



**FACULTÉ DES SCIENCES APPLIQUÉES**  
**DÉPARTEMENT de GÉNIE ÉLECTRIQUE**



**Mémoire de fin d'études en vue de l'obtention du diplôme de Master**

Spécialité : Génie Electrique

Option : Réseaux Électrique et Haute Tension

**Présenté par :**

BENDJEBBOUR Benzerga

*Sujet du mémoire*

**Effets des caractéristiques d'une tour sur le champ  
électromagnétique rayonné par l'interaction foudre-tour**

*Soutenu publiquement devant le jury composé de :*

Mr, A. Mimouni

Meme, A. Lakhdar

Mr, K. Habri

Mr, A. Mokhtari

Président

Rapporteur

Examineur

Examineur

PROMOTION : 2015

## Remerciements

À l'issue de cette fin d'étude, nous adressons nos sincères remerciements  
premièrement à « Allah » tout puissant qui nous a donné la santé, la patience.

Je remercie sincèrement Monsieur MIMOUNI Abdenbi, d'avoir accepté de présider  
le jury de soutenance.

Ensuite, on tient à adresser nos plus vifs remerciements à notre rapporteur  
M<sup>me</sup> : LAKHDAR Asmaa pour nous avoir encadré, suivi et encouragé.

Mos vifs remerciements vont également à Messieurs : HABRI Khaled et  
MOKHTARI Abdelkader d'avoir accepté d'examiner mon travail et d'être  
membres du jury de soutenance.

On remercie Melle ADIL Faiza de nous faire un grand honneur d'être invité  
à assister à ce modeste travail.

On remercie également, Mr OMARI Mohamed, de nous avoir aider Ainsi  
que tous nos enseignants du Département de GE.

On n'exclue pas de ces remerciements toutes les personnes qui ont aidé de  
près ou de loin dans notre projet de fin d'étude.

Les discussions, les remarques et les commentaires de nos collègues ont été  
sources d'idées et ont contribué au développement et à  
l'amélioration de cette étude.

On veut également remercier nos familles tout particulièrement nos parents, pour  
leur soutien inconditionnel tout au long de nos longues années d'études et nos  
amis pour leur soutien moral.

## Liste de figure

---

### Chapitre I

<b>Figure I.1</b> Séparation des charges dans un nuage orageux [1].....	2
<b>Figure I.2</b> Descendant négatif [2]. .....	2
<b>Figure I.3</b> Descendant positif [2]. .....	3
<b>Figure I.4</b> Ascendant négatif [2]. .....	3
<b>Figure I.5</b> Ascendant positif [2]. .....	3
<b>Figure I.6</b> Principe d'une décharge. ....	4
<b>Figure I.7</b> Exemple d'un déclenchement artificiel de la foudre en Floride [8]. ....	5
<b>Figure I.8</b> Lanceurs et fusées utilisés lors d'un déclenchement artificiel de la foudre (a) lanceur fixe, (b) lanceur mobile et (c) fusée [7]. .....	6
<b>Figure I.9</b> Exemple de mesure de courant de foudre en utilisant une tour instrumentée. Tour CN à Toronto au Canada [8]. .....	6
<b>Figure I.10</b> : Forme moyenne normalisée du courant des arcs en retour premier et subséquent (a) premier arc en retour, (b) arc en retour subséquent [4]. .....	7
<b>Figure I.11</b> : Séquence d'évènements d'un déclenchement artificiel classique de la foudre [10] ....	8
<b>Figure I.12</b> Formes du courant mesuré à 533m, 272m et 47m sur la tour d'Ostankino, Moscow [5]. .....	10
<b>Figure I.13</b> Courant de l'arc en retour : (a) 509 m et (b) 474 m [5]. ....	10
<b>Figure I.14</b> (a) La tour Peissenberg, (b) Courant mesuré au sommet et à la base de la tour [1] .....	11
<b>Figure I.15</b> Champ électrique vertical correspondant au premier arc en retour (trait continu) et à l'arc en retour subséquent (trait pointillé) à des distances variant de 1 Km à 200 km [9]. .....	13
<b>Figure I.16</b> : Densité du flux magnétique correspondant à un premier arc en retour (trait continu) et à un arc en retour subséquent (pointillés) à des distances variant de 1 Km à 200 Km [9] .....	14
<b>Figure I.17</b> : Campagne expérimentale de mesure du champ électrique vertical à 500 m et 30m [13]. .....	15
<b>Figure I.18</b> : Champ électrique vertical mesuré à 500 m du point d'impact de la foudre. Les flèches indiquent le commencement de la phase de l'arc en retour [13] .....	16
<b>Figure I.19</b> : Champ électrique vertical mesuré à 30 m du point d'impact de la foudre. Les flèches indiquent le commencement de la phase de l'arc en retour [13] .....	16

---

## Liste de figure

---

### Chapitre II

<b>Figure II.1</b> : Représentation schématique du modèle BG [18].....	22
<b>Figure II.2</b> : Représentation schématique du modèle TL[18] .....	23
<b>Figure II.3</b> : Propagation du courant le long de la tour et le long du canal de foudre [20] .....	26
<b>Figure II.4</b> Courant non contaminé.....	26
<b>Figure II.5</b> Distribution spatio-temporelle du courant le long de la tour et le long du canal de foudre modèle MTLE ; Courant au sommet Courant et à la base de la tour de la tour Peissenberg de 168m[17] .....	29
<b>Figure II. 6:</b> Principe de discrétisation temporelle [1].....	31
<b>Figure II.7</b> : Maillage spatial 3D en différences finies- modèle de Yee [1].....	32
<b>Figure II. 8</b> Domaine de calcul à deux dimensions (2D) avec un système à coordonnées cylindriques [1].....	32
<b>Figure II.9</b> : Maillage 2D-FDTD (coordonnées cylindriques) .....	35

### Chapitre III

<b>Figure III.1</b> présentation de la structure géométrique .....	36
<b>Figure III.2</b> Domaine d'étude.....	37
<b>Figure III.3</b> Maillage 2D-FDTD (coordonnées cylindriques).....	38
<b>Figure III.4</b> : La tour CN (553m) et La tour Peissenberg, (168m).....	40
<b>Figure III.5</b> Champ électrique vertical calculé à différentes distances de la tour CN (553 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol.....	41
<b>Figure III.6</b> Champ électrique vertical calculé à différentes distances de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol .....	41
<b>Figure III.7</b> Champ magnétique calculé à différentes distances de la tour CN (553 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol .....	42
<b>Figure III.8</b> Champ magnétique calculé à différentes distances de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol.....	42
<b>Figure III.9</b> Champ électrique vertical calculé à différentes distances de la tour CN (553 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité finie 0.01S/m.....	43

---

## Liste de figure

---

<b>Figure III.10</b> Champ électrique vertical calculé à différentes distances de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité finie 0.01S/m .....	43
<b>Figure III.11</b> Champ magnétique calculé à différentes distances de la tour CN (553 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité finie 0.01S/m .....	44
<b>Figure III.12</b> Champ magnétique calculé à différentes distances de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité finie 0.01S/m .....	44
<b>Figure III.13</b> Champ électrique vertical calculé à différentes distances de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m du sol parfait pour deux valeurs de coefficients de réflexion $\rho_t$ .....	46
<b>Figure III.14</b> Champ électrique vertical calculé à différentes distances de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du de conductivité 0.01S/m pour deux valeurs de coefficients de réflexion $\rho_t$ .....	46
<b>Figure III.15</b> Champ magnétique calculé à distances de 50m de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité finie 0.01S/m .....	47
<b>Figure III.16</b> Champ magnétique calculé à distances de 50m de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité infinie .....	47
<b>Figure III.17</b> Champ électrique vertical calculé à différentes distances de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m du sol parfait pour deux valeurs de coefficients de réflexion $\rho_t$	
<b>Figure III.18</b> Champ électrique vertical calculé à différentes distances de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du de conductivité 0.01S/m pour deux valeurs de coefficients de réflexion $\rho_t$ .....	48
<b>Figure III.19</b> Champ magnétique calculé à distances de 50m de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité finie 0.01S/m .....	49
<b>Figure III.20</b> Champ magnétique calculé à distances de 50m de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité infinie .....	49
<b>Figure III.21</b> Champ électrique vertical calculé à différentes distances de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité finie pour deux valeurs de coefficients de réflexion $\rho_t$ .....	50

---

## Liste de figure

---

<b>Figure III.22</b> Champ électrique vertical calculé à différentes distances de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité finie pour deux valeurs de coefficients de réflexion $\rho_t$ .....	50
<b>Figure III.23</b> Champ magnétique calculé à distances de 50m de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité finie 0.01S/m.....	51
<b>Figure III.24</b> Champ magnétique calculé à distances de 50m de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité infinie .....	51
<b>Figure III.25</b> Champ électrique vertical calculé à différentes distances de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité infinie pour deux valeurs de coefficients de réflexion $\rho_g$ .....	53
<b>Figure III.26</b> Champ électrique vertical calculé à différentes distances de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité finie pour deux valeurs de coefficients de réflexion $\rho_g$ .....	53
<b>Figure III.27</b> Champ magnétique calculé à distances de 50m de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité finie 0.01S/m.....	54
<b>Figure III.28</b> Champ magnétique calculé à distances de 50m de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité infinie .....	54
<b>Figure III.29</b> Champ électrique vertical calculé à différentes distances de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité infinie pour deux valeurs de coefficients de réflexion $\rho_g$ .....	55
<b>Figure III.30</b> Champ électrique vertical calculé à différentes distances de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité finie pour deux valeurs de coefficients de réflexion $\rho_g$ .....	55
<b>Figure III.31</b> Champ magnétique calculé à distances de 50m de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité finie 0.01S/m.....	56
<b>Figure III.32</b> Champ magnétique calculé à distances de 50m de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité infinie .....	56

---

## Liste de figure

---

### Liste de tableau

#### Chapitre I

Tableau I.1 Paramètres du courant d'un coup de foudre descendant négatif [5].....	7
Tableau I.2 Caractérisation du courant de l'arc en retour [10].....	9

#### Chapitre II

Tableau II.2 : Les paramètres des deux fonctions Heidler utilisés pour reproduire les ondes de courant canal à base intacte (adapté de [Rachidi, et al., 2001]).[21].....	29
---	----

#### Chapitre III

Tableau III.1 : Paramètres du courant de court-circuit .....	39
--	----

---

# **Table des matières**

## Table des matières

---

<b>Introduction générale</b>	<b>I</b>
<b>Chapitre I : la phénoménologie de la foudre</b>	
I.1 Introduction :	1
I.2 Mécanisme de la formation de l'orage	1
I.3 Catégories de coups de foudre	2
I.3.1 Coup de foudre descendant négatif	2
I.3.2 Coup de foudre descendant positif	3
I.3.3 Coup de foudre ascendant (négatif et positif)	3
I.4 Principe d'une décharge :	4
I.5 Observations expérimentales des courants de foudre et des champs électromagnétiques	5
I.5.1 Caractéristiques du courant d'arc en retour	5
I.5.1.1 Déclenchement artificiel de la foudre	5
I.5.1.2 L'utilisation des tours instrumentées	6
I.5.2 Estimation indirect des courants à partir des systèmes de détection de la foudre	11
I.5.3 Vitesse de l'arc en retour	12
I.5.4 Caractérisation du champ électromagnétique rayonné par la foudre à différentes distances du point d'impact au sol	12
a. Distances supérieures à 1km	12
b. Distances inférieures à 1 Km	15
I.6 Les effets de la foudre	17
I.7 Les moyens de protection contre la foudre	18
I.7.1 Les protections primaires	18
I.7.2 Les protections secondaires	18
I.8 Conclusion	19
<b>Chapitre II: modélisation du champ électromagnétique généré par l'interaction d'un coup de foudre avec un objet élevé</b>	
II.1 Introduction	20
II.2 Modélisation du courant de l'arc en retour qui tombe sur un objet élevé	20
II.2.1 Classification des modèles de l'arc en retour sans la présence de l'objet élevé	20
1. modèles physiques :	20
2. Modèles électromagnétiques	21
3. modèles «RLC » ou « modèles des lignes de transmission » :	21
4. modèles d'ingénieur :	21
II.2.2 Distribution du courant dans la tour et dans le canal de la foudre	25
II.2.2.1 Modèle de Rachidi et al	27
II.2.2.2 Modèle de Baba et Rakov	28
II.2.2.3 Modèle turn on term	29
II.2.2.4 Hybrid électromagnétique Modèle Circuit (HECM)	30
II.3 Méthode FDTD :	30
II.3.1 Equations de base	30

---

## Table des matières

---

II.3.2 Conditions aux limites absorbantes.....	34
II.4 Conclusion.....	35
<b>Chapitre III : Analyse de l'influence des paramètres de la tour sur le champ électromagnétique de la foudre</b>	
III.1 Introduction.....	36
III.2 calcul numérique.....	36
III.2.1 Géométrie du problème.....	36
III.2.2 Discrétisation du domaine.....	37
III.2.3 Mode de propagation du rayonnement de la foudre .....	37
III.2.4 Développement des équations de Maxwell.....	37
III.3 Calcul numérique.....	38
III.4 Configuration considérée .....	39
III.5 Résultats de simulation et commentaire .....	40
III.5.1 Cas d'un coup de foudre tombant sur deux tours avec un sol parfait.....	41
III.5.1.1 champ électrique vertical .....	41
III.5.1.2 champ magnétique azimutal .....	42
III.5.2 Cas d'un coup de foudre tombant sur deux tours avec un sol de conductivité finie.....	43
III.5.2.1 champ électrique vertical .....	43
III.5.2.2 champ magnétique azimutal .....	44
III.5.3 Cas d'un coup de foudre tombant sur la tour Peissenberg avec $\rho_t = -0.3$ et $\rho_g = 0.7$ .....	46
III.5.3.1 champ électrique vertical .....	46
III.5.3.2 champ magnétique azimutal .....	47
III.5.4 Cas d'un coup de foudre tombant sur la tour Peissenberg avec $\rho_t = -1$ et $\rho_g = 0.7$ .....	48
III.5.4.1 champ électrique vertical .....	48
III.5.4.2 champ magnétique azimutal .....	49
III.5.5 Cas d'un coup de foudre tombant sur la tour Peissenberg avec $\rho_t = -0.8$ et $\rho_g = 0.7$ .....	50
III.5.5.1 champ électrique .....	50
III.5.5.2 champ magnétique azimutal .....	51
III.5.6 Cas d'un coup de foudre tombant sur la tour 168m avec $\rho_t = -0.53$ et $\rho_g = 0.5$ .....	53
III.5.6.1 champ électrique .....	53
III.5.6.2 champ magnétique azimutal .....	54
III.5.7 Cas d'un coup de foudre tombant sur la tour Peissenberg avec $\rho_t = -0.53$ et $\rho_g = 1$ .....	55
III.5.7.1 champ électrique vertical .....	55
III.5.7.2 champ magnétique azimutal .....	56
III.6 Conclusion .....	58
<b>Conclusion générale</b> .....	II
<b>Références Bibliographique</b> .....	III

---

### Introduction générale

La foudre est un phénomène naturel fascinant mais également inquiétant et dangereux, C'est un phénomène fréquent qui se comporte comme un générateur parfait de courant électrique. Pour se protéger dans 95% des cas, le courant à prendre en compte est de 100kA 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.

L'objectif de ce travail est la caractérisation du champ électromagnétique proche engendré par un coup de foudre tombant sur une tour élevée. Cette caractérisation est basée sur le développement de codes de calcul élaborés en Fortran, utilisant une méthode aux différences finies, appelée la FDTD (Finité - Différence - Time- Domain). Le champ électromagnétique sera calculé à la hauteur 10m au-dessus d'un sol, on prendra deux valeur différentes de la conductivité du sol (infinie, 0.01S/m) pour différentes distances de la tour ainsi on va voir l'effet de la hauteur de différentes tour à savoir la tour CN de 553m et la tour Peissenberg de 168m, et l'effet de la variation des coefficients de réflexion au sommet et à la base de la tour.

Dans le premier chapitre nous allons décrire d'une manière brève la phénoménologie de la foudre commençant par le mécanisme de la formation de l'orage et le principe de décharge ainsi les Catégories de coups de foudre puis on citera quelques effets de la foudre et les moyens utilisés pour s'en protéger.

Dans le deuxième chapitre nous présenterons la modélisation du courant de l'arc en retour avec le champ électromagnétique associé généré par l'interaction foudre –tour prenons comme exemple la (tour 168m et 553m), on a parlé des modèles d'ingénieur qui ont été modifiés pour prendre en compte la structure élevée foudroyée et les modèle électromagnétique, ensuite présenter la méthode numérique FDTD.

Dans le dernier chapitre Nous allons essayer d'appliquer le modèle FDTD 2D pour le calcul du champ électromagnétique rayonné à différentes distances pour deux différentes valeurs de conductivité et de coefficient de réflexion du sommet et de la base de la tour, Pour présenter la distribution du courant le long de la tour. Nous avons choisi le modèle de Baba et Rakov..

# **Chapitre I**

**I.1 Introduction :**

La foudre est un phénomène naturel fascinant mais également inquiétant et dangereux ! Dans ce chapitre nous allons décrire d'une manière brève la phénoménologie de la foudre commençant par le mécanisme de la formation de l'orage et citer les principaux facteurs responsables de sa formation, ensuite présenter les observations expérimentales.

**I.2 Mécanisme de la formation de l'orage**

La foudre est définie comme une décharge électrique d'une longueur de plusieurs kilomètres associée à une impulsion de courant transitoire de très forte amplitude. La source la plus commune de la foudre est la séparation des charges dans les nuages d'orage, les cumulo-nimbus [1].

Les orages les plus fréquents font suite à des fronts froids. A l'arrivée d'un de ceux-ci, la masse d'air froid s'infiltré sous l'air chaud et le soulève; ceci engendre des turbulences dans l'air chaud rejeté en altitude: ainsi se forment les nuages d'orage ou les cumulo-nimbus [1].

L'électrisation de ces nuages résulte d'un processus complexe. La distribution des charges dans un nuage d'orage est présentée dans la figure ci-dessous. La partie supérieure, constituée de glace, est chargée positivement (région P), tandis que la partie inférieure constituée de gouttelettes d'eau est chargée négativement (région N). Souvent, un îlot de charges positives (région p) est enserré dans cette masse de charges négatives. A l'approche d'un nuage orageux, le champ électrique atmosphérique au sol qui est de l'ordre d'une centaine de volts par mètre par beau temps commence par s'inverser, puis croît dans de fortes proportions. Lorsqu'il atteint 10 à 20 kV/m, une décharge au sol est imminente [1].

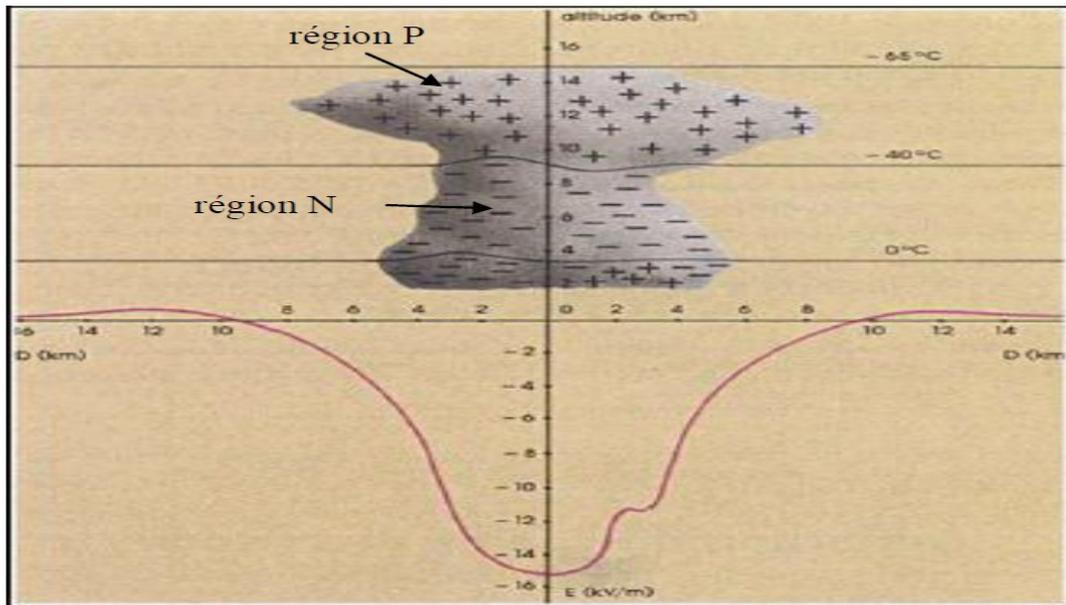


Figure I.1 Séparation des charges dans un nuage orageux [1]

**I.3 Catégories de coups de foudre**

Les décharges de foudre nuage-sol ont été subdivisées en quatre catégories. Ces catégories sont définies selon d'une part la direction, ascendante ou descendante, du traceur (leader en anglais) qui déclenche la décharge, et d'autre part le signe de la charge portée par le traceur, positive ou négative [2].

**I.3.1 Coup de foudre descendant négatif**

Dans les régions tempérées, plus de 90% des coups de foudre nuage sol sont de cette catégorie .Ce type de décharges appelées décharges négatives, Cette forme de décharge est déclenchée par un traceur descendant charger négativement. Le traceur ici progresse en direction du sol par bonds successif d'environ 10 mètre La figure ci-dessous illustre ce catégorie [2][3].

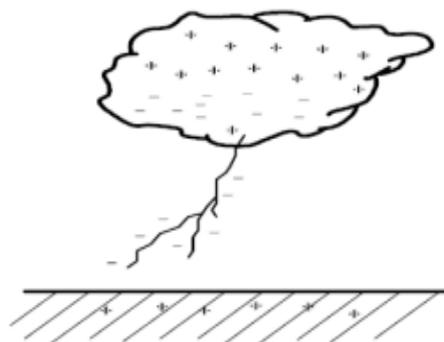


Figure I.2 Descendant négatif [2].

### I.3.2 Coup de foudre descendant positif

Les coups de foudre appartenant à cette catégorie sont aussi déclenchés par un traceur descendant, mais chargé positivement (décharge dite positive). Cette catégorie regroupe moins de 10% des décharges nuage-sol la figure suivante montre le phénomène [2].

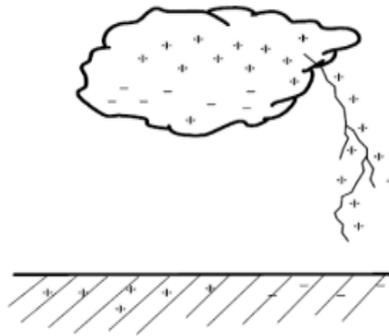


Figure I.3 Descendant positif [2].

### I.3.3 Coup de foudre ascendant (négatif et positif)

Les décharges des catégories (Ascendant négatif ou positif) figure(I.4) et (I.5) qui sont déclenchées par des traceurs ascendants, sont relativement rares et apparaissent généralement aux sommets des montagnes ou des longues structures [2].

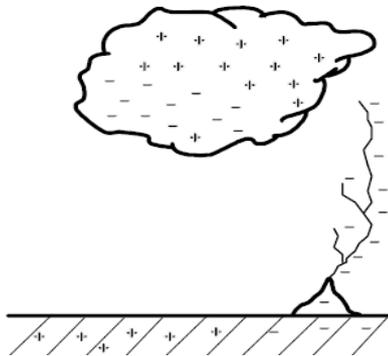


Figure I.4 Ascendant négatif [2].

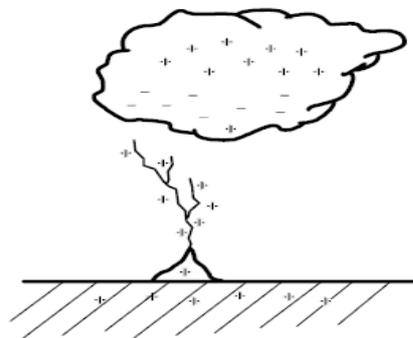


Figure I.5 Ascendant positif [2].

### I.4 Principe d'une décharge :

Le principe de la décharge d'un coup de foudre négatif descendant est le suivant

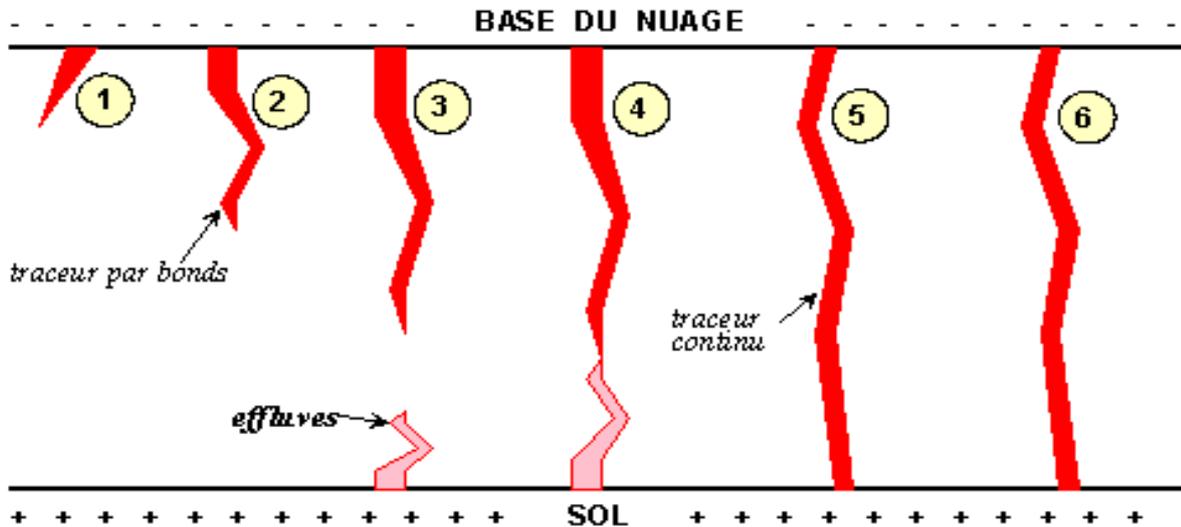


Figure I.6 Principe d'une décharge.

