-367, J. S. (2001).
- [II-19]** M. Akbari, K. Sheshyekani, A. Pirayesh, F. Rachidi, M. Paolone, A. Borghetti, and C.A. Nucci, "Evaluation of lightning electromagnetic fields and their induced voltages on overhead lines considering the frequency- dependence of soil electrical parameters," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 55, no. 6, pp. 1210–1219, Dec. 2013.
- [II-20]** "COMSOL RF Module User's Guide," COMSOL, Inc., Stockholm, Sweden, May 2011.
- [II-21]** Tsiamitros, D. A., Papagiannis, G. K., & Dokopoulos, Equivalent resistivity approximation of two-layer earth structures for earth return impedance calculations. In *2005 IEEE Russia Power Tech* (pp. 1-7). IEEE, P. S. (2005, June).
- [II-22]** J. R. Carson, "Wave propagation in overhead wires with ground return," *Bell Syst. Tech. J.*, Nr. 5, pp. 539-554, 1926.



Chapitre III :

---

***Analyse du couplage onde EM-structure  
filiforme par la théorie des lignes : Cas des  
sols stratifiés horizontalement***

## Introduction

Dans le chapitre précédent nous avons exposé le modèle théorique pour le calcul du champ électromagnétique rayonné par une onde de foudre dans le cas des sols stratifiés horizontalement.

Dans ce troisième et dernier chapitre, nous nous intéressons à l'interaction entre une onde de foudre et une structure filaire (ligne de transport d'énergie).

Pour l'analyse de l'interaction entre une onde électromagnétique et une structure métallique aérienne située au-dessus d'un sol homogène, différents modèles sont proposés dans la littérature et diverses modélisations mathématiques sont proposées [III-1], [III-2].

La nature filiforme des lignes électriques a conduit à une modélisation plus souple, c'est la modélisation par la théorie des lignes de transmission qui est établie sous certaines conditions. Dans ce cas il s'agit de la résolution des équations des lignes en temporel ou en fréquentiel.

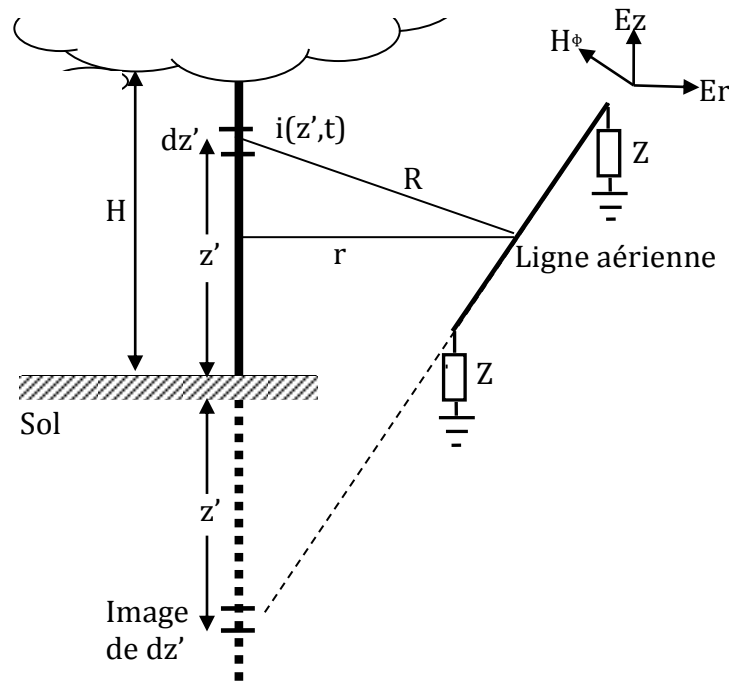
Dans ce chapitre nous exposons le formalisme théorique, développé à partir du concept des lignes de transmissions permettant de modéliser le couplage d'une onde de foudre avec une structure filaire aérienne située au-dessus d'un sol stratifié horizontalement.

Dans ce chapitre, nous proposons aussi quelques validations et quelques applications pour mettre en évidence les avantages fournis par notre approche.

## I. Analyse du couplage entre une onde de foudre et une structure filaire par la théorie des lignes de transmission

Dans le cas des structures filiformes (fils minces), pour une agression électromagnétique dont le spectre fréquentiel n'excède pas une dizaine de MHz (cas de la foudre), le formalisme des lignes de transmission est bien approprié pour l'étude du couplage électromagnétique onde de foudre-structure aérienne.

Dans notre travail, après le calcul du champ électromagnétique en absence de la ligne (objet de notre deuxième chapitre), il devient la source perturbatrice qui excite une structure située au-dessus d'un sol stratifié horizontalement ; la résolution des équations des lignes par FDTD, nous permet de déduire les surintensités et les surtensions induites dans la structure.



**Figure III.1 :** Modèle géométrique adopté pour le calcul des surintensités et des surtensions induites.

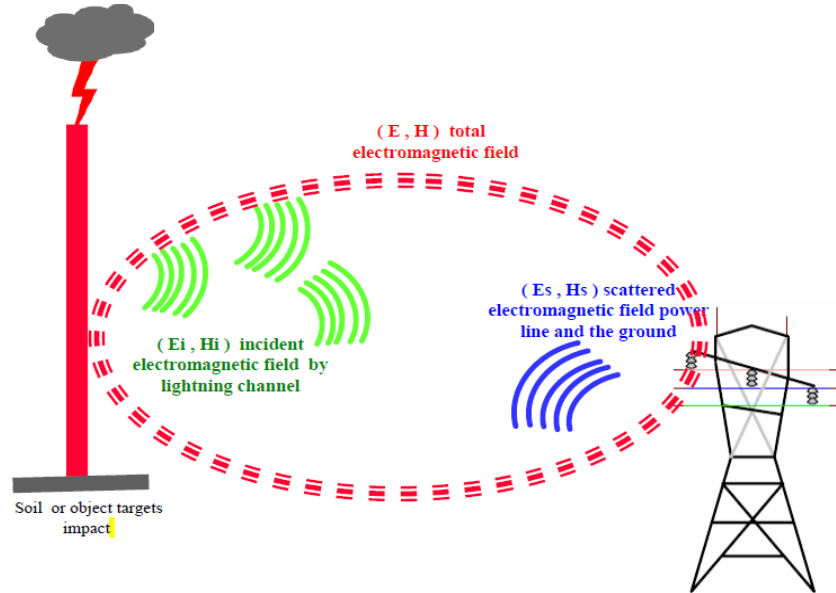
### I.1. Equations de couplage entre un champ électromagnétique externe et une ligne de transmission

Il est connu que la théorie des lignes est bâtie sur les propriétés du champ électromagnétique, c'est-à-dire les équations de Maxwell. Sous certaines approximations et hypothèses, il est alors possible de traduire des équations liant les champs électrique et magnétique en expressions faisant apparaître directement le courant et la tension.

Les hypothèses de base de l'approximation des lignes de transmission sont [III-3] :

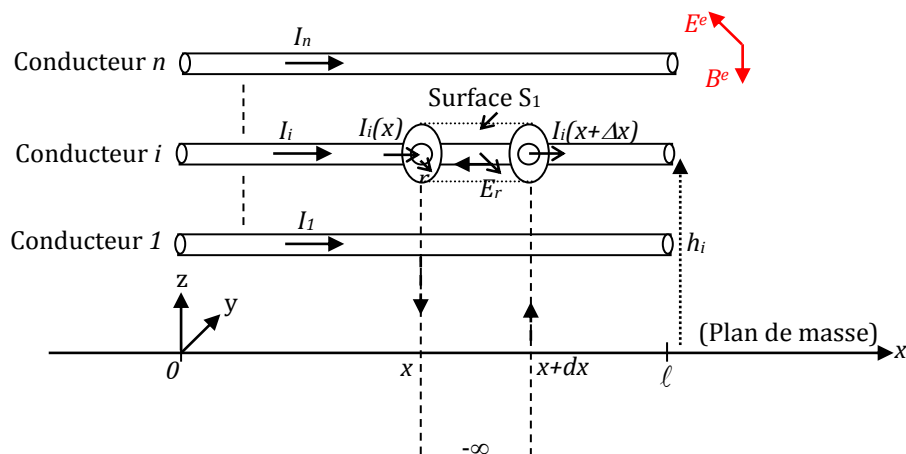
- La géométrie de la ligne est raisonnablement uniforme ;

- Le mode de propagation quasi transverse électromagnétique (quasi-TEM) est prépondérant le long de la ligne ;
- Les dimensions transversales de la ligne sont beaucoup plus petites que la longueur d'onde significative minimum  $\lambda_{\min}$  ( $h \ll \lambda_{\min}$ );
- La conservation du courant.



**Figure III.2 :** Illustration de l'interaction électromagnétique entre le champ rayonné par un canal de foudre et une ligne électrique aérienne.

Considérons une ligne de transmission à  $n$  conducteurs parallèles à l'axe des  $x$  et situés à une hauteur  $[H]$  au-dessus d'un sol homogène et de conductivité finie. Cette ligne est soumise à une perturbation électromagnétique extérieure  $[\vec{E}^e]$  et  $[\vec{B}^e]$  (figure III.3).



**Figure III.3 :** Géométrie d'une ligne à  $n$  conducteurs illuminée par un champ électromagnétique extérieur.

Les champs électromagnétiques excitateurs  $[\vec{E}^e]$  et  $[\vec{B}^e]$  sont définis comme la somme des champs incidents  $[\vec{E}^{inc}]$ ,  $[\vec{B}^{inc}]$  et des champs réfléchis par le sol  $[\vec{E}^{ref}]$ ,  $[\vec{B}^{ref}]$ , en l'absence de la

ligne. Les champs totaux  $[\vec{E}]$  et  $[\vec{B}]$  s'obtiennent en faisant la somme des champs excitateurs  $[\vec{E}^e]$ ,  $[\vec{B}^e]$  et les champs diffractés  $[\vec{E}^s]$  et  $[\vec{B}^s]$  qui représentent la réaction de la ligne au champ excitateur.