- 1- Un traceur se développe à partir du nuage ;
- 2- Ce traceur progresse par bonds vers le sol. Il est constitué de particules électriques arrachées au nuage par le champ électrique nuage - sol. Ces particules forment un canal lumineux qui se dirige vers le sol [2];
- 3- Lorsque le traceur arrive à proximité du sol, des effluves (étincelles) partent du sol ;
- 4- Les effluves entrent en contact avec la pointe du traceur ;
- 5- Un arc électrique circule dans le canal ionisé créé par le traceur. Cet arc très lumineux permet l'échange des charges électriques entre le nuage et le sol. Le traceur ne progresse plus et devient continu, l'onde de choc se transforme en onde sonore (le tonnerre) ;
- 6- Une succession d'arcs de moins en moins intenses suivra. Entre ces arcs, le traceur continu subsiste laissant circuler un courant [2].

## I.5 Observations expérimentales des courants de foudre et des champs électromagnétiques

### I.5.1 Caractéristiques du courant d'arc en retour

La connaissance du point d'impact de la foudre est nécessaire pour mesurer directement le courant de l'arc en retour à la base du canal de foudre. Les techniques utilisées de nos jours pour l'obtention des données expérimentales des courants de foudre sont [1]:

#### I.5.1.1 Déclenchement artificiel de la foudre

Cette technique est apparue en 1960, permet de provoquer celle-ci lors de passage de nuages orageux et de l'attirer en un lieu déterminé. A l'approche d'un nuage orageux, on lance en direction du nuage une petite fusée (Figure I.7) qui déroule derrière elle un fil mince métallique s'échappant d'une bobine. Lorsque la fusée atteint une certaine hauteur, typiquement 200 à 300 m, un traceur ascendant est déclenché du sommet de la fusée. Le courant de foudre s'écoule alors le long du fil métallique, tout en le volatilisant [1].



**Figure I.7** Exemple d'un déclenchement artificiel de la foudre en Floride [8].





(c)

**Figure I.8** Lanceurs et fusées utilisés lors d'un déclenchement artificiel de la foudre (a) lanceur fixe, (b) lanceur mobile et (c) fusée [7].

### I.5.1.2 L'utilisation des tours instrumentées



**Figure I.9** Exemple de mesure de courant de foudre en utilisant une tour instrumentée. Tour CN à Toronto au Canada [8].

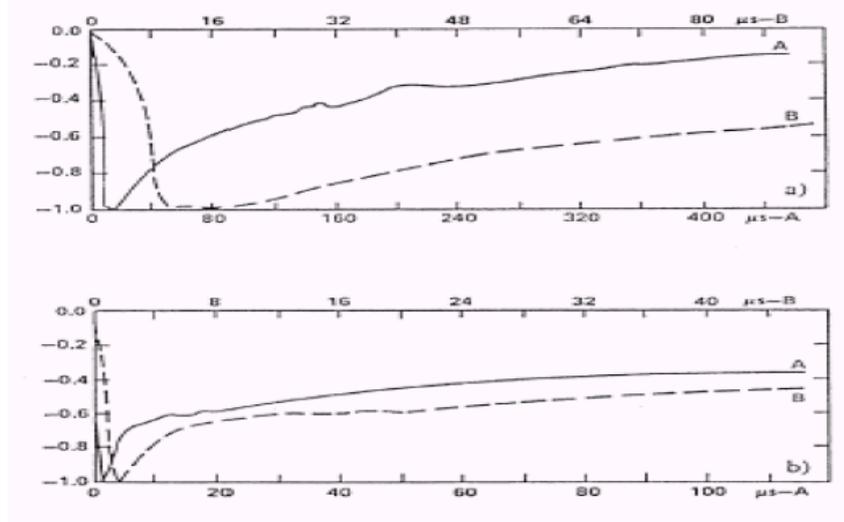
#### I.5.1.2.A Données obtenues en utilisant de petites tours (moins de 100 m)

La description la plus complète du courant de l'arc en retour à la base du canal de foudre est donnée par l'équipe du Professeur Berger (rapporté par Uman [4]), qui durant les années 1950-1980 a exploité une station expérimentale au sommet de Monte San Salvatore, Lugano, Suisse. La mesure du courant a été effectuée au sommet de deux tours de 55 m de haut.

Environ 15 % des mesures rapportées par l'équipe du Prof. Berger sont dues à des traceurs descendants (Figure I.2). La plupart des décharges sont initiées par des traceurs ascendants positifs et négatifs (Figure I.3 et I.5).

(La figure I.10) illustre les formes moyennes des courants typiques correspondant aux arcs en retour premier et subséquent d'une décharge négative. Dans cette figure, il est possible de voir un temps de montée rapide du courant correspondant à l'arc en retour subséquent [1].

La distribution statistique des principaux paramètres du courant est présentée dans le tableau I.1.



**Figure I.10 :** Forme moyenne normalisée du courant des arcs en retour premier et subséquent (a) premier arc en retour, (b) arc en retour subséquent [4].

**Tableau I.1** Paramètres du courant d'un coup de foudre descendant négatif [5].

Paramètre	unité	Nombre d'événement	Pourcentage de cas dépassant la valeur indiquée		
			95%	50%	5%
<b>Courant de crête</b>					
Premier arc en retour négatif	KA	101	14	30	80
Arc en retour subséquent négatif	KA	135	4.6	12	30
<b>Charge totale</b>	C				
Premier arc en retour négatif	C	93	1.1	5.2	24
Arc en retour subséquent négatif		122	0.2	1.4	11
<b>Temps de montée (2 kA-crête)</b>	$\mu$ sec	89	1.8	5.5	18
Premier arc en retour négatif	$\mu$ sec	118	0.22	1.1	4.5
Arc en retour subséquent négatif					
<b>di/dt maximal</b>					
Premier arc en retour négatif	kA/ $\mu$ sec	92	5.5	12	32
Arc en retour subséquent négatif	kA/ $\mu$ sec	122	12	40	120
<b>Durée de l'impulsion (2 kA-mi-amplitude)</b>	$\mu$ sec	90	30	75	200
Premier arc en retour négatif	$\mu$ sec	115	6.5	32	140
Arc en retour subséquent négatif					
<b>Interval de temps</b> entre deux décharges négatives	msec	133	07	33	150

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

- Les amplitudes du courant du premier arc en retour sont supérieures à celles des arcs en retour subséquents.

- La valeur maximale de la variation du courant dans le cas d'un arc subséquent est supérieure à celle du premier arc en retour.

- Le temps de montée du courant de l'arc en retour subséquent est plus rapide que celui d'un courant du premier arc en retour.
- La durée de l'impulsion du courant de l'arc en retour subséquent est inférieure à celle du premier arc en retour.

**I.5.1.2.B Données obtenues en utilisant le déclenchement artificiel de la foudre**

Cette technique donne en plus des informations sur le courant à la base du canal de foudre, le champ électromagnétique associé. (La figure I.11) illustre une séquence d'évènements lors d'un déclenchement artificiel « classique » de la foudre [1].

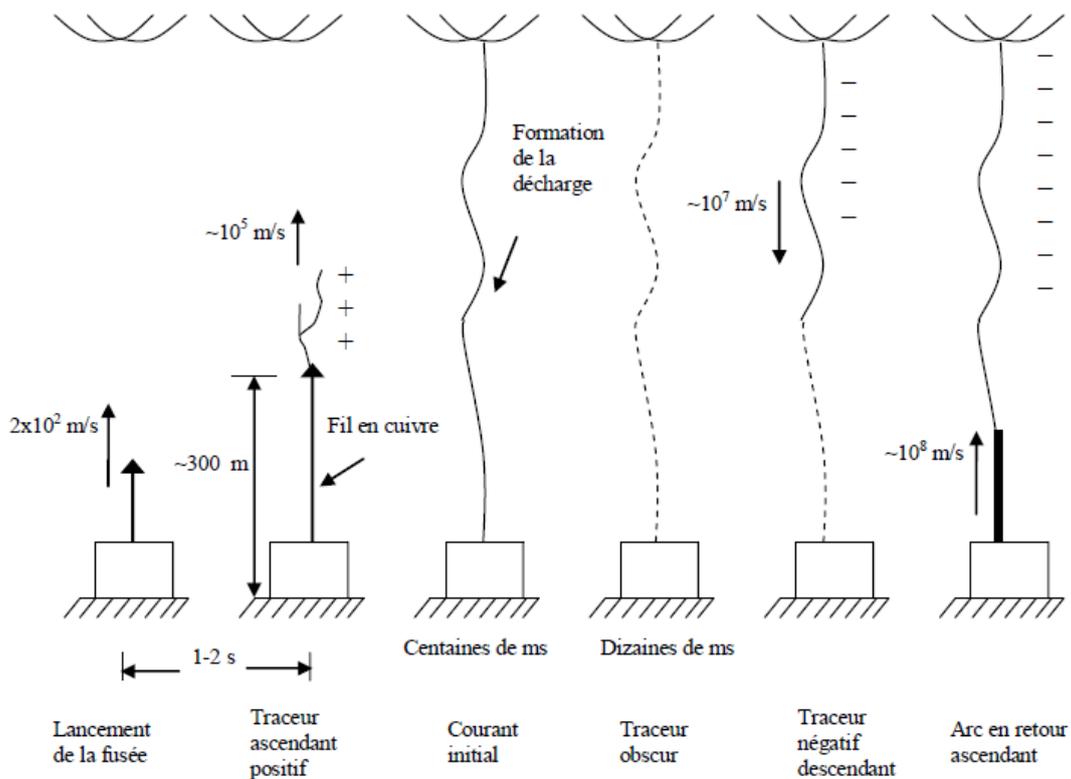


Figure I.11 : Séquence d'évènements d'un déclenchement artificiel classique de la foudre [10]

*Rakov* [11] a résumé les caractéristiques du courant de l'arc en retour, à savoir le pic du courant et le pic de sa dérivée à partir de deux campagnes expérimentales l'une en France et l'autre en Floride comme il est indiqué au tableau I.2.

**Tableau I.2** Caractérisation du courant de l'arc en retour [10]

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

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

La technique du déclenchement artificiel de la foudre constitue un outil très fiable pour bien comprendre la phénoménologie d'une foudre naturelle [10]. En effet, les résultats obtenus par cette technique seront virtuellement impossibles à obtenir à partir des recherches faites sur une foudre naturelle à cause de l'aspect aléatoire de la foudre tant sur le plan spatial que sur le plan temporel.

#### **I.5.1.2.C Données obtenues en utilisant des tours élevées (plus de 100 m)**

Dans cette section, on présente trois exemples de mesure du courant de l'arc en retour en utilisant une tour élevée instrumentée :

##### **I.5.1.2.C.1 Tour d'Ostankino à Moscow [14]**

Cette tour est de 540 m de hauteur, le courant est mesuré dans trois endroits de la tour : 47 m, 272 m et 533 m (Figure I.12).

On remarque que la forme du courant mesuré change d'un endroit à un autre, la valeur du pic de ce courant augmente en allant du sommet de la tour vers le sol, Bermudez rapporte que ceci est dû aux réflexions multiples de l'onde de courant au sommet avec un coefficient négatif et les réflexions multiples à la base de la tour avec un coefficient positif [5].

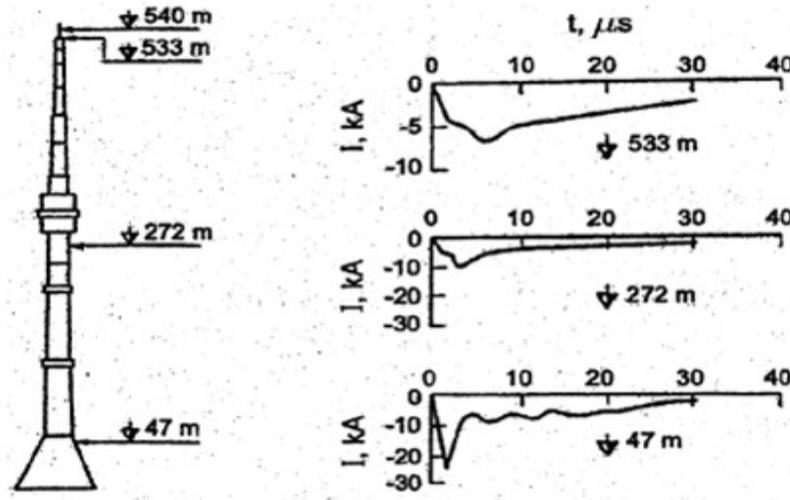


Figure I.12 Formes du courant mesuré à 533m, 272m et 47m sur la tour d’Ostankino, Moscow [5]

I.5.1.2.C.2 Tour CN à Toronto au Canada

La tour CN est la tour la plus élevée dans le monde, en tous les cas jusqu’à présent, elle est de 553 m de hauteur, le courant de l’arc en retour est mesuré à 474 m et à 509 m. Les mesures effectuées en 1999 sont présentées sur la figure (I.13) (a) et (b) [5].

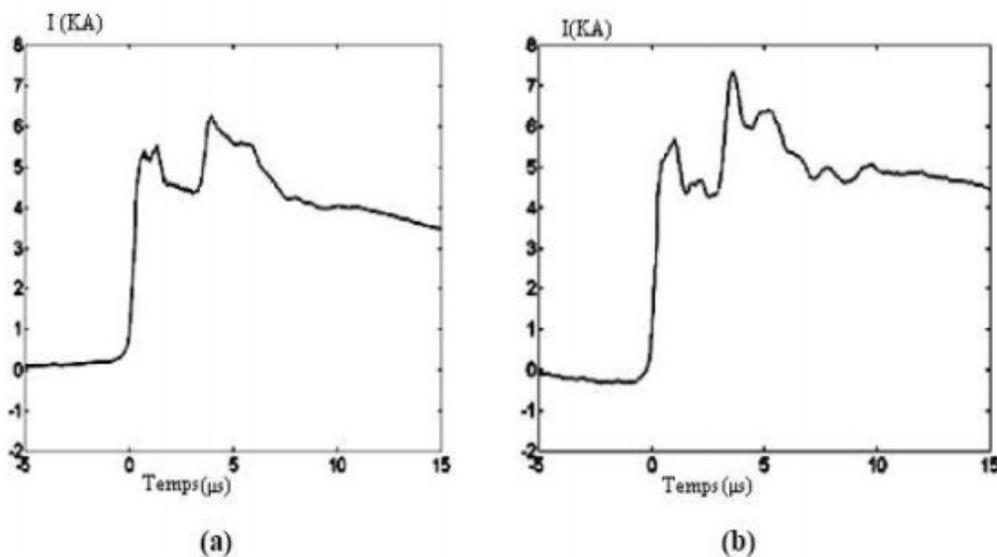
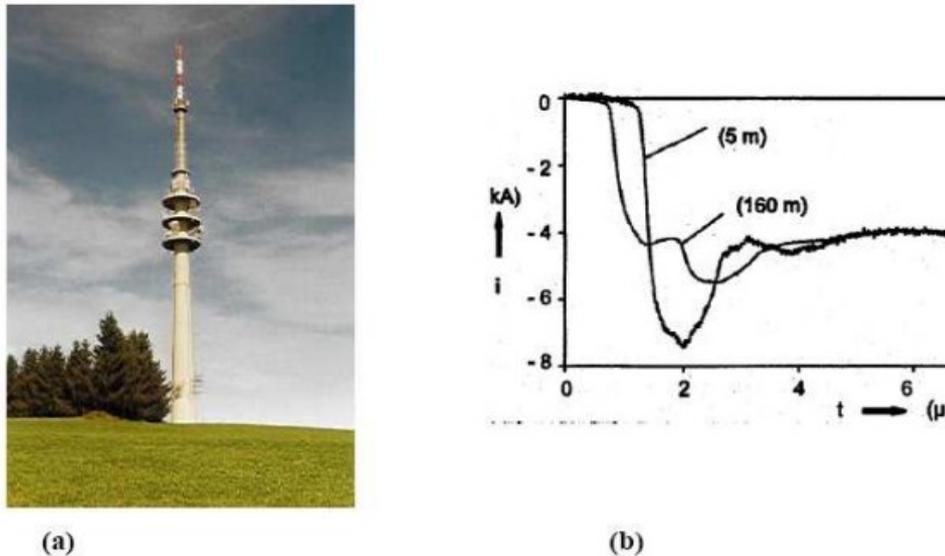


Figure I.13 Courant de l’arc en retour : (a) 509 m et (b) 474 m [5].

On a les mêmes remarques que pour le cas précédent, sauf que dans ce cas, la forme du courant est plus complexe, Shostak rapporte que ceci est dû à la structure complexe de la tour CN.

### I.5.1.2.C.3 Tour Peissenberg en Allemagne

Cette tour est de 168 m de hauteur, les mesures du courant de l'arc en retour sont effectuées à 168 m et à 13 m. La figure (I.14. a) a montré une photographie de la tour Peissenberg et la figure (I.14.b) décrit les variations temporelles du courant d'arc en retour mesuré simultanément, au sommet et à la base de la tour. La contamination du courant par les réflexions multiples est bien mise en évidence [1].



**Figure I.14** (a) La tour Peissenberg, (b) Courant mesuré au sommet et à la base de la tour [1]

### I.5.2 Estimation indirect des courants à partir des systèmes de détection de la foudre

Les systèmes de détection de la foudre, constituent une référence pour le développement des normes liées à la protection des réseaux électriques et des systèmes de télécommunication contre la foudre [11]. La méthode la plus utilisée dans les LLS, consiste en la diduction du courant d'arc en retour à partir du champ électrique ou magnétique mesuré à grande distance du point d'impact de la foudre.

Les estimations des paramètres de ce courant à partir des mesures du champ électromagnétique lointain, sont obtenues de manière empirique ou théorique. En général, l'obtention de la forme précise du courant d'arc en retour, à partir du champ électromagnétique rayonné, est difficile. En revanche le pic du courant peut être estimé avec une erreur d'environ 20% en fonction du pic du champ, en supposant que la vitesse de l'arc en retour est connue [6].

Les études empiriques développées dans le cas d'un déclenchement artificiel de la foudre, montrent une relation linéaire entre le pic du courant et le pic du champ électrique pour une vitesse

constante. Cependant, la vitesse change d'un arc à un autre, ce qui donne une dispersion statistique significative [12].

Rachidi et al ont suggéré qu'une estimation statistique (en terme de valeurs moyennes) est nécessaire, vu qu'avec la grande variation des principaux paramètres tels que la vitesse de l'arc en retour, il est impossible de déduire un courant exact à partir des mesures du champ électromagnétique rayonné effectuées sur un seul événement. Ces auteurs ont proposé une équation qui relie la valeur moyenne du pic du courant de l'arc en retour avec celle du champ électrique, tout en considérant une valeur moyenne de la vitesse de l'arc en retour [5].

### **I.5.3 Vitesse de l'arc en retour**

La vitesse moyenne de l'arc en retour est de l'ordre du tiers de la vitesse de la lumière. La vitesse des arcs en retour subséquents est en général plus grande que celle des arcs en retour premiers. D'autre part, il a été mis en évidence que la vitesse de l'arc en retour, tant pour les premiers que pour les subséquents, décroît en fonction de la hauteur; cette décroissance est plus marquée pour les premiers arcs en retour [2].

### **I.5.4 Caractérisation du champ électromagnétique rayonné par la foudre à différentes distances du point d'impact au sol**

#### **a. Distances supérieures à 1km**

Les figures I.15 et I.16 présentent les caractéristiques des champs électriques et magnétiques en fonction de la distance du point d'impact selon Lin et al. Dans ces figures les courbes en trait continu correspondent aux premiers arcs en retour et celles en traits discontinus aux arcs en retour subséquents. On remarque que, pour des distances de quelques kilomètres :

Le champ électrique vertical, après quelques dizaines de microsecondes, est dominé par la composante électrostatique du champ électrique total, c'est la seule composante du champ électrique qui n'est pas nulle après que le courant de l'arc en retour cesse de se propager le long du canal de foudre. La composante azimutale du champ magnétique, pour des temps similaires, est dominée par la composante magnétostatique du champ magnétique total, la composante qui présente des bosses (hump) du champ magnétique (Figure I.17) [6].

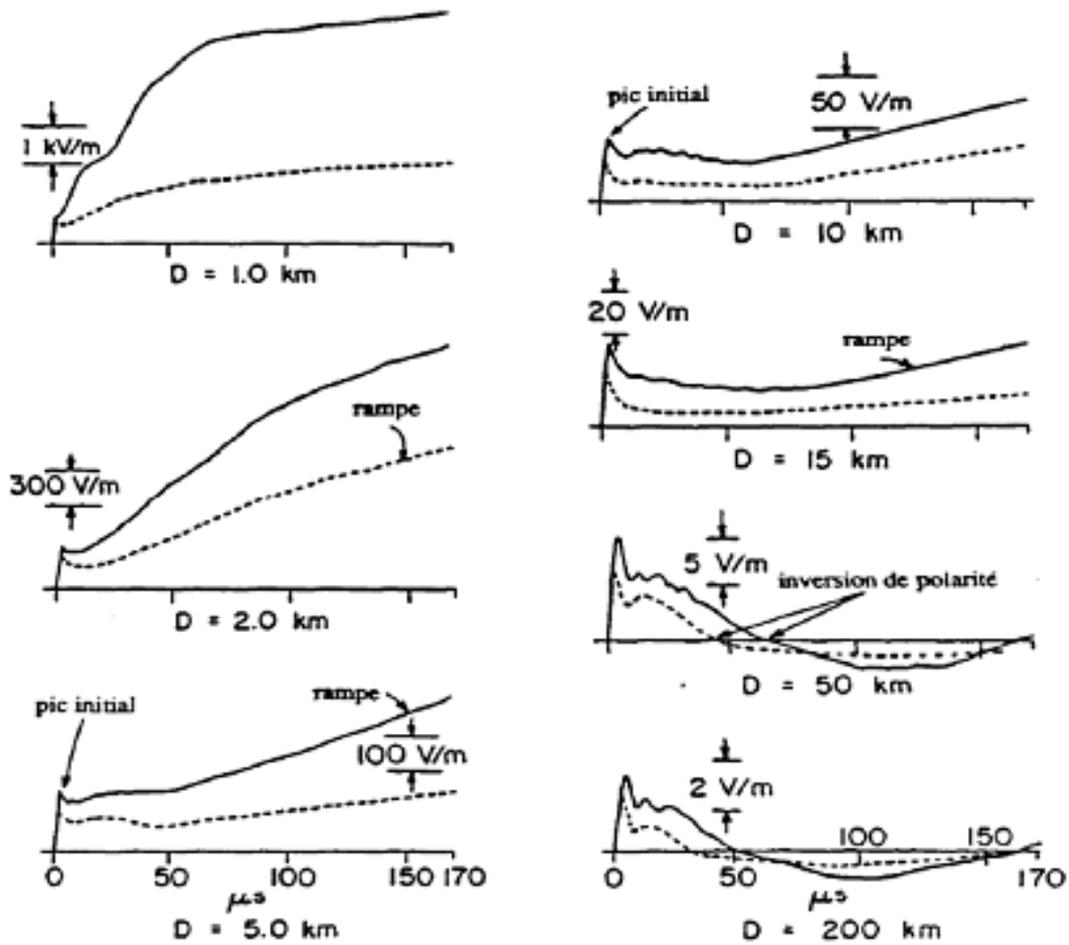
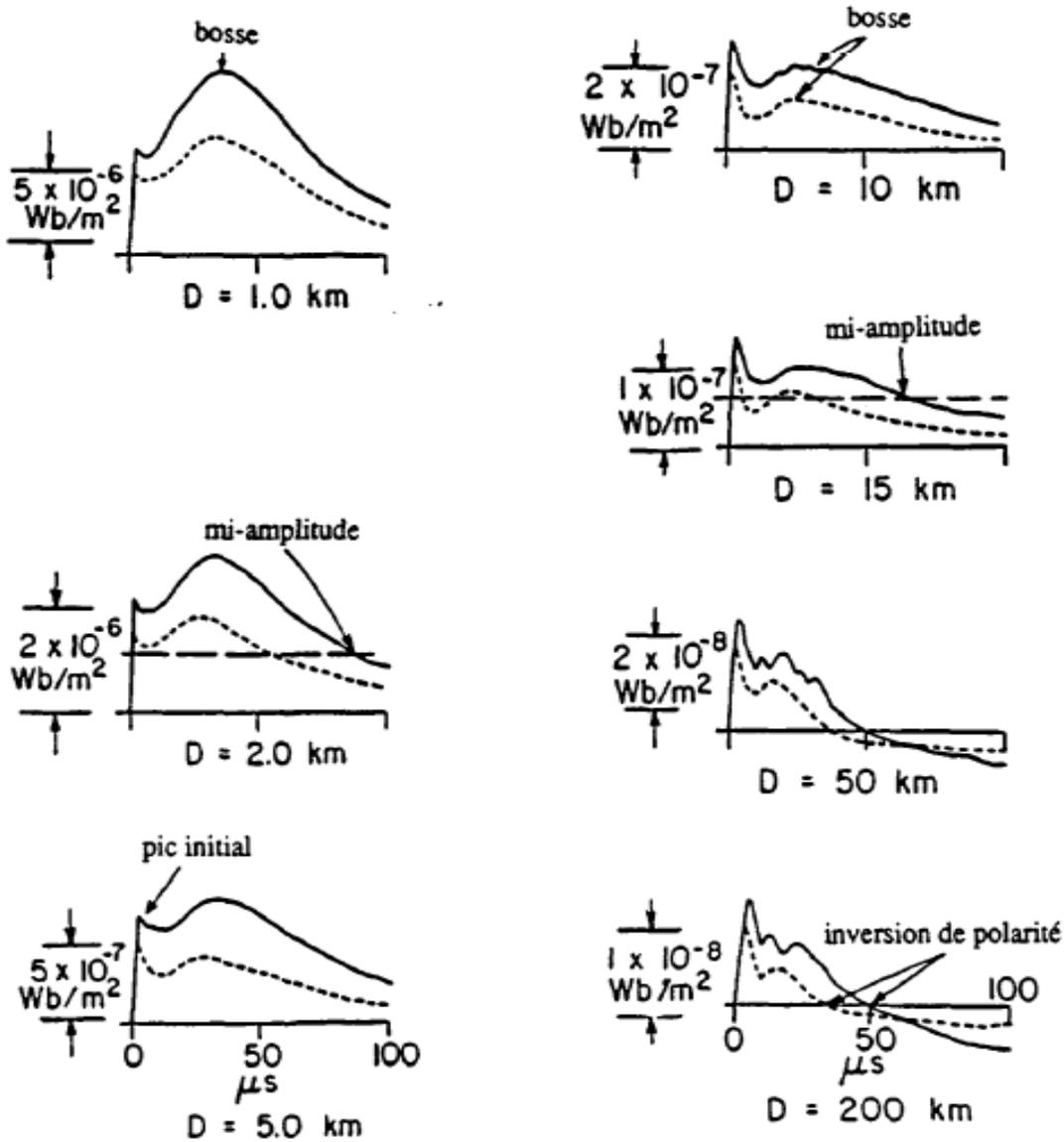


Figure I.15 Champ électrique vertical correspondant au premier arc en retour (trait continu) et à l'arc en retour subséquent (trait pointillé) à des distances variant de 1 Km à 200 km [9].



**Figure I.16 :** Densité du flux magnétique correspondant à un premier arc en retour (trait continu) et à un arc en retour subséquent (pointillés) à des distances variant de 1 Km à 200 Km [9]

Les champs électriques et magnétiques lointains ont essentiellement la même forme d'onde, et présentent une inversion de polarité. Les deux champs sont essentiellement composés de la composante rayonnée des champs totaux, caractérisés par un pic initial suivi par une inversion de polarité à quelques dizaines de microsecondes. En pratique, le temps de montée rapide, observé à toutes les distances, est un paramètre extrêmement important dans l'évaluation du couplage du champ électromagnétique avec une ligne aérienne de transport d'énergie électrique ou avec un câble souterrain.

La valeur moyenne du pic initial du champ électrique, normalisée à 100 Km, est généralement comprise entre 6 et 8 V/m dans le cas du premier arc en retour et entre 4 et 6 V/m pour l'arc en retour subséquent. Ces valeurs peuvent être utilisées comme un indicateur pour la calibration ou pour la sélection des valeurs de seuil dans les mesures du champ électromagnétique [6]. Néanmoins, des facteurs externes, par exemple la conductivité électrique du sol, la présence des tours élevées, peuvent modifier les caractéristiques de ce champ électromagnétique.

D'autres caractéristiques de champs électriques et magnétiques ont été l'objet de beaucoup d'études et de mesures dans plusieurs campagnes expérimentales dans le monde. Par exemple, il a été trouvé que l'instant de changement de polarité du champ électrique et magnétique (Figures I.17 et I.18) change significativement en fonction des conditions météorologiques, environ 50  $\mu$ s pour le premier arc en retour observé dans les mesures faites en Floride et en Suède alors que ce temps vaut 90  $\mu$ s dans les mesures faites en Sri Lanka. Néanmoins, l'arc en retour subséquent présente une valeur moyenne de 40  $\mu$ s dans ces trois régions (Floride, Suède et Sri Lanka) [1].

#### b. Distances inférieures à 1 Km

Les mesures du champ électromagnétique rayonné par la foudre à des distances proches (inférieures à 1 Km) sont faites en utilisant la technique du déclenchement artificiel de la foudre. Les mesures des champs électriques à 30 m et 500 m du canal de foudre. Dans (la figure I.17), on montre une représentation schématique de la campagne expérimentale qui s'est déroulée durant l'été de l'année 1991 à la NASA au Centre Spatial Kennedy (Kennedy Space Center) [13].

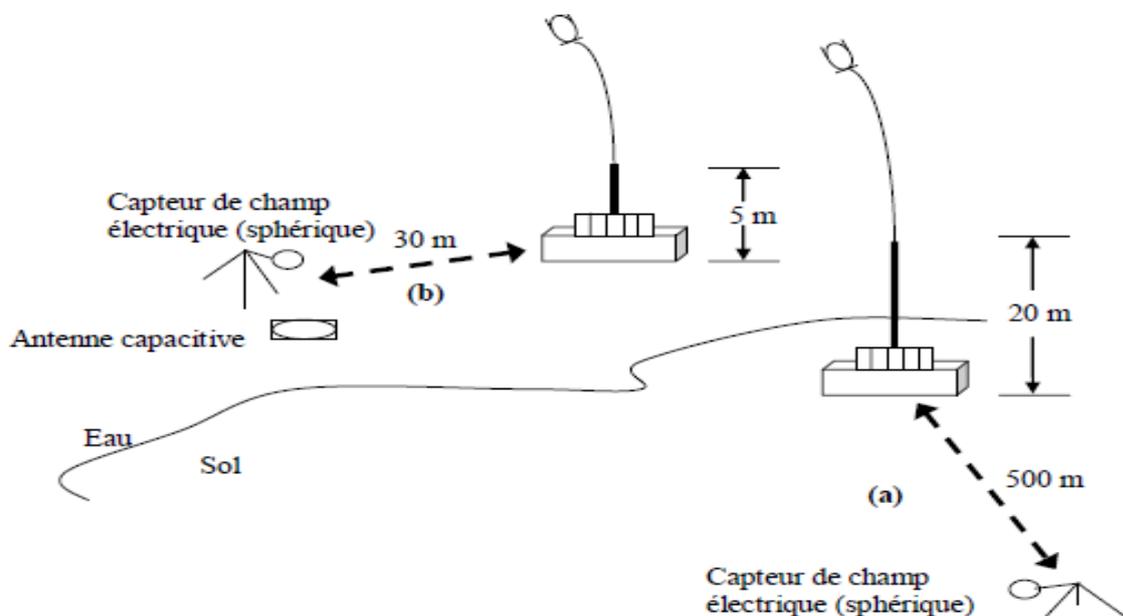
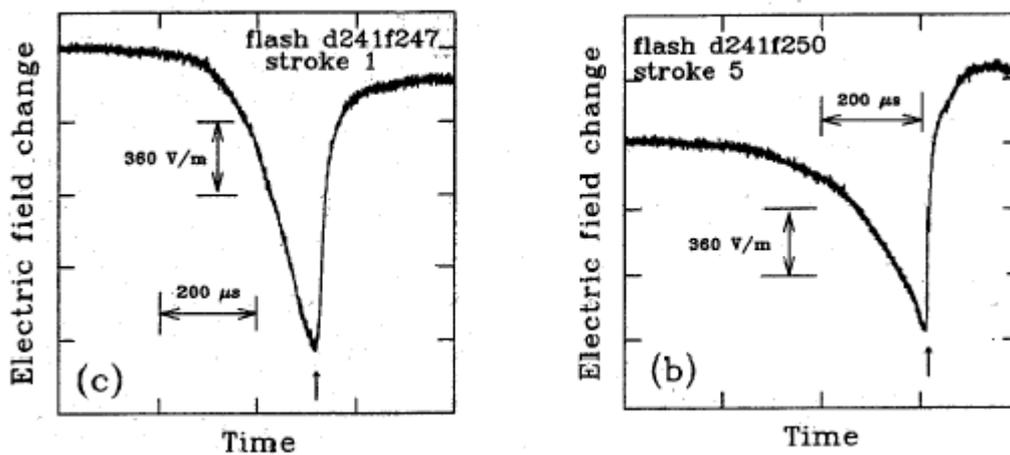


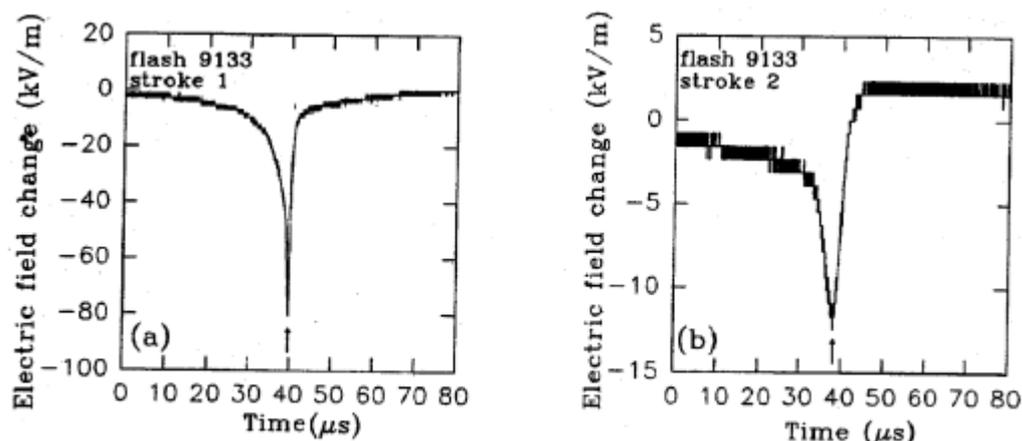
Figure I.17 : Campagne expérimentale de mesure du champ électrique vertical à 500 m et 30m [13]

Rubinstein et al. [13] ont analysé 40 formes d'ondes du champ électrique à 500 m et 8 formes à 30 m. La figure I.17 donne l'allure du champ électrique vertical mesuré à 500 m, correspondant à la phase traceur-arc en retour. La durée de l'onde est de  $800 \mu\text{s}$ . Cette durée s'explique par le fait que l'ionisation du canal de foudre par le traceur modifie sensiblement le champ électrique vertical, avec une augmentation lente de la pente négative de la courbe du champ électrique [6]. Cette caractéristique n'est pas perceptible pour les longues distances, dans lesquelles la progression du traceur reste pratiquement invisible.

Le commencement de la neutralisation des charges dans le canal par l'arc en retour est probablement associé avec le commencement de la progression positive et rapide du champ électrique vertical [14] (Figures I.18 et I.19).



**Figure I.18 :** Champ électrique vertical mesuré à 500 m du point d'impact de la foudre. Les flèches indiquent le commencement de la phase de l'arc en retour [13]



**Figure I.19 :** Champ électrique vertical mesuré à 30 m du point d'impact de la foudre. Les flèches indiquent le commencement de la phase de l'arc en retour [13]

**1.6 Effets de la foudre**

Le courant de la foudre est un phénomène haut fréquence qui va provoquer en plus des effets d'inductions et de surtensions d'autres effets tel que [14]

**➤ Effets thermiques (effet Joule)**

- La fusion des éléments au point d'impact du coup de foudre.
- Ecrasement des câbles à cause de la pression produite par la vaporisation de l'eau dans les sols humides.
- Le risque d'incendie dû à la circulation de courant importante (1KA à 100KA)
- Dissipation de l'énergie sous forme de chaleur.

**➤ Effet mécanique**

Lorsque le courant de la foudre circule dans des conducteurs parallèles, ils provoquent de la force d'attraction ou de répulsion pouvant entraîner des déformations mécaniques et des ruptures.

Dégradation de matériel de façon brutale comme le claquage diélectrique par surtension ou par vieillissement prématuré à cause des contraintes des structures [14].

**➤ Effets électriques**

- Proviennent des très forts potentiels dus à deux causes.
- La circulation du courant de la foudre (1KA à 100KA) ; de loin le plus important [14]. Il est possible de calculer la valeur du courant de la foudre selon la formule suivante :

$$I = k.5 / t_j$$

K coefficient de proportionnalité des métaux conducteur tels que :

K : 300-330 pour le cuivre.

K : 200-230 pour l'aluminium.

K : 115-450 pour l'acier.

T<sub>j</sub> : l'impulsion du courant(s).

-Réduction de la continuité de service par des interruptions longues (cas de destruction du matériel) ou court dysfonctionnement des automatismes de réseau.

-Danger pour hommes et les animaux.

-L'élévation du potentiel de la terre.

**➤ Effets électromagnétiques**

La foudre génération des ondes électromagnétiques à large spectre de fréquence (KHz à MHz) provoque des perturbations radiophoniques [14].

**I.7 Les moyens de protection contre la foudre**

Deux grands types de protection permettent de supprimer ou limiter les surtensions ;

On les appelle IEPF (Installation Extérieure de Protection Foudre) ou protections primaires et IIPF (Installation Intérieure de Protection Foudre) ou protections secondaires [15].

**I.7.1 Les protections primaires**

Leur but est de protéger les installations contre les coups de foudre directs. Ces protections permettent de capter et d'écouler le courant de foudre vers le sol. Le principe est basé sur une zone de protection déterminée par une structure plus haute que les autres. Il en est de même pour tout effet de pointe provoqué par un poteau, un bâtiment ou une structure métallique très haute. Il existe trois grands types de protection primaire [15]:

- le paratonnerre qui est la protection la plus ancienne et la plus connue,
- les fils tendus,
- la cage maillée ou cage de Faraday.

**I.7.2 Les protections secondaires**

La protection des récepteurs électriques contre les surtensions d'origine atmosphérique la plus communément employée est la protection par parafoudre [15].

Le parafoudre est généralement placé entre un conducteur et la terre, et parfois, entre conducteurs actifs.

Sous une tension normale, le parafoudre se comporte pratiquement comme une résistance infinie et le courant qui le traverse est nul ou négligeable (courant de fuite). Par contre, à l'apparition d'une surtension, dès que la tension aux bornes du parafoudre dépasse une certaine limite, le parafoudre devient conducteur, laissant s'écouler un courant, ce qui limite la tension à ses bornes et protège ainsi l'installation et les récepteurs. Pour chaque cas d'utilisation, le parafoudre est choisi principalement en fonction des paramètres suivants :

- la surtension admissible par les appareils à protéger,
- l'intensité du courant que le parafoudre devra supporter pendant la durée de la surtension.

**I.8 Conclusion**

Dans ce chapitre nous avons fait une étude sur le phénomène de foudre, on peut dire que ce phénomène cause un grand danger pour l'homme, les structures et les installations électriques, par effet direct où le coup de foudre frappe directement la victime ou par effet indirect par les rayonnements électromagnétiques. Pour mieux protéger ces systèmes, il est nécessaire de caractériser le champ électromagnétique en vue d'estimer ses effets indirects et ainsi déterminer une coordination correcte de protection.

Nous avons présenté dans la première partie du chapitre une description de la phénoménologie de la foudre commençant par le mécanisme de la formation de l'orage, l'électrisation du nuage orageux pour donner enfin les différentes catégories d'un coup de foudre selon Berger et al. Ensuite dans la deuxième partie on a parlé des observations expérimentales des courants de foudre et du champ électromagnétique rayonné par la foudre à différentes distances du point d'impact au sol, pour terminer avec les moyens de protection contre la foudre afin de protéger l'homme et les installations contre les dangers liés à ce phénomène aléatoire et imprévisible.

Dans le chapitre suivant nous allons présenter la modélisation du courant de l'arc en retour et le champ électromagnétique associé générés par l'interaction foudre- objet élevé à savoir deux exemples de tours, tour CN au Canada et tour Peissenberg en Allemagne .

## **Chapitre II**

### **II.1 Introduction**

L'interaction de la foudre avec des objets élevés a récemment attiré une attention considérable de beaucoup de chercheurs, principalement parce que les données du courant de foudre sont souvent rassemblées au moyen d'instruments installés sur des tours.

Ce chapitre a pour but la modélisation du courant d'arc en retour de la foudre en présence d'un objet élevé. Pour atteindre cet objectif, nous avons utilisé la méthode FDTD en 2D.

### **II.2 Modélisation du courant de l'arc en retour qui tombe sur un objet élevé**

Tout d'abord nous allons définir et classifier les modèles de l'arc en retour pour le cas d'un coup de foudre initié au sol pour arriver aux modèles de l'arc en retour en présence d'un objet élevée.

#### **II.2.1 Classification des modèles de l'arc en retour sans la présence de l'objet élevé**

Ces modèles ont fait l'objet de plusieurs revues ces dernières années. Ainsi, dans la référence, les modèles de l'arc en retour sont classés en quatre catégories [16].

##### **1. Modèles physiques :**

Se basent sur les études faites dans les laboratoires de recherche sur les décharges électriques depuis une cinquantaine d'années, leurs applications sur le mécanisme de la foudre se distinguent d'être, du point de vue conceptuel, comme les modèles les plus complets et les plus performants. Ils sont basés sur une approche physico-chimique décrivant l'évolution d'une décharge électrique dans un plasma contenu dans un volume cylindrique. En faisant intervenir ainsi, les équations de conservation de masse et d'énergie, les équations d'état et les équations de Maxwell.

Cependant, en dépit de leur rigueur théorique, ces modèles n'ont jamais donné une entière satisfaction de point de vue prédiction des champs électromagnétiques rayonnés [16] [1].

De plus ils sont connus pour être des modèles lourds, car ils nécessitent une connaissance des différents phénomènes physiques difficiles à déterminer avec précision tels que les coefficients d'ionisation et de recombinaison de l'air, les propriétés thermodynamiques du canal, les conductivités thermiques et électriques du canal, ...etc.

## **2. Modèles électromagnétiques**

Modèles électromagnétiques ont été largement utilisés par les chercheurs de foudre pour enquêter sur coups de foudre à de grandes structures. Un modèle-Theory type d'antenne a été proposée par Podgorski et Landt en 1985 et elle a été appliquée pour analyser les impacts de foudre à la Tour CN. Dans les modèles AT-type (par exemple), l'objet de grève élevée est représenté à l'aide des fils minces et le sol est généralement supposé être parfaitement conducteur [17].

Très récemment, la conductivité du sol fini et la structure de mise à la terre enterrée de la tour ont été inclus dans l'analyse. Le canal de retour AVC foudre est modélisé comme une antenne filaire verticale et le retour du courant-temps la foudre est injecté par une source de tension à la pointe de la tour. La distribution de courant le long du canal et le long de la tour se trouve en résolvant une équation intégrale du champ électrique [17].

## **3. Modèles «RLC » ou « modèles des lignes de transmission » :**

La décharge de foudre est représentée comme un processus transitoire sur une ligne de transmission caractérisée par une résistance, une inductance et une capacité, tous par unité de longueur. Ce type de modèles est utilisé pour déterminer le courant de foudre en fonction du temps et de la hauteur et par la suite le calcul du champ électromagnétique rayonné [16].

## **4. Modèles d'ingénieur :**

Ce sont les modèles les plus utilisés par la communauté scientifique. Dans ces derniers, la distribution spatio-temporelle du courant de foudre est basée sur les observations expérimentales des caractéristiques de l'arc en retour comme le courant à la base du canal, la vitesse de l'arc en retour et la luminosité. Ces modèles sont connus par leur simplicité, l'aspect physique de l'arc en retour n'est pas pris en compte, l'objectif de l'utilisation de ces modèles est de reproduire le plus fidèlement possible les courbes expérimentales du champ électromagnétique pour des distances allant de quelques dizaines de mètres à quelques centaines de kilomètres [16].

### **4.1 Modèle de Bruce et Golde- BG**

Il s'agit de l'un des premiers modèles dans le genre et probablement le plus simple. Il a été développé par Bruce et Golde en 1945. Selon ce modèle, le courant  $i(z', t)$ , à des hauteurs inférieures au front de l'arc en retour, est égalé au courant à la

## Chapitre II: modélisation du champ électromagnétique généré par l'interaction d'un coup de foudre avec un objet élevé

base du canal, à des hauteurs supérieures au front de l'arc en retour, le courant est nul. Mathématiquement, il est décrit comme suit [18] [3] [1]:

$$\begin{aligned} i(z', t) &= i(0, t) & z' \leq v_f t \\ i(z', t) &= 0 & z' > v_f t \end{aligned} \quad (\text{II.1})$$

Où :

$v_f$ : est la vitesse du front de l'arc en retour.

$Z'$  : un point du canal de foudre.

$t$  : le temps.

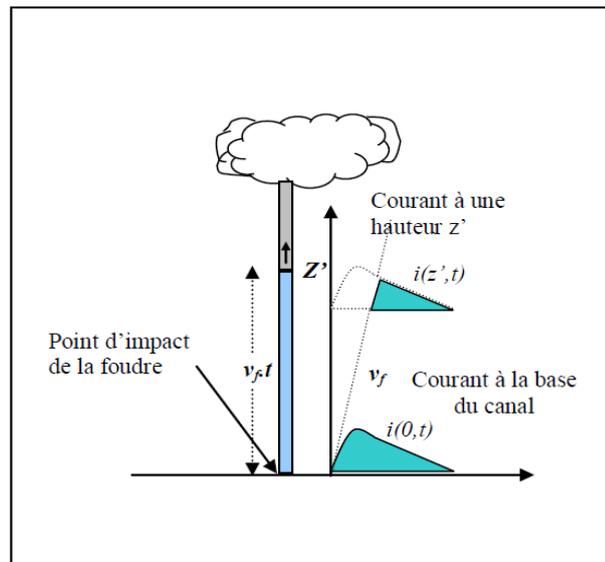
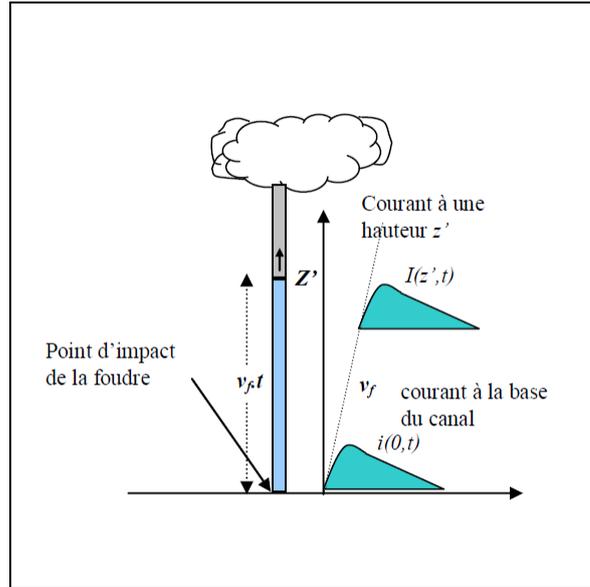


Figure II.1 : Représentation schématique du modèle BG [18]

On note que ce modèle stipule que le courant se propage le long du canal modélisé comme une antenne verticale de très faible section sans atténuation et sans introduire la notion du retard.

### 4.2 Modèle : Ligne de transmission (TL)

Ce modèle proposé par Uman et McLain, assimile le canal foudre à une ligne de transmission verticale sans pertes. Le courant de foudre se propage donc vers le haut du canal avec une vitesse constante  $v$  sans subir de déformation (Figure II-2) [18].



**Figure II.2 :** Représentation schématique du modèle TL[18]

Mathématiquement, le courant à une altitude  $z'$  est décrit par les relations :

$$\begin{cases} i(z', t) = i\left(0, t - \frac{z'}{v_f}\right) & z' \leq v_f t \\ i(z', t) = 0 & z' > v_f t \end{cases} \quad (\text{II.2})$$

Le modelé TL n'est pas en accord avec les observations expérimentales. En effet, il ne prend pas en compte les distorsions et affaiblissements du courant de foudre le long du canal. De plus, ce modelé ne permet pas l'intégration des variations de la vitesse de propagation le long du canal.

### 4.3 Modèle de ligne de transmission modifiée (MTL)

Différents auteurs ont proposé deux modelés complémentaires bases sur le modelé TL, permettant de prendre en compte les pertes le long du canal [18].