➤ **Première équation de couplage :**

En partant de l'équation de Maxwell-Faraday exprimée pour les champs totaux et en appliquant le théorème de Stokes, nous avons [III-2] :

$$\oint_{c_i} \vec{E} \cdot d\vec{l} = -j\omega \iint_{\Delta s_i} \vec{B} \cdot \vec{i}_y ds \quad (III.1)$$

Après quelques manipulations mathématiques, la première équation de couplage des lignes est exprimée comme suit [III-4] :

$$\frac{d[U(x)]}{dx} + [Z][I(x)] = j\omega \left[ \int_0^h B_y^e(x, z) dz \right] + [E_x^e(x, 0)] \quad (III.2)$$

➤ **Deuxième équation de couplage :**

A partir de la relation de Maxwell-Ampère suivante :

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + j\omega \epsilon \vec{E} \quad (III.3)$$

Nous pouvons déduire la deuxième équation de couplage [III-4] suivante :

$$\frac{d[I(x)]}{dx} + [Y][U(x)] = -[Y] \left[ \int_0^h E_z^e(x, z) dz \right] \quad (III.4)$$

Avec :

$[Z]$  et  $[Y]$  : désignent respectivement l'impédance linéique longitudinale et l'admittance linéique transversale de la ligne.

Les équations de couplage (III.2) et (III.4), peuvent être exprimées sous forme de trois formulations équivalentes, dans lesquelles les termes de sources sont fonctions :

- des composantes électrique et magnétique du champ excitateur «Modèle de Taylor» [III-5] ;
- des composantes du champ électrique excitateur «Modèle d'Agrawal» [III-6] ;
- des composantes du champ magnétique excitateur «Modèle de Rachidi» [III-7].

En restant dans les hypothèses fondamentales des lignes de transmission [III-3], dans notre travail, nous traitons le couplage de l'onde de foudre avec une structure filaire située au-dessus d'un sol stratifié à partir du modèle établi par Agrawal [III-6]. Ce modèle est numériquement plus intéressant que les deux autres, car il ne fait intervenir qu'un seul terme de source dans une des deux équations ; ce terme de source ne contient aucune différentiation par rapport au temps et à l'espace.

## I.2. Modèle d'Agrawal [III-6]

Dans cette formulation, les équations de couplage sont en termes de tensions dites diffractées "Scattered Voltage" et de courants totaux.

Nous partons des équations de couplage (III.2) et (III.4) après quelques manipulations mathématiques nous arrivons à la formulation équivalente des équations de couplage suivante :

$$\frac{d[U^s(x)]}{dx} + [Z][I(x)] = [E_x^e(x, h)] \quad (III.5)$$

$$\frac{d[I(x)]}{dx} + [Y][U^s(x)] = [0] \quad (III.6)$$

Dans le domaine temporel, et pour le cas d'une ligne avec des paramètres linéiques indépendants de la fréquence, les équations de couplage précédentes s'écrivent dans ce cas comme suit :

$$\frac{\partial[u^s(x, t)]}{\partial x} + [R][i(x, t)] + [L]\frac{\partial[i(x, t)]}{\partial t} = [E_x^e(x, h, t)] \quad (III.7)$$

$$\frac{\partial[i(x, t)]}{\partial x} + [G][u^s(x, t)] + [C]\frac{\partial[u^s(x, t)]}{\partial t} = [0] \quad (III.8)$$

Où :

$[E_x^e(x, h, t)]$  : est le vecteur contenant la composante tangentielle du champ électrique excitateur sur chaque conducteur ;

$[u^s(x, t)]$  : est le vecteur des tensions diffractées dans le domaine temporel ;

$[i(x, t)]$  : est le vecteur des courant de ligne dans le domaine temporel.

$[R]$ ,  $[L]$ ,  $[G]$  et  $[C]$  : sont respectivement les matrices des résistances, des inductances, des conductances et des capacités linéiques de la ligne.

### Remarque :

Dans ce travail, nous résolvons numériquement les équations des lignes avec second membre (III.7) et (III.8) par FDTD et la prise en compte de la stratification du sol est introduite dans le calcul des matrices des paramètres linéiques de la ligne.

### I.2.1. Les équations de couplage en temporel

Dans notre travail, nous avons utilisé la méthode des différences finies à points-centrés pour résoudre numériquement les équations des lignes de couplage.

Soit une ligne à un seul conducteur de longueur  $l$ , situé à une hauteur  $h$  au-dessus d'un sol stratifié constitué de deux couches horizontales. Deux charges résistives  $R_A$  et  $R_B$  relient les deux extrémités de la ligne au sol (figure III.4).

$$\frac{\partial u^s(x,t)}{\partial x} + Ri(x,t) + L \frac{\partial i(x,t)}{\partial t} = E_x^e(x, h, t) \quad (III.9)$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + G u^s(x,t) + C \frac{\partial u^s(x,t)}{\partial t} = 0 \quad (III.10)$$

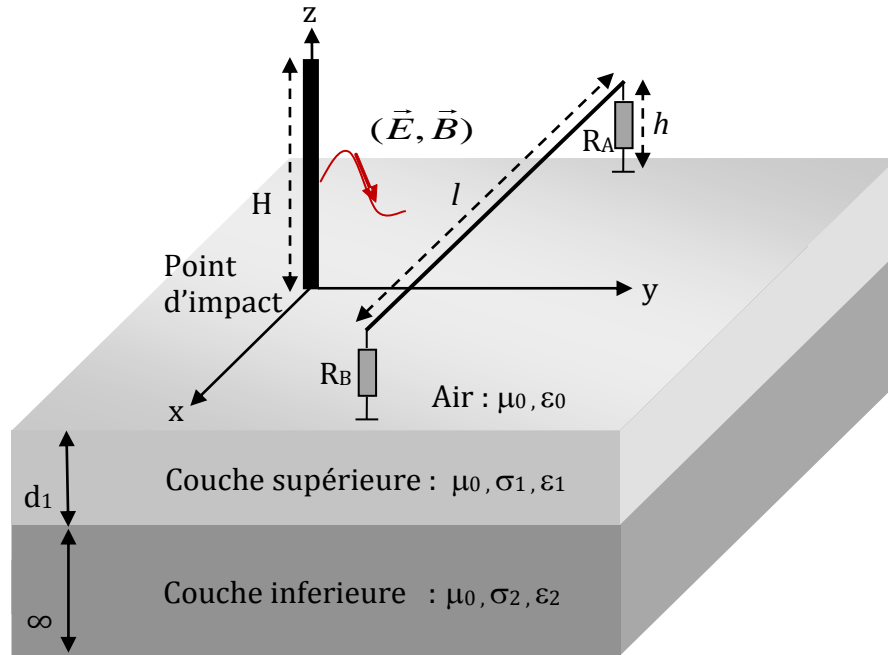


Figure III.4 : Illumination d'un conducteur filiforme situé au-dessus d'un sol stratifié horizontalement par une onde électromagnétique émise par un canal de foudre.

### I.2.2. Discrétisation des équations de couplage par FDTD

Pour l'analyse du couplage par résolution des équations des lignes par FDTD, le conducteur est subdivisé alternativement en des nœuds de courant et de tension (figure III.5). Deux nœuds consécutifs d'un même type sont séparés d'un intervalle  $\Delta x$ .

Notons que les nœuds extrémités sont des nœuds tensions et que le champ électrique exciteur tangentiel au conducteur est calculé sur les nœuds courants [III-4].

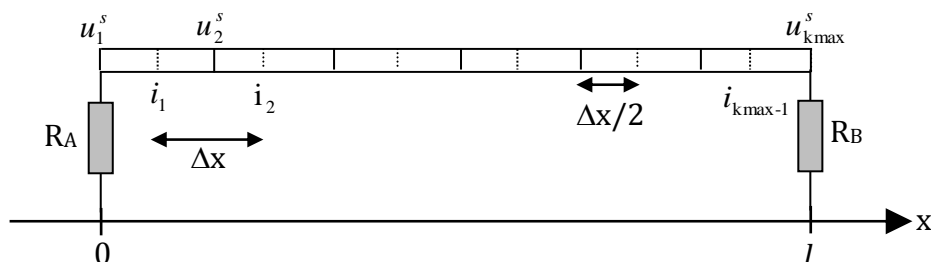
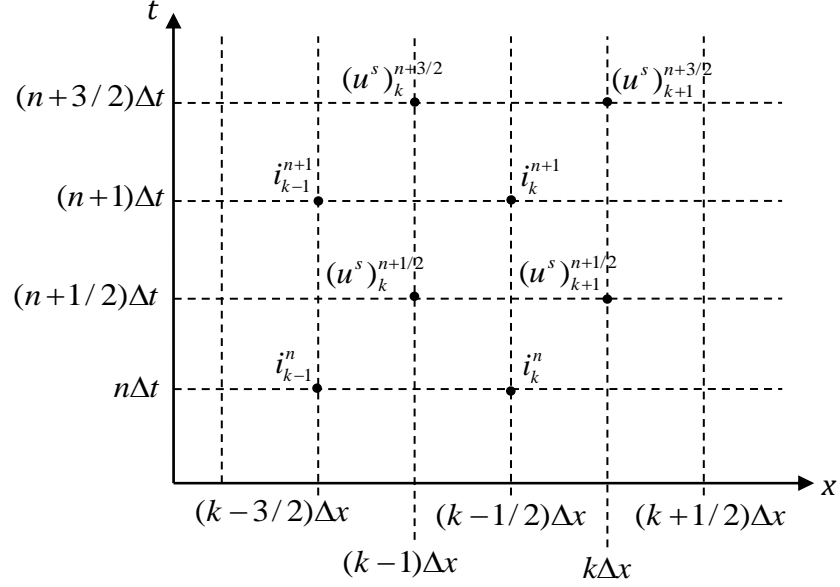


Figure III.5. Discrétisation spatiale d'un conducteur.

Comme dans l'espace, le courant et la tension sont décalés d'un demi-pas temporel. Plus précisément, les échantillons de courant sont en avance de  $\Delta t / 2$  sur la tension.

La figure III.6 illustre l'entrelacement des tensions et des courants dans l'espace et dans le temps.



**Figure III.6.** Entrelacement spatial et temporel.

$$\begin{cases} (u^s)_k^n = u^s((k-1)\Delta x, n\Delta t) \\ (i)_k^{n+1/2} = i((k-1/2)\Delta x, (n+1/2)\Delta t) \\ (E_x^e)_k^{n+1/2} = E_x^e((k-1/2)\Delta x, (n+1/2)\Delta t) \end{cases} \quad (\text{III.11})$$

Avec :

$$t_{\max} = n_{\max} \Delta t \quad (\text{III.12})$$

$$l = (k_{\max} - 1) \Delta x \quad (\text{III.13})$$

En exprimant par FDTD les dérivées spatiales et temporelles, les équations (III.9) et (III.10) s'écrivent :

$$\frac{(u^s)_{k+1}^{n+1} - (u^s)_k^{n+1}}{\Delta x} + R \frac{i_k^{n+3/2} + i_k^{n+1/2}}{2} + L \frac{i_k^{n+3/2} - i_k^{n+1/2}}{\Delta t} = \frac{(E_x^e)_k^{n+3/2} + (E_x^e)_k^{n+1/2}}{2} \quad (\text{III.14})$$

$$\frac{i_k^{n+1/2} - i_{k-1}^{n+1/2}}{\Delta x} + G \frac{(u^s)_k^{n+1} + (u^s)_k^n}{2} + C \frac{(u^s)_k^{n+1} - (u^s)_k^n}{\Delta t} = 0 \quad (\text{III.15})$$

Ce qui nous permet de déduire les équations de récurrences suivantes pour un ou plusieurs conducteurs parallèles :



➤ Pour  $k=1, \dots, k_{\max}-1$

$$\begin{aligned} [i_k^{n+3/2}] = & \left[ [L] \frac{\Delta x}{\Delta t} + \frac{[R]}{2} \Delta x \right]^{-1} \left\{ \left[ [L] \frac{\Delta x}{\Delta t} - \frac{[R]}{2} \Delta x \right] [i_k^{n+1/2}] - \left[ (u^s)_{k+1}^{n+1} \right] - \left[ (u^s)_k^{n+1} \right] \right. \\ & \left. + \frac{\Delta x}{2} \left[ (E_x^e)_k^{n+3/2} \right] + \left[ (E_x^e)_k^{n+1/2} \right] \right\} \end{aligned} \quad (\text{III.16})$$

➤ Pour  $k=2, \dots, k_{\max}-1$

$$\left[ (u^s)_k^{n+1} \right] = \left[ [C] \frac{\Delta x}{\Delta t} + \frac{[G]}{2} \Delta x \right]^{-1} \left\{ \left[ [C] \frac{\Delta x}{\Delta t} - \frac{[G]}{2} \Delta x \right] \left[ (u^s)_k^n \right] - \left[ i_k^{n+1/2} \right] - \left[ i_{k-1}^{n+1/2} \right] \right\} \quad (\text{III.17})$$

### 1.2.3. Conditions aux extrémités

La résolution d'une équation différentielle nécessite l'introduction de conditions aux extrémités bien appropriées.

$$\left[ u^s(0, t) \right] = -[R_A] [i(0, t)] + \left[ \int_0^h E_z^e(0, z, t) dz \right] \quad (\text{III.18})$$

$$\left[ u^s(l, t) \right] = [R_B] [i(l, t)] + \left[ \int_0^h E_z^e(l, z, t) dz \right] \quad (\text{III.19})$$

### 1.2.4. Condition de stabilité

La stabilité de la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) exige que la condition suivante soit respectée :

$$\Delta t < \Delta x / v_p \quad (\text{III.20})$$

## II. Calcul des paramètres linéiques d'une ligne au-dessus d'un sol stratifié horizontalement

Pour une ligne aérienne dont le sol est considéré comme un milieu homogène, diverses expressions sont proposées dans la littérature pour le calcul de son impédance et de son admittance. Ces expressions sont différentes selon la prise en compte ou non de la conductivité finie du sol ainsi que des courants de déplacement.

Les expressions de l'impédance et de l'admittance linéiques d'une ligne aérienne sont composées des termes suivants [III-8]:

$$Z = Z_w + Z_{pg} + Z_g \quad (III.21)$$

$$Y = j\omega(P_{pg} + P_g)^{-1} \quad (III.22)$$

Où :

$Z_w$  : l'impédance linéique interne du conducteur  $i$  ;

$Z_{pg}$  : l'impédance linéique pour un sol parfaitement conducteur ;

$Z_g$  : le terme de correction de l'impédance linéique ;

$P_{pg}$  : le terme des coefficients de potentiel pour un sol parfaitement conducteur ;

$P_g$  : le terme de correction des coefficients de potentiel.

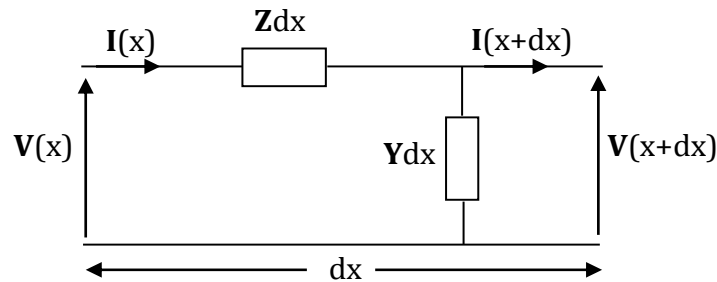


Figure III.7 : Circuit équivalent d'une ligne monophasée.

Où :

$$Z = R + j\omega L$$

$$Y = G + j\omega C$$

▪ **Termes pour un sol parfaitement conducteur :**

Dans le cas d'un sol parfaitement conducteur, les expressions des impédances (de simples réactances) linéiques propre et mutuelle sont les suivantes [III-9] :

$$Z_{pgii} = j \frac{\omega \mu_0}{2\pi} \ln \left( \frac{2h_i}{a_i} \right) \quad (III.23)$$

$$Z_{pgij} = j \frac{\omega \mu_0}{2\pi} \ln \left( \frac{D_{ij}}{d_{ij}} \right) \quad (III.24)$$

Dans ce cas les coefficients de potentiels sont simplement calculés en utilisant la méthode des images électriques par :

$$P_{pgii} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \ln\left(\frac{2h_i}{a_i}\right) \quad (\text{III.25})$$

$$P_{pgij} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \ln\left(\frac{D_{ij}}{d_{ij}}\right) \quad (\text{III.26})$$

Où : les paramètres  $h_i$ ,  $a_i$ ,  $D_{ij}$ ,  $d_{ij}$  sont définis en figure III.8.

▪ **Termes de correction :**

Les termes de correction dus à la résistivité non nulle du sol, de l'impédance linéique propre et de l'impédance linéique mutuelle peuvent être calculés à l'aide des expressions suivantes :

$$Z_{gii} = \frac{j\omega\mu_0}{\pi} \int_0^{\infty} e^{-2h_i u} F(u) du \quad (\text{III.27})$$

$$Z_{gij} = \frac{j\omega\mu_0}{\pi} \int_0^{\infty} e^{-(h_i+h_j)u} \cos(d_{ij}'u) F(u) du \quad (\text{III.28})$$

Avec :

$$F(u) = \frac{1}{u + \sqrt{u^2 + \gamma_s^2}} \quad (\text{III.29})$$

$F(u)$  : est une fonction complexe, reliant la géométrie des couches aux propriétés électromagnétiques du sol.

$\gamma_s$  : la constante de propagation dans le sol.

➤ **Cas d'un sol homogène**

J. R. Carson [III-10] a exprimé la fonction complexe par :

$$F(u) = \frac{1}{u + \sqrt{u^2 + j\omega\mu_0\sigma_s}} \quad (\text{III.30})$$

En prenant en compte le courant de déplacement dans le sol, E. D. Sunde [III-11] a proposé la fonction complexe dans le sol suivante :

$$F(u) = \frac{1}{u + \sqrt{u^2 + j\omega\mu_0(\sigma_s + j\omega\epsilon_0\epsilon_{rs})}} \quad (\text{III.31})$$

Où :

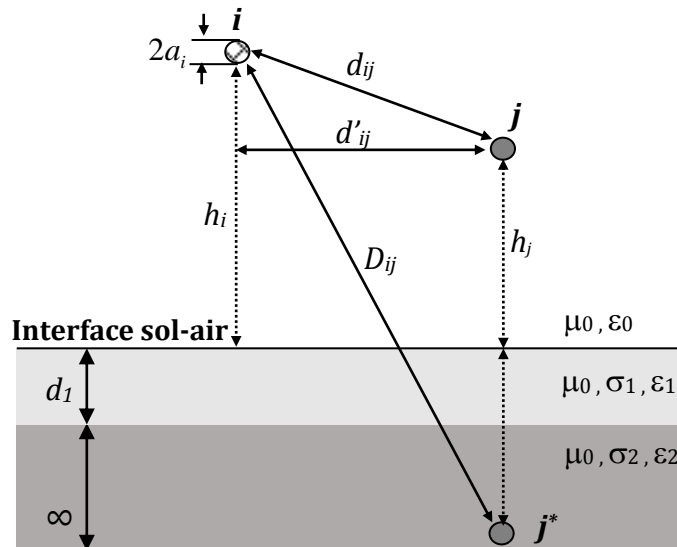
$\sigma_s$  et  $\epsilon_{rs}$  : sont respectivement la conductivité et la permittivité relative du sol.