#### a) Modèle de la ligne de transmission modifié avec décroissance exponentielle-MTLE

$$\begin{cases} i(z', t) = \exp\left(\frac{z'}{\lambda}\right) i\left(0, t - \frac{z'}{v}\right) & z' \leq v \cdot t \\ i(z', t) = 0 & z' > v \cdot t \end{cases} \quad (\text{II.3})$$

## Chapitre II: modélisation du champ électromagnétique généré par l'interaction d'un coup de foudre avec un objet élevé

---

Le facteur  $\lambda$  est la constante de décroissance introduite pour tenir compte de l'effet de charges stockées dans le leader qui sont neutralisées durant la phase de l'arc en retour. Sa valeur typique est de l'ordre de 1.5 à 2 km [1] [18].

### b- Modèle de ligne de transmission modifié avec une décroissance linéaire

#### "Modified Transmission Line with Linear decay" (MTLL)

Dans le modèle MTLL proposé par Rakov et Dulzon, l'amplitude du courant décroît linéairement lors de sa propagation dans le canal il est décrit par [18] :

$$\begin{cases} i(z', t) = \left(1 - \frac{z'}{H}\right) i\left(0, t - \frac{z'}{v}\right) & z' \leq v \cdot t \\ i(z', t) = 0 & z' > v \cdot t \end{cases} \quad (\text{II.4})$$

Où :

H : la longueur total du canal de foudre.

#### 4.4 Modèle de la source de courant mobile -TCS

Selon ce modèle, proposé par *Heidler* en 1985, les charges du traceur sont instantanément neutralisées à l'arrivée du front de l'arc en retour. Une source de courant, associée au front de l'arc en retour, parcourt le canal du sol au nuage, à la vitesse  $v_f$ . Le courant injecté par cette source à la hauteur  $z'$  est supposé se propager dans le sens inverse à la vitesse de la lumière  $c$ , il atteint la base du canal avec un retard égal à  $z'/c$ . La formulation spatio-temporelle du courant de foudre, selon ce modèle, s'écrit [1] :

$$\begin{cases} i(z', t) = i\left(0, t + \frac{z'}{c}\right) & z' \leq v_f t \\ i(z', t) = 0 & z' > v_f t \end{cases} \quad (\text{II.5})$$

Rakov dans [19] a présenté les modèles d'ingénieur décrit précédemment suivant une équation généralisée de la distribution de courant dans le canal, elle est définie comme suit :

$$I(z', t) = u\left(t - \frac{z'}{v_f}\right) P(z') i\left(0, t - \frac{z'}{v}\right) \quad (\text{II.6})$$

Où :

$$U(x) = \begin{cases} 1 & x \geq 0 \\ 0 & \text{ailleurs.} \end{cases}$$

## Chapitre II: modélisation du champ électromagnétique généré par l'interaction d'un coup de foudre avec un objet élevé

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

$P(z')$  : le facteur d'atténuation d'écrit dans les modèles MTLE et MTLL.

$v_f$  : la vitesse du front.

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

$c$  : la vitesse de la lumière.

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

Le **tableau II.1** est le résumé des modèles d'ingénieurs décrits précédemment

**Tableau II.1**  $P(z)$  et  $v$  pour les cinq modèles d'ingénieur [20].

Le modèle	$P(z')$	$V$
TL	1	$v_f$
MTLE	$1e^{-z'/\lambda}$	$v_f$
MTLL	$1-z'/H$	$v_f$
BG	1	$\infty$
TCS	1	$-c$

### II.2.2 Distribution du courant dans la tour et dans le canal de la foudre

Pour analyser l'interaction de la foudre avec les objets élevée (la tour), les modèles d'ingénieur utilisés pour la modélisation du courant de l'arc en retour initié du sol ont été modifiés pour tenir compte de la présence des objets élevés. Dans ces modèles, il est supposé que l'impulsion du courant  $i_0(t)$  est injectée dans le canal de la foudre et la tour au même instant. Depuis le point de connexion de la foudre avec la tour : une onde ascendante se propage le long de la foudre avec une vitesse  $v$ , du courant de l'arc en retour, et l'autre onde descendante ce propage avec la vitesse  $c$  de la lumière figure (II.3) le long de la tour. Cette dernière est considérée comme étant une ligne de transmission homogène sans pertes et de longueur  $h$ . Elle est caractérisée par son impédance caractéristique  $z_t$  et possède deux coefficients de réflexion du courant de aux deux extrémités de la tour, ( $\rho_t$  au sommet de la tour,  $\rho_g$  au bas de la tour). Il existe deux représentations du courant de l'arc en retour pour les modèles d'ingénieurs avec la présence de la tour [20].

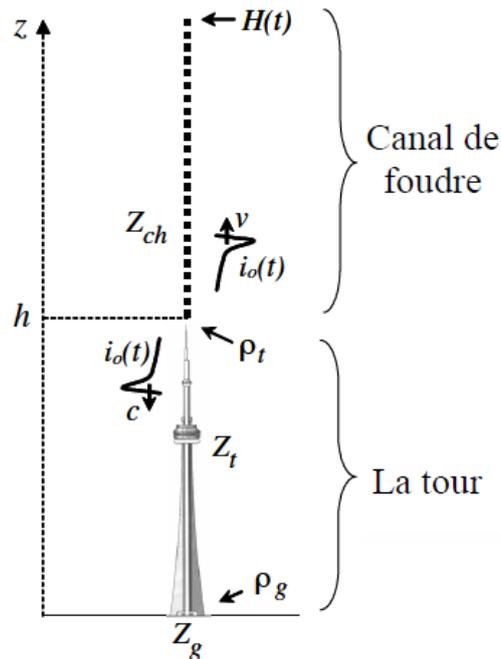


Figure II.3 : Propagation du courant le long de la tour et le long du canal de foudre [20]

La figure II.4 représente le courant 'non contaminé'

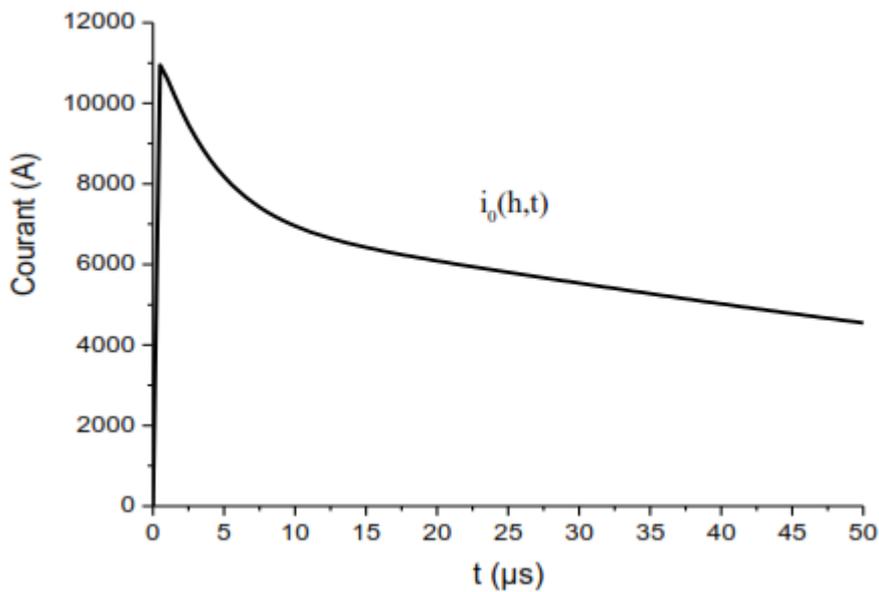


Figure II.4 Courant non contaminé

Ce courant, modélisé par *Nucci et al.* Comme la somme d'une fonction d'Heidler et une fonction exponentielle (équation II.3), est caractérisé par un pic de 11 kA et un pic de la dérivée d'environ 105 kA/μs. Les paramètres

### II.2.2.1 Modèle de Rachidi et al

En 2002, Les modèles d'ingénieur initialement proposés dans le cas d'un arc en retour initié du sol ont été récemment modifiés par Rachidi et al. Pour prendre en compte le cas d'un arc en retour initié à partir du sommet d'une tour. Rachidi et al ont présenté le canal par une source distribuée. La distribution du courant le long de la tour ( $0 \leq Z' \leq h$ ) et le long du canal de foudre ( $z' \geq h$ ) (figure II.3) est représentée par les équations suivantes [17] :

Pour ( $0 \leq Z' \leq h$ )

$$i(z', t) = (1 - \rho_t) \sum_{n=0}^{\infty} \left[ \begin{array}{l} \rho_t^n \rho_g^n i_0 \left( h, t - \frac{h-z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) + \\ \rho_t^n \rho_g^{n+1} i_0 \left( h, t - \frac{h+z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \end{array} \right] u \left( t - \frac{h+z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \quad (\text{II.7})$$

Et pour ( $z' \geq h$ )

$$i(z', t) = \left[ \begin{array}{l} p(z'-h) i_0 \left( h, t - \frac{z'-h}{v^*} \right) - \rho_t i_0 \left( h, t - \frac{z'-h}{c} \right) \\ + (1 - \rho_t)(1 + \rho_t) \sum_{n=0}^{\infty} \rho_g^{n+1} \rho_t^n i_0 \left( h, t - \frac{h+z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \end{array} \right] u \left( t - \frac{z'-h}{v} \right) \quad (\text{II.8})$$

$h$  : est la hauteur de la tour

$\rho_t, \rho_g$  : sont respectivement les coefficients du courant au sommet et la base de la tour

$$\rho_g = \frac{Z_t - Zg}{Z_t - Zg} \quad \rho_t = \frac{Z_t - Zch}{Z_t - Zch}$$

$c$  : est la vitesse de la lumière.

$v$ : est la vitesse de front d'arc en retour.

$v^*$  : est la vitesse de propagation de l'onde du courant.

$P(z')$  : est un facteur d'atténuation du courant.

$U(t)$  : est une fonction unité.

$n$  : représente le nombre de réflexion aux deux extrémités de la tour.

Ces deux équations (II.7 et II.8) sont basées sur le concept du courant « non contaminé »  $i_0(t)$ , représente le courant idéal qui serait mesuré au sommet de la tour si les coefficients de réflexion a ses deux extrémités sont nuls. Les expressions de  $P(z')$  et  $v'$  pour les modèles de l'ingénieur les plus utilisés sont exprimés au tableau II.1 [17].

### II.2.2.2 Modèle de Baba et Rakov

En 2005, Baba et Rakov ont proposé une autre approche basée sur l'utilisation d'une série de sources de tension dans la jonction tour-canal. Ils ont montré qu'une telle représentation est équivalente à celle de Rachidi et al. Dans leur représentation, Baba et Rakov ont exprimé la distribution du courant le long de la tour et le long du canal de foudre en termes de courant de court-circuit  $i_{sc}(t)$ , qui est relié au courant « non contaminé » par [17] :

$$i_{sc}(t) = 2i_0(t) \quad (\text{II.9})$$

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

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

$$i(z', t) = \frac{1 - \rho_t}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \left[ \begin{array}{l} \rho_g^n \rho_t^n i_{sc} \left( h, t - \frac{h - z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \\ + \rho_g^{n+1} \rho_t^n i_{sc} \left( h, t - \frac{h + z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \end{array} \right] \quad (\text{II.10})$$

Et pour ( $z' \geq h$ ) :

$$i(z', t) = \frac{1 - \rho_t}{2} \left[ \begin{array}{l} i_{sc} \left( h, t - \frac{z' - h}{v} \right) \\ + \sum_{n=1}^{\infty} \rho_g^n \rho_t^{n-1} (1 + \rho_t) i_{sc} \left( h, t - \frac{z' - h}{v} - \frac{2nh}{c} \right) \end{array} \right] \quad (\text{II.11})$$

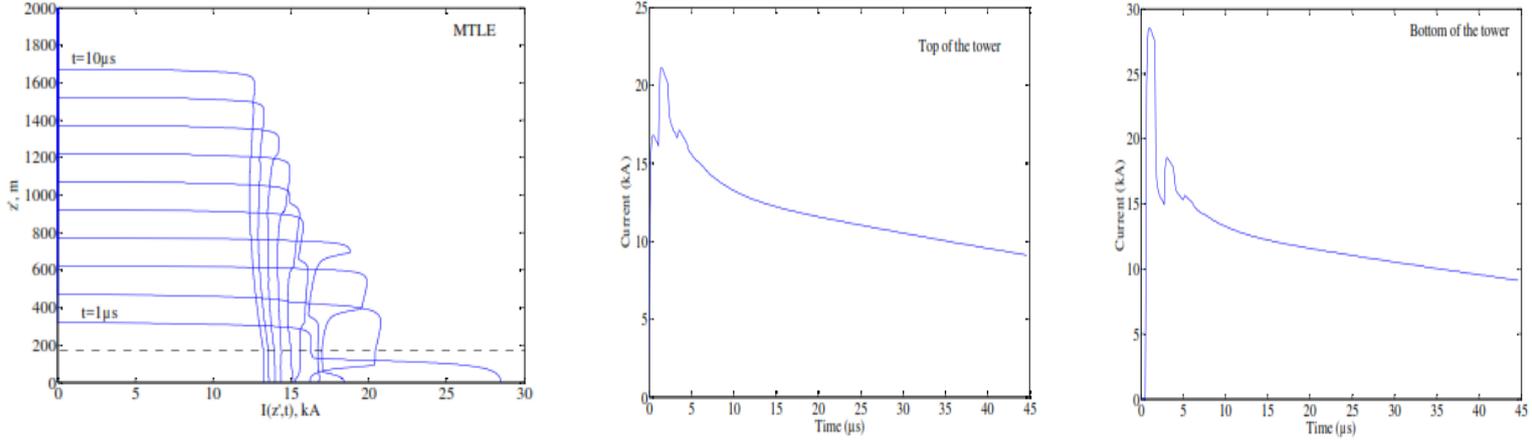
Ces deux équations montrent que des ondes de courant d'une même amplitude  $(1 - \rho_t) I_{sc}(h, t)/2$ , sont initialement injectées, simultanément, dans le canal de foudre et dans la tour [17].

On note que ces deux équations sont identiques aux équations (II.7) et (II.8) écrites en terme du courant « non contaminé »,  $i_0(h, t) = i_{sc}(h, t)/2$ .

## Chapitre II: modélisation du champ électromagnétique généré par l'interaction d'un coup de foudre avec un objet élevé

### II.2.2.3 Modèle turn on term

En utilisant les équations (II.7) et (II.8), la distribution spatio-temporelle du courant le long de la tour et le long du canal de foudre peut être calculée, cette distribution à présenter une discontinuité, pour remédier les chercheurs on ajouter un terme ditionnel appelé turnon term dans les équations du champ électromagnétique.



**Figure II.5** Distribution spatio-temporelle du courant le long de la tour et le long du canal de foudre modèle MTLE ; Courant au sommet Courant et à la base de la tour de la tour Peissenberg de 168m[17]

#### II.2.2.3.1 Formulation de turn on term

$$dE_z(r, z, z', t) = \frac{dz'}{4\pi\epsilon_0} \left[ \left( \frac{2(z-z')^2 - r^2}{R^5} \int_{R/c}^{\tau} i(z', t - R/c) d\tau \right) + \left( \frac{2(z-z')^2 - r^2}{cR^4} i(z', t - R/c) \right) - \frac{r^2}{c^2 R^5} \frac{\partial(z', t - R/c)}{\partial t} \right] \quad (\text{II.12})$$

$$dE_r(r, z, z', t) = \frac{dz'}{4\pi\epsilon_0} \left[ \left( \frac{3r(z-z')}{R^5} \int_{R/c}^{\tau} i(z', t - R/c) d\tau \right) + \left( \frac{3r(z-z')}{cR^4} i(z', t - R/c) \right) + \frac{r(z-z')}{c^2 R^5} \frac{\partial(z', t - R/c)}{\partial t} \right] \quad (\text{II.13})$$

$$dH_\phi(r, z, z', t) = \frac{dz'}{4\pi} \left[ \left( \frac{r}{R^5} i(z', t - R/c) \right) + \left( \frac{r}{cR^2} \frac{\partial(z', t - R/c)}{\partial t} \right) \right] \quad (\text{II.14})$$

$$i(0, t) = \left( \frac{I_{01}}{\eta} \right) \frac{(t/\tau_{11})^{N_1}}{1 + (t/\tau_{11})^{N_1}} e^{(-t/\tau_{21})} + \frac{I_{02}}{\eta} \frac{(t/\tau_{12})^{N_2}}{1 + (t/\tau_{12})^{N_2}} e^{(-t/\tau_{22})} \quad (\text{II.15})$$

**Tableau II.2** : Les paramètres des deux fonctions Heidler utilisés pour reproduire les ondes de courant canal à base intacte (adapté de [Rachidi, et al., 2001]).[21]

	I01(KA)	$\eta$ 1	$\tau$ 11	$\tau$ 21	N1	I01(KA)	$\eta$ 2	$\tau$ 12	$\tau$ 22	N2
Coup de foudre lent	28	0.823	1.8	9.5	2	-	-	-	-	-
Coup de foudre rapide	10.7	0.639	0.25	2.5	2	6.5	0.876	2	230	2

### II.2.2.3.2 Formule mathématique du turn on term

$$\int_H f(z', z, r) \frac{\partial i(z', t - R/c)}{\partial t} dz'$$

$$f(z', z, r) = r^2 / c^2 R^3 = r(z - z') / c^2 R^3 = r / cR^2$$

$$t = \frac{H - h}{v} + \frac{\sqrt{r^2 + (H - z)^2}}{c} \quad (\text{II.16})$$

$$I_{\text{front}}(H) = \left[ p(H - h) i_0 \left( h, \frac{H - h}{v} + \frac{\sqrt{r^2 + (H - z)^2}}{c} - \frac{H - h}{v^*} \right) - \rho_t i_0 \left( h, \frac{H - h}{v} + \frac{\sqrt{r^2 + (H - z)^2}}{c} - \frac{H - h}{c} \right) \right] \quad (\text{II.17})$$

$$+ (1 - \rho_t)(1 + \rho_t) \sum_{n=0}^{\infty} \rho_t^n \rho_g^{n+1} i \left( h, \frac{H - h}{v} + \frac{\sqrt{r^2 + (H - z)^2}}{c} - \frac{H - h}{c} - \frac{2nh}{c} \right)$$

### II.2.2.4 Hybrid électromagnétique Modèle Circuit (HECM)

Le soi-disant modèle hybride Circuit électromagnétique (HECM) (par exemple est une combinaison de modèles de la théorie électromagnétique et circuits. Dans ce modèle, le champ électrique et le champ magnétique prennent en compte le couplage électromagnétique sont représenté en termes de quantités de circuits, les tensions et les courants respectivement [17].

## II.3 Méthode FDTD :

### II.3.1 Equations de base

La méthode FDTD est basée sur la formulation standard des équations de Maxwell (II.18) et (II.19)

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (\text{II.18})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \sigma \vec{E} + \varepsilon \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} \quad (\text{II.19})$$

Où  $E$  est le champ électrique,  $H$  le champ magnétique,  $\mu$ ,  $\sigma$  et  $\varepsilon$  sont respectivement, la perméabilité magnétique, la conductivité électrique et la permittivité diélectrique du milieu considéré (l'air ou le sol) [1].

## Chapitre II: modélisation du champ électromagnétique généré par l'interaction d'un coup de foudre avec un objet élevé

La double discrétisation spatiale et temporelle par les différences finies, appliquée aux équations de Maxwell, a été décrite de manière originale par Yee en 1966. La discrétisation des opérateurs de dérivation utilise un schéma centré des différences finies, avec une formulation dont l'erreur est du second ordre pour chaque pas de discrétisation (en d'autre terme : la diminution de moitié du pas de discrétisation réduit de 25% les erreurs d'évaluation des opérateurs de dérivation). Les figures II.6 et II.7 présentent respectivement la discrétisation temporelle dont le modèle utilisé est dit « Leap Frog » et la discrétisation spatiale appliquée à une seule grille d'un domaine en trois dimensions [1].

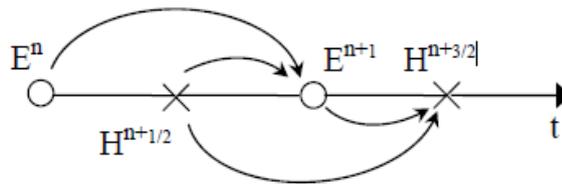
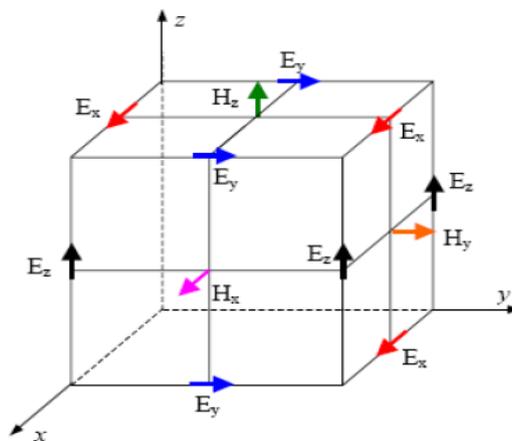
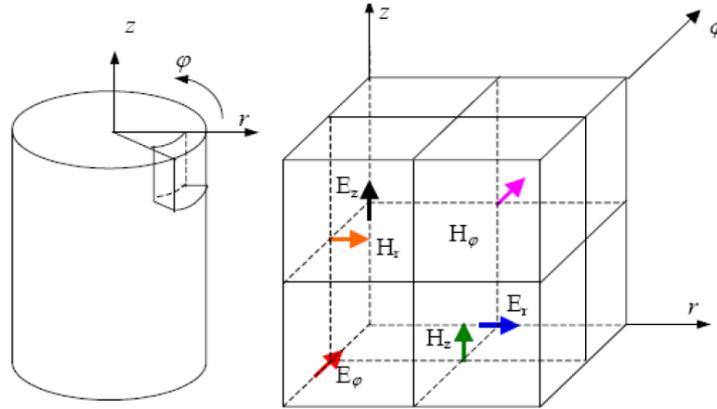


Figure II. 6: Principe de discrétisation temporelle [1]



(a) Coordonnées cartésiennes



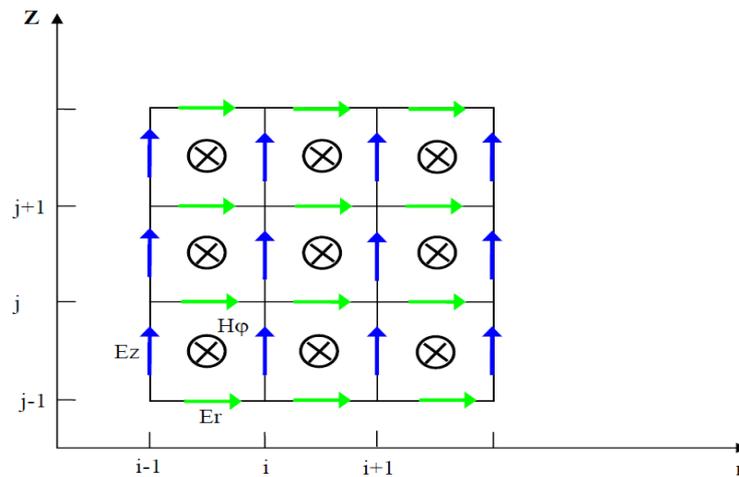
*(b) Coordonnées cylindriques*

**Figure II.7 :** Maillage spatial 3D en différences finies- modèle de Yee [1]

On remarque dans les figures II.6 et II.7 le décalage d'un demi-pas spatial et temporel, entre les composantes du champ électrique  $E$  et celles du champ magnétique  $\vec{H}$ , inhérent à l'approximation des opérateurs de dérivation par le schéma centré des différences finies.

Le champ électrique à l'instant "n+1" est calculé en fonction du champ électrique à l'instant "n", c'est à dire, la valeur obtenue dans le pas temporel précédent, et la valeur du champ magnétique à l'instant "n+1/2".

Pour l'analyse du champ électromagnétique rayonné par la foudre, on peut adopter un domaine de calcul à deux dimensions (2D) avec un système à coordonnées cylindriques (Figure II.8).



**Figure II. 8** Domaine de calcul à deux dimensions (2D) avec un système à coordonnées cylindriques [1]

Les équations (II.18) et (II.19) peuvent être écrites sous la forme suivante:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_\varphi}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[ \frac{\partial E_z}{\partial r} - \frac{\partial E_r}{\partial z} \right] \\ \sigma E_r + \varepsilon \frac{\partial E_r}{\partial t} = - \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} \\ \sigma E_z + \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_\varphi) \end{array} \right. \quad (\text{II.20})$$

La résolution de ce système d'équations est obtenue en mettant en œuvre l'approche FDTD.

Tout d'abord, on définit chaque fonction spatio-temporelle  $f$  évaluée en chaque point de l'espace et à chaque instant comme :  $f(i\Delta_r, j\Delta_z, n\Delta t) = f^n(i, j)$

Où  $\Delta_r$  et  $\Delta_z$  représentent les pas spatiaux, respectivement dans les deux directions : radiale et verticale.