Wise [III-12] a modifié la formule de J. R. Carson [III-10] pour traiter les courants de déplacement dans le sol comme suit :

$$F(u) = \frac{1}{u + \sqrt{u^2 + j\omega\mu_0(\sigma_s + j\omega\varepsilon_0(\varepsilon_{rs} - 1))}} \quad (\text{III.32})$$

➤ **Cas d'un sol stratifié horizontalement**

Dans le cas d'un sol stratifié à deux couches horizontales de paramètres physiques différents  $(\mu_0, \sigma_1, \varepsilon_1)$  et  $(\mu_0, \sigma_2, \varepsilon_2)$  (figure III.8), plusieurs expressions analytiques sont proposées dans la littérature [III-11] et [III-13] permettant de calculer l'impédance et l'admittance linéiques de la ligne.



**Figure III.8 :** Géométrie pour le calcul des paramètres linéiques.

Les termes de correction de l'impédance linéique propre et de l'impédance linéique mutuelle sont donnés par les expressions (III.27) et (III.28) dont la fonction  $F(u)$  doit être modifiée dans le cas des sols stratifiés :

E. D. Sunde [III-11] a exprimé la fonction complexe  $F(u)$  comme suit :

$$F(u) = \frac{\alpha_1 + \alpha_2 + (\alpha_1 - \alpha_2)e^{-2\alpha_1 d_1}}{(\alpha_1 + \alpha_2)(u + \alpha_1) + (\alpha_1 - \alpha_2)(u - \alpha_1)e^{-2\alpha_1 d_1}} \quad (\text{III.33})$$

$$\alpha_1 = \sqrt{u^2 + \gamma_1^2}, \quad \gamma_1^2 = j\omega\mu_1(\sigma_1 + j\omega\varepsilon_1) \quad (\text{III.34})$$

$$\alpha_2 = \sqrt{u^2 + \gamma_2^2}, \quad \gamma_2^2 = j\omega\mu_2(\sigma_2 + j\omega\varepsilon_2) \quad (\text{III.35})$$

Avec :

$d_1$  : la profondeur de la couche supérieure du sol ;

$\gamma_1$  : la constante de propagation dans la couche supérieure du sol ;

$\gamma_2$  : la constante de propagation dans la couche inférieure du sol.

Papadopoulos [III-13] a proposé des termes de correction de l'impédance longitudinale et de l'admittance transversale d'une ligne située au-dessus d'un sol stratifié à deux couches horizontales comme suit :

- Le terme de correction de l'impédance longitudinale :

Les termes de correction sont toujours donnés par les expressions (III.27) et (III.28) dont la fonction complexe  $F(u)$  est exprimée dans ce cas par :

$$F(u) = \mu_1 \frac{s_{12} + d_{12}e^{-2\alpha_1 d_1}}{s_{01}s_{12} + d_{01}d_{12}e^{-2\alpha_1 d_1}} \quad (\text{III.36})$$

Avec :

$$s_{mn} = (a_m \mu_n + a_n \mu_m) ; \quad (\text{III.37})$$

$$d_{mn} = (a_m \mu_n - a_n \mu_m) ; \quad (\text{III.38})$$

$$a_m = \sqrt{u^2 + \gamma_m^2 - \gamma_0^2} ; \quad (\text{III.39})$$

$$\gamma_m^2 = j\omega\mu_m(\sigma_m + j\omega\varepsilon_m) ; \quad m, n = 0, 1, 2. \quad (\text{III.40})$$

Les indices  $m, n$  correspondent respectivement à l'air et aux deux couches du sol.

- Les termes de correction des coefficients de potentiel propre et mutuelle de la ligne :

$$P_{gii} = \frac{1}{\pi\varepsilon_0} \int_0^\infty e^{-2h_i u} [F(u) + G(u)] du \quad (\text{III.41})$$

$$P_{gij} = \frac{1}{\pi\varepsilon_0} \int_0^\infty e^{-(h_i + h_j)u} \cos(d'_{ij}u) [F(u) + G(u)] du \quad (\text{III.42})$$

Avec :

$$G(u) = u \frac{\mu_0 \mu_1 (\gamma_0^2 - \gamma_1^2) (s_{12} + d_{12}e^{-2\alpha_1 d_1}) (S_{12} + D_{12}e^{-2\alpha_1 d_1}) - 4\mu_0 \mu_1^2 \mu_2 \alpha_1^2 \gamma_0^2 (\gamma_2^2 - \gamma_1^2) e^{-2\alpha_1 d_1}}{\Delta_2 \cdot \Delta} \quad (\text{III.43})$$

$$S_{mn} = (\mu_m \gamma_n^2 a_m + \mu_n \gamma_m^2 a_n) \quad (\text{III.44})$$

$$D_{mn} = (\mu_m \gamma_n^2 a_m - \mu_n \gamma_m^2 a_n) \quad (\text{III.45})$$

$$\Delta = s_{01}s_{12} + d_{01}d_{12}e^{-2\alpha_1 d_1} \quad (\text{III.46})$$

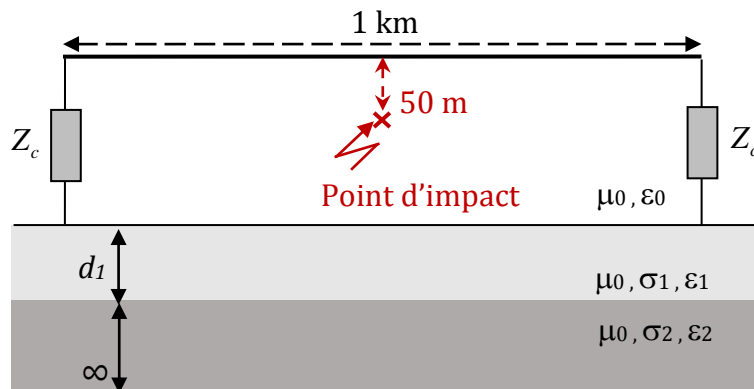
$$\Delta_2 = S_{01}S_{12} + D_{01}D_{12}e^{-2\alpha_1 d_1} ; \quad m, n = 0, 1, 2 \quad (\text{III.47})$$

### III. Validations et applications

#### III.1. Validations

Considérons un conducteur aérien de longueur  $l = 1 \text{ km}$ , de rayon  $a = 9.14 \text{ mm}$  situé à une hauteur  $h = 10 \text{ m}$  au-dessus d'un sol stratifié horizontalement. La ligne monophasée est supposée être terminée sur son impédance caractéristique à ses deux extrémités afin d'éviter les phénomènes de réflexions. L'impact du coup de foudre est à  $50 \text{ m}$  sur la médiatrice de la ligne et donc à équidistance des deux extrémités (figure III.9).

Le champ électromagnétique a été calculé par le courant à la base du canal défini dans le chapitre II (premier arc en retour et l'arc en retour subséquent) et pour le courant d'arc en retour nous utilisons le modèle MTL avec une valeur typique de vitesse de l'arc en retour  $v = 1.3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ , et un taux de décroissance de l'intensité du courant  $\lambda = 1.7 \text{ km}$ . La hauteur du canal de foudre  $H = 7.5 \text{ km}$ .



**Figure III.9.** Représentation d'un impact de foudre sur une ligne monophasée adaptée située au-dessus d'un sol stratifié horizontalement.

##### III.1.1. Première validation

Dans cette partie de ce chapitre, nous proposons une validation de nos résultats de calcul avec les résultats publiés par J. O. Paulino [III-14].

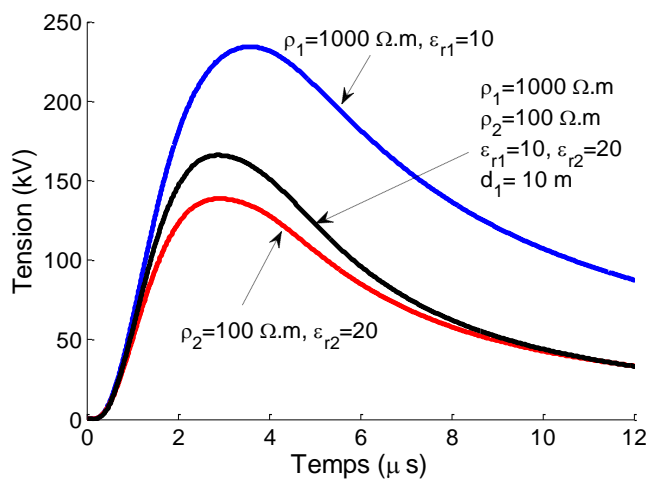
Dans son travail, l'auteur [III-14] utilise la méthode proposée par Barbosa et al. [III-15] pour calculer le champ électrique horizontal à la surface d'un sol à deux couches dont son approche est basée sur le calcul de l'impédance de surface. Cette composante du champ est utilisée dans le calcul de la tension induite dans un fil aérien.

La méthodologie de calcul des tensions induites est similaire à celle utilisée pour calculer la tension sur les conducteurs aériens au-dessus d'un sol homogène en utilisant le modèle Agrawal [III-6].