$\Delta_t$  est le pas temporel de propagation,

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

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

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial f(r, z, t)}{\partial r} \right|_{r=i\Delta_r} &= \frac{f^n(i + \frac{1}{2}, j) - f^n(i - \frac{1}{2}, j)}{\Delta_r} \\ \left. \frac{\partial f(r, z, t)}{\partial z} \right|_{z=j\Delta_z} &= \frac{f^n(i, j + \frac{1}{2}) - f^n(i, j - \frac{1}{2})}{\Delta z} \\ \left. \frac{\partial f(r, z, t)}{\partial t} \right|_{t=n\Delta t} &= \frac{f^{n+\frac{1}{2}}(i, j) - f^{n-\frac{1}{2}}(i, j)}{\Delta t} \end{aligned} \quad (\text{II.21})$$

A partir des équations aux dérivées partielles du système (II.21) et en utilisant les équations (II.22.23)-(II.24) on obtient les composantes du champ électromagnétique rayonné par la foudre qui s'écrivent [1] :

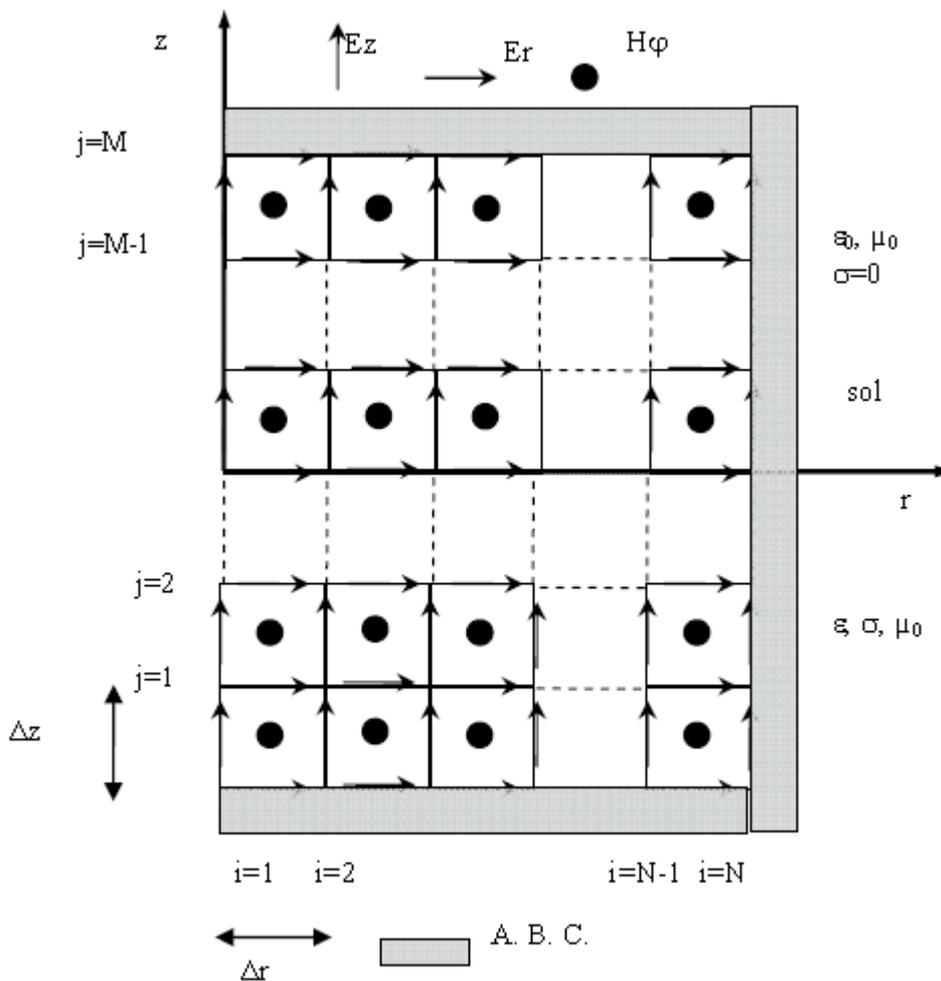
$$E_z^{n+1}\left(i, j + \frac{1}{2}\right) = \frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} E_z^n\left(i, j + \frac{1}{2}\right) + \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)r_i\Delta_r} \left[ \begin{array}{l} r_{i+(1/2)} H_\phi^{n+(1/2)}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) - \\ r_{i-(1/2)} H_\phi^{n+(1/2)}\left(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) \end{array} \right] \quad (\text{II.22.23})$$

$$E_r^{n+1}\left(i + \frac{1}{2}, j\right) = \frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} E_r^n\left(i + \frac{1}{2}, j\right) - \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)\Delta z} \left[ \begin{array}{l} H_\phi^{n+(1/2)}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) - \\ H_\phi^{n+(1/2)}\left(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}\right) \end{array} \right]$$

$$H_\phi^{n+(1/2)}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) = H_\phi^{n-(1/2)}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) + \frac{\Delta t}{\mu\Delta r} \left[ E_z^n(i+1, j+1/2) - E_z^n(i, j+1/2) \right] - \frac{\Delta t}{\mu\Delta z} \left[ E_r^n(i+1/2, j+1) - E_r^n(i+1/2, j) \right] \quad (\text{II.24})$$

### II.3.2 Conditions aux limites absorbantes

Lorsque les équations du champ électromagnétique sont résolues dans le domaine temporel en utilisant des méthodes aux différences finies dans un espace non borné, il doit y avoir une méthode limitant le domaine dans lequel le champ est calculé. Ceci est réalisé en employant des conditions aux limites absorbantes (Absorbing Boundary Conditions : ABC) aux frontières artificielles du domaine pour simuler l'espace non borné (Figure II.9) [1].



**Figure II.9 :** Maillage 2D-FDTD (coordonnées cylindriques)

#### II.4 Conclusion

Ce chapitre est consacré à la modélisation du champ électromagnétique généré par l'interaction d'un coup de foudre avec un objet élevé. Dans cette étude nous avons présenté une brève étude sur la modélisation de courant de l'arc en retour avec les modèles d'ingénieur et la méthode FDTD. Pour l'obtention des données expérimentales des courants de foudre, pour les différents types de tour.

## **Chapitre III**

### III.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons vu la modélisation du champ électromagnétique de la foudre en présence d'une tour élevée, ainsi les concepts de base de la méthode FDTD dans le domaine temporel.

Dans ce chapitre, nous allons voir l'effet des caractéristiques de la tour sur le champ électromagnétique rayonné par la foudre, à savoir la hauteur et les coefficients de réflexion. Nous allons appliquer le modèle FDTD 2D pour calculer le champ électromagnétique rayonné associé, nous allons présenter dans la première partie la géométrie du problème et la configuration utilisée pour la modélisation, cette configuration se présentera sur le choix de deux tours Peissenberg de hauteur 168m et la tour CN de hauteur 553m. Pour présenter la distribution du courant le long de la tour, Nous utiliserons le modèle de *Baba et Rakov*. On présentera dans la dernière partie de ce chapitre nos résultats de simulation et notre conclusion.

### III.2 Calcul numérique

Pour calculer le champ électromagnétique de la foudre qui tombe sur un objet élevée on a appliqué la méthode FDTD en 2D dont les principes de base ont été discutés dans le deuxième chapitre.

En premier lieu, nous désignerons la géométrie du problème, les conditions aux limites, dimensions des cellules, le pas temporel, les paramètres du courants de foudre ....

En second, nous choisirons le modèle d'ingénieur qui prendra en considération la tour instrumentée.

#### III.2.1 Géométrie du problème

La Figure III.1. La figure III.2 présente la structure géométrique et le domaine d'étude.

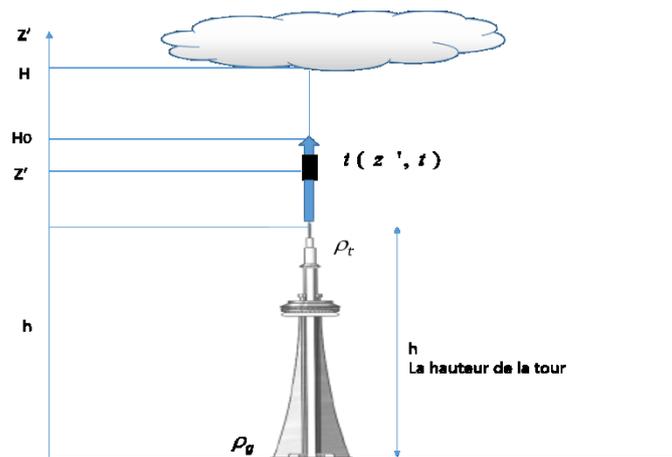


Figure III.1 présentation de la structure géométrique

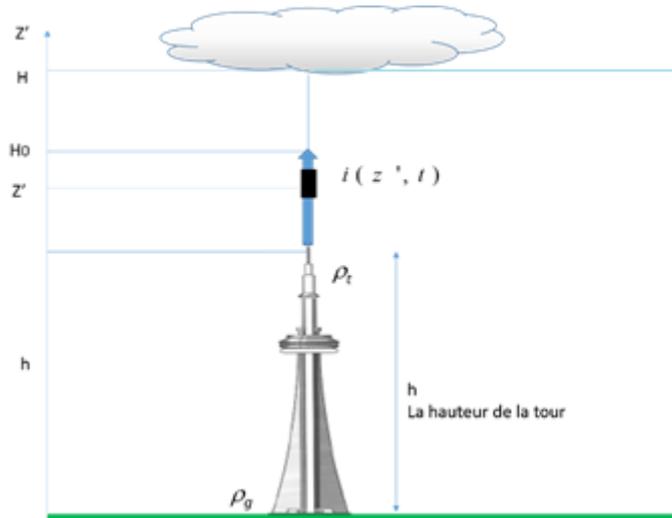


Figure III.2 Domaine d'étude

### III.2.2 Discrétisation du domaine

On va procéder à une discrétisation physique de l'espace de solution, et donc il faut bien choisir, le pas temporel et le pas spatial pour une meilleure résolution.

### III.2.3 Mode de propagation du rayonnement de la foudre

Il existe différents mode de propagation à savoir TE (transverse électrique), TM (transverse magnétique), TEM (transverse électromagnétique).

Le mode de propagation du rayonnement de la foudre est transverse électrique.

### III.2.4 Développement des équations de Maxwell

Le champ électromagnétique rayonné par la foudre se compose de :

1. Un champ électrique radial  $E_r$ ,
2. Un champ électrique vertical  $E_z$
3. Un champ magnétique azimutal  $H_\varphi$ .

$$\frac{\partial H_\varphi}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_z}{\partial r} - \frac{\partial E_r}{\partial z} \right)$$

$$\sigma E_r + \varepsilon \frac{\partial E_r}{\partial t} = - \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} \quad \Rightarrow$$

$$\sigma E_z + \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial (r H_\varphi)}{\partial r}$$

$$\boxed{\frac{\partial E_z}{\partial r} - \frac{\partial E_r}{\partial z} = \mu \frac{\partial H_\varphi}{\partial t}} \tag{III.2}$$

### III.2.5 Condition aux limites

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

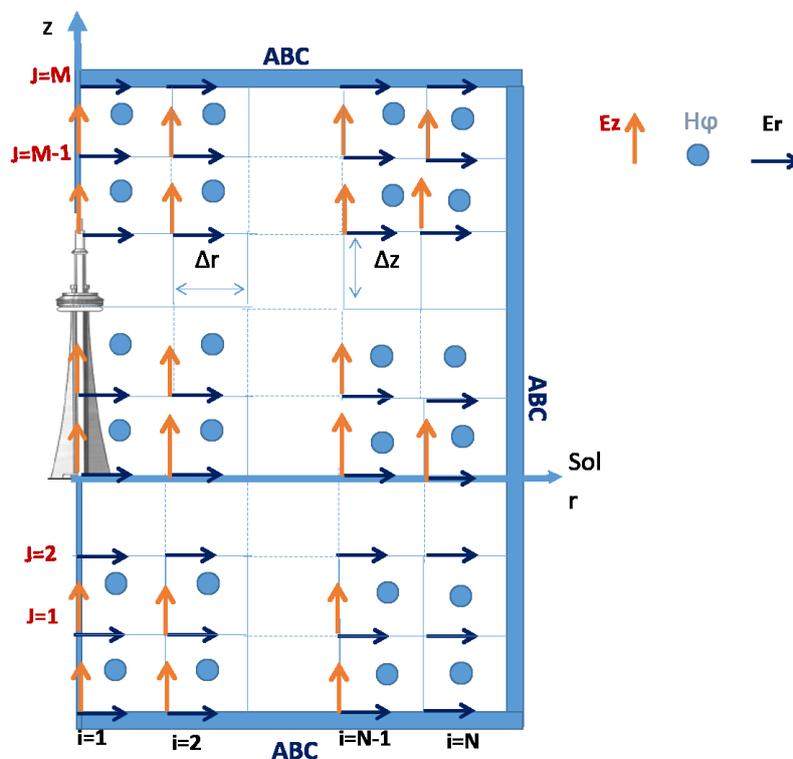


Figure III.3 Maillage 2D-FDTD (coordonnées cylindriques)

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

### III.3 Calcul numérique

Dans cette étude on utilise le modèle de baba et rakov pour présenter la distribution du courant le long de la tour, et le long du canal de foudre. Ce choix est motivé par le fait que les autres modèles d'ingénieur n'influent pas significativement sur les formes et amplitudes des champs électromagnétiques calculés.

Afin de modéliser le rayonnement de la foudre, nous avons pris pour l'excitation, le courant de court-circuit. Les paramètres d'un tel courant sont consignés dans le tableau III.1.

Tableau III.1 : Paramètres du courant de court-circuit

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

Le pas spatial utilisé dans la discrétisation pour les six cas de configurations est

$$\Delta \ell \quad \Delta z = 1m$$

Le calcul se fait pour différentes distances pour différentes hauteurs de tour.

Le temps maximal de calcul est  $T_{\max} = 25\mu s$ .

On a utilisé un maillage carré de 3000m\*3000m,

**Les paramètres de la simulation sont :**

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

$\lambda$  : constante de décroissance dans le modèle MTLE,  $\lambda = 2000 m$ ,

$c$ : vitesse de la lumière;  $c = 300m / \mu s$

$v_f$  : vitesse de l'arc en retour,  $v_f = 150 m / \mu s$ .

$\Delta t$  : pas temporel;  $\Delta t = 1ns$

$$\mu_0 = 12.56e^{-7}$$

$$\varepsilon_0 = 8.842e^{-12}$$

#### III.4 Configuration considérée

Dans notre travail, nous allons voir l'effet des caractéristiques de la tour sur le champ électromagnétique rayonné par la foudre, pour cette raison nous avons choisi set configurations distinctes, on faisant varier la hauteur et les coefficients de réflexion, Les résultats de simulation, à savoir les allures des champs électriques et magnétiques, sont présentées pour chaque cas de configuration étudié. Les points d'observations considérés sont situés au-dessus du sol (à une hauteur de 10 m)

(1) Le cas d'un coup de foudre tombant sur les deux structures élevées à savoir la tour CN (Figure III.4) de hauteur 553 m avec  $\rho_t = -0.366$  et  $\rho_g = 0.8$  [1] et la tour Peissenberg de hauteur 168m (Figure III.3) avec les paramètres de réflexion du courant au sommet et à la base de la tour :  $\rho_t = -0.53$  et  $\rho_g = 0.7$  [1] pour le cas d' un sol parfait pour

(2) Le cas d'un coup de foudre tombant sur deux structures élevées à savoir la tour CN (Figure III.3) de hauteur 553 m avec  $\rho_t = -0.366$  et  $\rho_g = 0.8$  [1] et la tour Peissenberg de hauteur 168m (Figure III.3) avec les paramètres de réflexion du courant au sommet et à la base de la tour :  $\rho_t = -0.53$  et  $\rho_g = 0.7$  [1]. Pour un sol de conductivité finie (0.01S/m).

(3) Le cas d'un coup de foudre tombant sur la tour Peissenberg de hauteur 168m avec les paramètres de réflexion du courant au sommet et à la base de la tour :  $\rho_t = -0.3$  et  $\rho_g = 0.7$  [17].

(4) Le cas d'un coup de foudre tombant sur la tour Peissenberg de hauteur 168m avec les paramètres de réflexion du courant au sommet et à la base de la tour :  $\rho_t = -1$  et  $\rho_g = 0.7$  [17].

(5) Le cas d'un coup de foudre tombant sur la tour Peissenberg de hauteur 168m avec les paramètres de réflexion du courant au sommet et à la base de la tour :  $\rho_t = -0.8$  et  $\rho_g = 0.7$  [17].

(6) Le cas d'un coup de foudre tombant sur la tour Peissenberg de hauteur 168m avec les paramètres de réflexion du courant au sommet et à la base de la tour :  $\rho_t = -0.53$  et  $\rho_g = 1$  [17].

(7) Le cas d'un coup de foudre tombant sur la tour Peissenberg de hauteur 168m avec les paramètres de réflexion du courant au sommet et à la base de la tour :  $\rho_t = -0.53$  et  $\rho_g = 0.5$  [17].

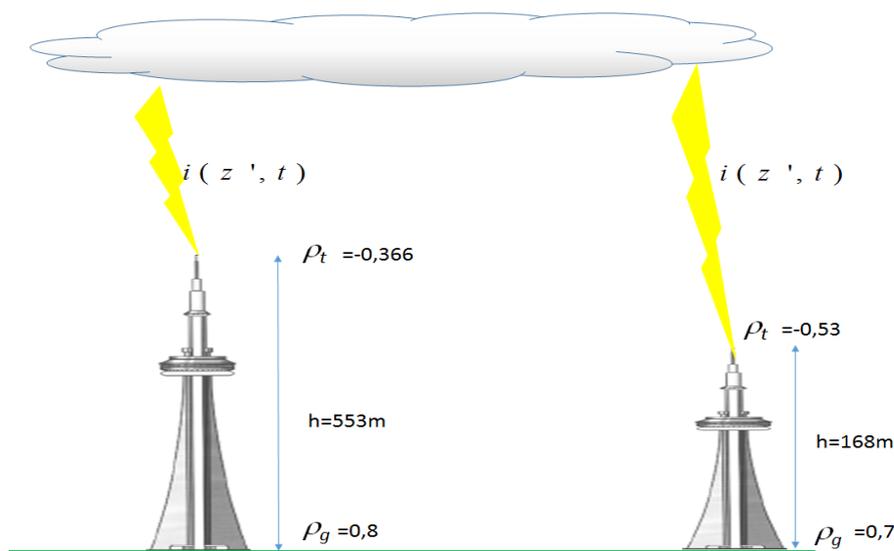


Figure III.4 : La tour CN (553m) et La tour Peissenberg, (168m)

### III.5 Résultats de simulation et commentaire

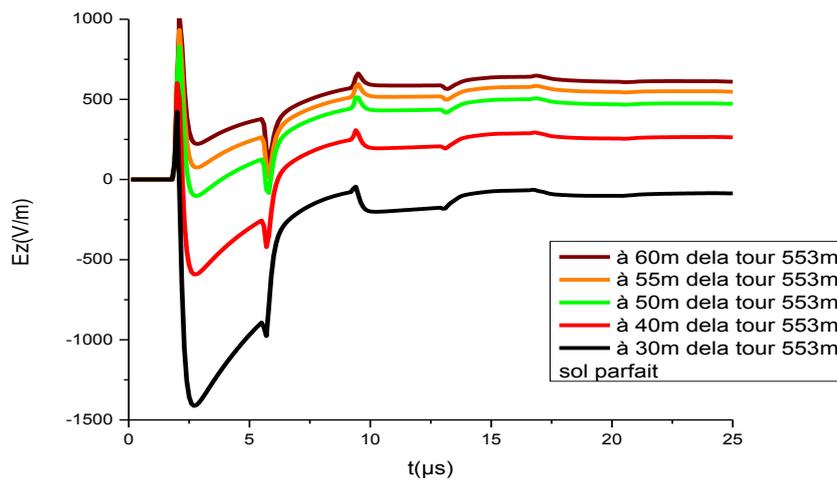
Les résultats de simulation, à savoir les allures du champ électrique vertical et champ magnétique à différentes distances de deux tours de hauteurs différentes ( $h = 168\text{m}$  et  $553\text{m}$ ) et

pour Deux valeurs différentes de la conductivité  $\sigma = 0.01 \text{ S/m}$  et  $\sigma = 10^4 \text{ S/m}$ ., sont présentés pour chaque cas de configuration étudié. Les points d'observations considérés sont à une hauteur de 10 m du sol.

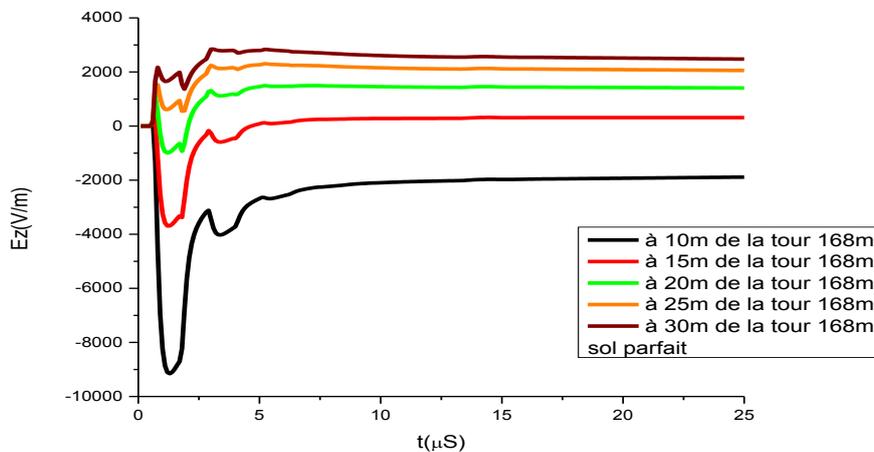
### III.5.1 Cas d'un coup de foudre tombant sur deux tours avec un sol parfait

#### III.5.1.1 Champ électrique vertical

Les figures III.5-III.6 présentent les résultats de simulation du champ électrique vertical calculé à différentes distances de deux tours CN et Peissenberg à une hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité infinie.



**Figure III.5** Champ électrique vertical calculé à différentes distances de la tour CN (553 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol



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

III.5.1.2 Champ magnétique azimuthal

Les figures III.7-III.8 présentent les résultats de simulation du champ magnétique calculé à différentes distances de deux tours CN et Peissenberg à une hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité infinie.

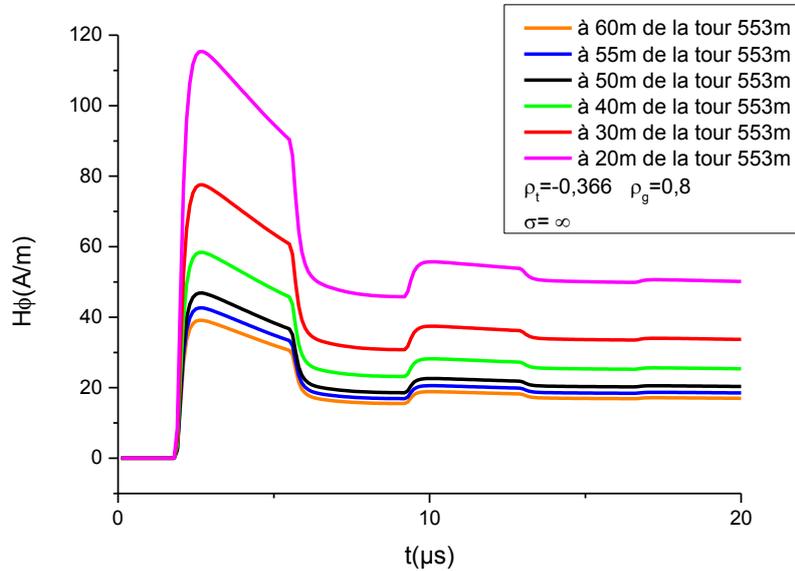


Figure III.7 Champ magnétique calculé à différentes distances de la tour CN (553 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol

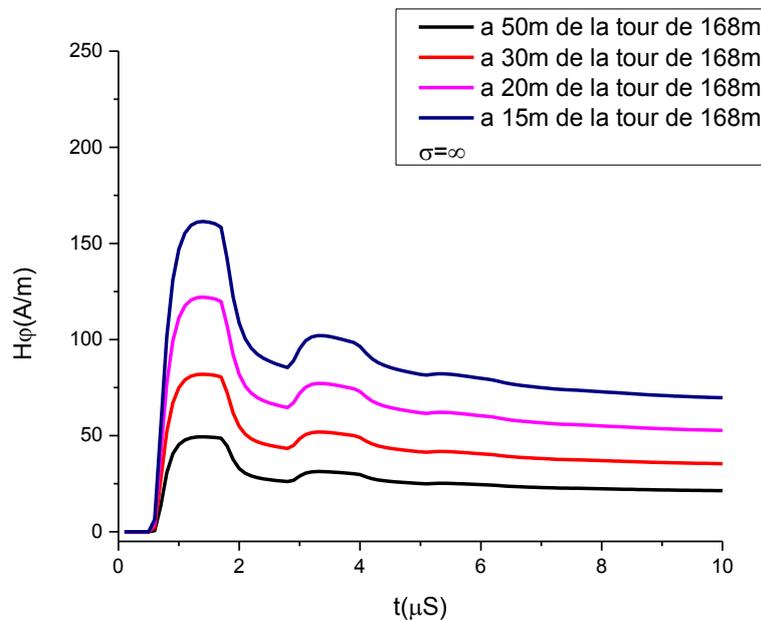
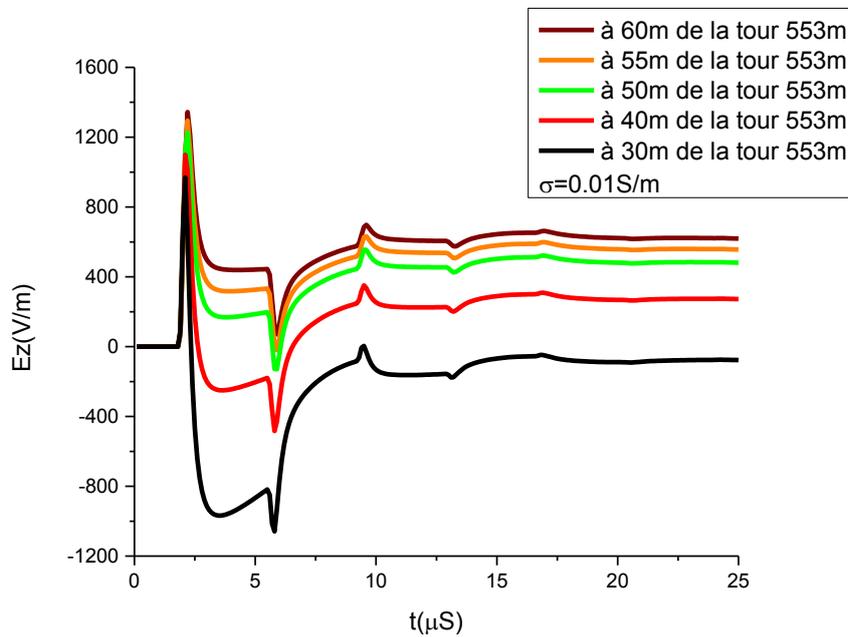


Figure III.8 Champ magnétique calculé à différentes distances de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol

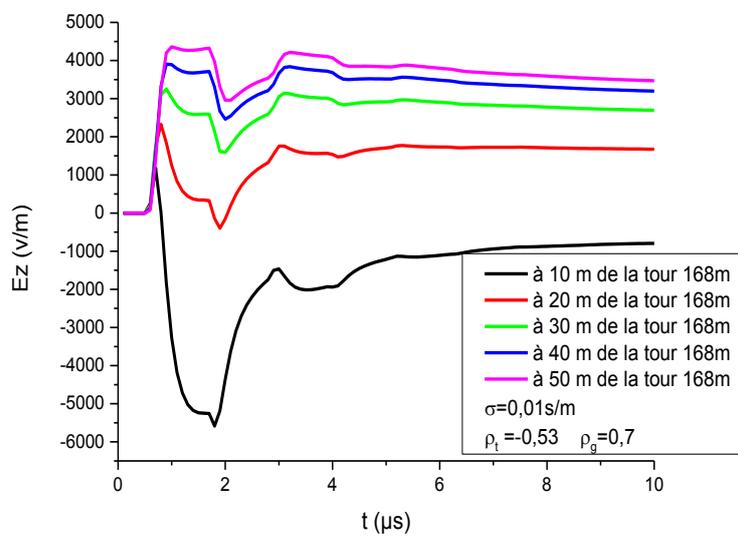
III.5.2 Cas d'un coup de foudre tombant sur deux tours avec un sol de conductivité finie

III.5.2.1 Champ électrique vertical

Les figures III.9-III.10 présentent les résultats de simulation du champ électrique vertical calculé à différentes distances de deux tours CN et Peissenberg à une hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité finie.



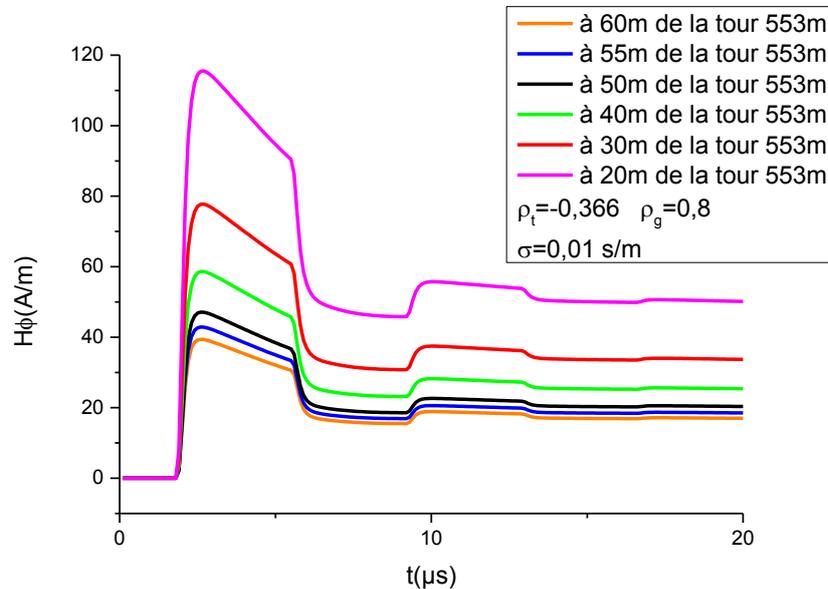
**Figure III.9** Champ électrique vertical calculé à différentes distances de la tour CN (553 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité finie 0.01S/m



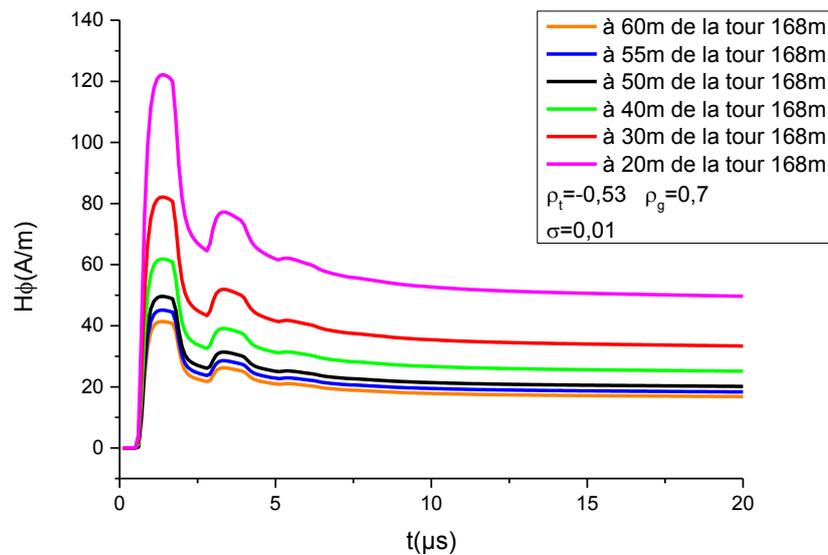
**Figure III.10** Champ électrique vertical calculé à différentes distances de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité finie 0.01S/m

## III.5.2.2 Champ magnétique azimuthal

Les figures III.11-III.12 présentent les résultats de simulation du champ magnétique calculé à différentes distances de deux tours CN et Peissenberg à une hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité finie.



**Figure III.11** Champ magnétique calculé à différentes distances de la tour CN (553 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité finie 0.01S/m



**Figure III.12** Champ magnétique calculé à différentes distances de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité finie 0.01S/m

L'analyse des résultats de simulation présentés sur les figures III.5, III.6 et III.9, III.10 du champ électrique vertical calculé sur la surface d'un sol caractérisé par une conductivité infinie et finie pour les deux hauteurs de tours différentes et pour des distances très proches de ces tours montre que le champ électrique vertical peut changer de polarité à des distances très proches.

Pour le cas de la tour Peissenberg de 168m, l'inversion de polarité se produit à environ 20m de la tour pour le cas d'un sol de conductivité infinie et à environ 10m de la tour pour le cas d'un sol de conductivité finie.

Pour le cas de la tour CN de 553m, l'inversion de polarité se produit à environ 50m de la tour pour le cas d'un sol de conductivité infinie et à environ 50m de la tour pour le cas d'un sol de conductivité finie.

A. Mosaddeghi et al ; dans leur article publié en 2007, nommé "On the Inversion of Polarity of the Electric Field at Very Close Range from a Tower Struck by Lightning", ont déclaré que l'inversion de polarité se produit typiquement à des distances d'environ 1/10 ou plus de la hauteur de l'objet foudroyé et ils ont proposé une équation simple pour le calcul de la distance de l'inversion [22].

On peut voir que la conductivité finie du sol influe sur le champ électrique ce qui n'est pas le cas d'une foudre tombant directement sur le sol comme ça était présenté dans les travaux de Mimouni et al.

On remarque aussi que l'amplitude du champ électrique vertical varie avec la hauteur de la tour, pour la même distance et pour la même conductivité du sol,

Comme par exemple, le cas de sol parfait  $\sigma=\infty$  et pour la distance de 50m de la tour on remarque que l'amplitude maximale est aux environs de 4000V/m et pour la tour 168m et d'environ la tour CN elle est de l'ordre de 800V/m. c'est-à-dire que sa valeur maximale diminue avec l'augmentation de la hauteur de la tour et augmente avec la diminution de la conductivité du sol.

On constate d'après les résultats de simulation présentés sur les figures III.7, III.8 et III.11, III.12 que le champ magnétique est de polarité positive, les effets des réflexions multiples aux deux extrémités de la tour sont clairement visibles dans les formes du champ magnétique.

III.5.3 Cas d'un coup de foudre tombant sur la tour Peissenberg avec  $\rho_t = -0.3$  et  $\rho_g = 0.7$

III.5.3.1 Champ électrique vertical

Les Figures III. 13 et III.14 présentent le champ électrique vertical calculé à différentes distances de la tour Peissenberg à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité infinie et finie pour la valeurs de coefficient de réflexion au sommet  $\rho_t = -0.3$  et pour le même coefficient de réflexion à la base, c'est résultats sont comparées avec ceux obtenus avec un sol de conductivité infinie et finie avec les paramètres de réflexion au sommet et à la base de la tour de 168m:  $\rho_t = -0.53$  et  $\rho_g = 0.7$

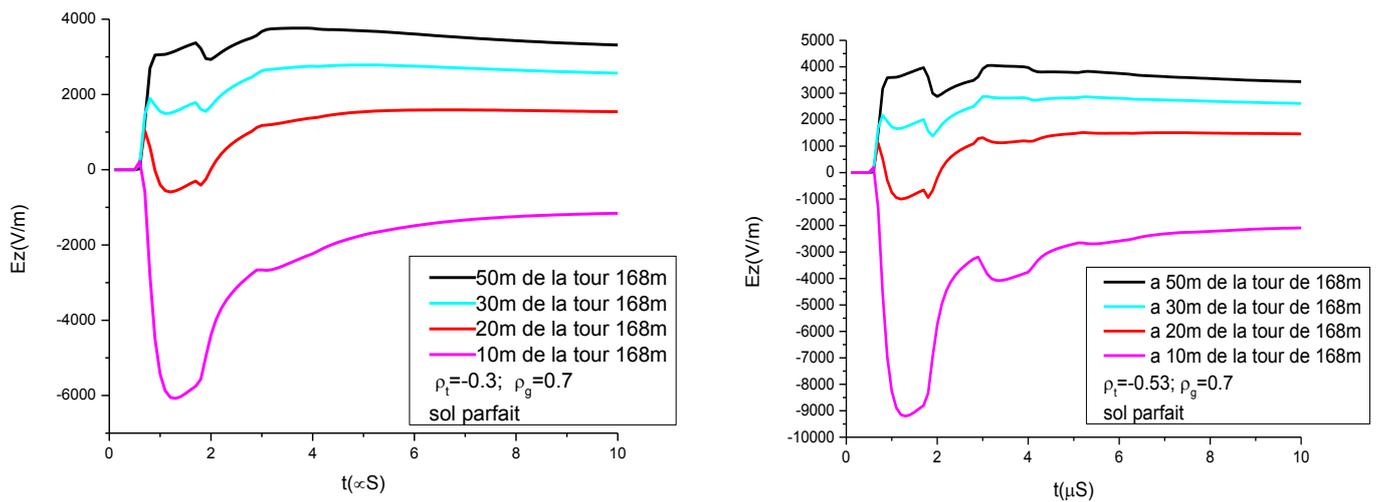


Figure III.13 Champ électrique vertical calculé à différentes distances de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m du sol parfait pour deux valeurs de coefficients de réflexion  $\rho_t$

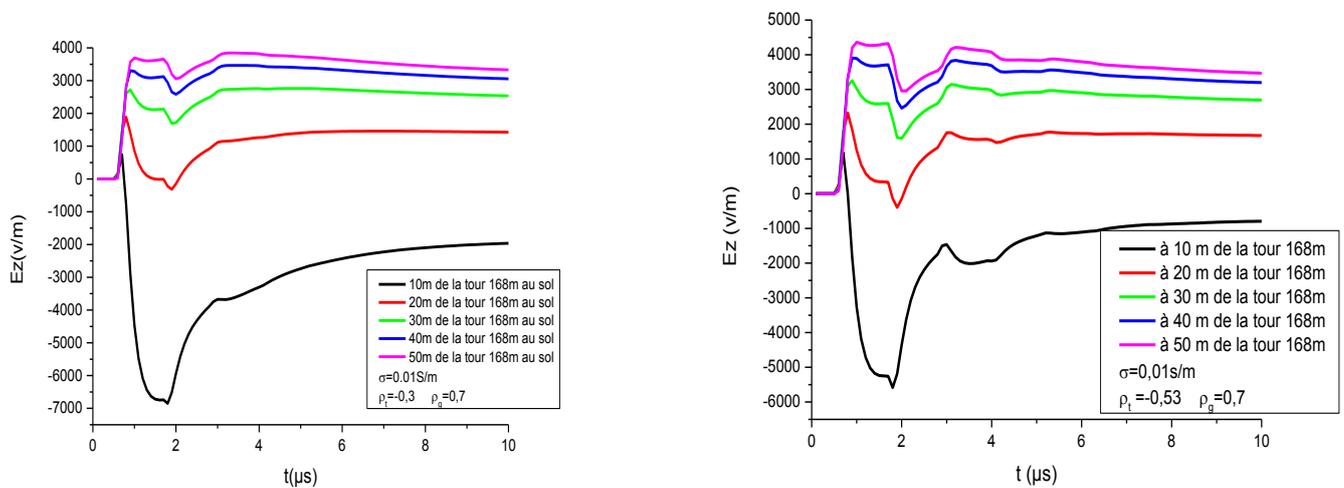


Figure III.14 Champ électrique vertical calculé à différentes distances de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du de conductivité 0.01S/m pour deux valeurs de coefficients de réflexion  $\rho_t$

III.5.3.2 Champ magnétique azimutal

Les figures III.15.-III.16 présentent les résultats de simulation du champ magnétique calculé à la distance de 50m de la tour Peissenberg à une hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité finie et infinie pour la valeurs de coefficient de réflexion au sommet  $\rho_t = -0.3$  et pour le même coefficient de réflexion à la base, c'est résultats sont comparées avec ceux obtenus avec un sol de conductivité infinie et finie avec les paramètres de réflexion au sommet et à la base de la tour de 168m:  $\rho_t = -0.53$  et  $\rho_g = 0.7$

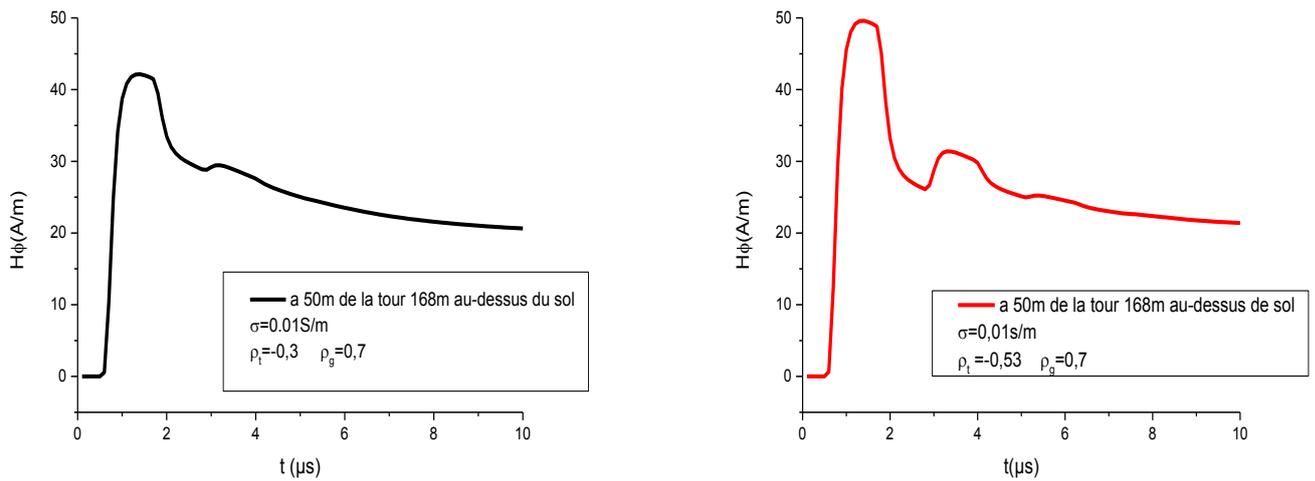


Figure III.15 Champ magnétique calculé à la distance de 50m de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité finie 0.01S/m

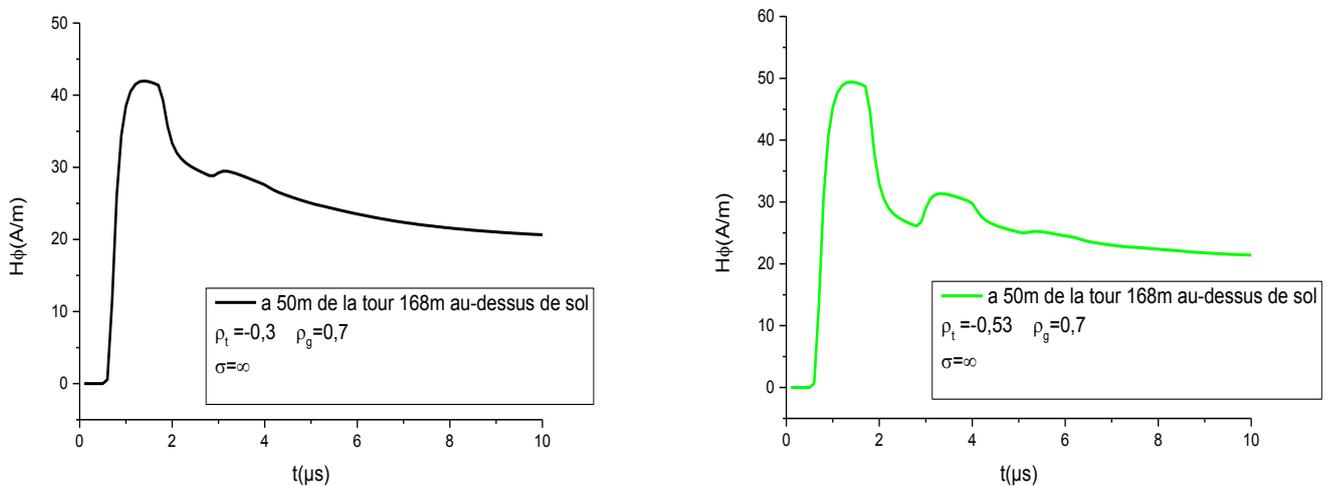


Figure III.16 Champ magnétique calculé à la distance de 50m de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité infinie

III.5.4 Cas d'un coup de foudre tombant sur la tour Peissenberg avec  $\rho_t = -1$  et  $\rho_g = 0.7$

III.5.4.1 Champ électrique vertical

Les Figures III. 17 et III.18 présentent le champ électrique vertical calculé à différentes distances de la tour Peissenberg à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité infinie et finie pour la valeurs de coefficient de réflexion au sommet  $\rho_t = -1$  et pour le même coefficient de réflexion à la base, c'est résultats sont comparées avec ceux obtenus avec un sol de conductivité infinie et finie avec les paramètres de réflexion au sommet et à la base de la tour de 168m:  $\rho_t = -0.53$  et  $\rho_g = 0.7$

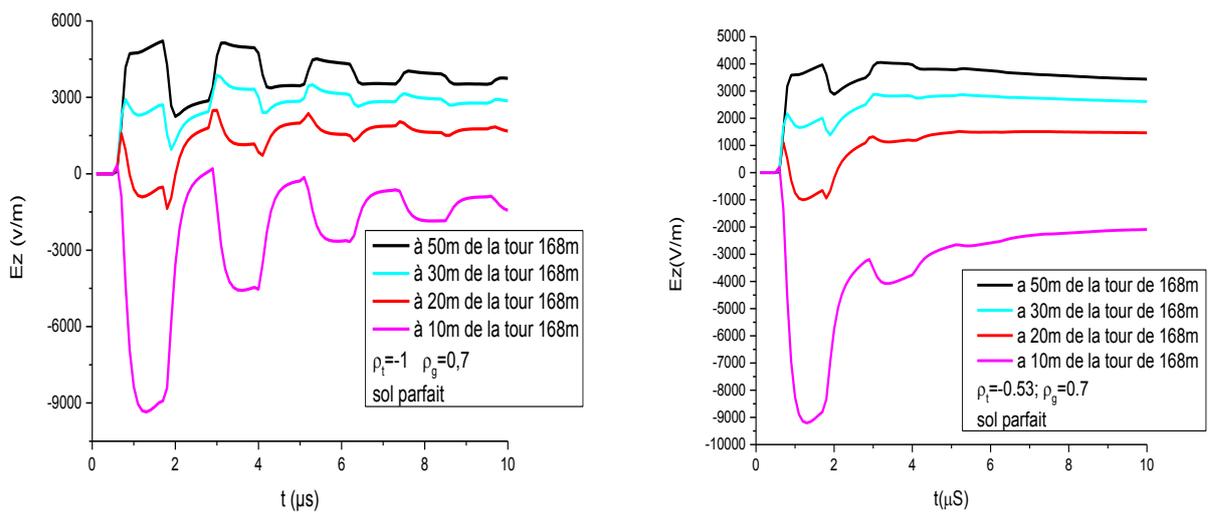


Figure III.17 Champ électrique vertical calculé à différentes distances de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m du sol parfait pour deux valeurs de coefficients de réflexion  $\rho_t$

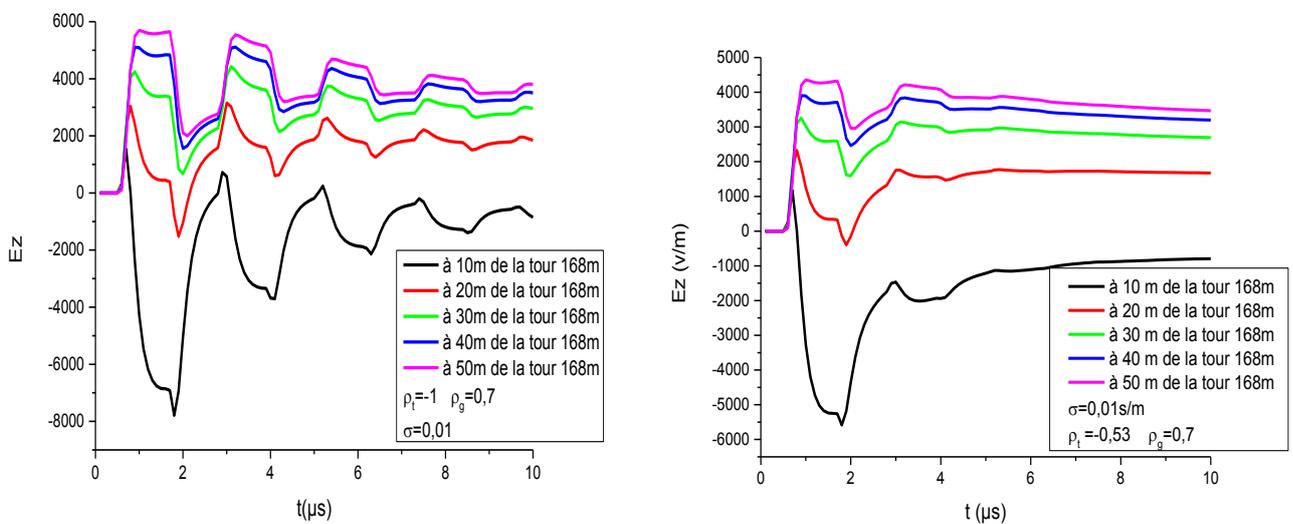


Figure III.18 Champ électrique vertical calculé à différentes distances de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du de conductivité 0.01S/m pour deux valeurs de coefficients de réflexion  $\rho_t$