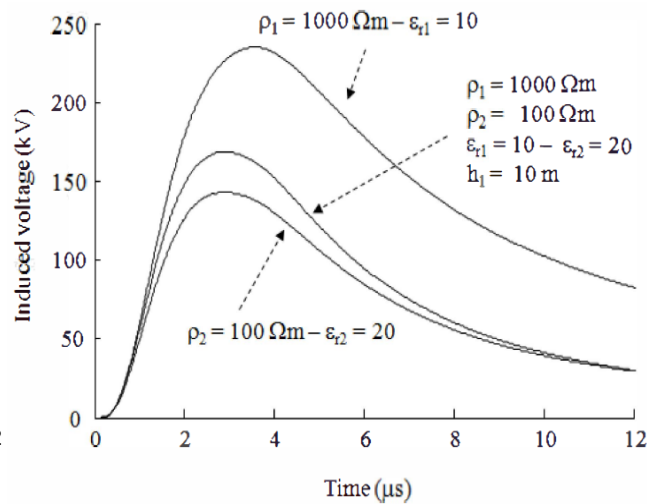
Le courant "onde de foudre" est celui du premier arc en retour.

**Les données de l'application :**

- Un sol homogène :  $\rho = 1000 \text{ } \Omega.m$  ( $\sigma = 0.001S/m$ )  $\epsilon_r = 20$ .
- Un sol homogène :  $\rho = 100 \text{ } \Omega.m$  ( $\sigma = 0.01S/m$ ),  $\epsilon_r = 10$ .
- Un sol stratifié :  $\rho_1 = 1000 \text{ } \Omega.m$ ,  $\epsilon_{r1} = 20$  et  $\rho_2 = 100 \text{ } \Omega.m$ ,  $\epsilon_{r2} = 10$ .
- Un sol stratifié :  $\rho_1 = 100 \text{ } \Omega.m$ ,  $\epsilon_{r1} = 10$  et  $\rho_2 = 1000 \text{ } \Omega.m$ ,  $\epsilon_{r2} = 20$ .
- La profondeur de la première couche :  $d_1 = 10 \text{ m}$ .

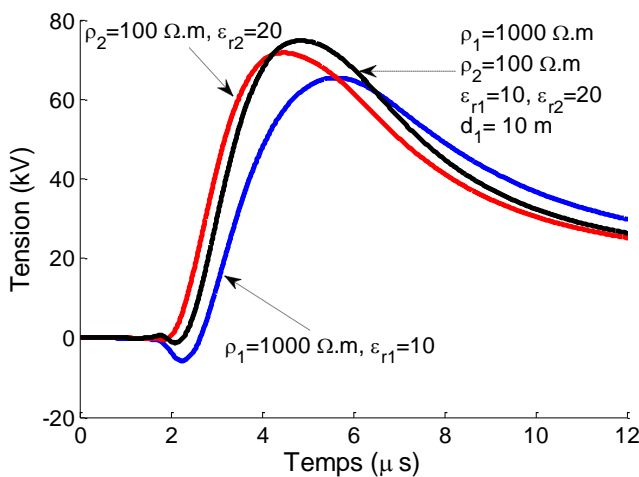


(a) Nos résultats de calcul.

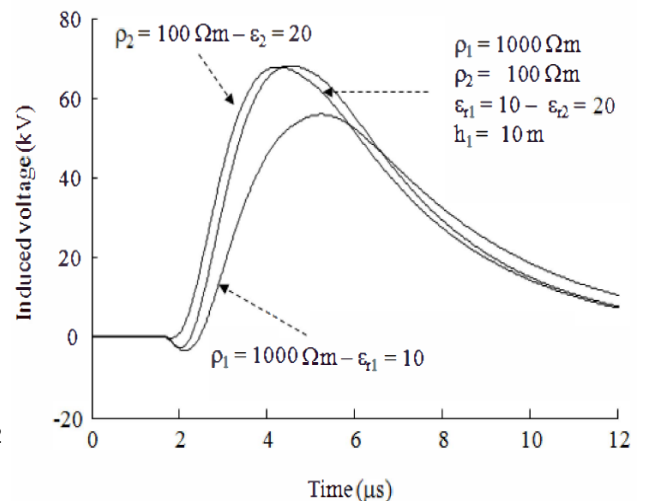


(b) Résultats publiés en [II-14].

**Figure III.10 : Tension induite au milieu de la ligne.**



(a) Nos résultats de calcul.

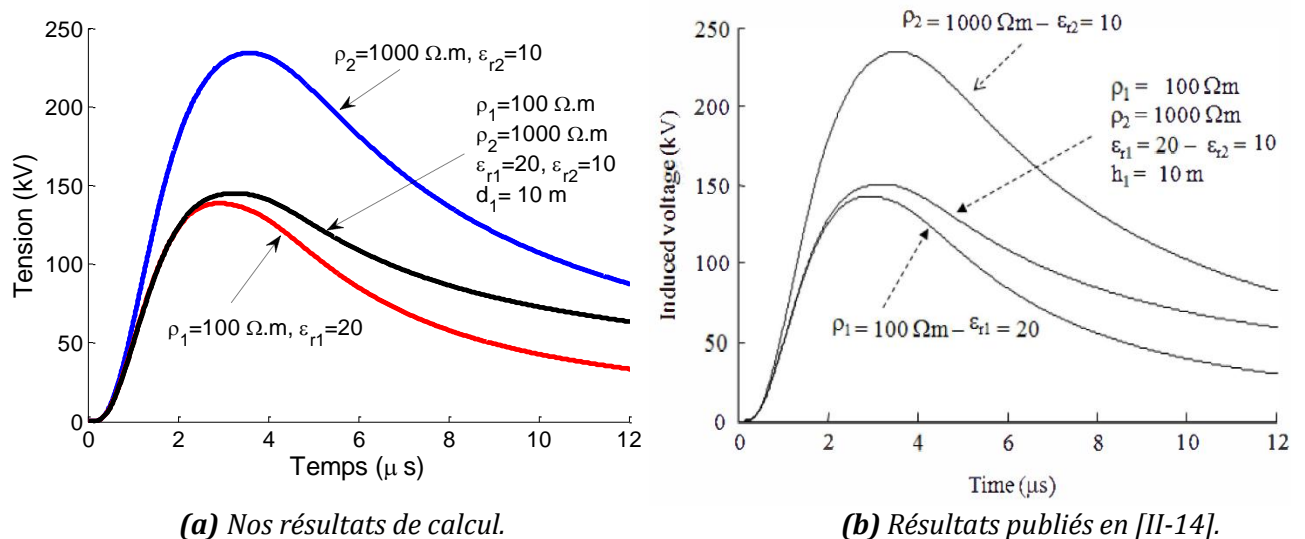


(b) Résultats publiés en [II-14].

**Figure III.11 : Tension induite à l'extrémité de la ligne.**

Les résultats de calcul obtenus par notre approche (figures III.10.a et III.11.a) sont largement confortés en allure générale et en amplitude par les résultats publiés dans la littérature [III-14] (figures III.10.b et III.11.b).

On peut voir sur les deux figures III.10 et III.11 que la tension induite pour un sol à deux couches horizontales est initialement déterminé par la première couche et ensuite les caractéristiques de la deuxième couche sont les plus prépondérants jusqu'à la fin du régime transitoire.



**Figure III.12 :** Tension induite au milieu de la ligne.

Les résultats de la figure III.12 sont obtenus en inversant les résistivités (les conductivités) des deux couches du sol. Ces résultats montrent le même type de variation de la tension induite que le cas de l'application ci-dessus. Si nous comparons les résultats de la figure III.12 aux résultats de la figure III.10, nous remarquons que la bonne couche conductrice influence fortement sur la valeur crête de la tension induite, ce qui est un résultat intéressant pour protéger la ligne contre les tensions induites par la foudre.

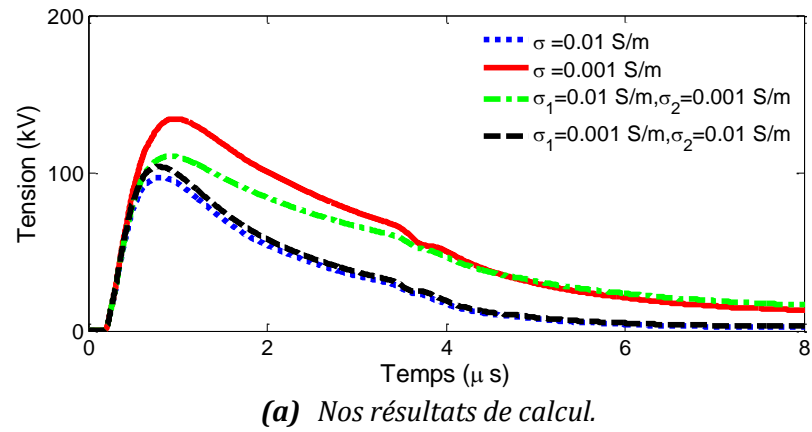
### III.1.2. Deuxième validation

Comme deuxième validation, nous comparons nos résultats de calcul aux résultats publiés par K. Sheshyekani [III-16]. Le courant "onde de foudre" est celui de l'arc en retour subséquent.

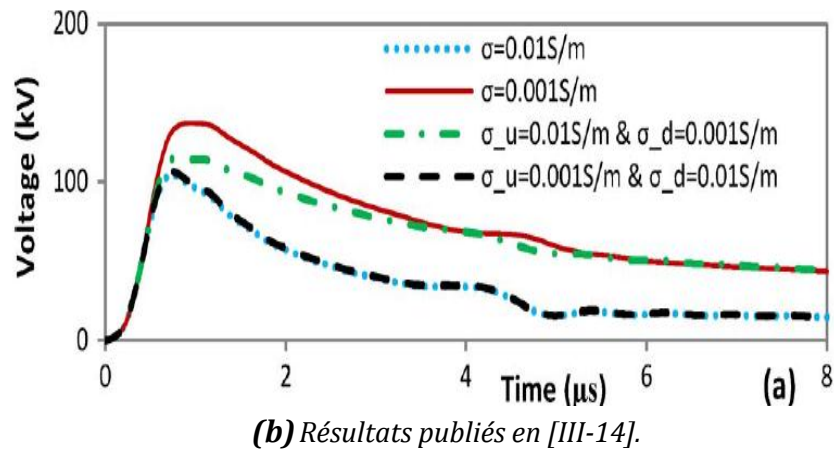
#### Les données de l'application :

- Un sol homogène :  $\sigma = 0.01 S / m$ ,  $\epsilon_r = 10$ .
- Un sol homogène :  $\sigma = 0.001 S / m$ ,  $\epsilon_r = 10$ .
- Un sol stratifié :  $\sigma_1 = 0.01 S / m$ ,  $\epsilon_{r1} = 10$  et  $\sigma_2 = 0.001 S / m$ ,  $\epsilon_{r2} = 10$ .
- Un sol stratifié :  $\sigma_1 = 0.001 S / m$ ,  $\epsilon_{r1} = 10$  et  $\sigma_2 = 0.01 S / m$ ,  $\epsilon_{r2} = 10$ .
- La profondeur de la première couche :  $d_1 = 2 m$ .



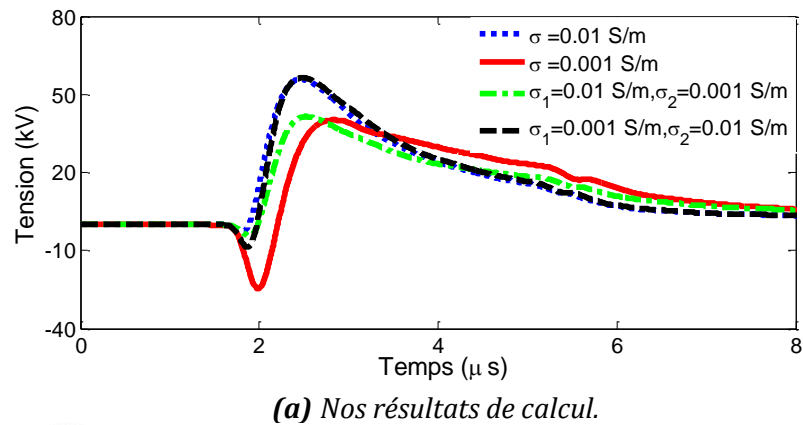


(a) Nos résultats de calcul.

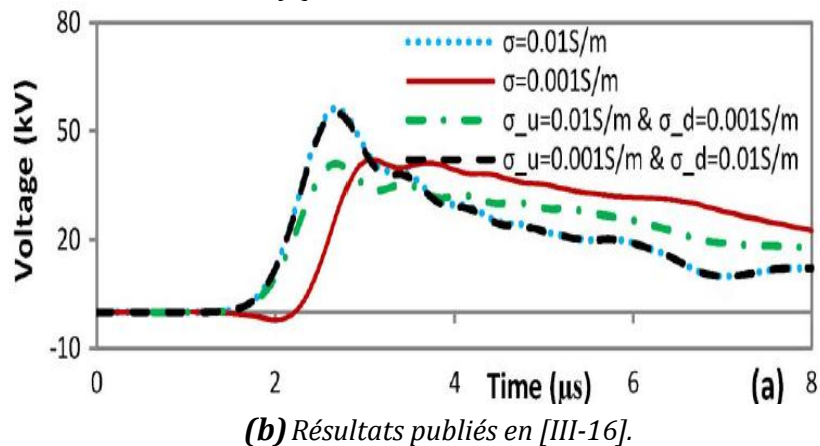


(b) Résultats publiés en [III-14].

Figure III.13 : Tension induite au milieu de la ligne.

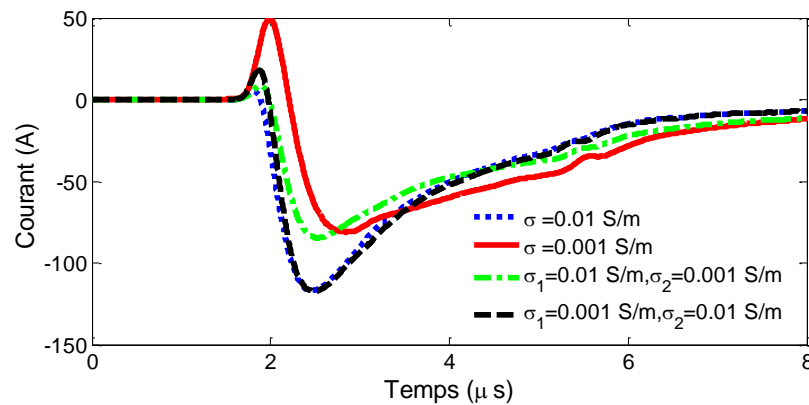


(a) Nos résultats de calcul.



(b) Résultats publiés en [III-16].

Figure III.14 : Tension induite à l'extrémité de la ligne.



**Figure III.15 :** Courant induit à l'extrémité de la ligne (Nos résultats de calcul).

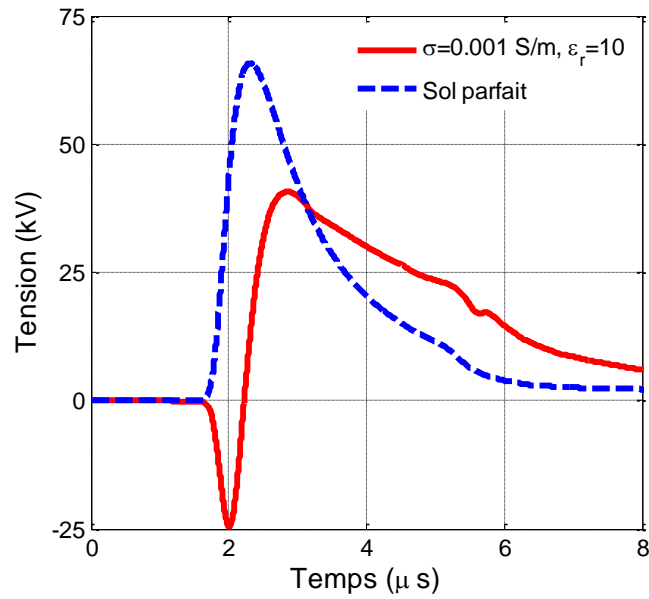
Nous remarquons que les résultats de calcul (figures III.13.a et III.14.a) que nous obtenons par la théorie des lignes diffèrent légèrement aux résultats obtenus par K. Sheshyekani [III-16] (figures III.13.b et III.14.b).

L'auteur [III-16] dans son travail utilise le logiciel COMSOL [III-17] pour le calcul des tensions induites. Notons que nous avons aussi validé le calcul du champ électromagnétique rayonné par un canal de foudre pour un sol stratifié par les résultats publiés par cet auteur [III-16] dans le chapitre précédent.

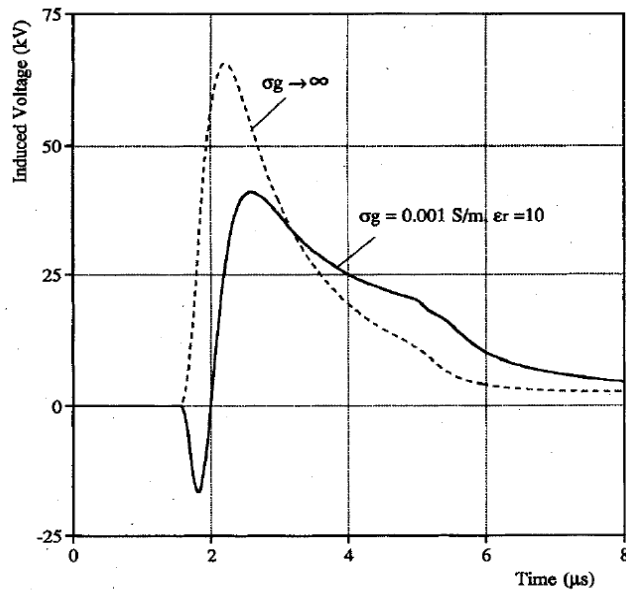
Nous remarquons des résultats obtenus aussi bien pour les tensions induites que pour les courants induits (obtenus par nos calculs) dans la ligne monophasée que les tensions induites (courants induits) pour un sol stratifié de conductivités des couches du sol  $\sigma_1 = 0.001 S/m$  et  $\sigma_2 = 0.01 S/m$  sont proches aux tensions induites (courants induits) pour un sol homogène de conductivité  $\sigma = 0.01 S/m$ . Ce résultat est justifié parce que la contribution des dipôles situés dans la couche supérieure du sol dont son épaisseur  $d_1 = 2 m$  est faible devant la contribution dipolaire de la couche inférieure.

Pour une meilleure validation, nous proposons une application déjà traité par F. Rachidi [III-18] pour les mêmes données et dans le cas d'un sol homogène avec une conductivité  $\sigma = 0.001 S/m$  et permittivité relative  $\epsilon_r = 10$ .

Le résultat que nous avons obtenu ainsi que le résultat publié par F. Rachidi [III-18] pour la variation de la tension induite à l'extrémité de la ligne monophasée sont représentés en figure III.16.



(a) Nos résultats de calcul.



(b) Résultats publié en [II-18].

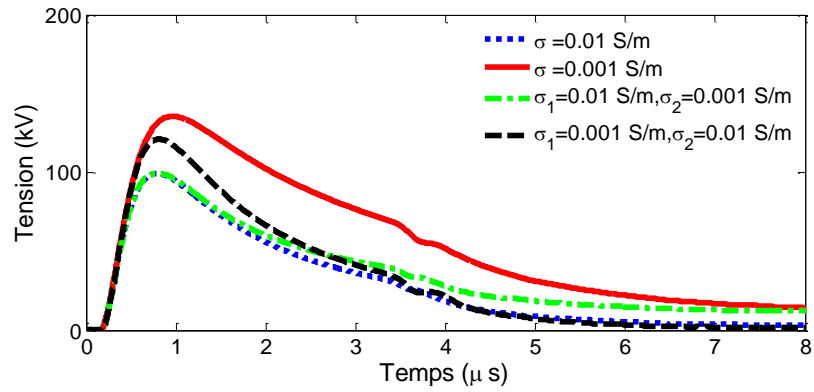
Figure III.16 : Tension induite à l'extrémité de la ligne.