III.5.4.2 Champ magnétique azimuthal

Les figures III.19-III.20 présentent les résultats de simulation du champ magnétique calculé à la distance de 50m de la tour Peissenberg à une hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité finie et infinie. Pour la valeur de coefficient de réflexion au sommet  $\rho_t = -1$  et pour le même coefficient de réflexion à la base, c'est résultats sont comparées avec ceux obtenus avec un sol de conductivité infinie et finie avec les paramètres de réflexion au sommet et à la base de la tour de 168m :  $\rho_t = -0.53$  et  $\rho_g = 0.7$

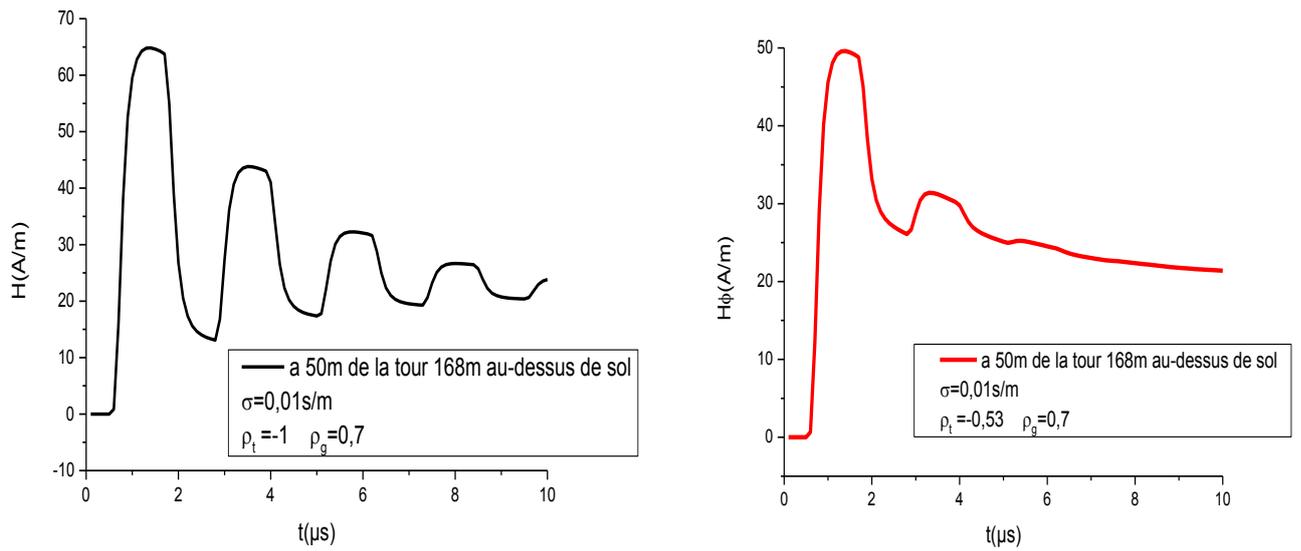


Figure III.19 Champ magnétique calculé à la distance de 50m de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité finie 0.01S/m

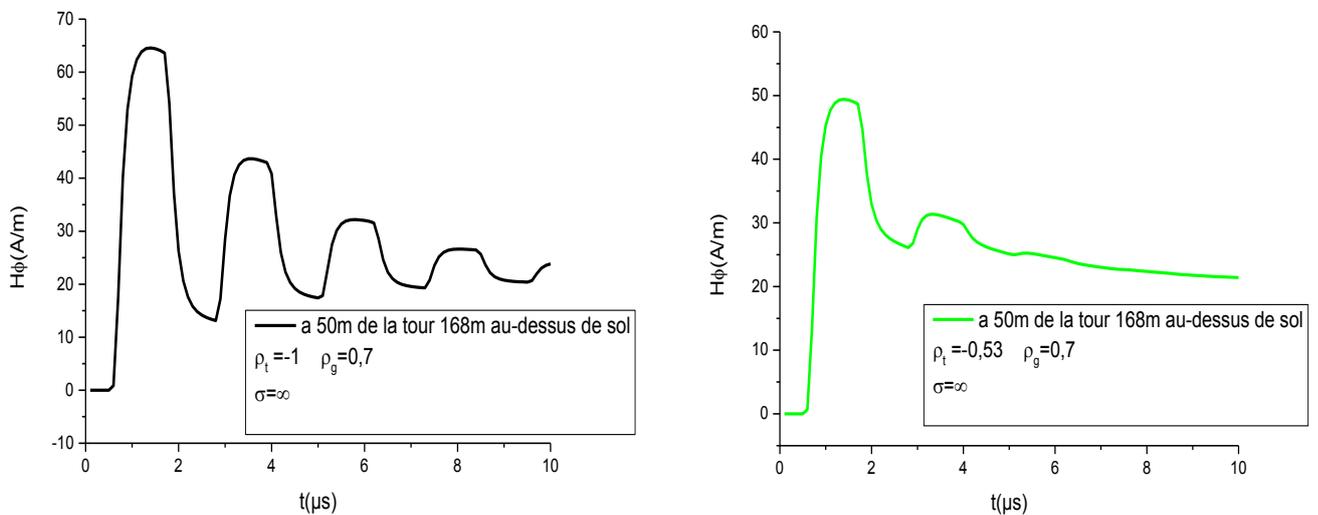


Figure III.20 Champ magnétique calculé à la distance de 50m de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité infinie

III.5.5 Cas d'un coup de foudre tombant sur la tour Peissenberg avec  $\rho_t = -0.8$  et  $\rho_g = 0.7$

III.5.5.1 Champ électrique vertical

Les Figures III. 21 et III.22 présentent le champ électrique vertical calculé à différentes distances de la tour Peissenberg à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité infinie et finie pour la valeurs de coefficient de réflexion au sommet  $\rho_t = -0.8$  et pour le même coefficient de réflexion à la base, c'est résultats sont comparées avec ceux obtenus avec un sol de conductivité infinie et finie avec les paramètres de réflexion au sommet et à la base de la tour de 168m:  $\rho_t = -0.53$  et  $\rho_g = 0.7$

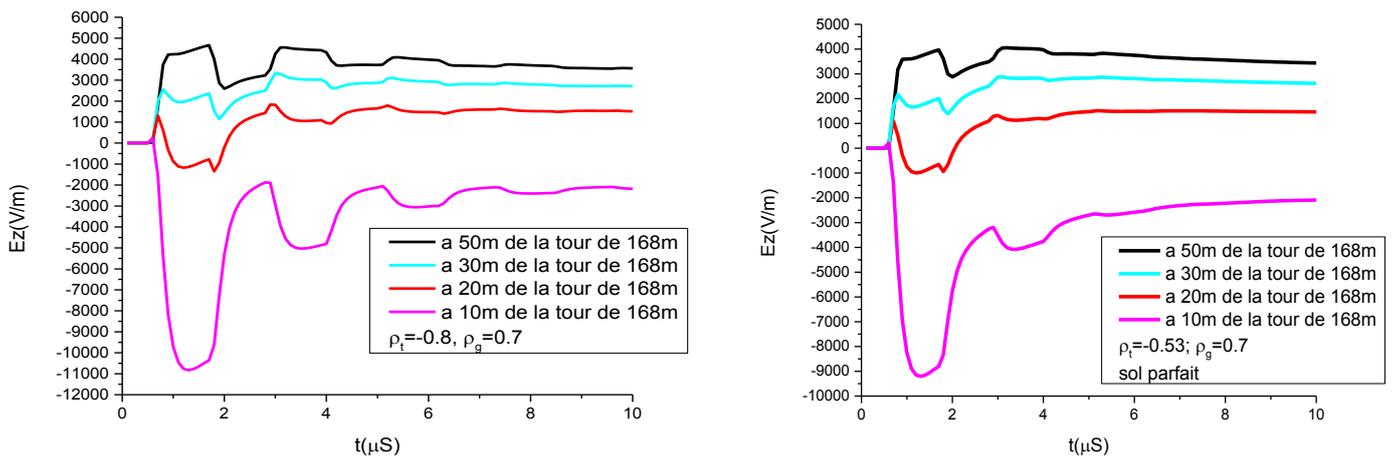


Figure III.21 Champ électrique vertical calculé à différentes distances de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité finie pour deux valeurs de coefficients de réflexion  $\rho_t$

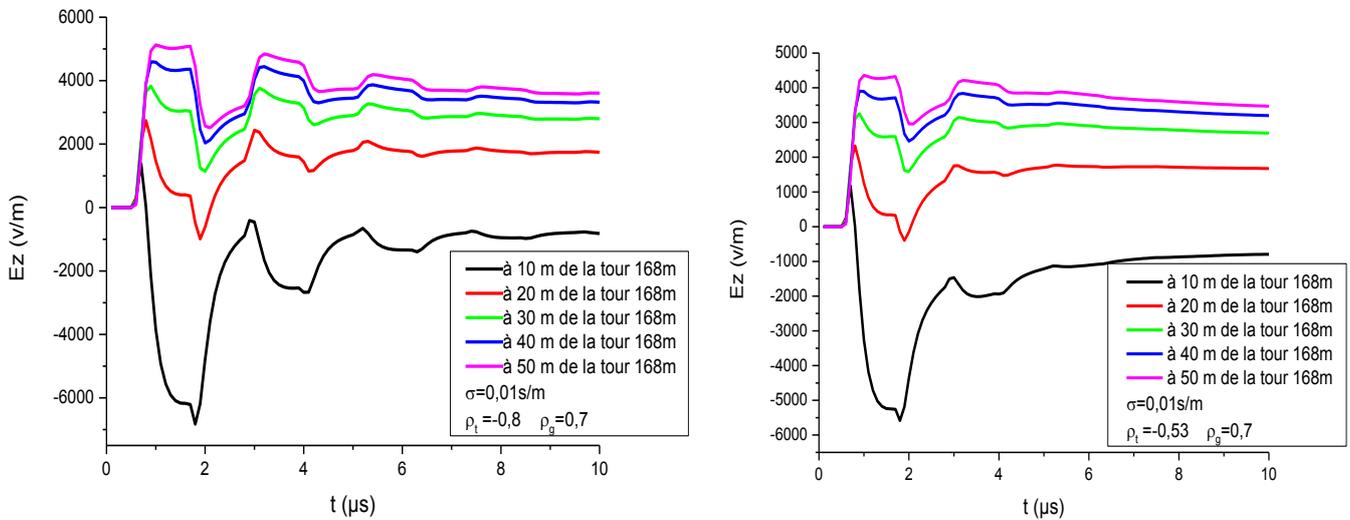


Figure III.22 Champ électrique vertical calculé à différentes distances de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité finie pour deux valeurs de coefficients de réflexion  $\rho_t$

III.5.5.2 Champ magnétique azimuthal

Les figures III.23-III.24 présentent les résultats de simulation du champ magnétique calculé à la distance de 50m de la tour Peissenberg à une hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité finie et infinie. Pour la valeur de coefficient de réflexion au sommet  $\rho_t = -0.8$  et pour le même coefficient de réflexion à la base, c'est résultats sont comparées avec ceux obtenus avec un sol de conductivité infinie et finie avec les paramètres de réflexion au sommet et à la base de la tour de 168m :  $\rho_t = -0.53$  et  $\rho_g = 0.7$

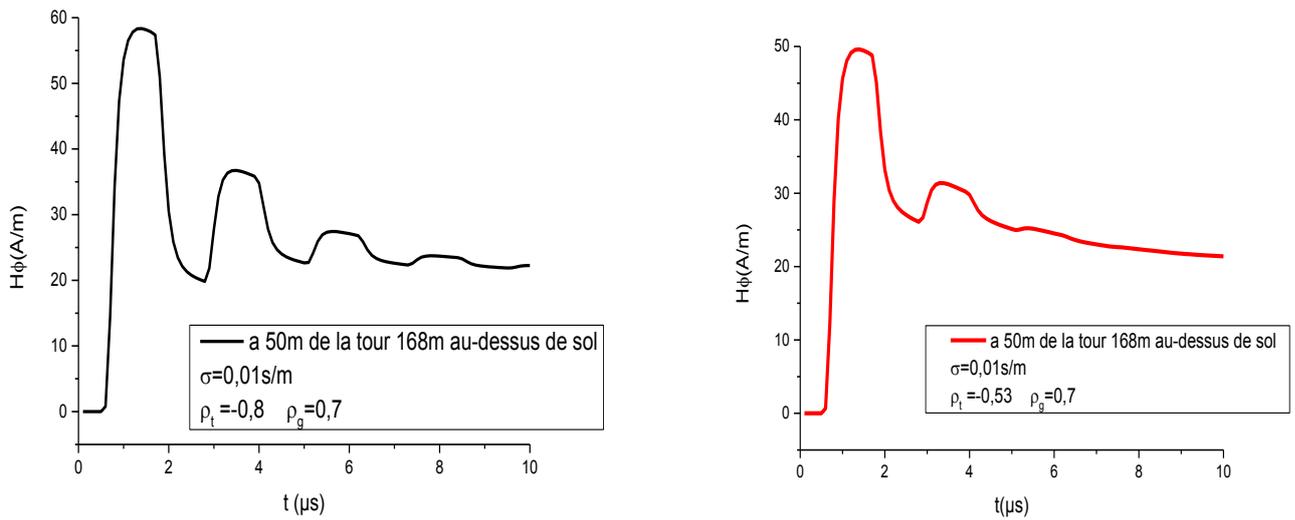


Figure III.23 Champ magnétique calculé à la distance de 50m de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité finie 0.01S/m

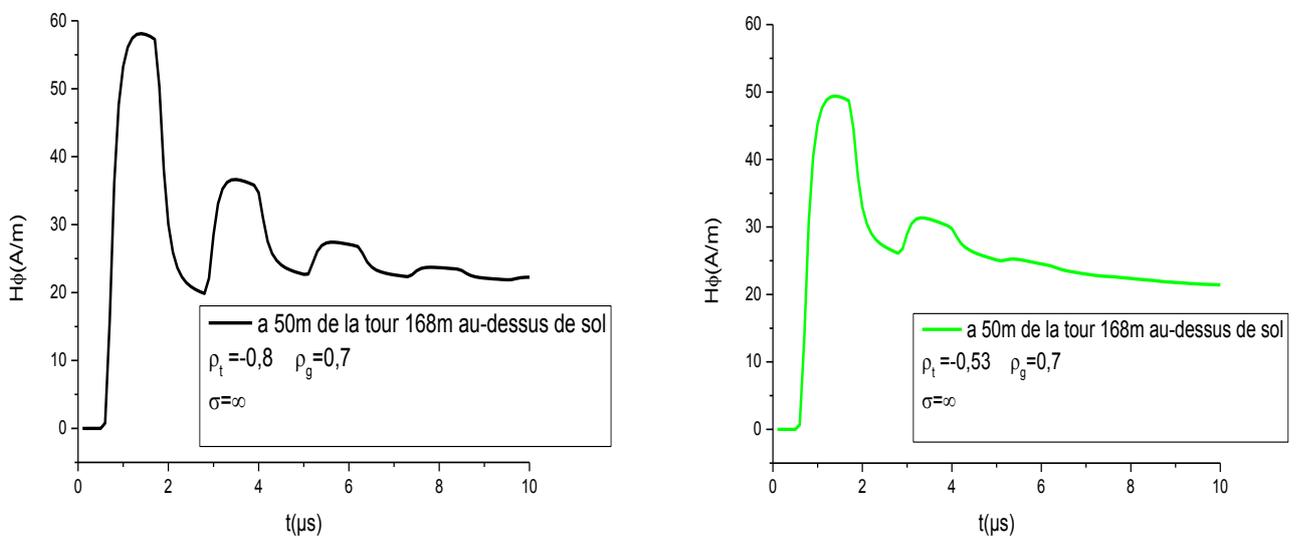


Figure III.24 Champ magnétique calculé à la distance de 50m de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité infinie

Les résultats de simulation présentés sur les figures III.13, III.14, III.17, III.18 et III.21, III.22 du champ électrique vertical calculé sur la surface d'un sol caractérisé par une conductivité infinie et fini tombant sur la tour Peissenberg de 168m et pour des distances très proches de ces tours montre que le changement des coefficients de réflexion du sommet de la tour influe clairement dans l'allure et la valeur maximale du champ électrique vertical.

Cependant le changement des coefficients de réflexion du sommet de la tour n'influe en rien dans l'inversion de polarité. L'inversion de polarité est toujours présente.

On constate d'après les résultats de simulation présentés sur les figures III.15, III.16, III.19, III.20 et III.23, III.24 que le champ magnétique est de polarité positive, les effets des réflexions multiples aux deux extrémités de la tour sont clairement visibles dans les formes du champ magnétique.

On remarque aussi que la conductivité du sol n'influe pas sur le champ magnétique, cependant le changement des valeurs des coefficients influe clairement sur la valeur maximale du champ magnétique,

On remarque que la valeur maximale du champ magnétique augmente avec la diminution du coefficient de réflexion au sommet de la tour.

III.5.6 Cas d'un coup de foudre tombant sur la tour 168m avec  $\rho_t = -0.53$  et  $\rho_g = 0.5$

III.5.6.1 Champ électrique vertical

Les Figures III. 25 et III.26 présentent le champ électrique vertical calculé à différentes distances de la tour Peissenberg à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité infinie et finie pour la valeurs de coefficient de réflexion à la base  $\rho_g = 0.5$  et pour le même coefficient de réflexion au sommet, c'est résultats sont comparées avec ceux obtenus avec un sol de conductivité infinie et finie avec les paramètres de réflexion au sommet et à la base de la tour de 168m:  $\rho_t = -0.53$  et  $\rho_g = 0.7$

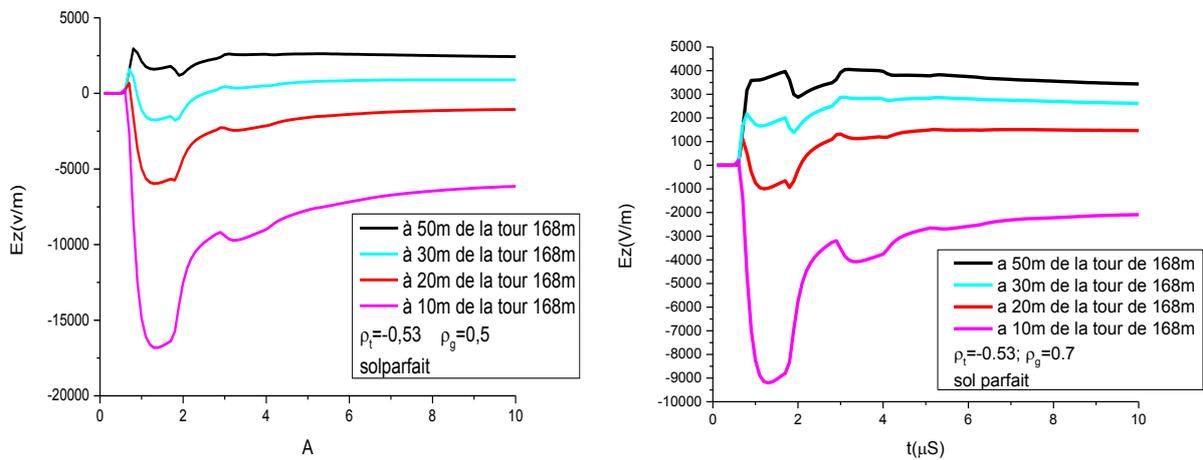


Figure III.25 Champ électrique vertical calculé à différentes distances de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité infinie pour deux valeurs de coefficients de réflexion  $\rho_g$

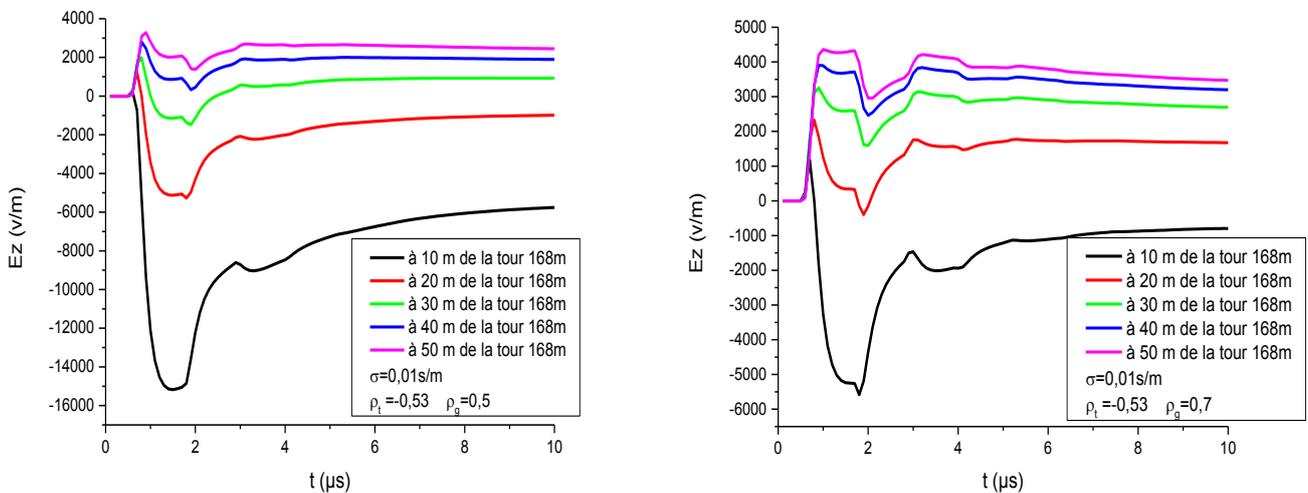


Figure III.26 Champ électrique vertical calculé à différentes distances de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité finie pour deux valeurs de coefficients de réflexion  $\rho_g$

III.5.6.2 Champ magnétique azimuthal

Les figures III.27-III.28 présentent les résultats de simulation du champ magnétique calculé à la distance de 50m de la tour Peissenberg à une hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité finie et infinie. Pour la valeur de coefficient de réflexion à la base  $\rho_g = 0.5$  et pour le même coefficient de réflexion au sommet, c'est résultats sont comparées avec ceux obtenus avec un sol de conductivité infinie et finie avec les paramètres de réflexion au sommet et à la base de la tour de 168m :  $\rho_t = -0.53$  et  $\rho_g = 0.7$

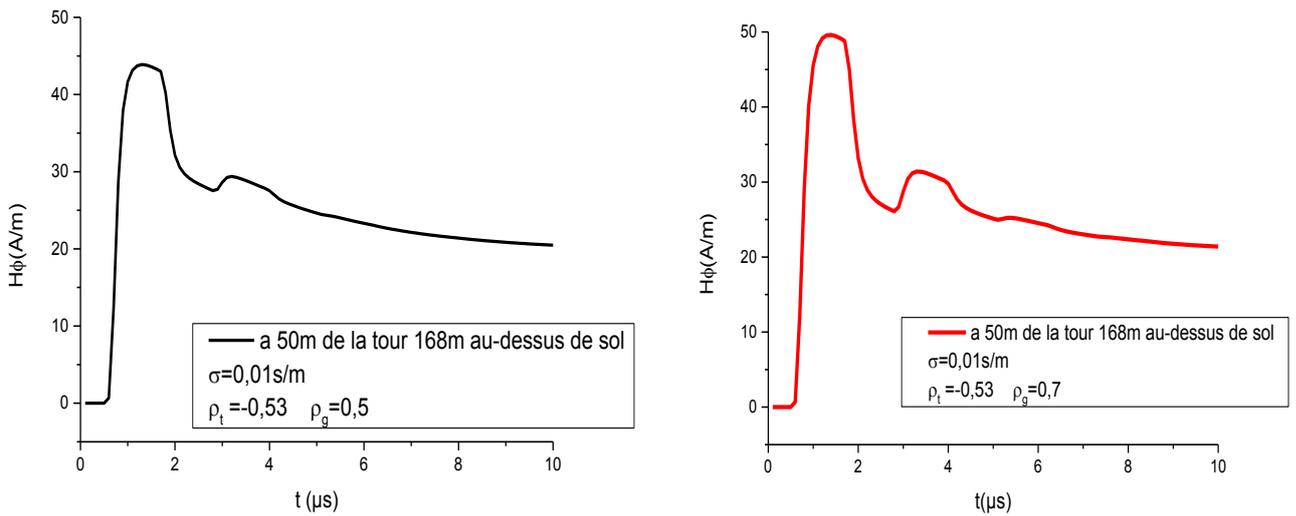


Figure III.27 Champ magnétique calculé à la distance de 50m de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité finie 0.01S/m

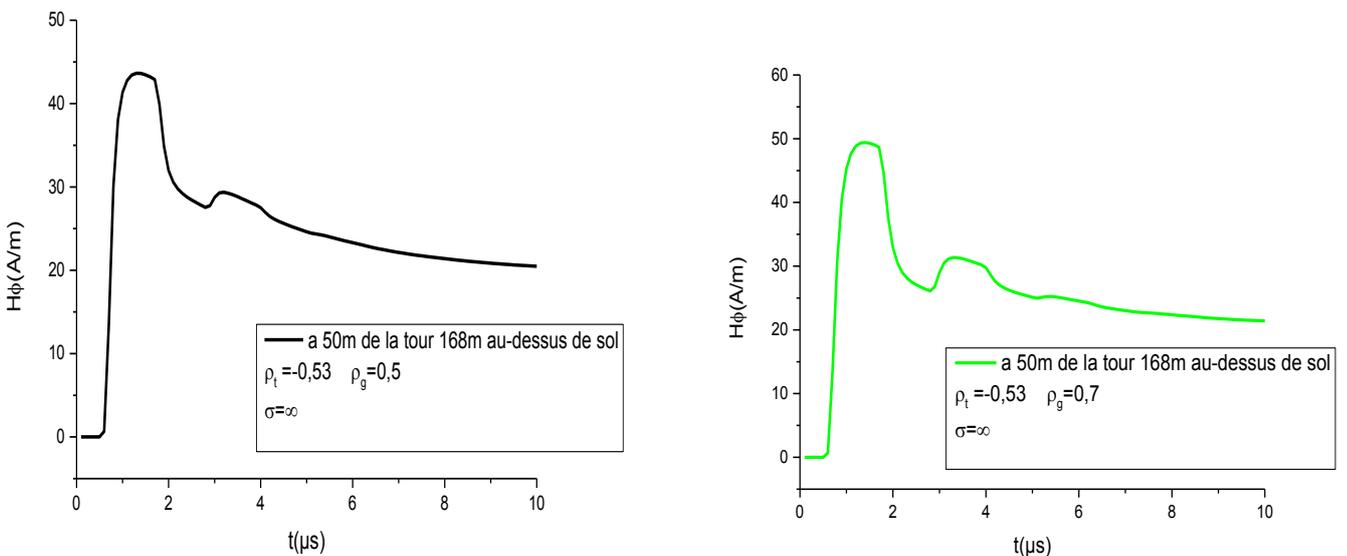


Figure III.28 Champ magnétique calculé à la distance de 50m de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité infinie

III.5.7 Cas d'un coup de foudre tombant sur la tour Peissenberg avec  $\rho_t = -0.53$  et  $\rho_g = 1$

III.5.7.1 Champ électrique vertical

Les Figures III.29 et III.30 présente le champ électrique vertical calculé à différentes distances de la tour Peissenberg et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité infinie et fini. Pour deux valeurs de coefficients de réflexion au sommet  $\rho_t = -0.53$  et  $\rho_g = 1$  et on les compare avec les résultats champ électrique vertical calculé à différentes distances de la tour Peissenberg et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité infinie et fini avec les paramètres de réflexion du courant au sommet et à la base de la tour :  $\rho_t = -0.53$  et  $\rho_g = 0.7$ .

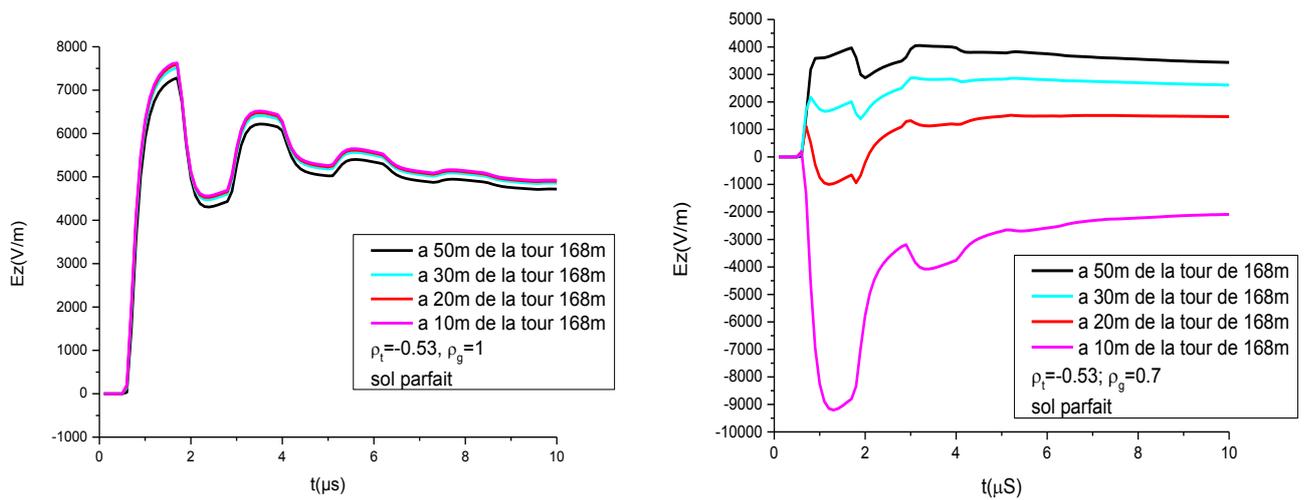


Figure III.29 Champ électrique vertical calculé à différentes distances de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité infinie pour deux valeurs de coefficients de réflexion  $\rho_g$

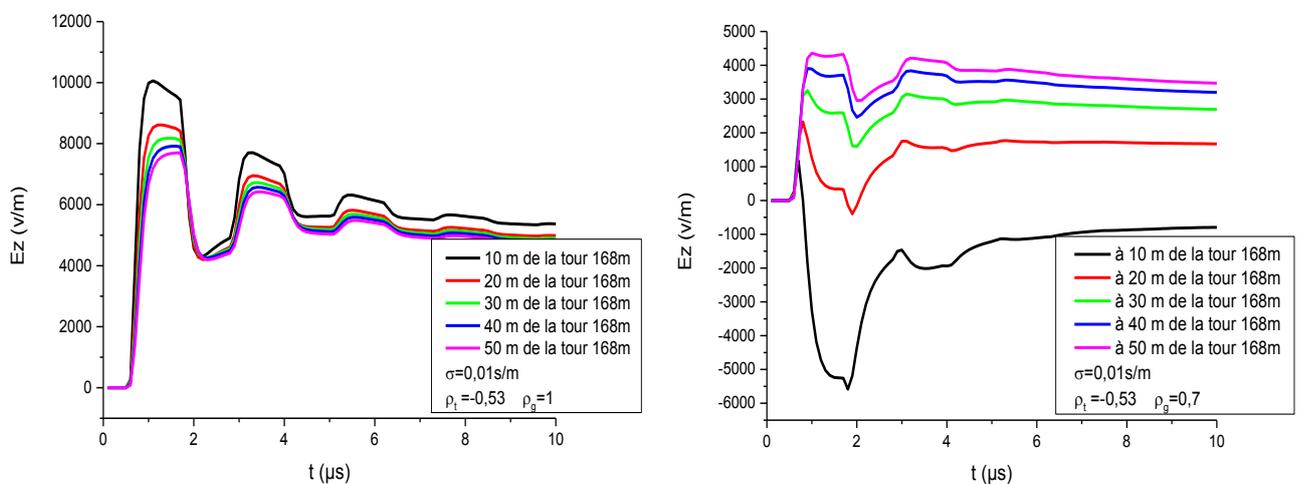


Figure III.30 Champ électrique vertical calculé à différentes distances de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité finie pour deux valeurs de coefficients de réflexion  $\rho_g$

III.5.7.2 Champ magnétique azimuthal

Les figures III.31-III.32 présentent les résultats de simulation du champ magnétique calculé à la distance de 50m de la tour Peissenberg à une hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité finie et infinie. Pour deux valeurs de coefficients de réflexion au sommet  $\rho_t = -0.53$  et  $\rho_g = 1$  et on les compare avec les résultats champ magnétique calculé à distances 50m de la tour Peissenberg et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité infinie et fini avec les paramètres de réflexion du courant au sommet et à la base de la tour :  $\rho_t = -0.53$  et  $\rho_g = 0.7$ .

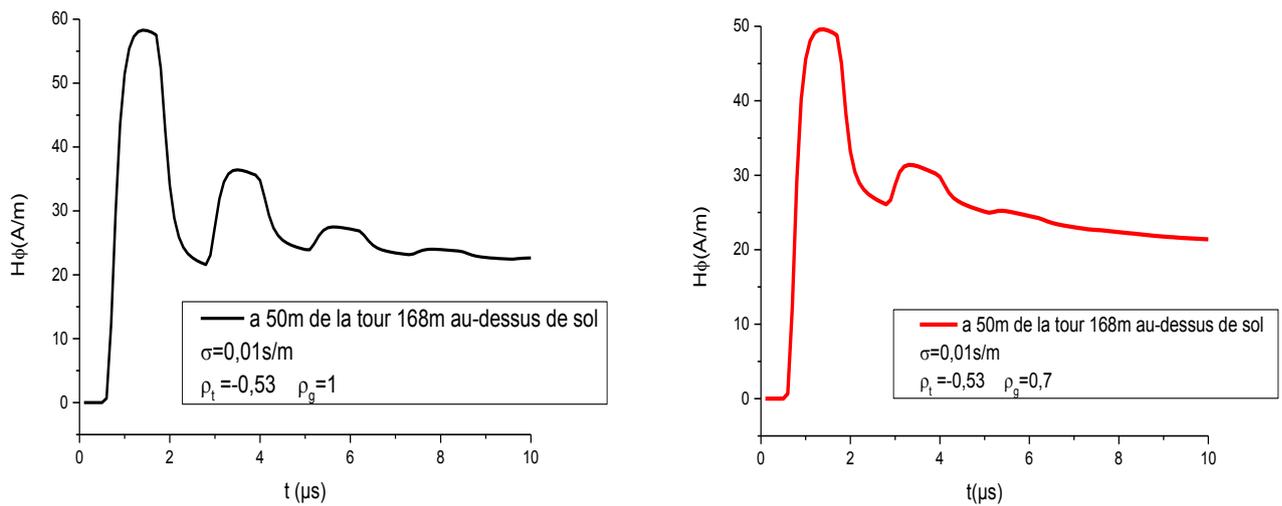


Figure III.31 Champ magnétique calculé à la distance de 50m de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité finie 0.01S/m

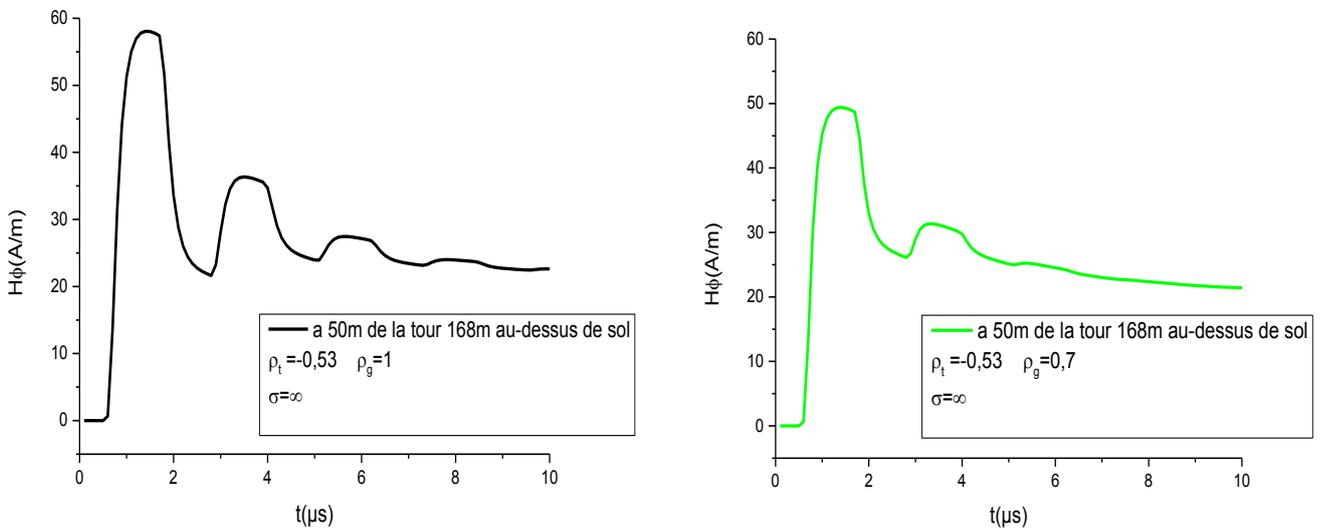


Figure III.32 Champ magnétique calculé à la distance de 50m de la tour Peissenberg (168 m) et à la hauteur de 10 m au-dessus du sol de conductivité infinie

Les résultats de simulation présentés dans les figures III.25, III.26, III.29 et III.30 du champ électrique vertical calculé à la surface d'un sol caractérisé par une conductivité infinie et finie tombant sur la tour Peissenberg de 168m et pour des distances très proches de ces tours avec le changement des coefficients de réflexion à la base de la tour, ces figures montrent que le changement des coefficients de réflexion à la base de la tour influe clairement dans l'allure et la valeur maximale du champ électrique vertical.

On voit clairement que ce changement influe dans l'inversion de polarité quand il est unitaire, le champ électrique a une polarité positive pour toutes les différentes distances montrées dans les figures III.29 et III.30, cependant pour la valeur de coefficient de réflexion à la base  $\rho_g = 0.5$  et pour le même coefficient de réflexion au sommet, les résultats montrent que l'inversion de polarité est toujours présente.

On constate d'après les résultats de simulation présentés sur les figures III.27, III.28, et III.31, III.32 que le champ magnétique est de polarité positive, les effets des réflexions multiples aux deux extrémités de la tour sont clairement visibles dans les formes du champ magnétique.

On remarque que la valeur maximale du champ magnétique diminue avec la diminution du coefficient de réflexion à la base de la tour.

### III.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté une analyse des effets des caractéristiques des structures élevées sur le champ électromagnétique proche rayonné par un coup de foudre tombant sur une tour. Les composantes du champ électromagnétique sont évaluées pour des points d'observations situés à différentes distances de deux types de tours, la tour CN au Canada de 553m et la tour Peissenberg de 168m pour différentes valeurs de conductivité du sol à la hauteur de 10m. Nos résultats ont été testés par des comparaisons avec des données publiées dans la littérature.

Les principales conclusions de cette analyse se résument comme suit :

- Le champ électrique vertical calculé sur la surface d'un sol caractérisé par une conductivité infinie et finie pour les deux hauteurs de tours différentes et pour des distances très proches de ces tours peut changer de polarité.
- Le champ magnétique n'est pas affecté par la conductivité finie du sol.
- La valeur maximale du champ électrique vertical varie avec la hauteur de la tour, pour la même distance et pour la même conductivité du sol
- le changement des coefficients de réflexion du sommet de la tour influe clairement dans l'allure et la valeur maximale du champ électrique vertical.
- le changement des coefficients de réflexion du sommet de la tour n'influe pas dans la l'inversion de polarité du champ électrique vertical.
- le changement des coefficients de réflexion à la base de la tour influe dans l'inversion de polarité. Le champ électrique a une polarité positive pour toutes les différentes distances pour un coefficient de réflexion à la base unitaire
- le changement des coefficients de réflexion à la base et au sommet de la tour influe dans la valeur maximale du champ magnétique.
- les effets des réflexions multiples aux deux extrémités de la tour sont clairement visibles dans les formes du champ magnétique.
- On remarque aussi la valeur maximale du champ magnétique augmente avec la diminution du coefficient de réflexion au sommet de la tour.
- On remarque aussi la valeur maximale du champ magnétique diminue avec la diminution du coefficient de réflexion à la base de la tour.

### Conclusion général :

Dans ce travail nous nous sommes intéressés aux effets des caractéristiques d'une tour sur rayonnement électromagnétique associé à une décharge de foudre. A savoir la hauteur et les coefficients de réflexion au sommet et à la base, nous avons choisi deux exemples de tours la tour CN à Toronto au Canada de hauteur de 553m et la tour Peissenberg en Allemagne de hauteur 168m, pour élaborer ce travail, nous avons simulé le rayonnement électromagnétique généré par l'interaction foudre-tour à l'aide d'une méthode numérique intéressante à savoir la méthode FDTD en 2D.

Ce travail a été consacré à la caractérisation du champ électromagnétique en présence d'une tour élevée (tour CN 553m et tour Peissenberg 168m), à la hauteur 10m du sol pour différentes distances de la tour et pour différentes valeurs de conductivité du sol ( $\sigma = 0.01$  et  $\sigma = \text{sol parfait}$ )

Nous avons montré que les champs électriques générés par la foudre sont affectés par la conductivité finie du sol et qu'ils pouvaient changer de polarité à des distances très proches de la tour. Ainsi, il a été constaté que la présence de la tour se traduit par une diminution significative des amplitudes des champs électriques et une légère augmentation de celle du champ magnétique dans l'environnement immédiat de la tour.

Nous avons effectué un changement dans les coefficients de réflexion du sommet et de la base de la tour Peissenberg de 168m, sur la surface d'un sol caractérisé par une conductivité infinie et finie et pour des distances très proches de cette tour, nous avons remarqué que :

Le changement des coefficients de réflexion du sommet de la tour influe clairement dans l'allure et la valeur maximale du champ électrique vertical, et il peut changer de polarité à des distances très proches de la tour.

Le changement des coefficients de réflexion de la base de la tour influe dans la polarité du champ électrique vertical si le coefficient est unitaire, le champ électrique vertical aura une polarité positive, cependant s'il est d'une autre valeur, l'inversion de polarité est toujours présente.

On remarque que l'amplitude du champ électrique vertical varie avec la hauteur de la tour, pour la même distance et pour la même conductivité du sol.

On voit clairement grâce aux résultats de simulation obtenus que le changement des valeurs de la conductivité du sol n'influe en rien sur le champ magnétique.

La valeur maximale du champ magnétique varie avec le changement du coefficient de réflexion au sommet et à la base de la tour de 168m.

Cette valeur maximale augmente avec la diminution du coefficient de réflexion au sommet et augmente avec l'augmentation du coefficient de réflexion à la base de la tour de 168m.

## **Conclusion général**

---

Parmi nos perspectives introduire d'autres objets élevés comme la tour Peissberg de 100 m, voir l'effet du changement de vitesse dans les calculs des champs électromagnétiques rayonnés par la foudre, enfin contribué à l'étude de l'effet des tours élevées dans les mesures du champ Électromagnétique.

# **Bibliographie**

## Bibliographique

---

- [1] MimouniAbdenbi « Analyse des problèmes de compatibilité électromagnétique par modélisation et simulation du rayonnement électromagnétique de la foudre » thèse de doctorat
- [2] Haddouche Ali « L'impact de la foudre sur les réseaux électriques étude, analyse et modélisation » thèse de doctorat
- [3] F. Rachidi “ effets électromagnétiques de la foudre sur les lignes de transmission aériennes: modélisation et simulation”, thèse N° 974 (1991), Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne.
- [4] ABDIdjillali « calcul du champ electromagnetique rayonne par un coup de foudre et couplage avec une ligneElectrique en presence d'un sol de conductivite finie » thèse magister
- [5] Lakhdar Asmaa « calcul du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre à l'aide de la méthode TLM 2D » thèse magister.
- [6] José-luisbermudezarboleda « lightning currents and electromagnetic fields Associated with return strokes to elevated Strike objects » thèse de doctorat
- [7] E. Petrache, “Lightning electromagnetic field coupling to overhead transmission line networks and to buried cables”, Thèse N° 3024 (2004), EcolePolytechnique Federally de Lausanne.
- [8] J. L. Bermudez “Lightning currents and electromagnetic fields associated with return strokes to elevated strike objects”, Thèse N° 2741 (2003), EcolePolytechniqueFédérale de Lausanne.
- [9] K. Berger, R. B. Anderson, and H. Kroninger « Parameters of lightning flashes », Electra N° 41, pp. 23-37, 1975.
- [10] V.A. Rakov “Lightning discharges triggered using rocket-and-wire techniques”, in Recent Research Development on geophysics, edited by R. Signpost, pp. 141-171, India, 1999.
- [11] F. Rachidi, J. L. Bermudez, and M. Rubinstein “Statistical evaluation of lightning current parameters from remote electromagnetic field measurements”, 26th ICLP (International Conference on Lightning Protection), pp 96-99, Cracow, Poland, 2002.
- [12] V. P. Idone, and R. E. Orville “Lightning return stroke velocities in the Thunderstorm Research International Program (TRIP)”, Journal of Geophysical Research, 87 (C7), pp. 4903-4915, 1982.
- [13] M. Rubinstein, F. Rachidi, M. A. Uman, R. Thottappillil, V. A. Rakov, and C. A. Nucci “ Characterization of vertical electric fields 500 m and 30 m from triggered lightning”, Journal Of Geophysical Research, 100 (D5), pp. 8863-8872, 1995.
- [14] christianbouquegneau « la foudre : phénoménologie, effets et protection » Rev.AIM -lieg n°3/2004
- [15] guide technique Schneider électrique « La protection des installations électriques contre la foudre » Novembre2000

## Bibliographique

---

- [16] Habrikhaled « etude du rayonnement électromagnétique de la Foudre en présence d'un sol stratifié » thèse de magister
- [17] Seyedabbasmosaddeghi « electromagnetic environment associated with lightning strikes to tall strike objects » thèse no 4903 (2011)
- [18] Yannick BOURGEOIS « Modélisation des perturbations électromagnétiques générées sur un réseau de télécommunications par une agression de type foudre » Thèse de Docteur
- [19] Emanuel petrache « lightning electromagnetic field coupling to overhead transmission line networks and to buried cables » thèse no 3024 (2004)
- [20] M'ziou Nassima « Modélisation de la Décharge de Foudre en Vue d'une Application en Compatibilité Electromagnétique » .Thèse de doctorat, juillet 2009
- [21] Davide pavanello « electromagnetic radiation from lightning return strokes to tall structures » thèse no 3713 (2007)
- [22] A. Mosaddeghi et al ; dans leurs article publié en 2007, nommé "On the Inversion of Polarity of the Electric Field at Very Close Range from a Tower Struck by Lightning"

## Résumé

La foudre est un phénomène naturel fascinant mais également inquiétant et dangereux ! S'en approcher de près est impossible, pour prendre des mesures, il existe des méthodes diverses, parmi ces méthodes, l'utilisation des tours instrumentées.

L'objectif de notre projet de fin d'étude est de voir l'effet des caractéristiques de la tour à savoir la hauteur et les coefficients de réflexion au sommet et à la base sur le champ électromagnétique rayonné par la foudre.

Dans la première partie nous avons parlé brièvement du phénomène de la foudre et de la caractérisation du champ électromagnétique rayonné par la foudre à différentes distances du point d'impact au sol et de ses effets directs et indirect.

La deuxième partie de ce travail a été consacrée à la modélisation du champ électromagnétique en présence d'une tour élevée. On a classifié les différents modèles de l'arc en retour qui existe dans la littérature, puis on a donné une brève description de la méthode FDTD qui se trouve être une méthode numérique intéressante.

La dernière partie de notre travail été consacrée à la simulation du rayonnement électromagnétique à l'aide d'une méthode numérique intéressante à savoir la méthode FDTD en 2D. Nous avons utilisé le modèle de Baba et Rakov qui prend en considération la présence de la tour, afin de modéliser le courant de l'arc en retour. Le premier objectif fixé a été de valider le code-FDTD. Nous avons comparé nos résultats, notamment les formes d'ondes du champ électromagnétique au-dessus de sol et pour différentes valeurs de conductivité, avec ceux obtenus à l'aide d'une formulation exacte du champ électromagnétique. Nous nous sommes intéressés ensuite à faire varier les coefficients de réflexion du sommet et de la base de la tour Peissenberg (168m) pour deux valeurs différentes de conductivité du sol (infinie et 0.01 S/m) puis on les a comparé avec ceux des paramètres de la tour 168m.

## ملخص

الصاعقة هي ظاهرة طبيعية رائعة ولكن أيضا مزعجة وخطيرة!  
الاقتراب منها مستحيل من اجل اتخاذ إجراءات هناك اساليب مختلفة، من بين هذه الأساليب، استخدام الأبراج المجهزة الغرض من هذا المشروع هو أن نرى تأثير خصائص ارتفاع أي برج ومعاملات الانعكاس في أعلى وأسفل الحقل الكهرومغناطيسي المنبعثة من الصاعقة.  
في الجزء الأول تحدثنا بإيجاز عن ظاهرة البرق ووصف المجال الكهرومغناطيسي المنبعثة من الصاعقة على مسافات مختلفة من وجهة تأثير على أرض الواقع وآثاره المباشرة وغير المباشرة.  
وخصص الجزء الثاني من هذا العمل لنمذجة المجال الكهرومغناطيسي في وجود أبراج مرتفعة. وقمنا بتصنيف نماذج مختلفة ثم قدمنا وصفا موجزا للطريقة FDTD والتي تعمل بالطريقة العددية .  
وخصص الجزء الأخير من عملنا لمحاكاة الإشعاع الكهرومغناطيسي مع طريقة عددية وهي طريقة FDTD-2D. استخدمنا نموذجال Baba و Rakov أن يأخذ في الاعتبار وجود البرج، لنموذج تيار الكهربائي للصاعقة. كان الهدف الأول للتحقق من صحة FDTD التعليمات البرمجية. قارنا نتائجنا خصوصا شكل موجة الإشعاع الكهرومغناطيسي فوق الأرض ومسافات مختلفة وبناقلية محدودة وغير محدودة. مع تلك التي تم الحصول عليها باستخدام الصياغة الدقيقة للحقل الكهرومغناطيسي. وبعد ذلك قمنا بتغيير معاملات انعكاس لقمة وقاعدة البرج (168m) Peissenberg. من اجل قيم مختلفة للناقلية. وقمنا بمقارنتها بمعايير برج 168 م.