Nous remarquons une bonne concordance entre nos résultats de calcul (figure III.16.a) et le résultat publié par F. Rachidi [III-18] (figure III.16.b).

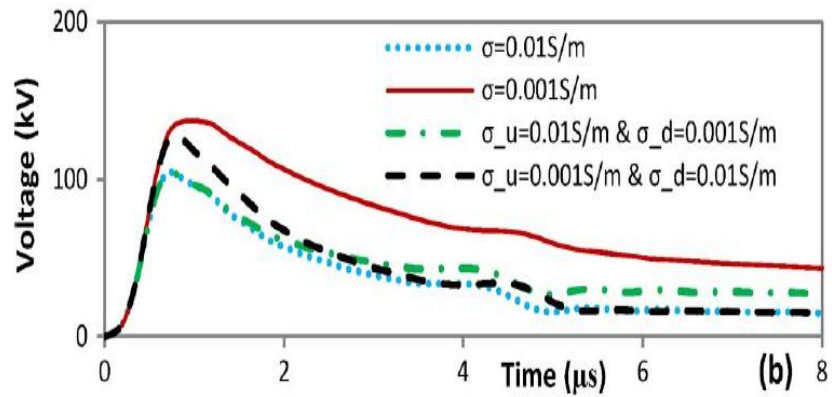
### III.2. Applications

Le but de cette application est de regarder l'effet de l'épaisseur de la couche supérieure du sol sur les valeurs des surintensités et des surtensions induites dans la ligne.

Cette application a été traitée par K. Sheshyekani [III-16]. Les données de cette application sont ceux de l'application précédente. Les valeurs de la profondeur  $d_1$  sont : 10 m et 50 m.

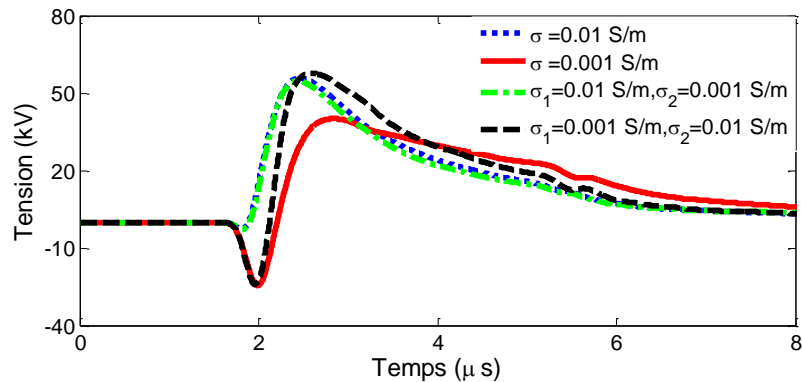


(a) Nos résultats de calcul.

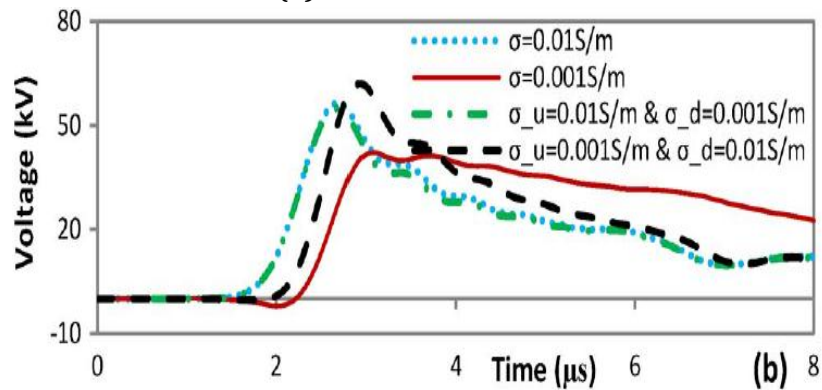


(b) Résultats publiés en [II-16].

Figure III.17 : Tension induite au milieu de la ligne ( $d_1=10m$ ).



(a) Nos résultats de calcul.



(b) Résultats publiés en [II-16].

Figure III.18 : Tension induite à l'extrémité de la ligne ( $d_1=10m$ ).

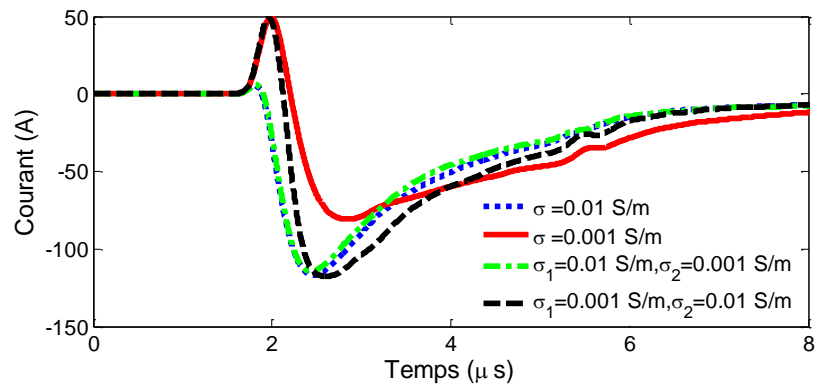
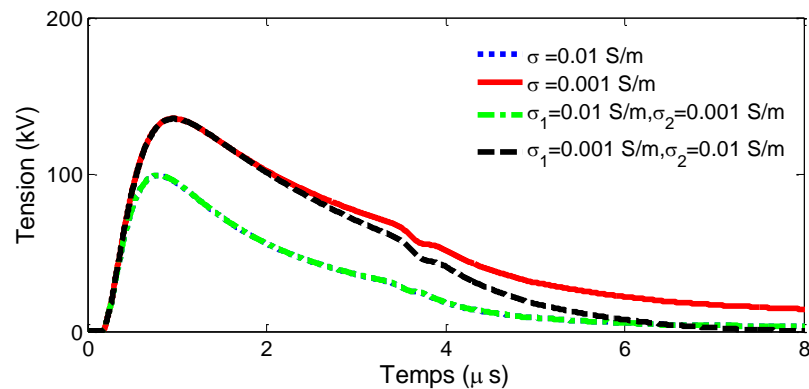
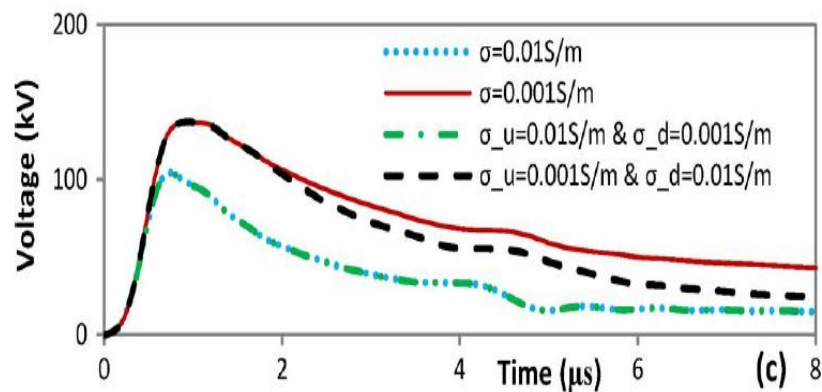


Figure III.19 : Courant induit à l'extrémité de la ligne (Nos résultats de calcul,  $d_1=10\text{ m}$ ).

On peut voir sur les figures III.17 à III.19 que les tensions induites (courants induits) pour un sol stratifié de conductivités des couches du sol  $\sigma_1 = 0.01\text{ S/m}$  et  $\sigma_2 = 0.001\text{ S/m}$  sont proches aux tensions induites (courants induits) pour un sol homogène de conductivité  $\sigma = 0.01\text{ S/m}$  parce que, plus l'épaisseur de la couche supérieure augmente la contribution de ses dipôles augmente et la tension induite (courant induit) est plus influencée par les caractéristiques de la couche la plus proche à l'interface air-sol.

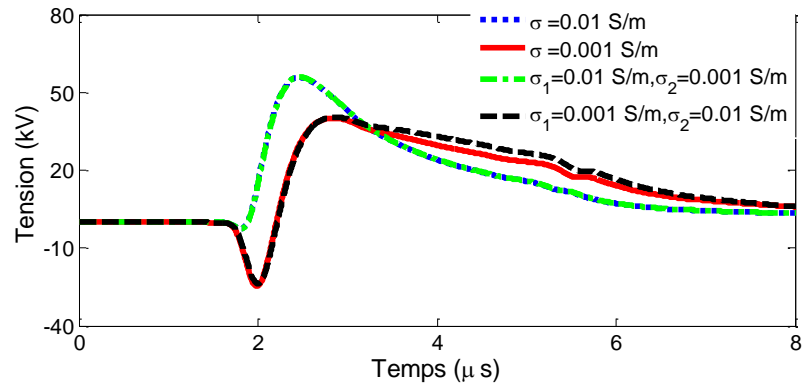


(a) Nos résultats de calcul.

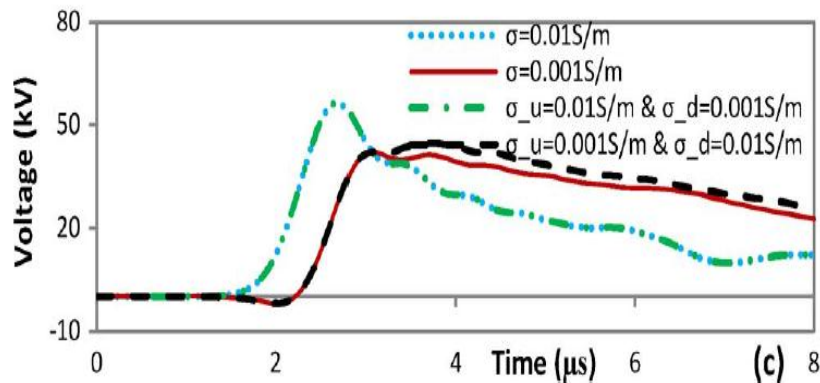


(b) Résultats publié en [II-16].

Figure III.20 : Tension induite au milieu de la ligne ( $d_1=50\text{ m}$ ).



(a) Nos résultats de calcul.



(b) Résultats publiés en [II-16].

Figure III.21 : Tension induite à l'extrémité de la ligne ( $d1=50m$ ).

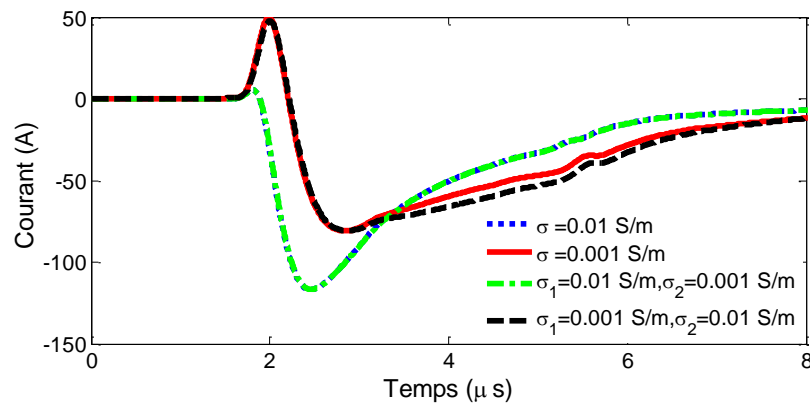


Figure III.22 : Courant induit à l'extrémité de la ligne ( $d1=50 m$ , Nos résultats de calcul).

On peut voir sur les deux figures III.20 à III.22 que les tensions induites (courants induits) pour un sol stratifié de conductivités des couches du sol  $\sigma_1 = 0.01 S/m$  et  $\sigma_2 = 0.001 S/m$  sont superposées aux tensions induites (courants induits) pour un sol homogène de conductivité  $\sigma = 0.01 S/m$  et les tensions induites (courants induits) pour un sol stratifié de conductivités des couches du sol  $\sigma_1 = 0.001 S/m$  et  $\sigma_2 = 0.01 S/m$  sont plus proches aux tensions induites (courants induits) pour un sol homogène de conductivité  $\sigma = 0.001 S/m$ .

La contribution de la couche inférieure du sol est négligeable de ce cas.

## Conclusion

Dans ce dernier chapitre, un modèle de couplage basé sur la théorie des lignes de transmission a été appliqué au problème de l'interaction entre le champ électromagnétique généré par la foudre et une ligne aérienne située au-dessus d'un sol stratifié horizontalement. Les équations de couplage ont été discrétisées par la méthode des différences finis (FDTD). Les paramètres linéiques de la ligne sont calculés par des expressions analytiques proposées dans la littérature aussi bien pour un sol homogène que pour un sol stratifié.

En conclusion sur le travail que nous avons fait dans le cadre ce mémoire de fin d'études nous avons proposé une approche simple à mettre en œuvre et qui conduit à des résultats acceptables par rapport aux résultats publiés dans la littérature.

## **Références bibliographiques**

- [III-1] A. Ametani, Convenor (JP), M. Paolone, Secretary (IT) « Guideline for Numerical Electromagnetic Analysis Method and its Application to Surge Phenomena », June 2013.
- [III-2] C.A. Nucci, « Lightning-induced over Voltages on Overhead Power Lines. Part 2: Coupling Models for the Evaluation of the Induced Voltages », Cigré paper prepared within the framework of task Force 33.01.01 of the CIGRE working Group 33.01,1994.Electra N°162, October 1995.
- [III-3] M. Ianoz, C. A. Nucci, F. M. Tesche “Transmission line theory for field-to-transmission line coupling calculations”, Electromagnetics, vol. 8, N° 2-4, pp. 171-211, 1988.
- [III-4] C. R. Paul, « Analysis of Multiconductor Transmission Lines », Wiley Interscience, 1994.
- [III-5] C. D. Taylor, R. S. Satterwhite, W. Jr. Harrison, « The Response of Terminated Two-Wire Transmission Line Excited By a Nonuniform Electromagnetic field », IEEE Trans. On Antennas and propagation, vol. AP-13, pp.987-989, 1965.
- [III-6] A. K. Agrawal, H.J. Price, S.H. Gurbaxani, « Transient Response of multiconductor transmission lines excited by a nonuniform electromagnetic field », IEEE Trans. On Electromagnetic Compatibility. EMC-22, pp. 119-129, 1980.
- [III-7] F. Rachidi, « Formulation of the Field to Transmission Line Coupling Equations in Terms of Magnetic Excitation Field », IEEE Trans. On Electromagnetic Compatibility, Vol. EMC-35, N°3, pp. 404-407, 1993.
- [III-8] Nakagawa, N., A. Ametani, and K. Iwamoto, “Further studies on wave propagation in overhead lines with earth return: Impedance of stratified earth,” *Proc. IEE*, Vol. 120, No. 12, 1521–1528,1973.
- [III-9] M.Aguet et J.J.Morf, « Energie électrique », Traité d’électricité, Vol. XII.
- [III-10] J. R. Carson, “Wave propagation in overhead wires with ground return,” *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 5, pp. 539–554, 1926.
- [III-11] E. D. Sunde, *Earth Conduction Effects in Transmission Systems*. New York, NY, USA: Dover, 1968.
- [III-12] W. H. Wise, “Propagation of high-frequency currents in ground return circuits,” in *Proc. I. R. E*, vol. 22, no. 4, pp. 522–527, 1934.
- [III-13] Papadopoulos, T. A., G. K. Papagiannis, and D. P. Labridis, “A generalized model for the calculation of the impedances and admittances of overhead power lines above stratified earth,” *Electric Power Systems Research*, Vol. 80, 1160–1170, 2010.
- [III-14] Paulino, J. O., do Couto Boaventura, W., & Barbosa, Lightning induced voltage on an aerial wire above two-layer ground. In *2012 International Conference on Lightning Protection (ICLP)* (pp. 1-5). IEEE, C. F. (2012, September).



- [III-15] C. F. Barbosa, J. O. S. Paulino, and W. C. Boaventura, "Horizontal Electric Field at the Surface of Layered Earth due to Lightning," XI International Symposium on Lightning Protection, 3-7, Fortaleza, Oct 2011.
- [III-16] Sheshyekani, K., & Paknahad, Lightning electromagnetic fields and their induced voltages on overhead lines: The effect of a horizontally stratified ground. *IEEE Transactions on Power Delivery*, 30(1), 290-298, J. (2014).
- [III-17] "COMSOL RF Module User's Guide," COMSOL, Inc., Stockholm, Sweden, May 2011.
- [III.18] Rachidi, F., Nucci, C. A., Ianoz, M., & Mazzetti, Influence of a lossy ground on lightning-induced voltages on overhead lines. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 38(3), 250-264, C. (1996).

## Conclusion générale

---

### Conclusion générale

la foudre représente le phénomène naturel, imprévisible et le plus néfaste sur tous les systèmes électro-énergétiques et si on peut affirmer que de nos jours, les transporteurs d'énergie maîtrisent convenablement la protection du réseau contre les défauts accidentels (internes), ce n'est pas le cas pour sa protection contre la foudre (défaut naturel et externe) surtout lors d'un impact indirect où elle rayonne des champs électromagnétiques importants et qui vont induire par couplage électromagnétique des surtensions cruelles dans leurs cibles, notamment les réseaux de transport d'énergie électrique.

Le travail présenté dans ce mémoire de fin d'études, s'inscrit dans le cadre général de l'étude de la compatibilité électromagnétique consistant en la caractérisation du rayonnement électromagnétique de la foudre puis en l'étude du couplage entre le champ d'une onde de foudre et une structure aérienne. Nous nous sommes intéressés plus particulièrement aux structures situées au-dessus d'un sol stratifié.

Ainsi, cette étude a pour premier objectif de permettre une meilleure caractérisation du champ, ainsi que l'illustration de l'influence de la stratification du sol sur le champ électromagnétique rayonné.

Le formalisme de calcul du champ électromagnétique généré par un coup de foudre nous a permis d'analyser les composantes de ce champ à savoir : le champ électrique vertical, le champ électrique horizontal et le champ magnétique azimutal. Cependant nous avons utilisé le modèle de Wait [II-6] pour la prise en compte de la stratification horizontale du sol.

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés aussi au couplage d'une onde électromagnétique avec une structure aérienne située au-dessus d'un sol stratifié. Le formalisme des lignes de transmission est bien approprié pour l'étude du couplage. En plus de la précision très acceptable des résultats par rapport aux résultats publiés dans la littérature, ce formalisme offre l'avantage d'une mise en œuvre aisée et des temps de calculs acceptables.

Enfin, à l'aide de ce travail nous avons développé nos idées sur le rayonnement électromagnétique de la foudre ainsi que sur son couplage avec une structure aérienne en présence d'un sol stratifié. En perspectives de ce travail, et afin de compléter notre analyse, il serait fort intéressant d'étudier le couplage entre une onde de foudre et une ligne aérienne triphasée ou un câble électrique (aérien ou souterrain).