

THESE

Présenté au sein du département d'électrotechnique

Faculté des sciences de la technologie

Université des frères Mentouri de Constantine

Pour l'obtention du diplôme de

Doctorat en sciences

En Electrotechnique

Par

BIDI MANEL

*CEM Compatibilité électromagnétique et réseaux
d'énergie, perturbations, effets et solutions*

Date de soutenance : le 19/01/2017

Accepté sur proposition du jury :

BOUZID Aïssa

Prof. Univ Constantine 1

Président

LATRECHE M^{ed} Elhadi

Prof. Univ Constantine 2

Rapporteur

KERDOUN Djallel

Prof. Univ Constantine 1

Examineur

MEKIDECHE M^{ed} Rachid

Prof. Univ Jijel

Examineur

MOKHNACHE Leïla

Prof. Univ Batna 2

Examineur

Résumé

Ces dernières décennies, les perturbations électromagnétiques deviennent de plus en plus gênantes pour les systèmes électriques et/ou électroniques. Ces derniers peuvent être aussi une source de perturbations pour les systèmes voisins ou les autres utilisateurs du même système. Ceci donne naissance à une discipline nommée : *la compatibilité électromagnétique CEM* c'est-à-dire l'art de faire fonctionner des systèmes électriques sensibles dans un environnement électromagnétique perturbé mais aussi de réduire les perturbations engendrées par les systèmes électriques dès leur conception. De multiples normes sont donc apparues et apparaissent encore afin de réglementer les niveaux de rayonnement électromagnétique que les systèmes doivent supporter sans modification de leur fonctionnement normal ainsi que les niveaux de perturbations électromagnétiques maximales qu'ils produisent au cours de leur fonctionnement.

Les champs susceptibles de perturber le bon fonctionnement d'un réseau d'énergie électrique proviennent principalement des :

- Phénomènes transitoires dus aux opérations des disjoncteurs et des sectionneurs.
- Phénomènes transitoires dus aux perforations des diélectriques.
- Surtensions et surintensités dues au court-circuit dans les systèmes de la mise à la terre.
- Phénomènes transitoires dus aux impacts directs ou indirects de la foudre.
- Sources électromagnétiques non spécifiques aux réseaux d'énergie, comme les transitoires hautes fréquences des équipements basse tension, les décharges électrostatiques, et les émissions radio.
- Phénomènes particuliers, comme l'impulsion électromagnétique nucléaire et l'interférence géomagnétique.

L'objectif de ce travail de thèse est le développement de modèles et d'outils de calcul, qui permettent l'estimation des tensions et des courants induits par des champs électromagnétiques externes, plus particulièrement ceux produits par la foudre, dans des réseaux maillés aériens et dans les câbles blindés. Cette thèse aborde cette problématique en la décomposant en trois sous problèmes :

- Identification de la perturbation : en présentant une vue d'ensemble des modèles décrivant le rayonnement électromagnétique associé à la phase d'arc en retour de la foudre, ainsi que les

méthodes pour le calcul des champs électromagnétiques produits par la foudre, dans l'air et à l'intérieur du sol.

- Calcul des courants et tensions induits sur des lignes aériennes en réseau : par la résolution des équations de couplage basées sur la théorie des lignes de transmission en utilisant la méthode des différences finies à points centrés « **FDTD** ».
- Calcul des courants et des tensions induits à l'intérieur des câbles blindés : en présentant les méthodes de calcul dans le domaine temporel et fréquentiel pour évaluer des perturbations induites par la foudre dans les câbles blindés.

Abstract

In recent decades, electromagnetic disturbances become increasingly troublesome for electrical and / or electronic systems. These can also be a source of disturbance to neighboring systems or other users of the same system. This gives rise to a named discipline: ElectroMagnetic Compatibility EMC is the art of operating sensitive electrical systems in a disturbed electromagnetic environment but also reduces the disturbances caused by the electrical systems in their design. Multiple standards are therefore yet appeared and appear in order to regulate the levels of electromagnetic radiation that systems must withstand without altering their normal operation as well as maximum levels of electromagnetic interference that they produce during their operation.

The fields liable to disturb the correct operation of an electricity network are derived primarily from the:

- Transient phenomena due to circuit breakers and disconnectors operations.
- Transient phenomena due to dielectric perforation.
- Overvoltage and overcurrent due to short circuit in systems of grounding.
- Transient phenomena due to the direct or indirect effects of lightning.
- Non-specific electromagnetic source for energy networks, such as transient high frequency of low voltage, electrostatic discharge, and radio broadcasts.
- Particular phenomena, such as nuclear electromagnetic pulse and geomagnetic interference.

The objective of this thesis is the development of models and computational tools that allow the estimation of voltages and currents induced by external electromagnetic fields; particularly those produced by lightning in the air mesh networks and shielded cables. This thesis deals with the problem into breaking it down into three problems:

- Identification of the disturbance: presenting an overview of models describing the electromagnetic radiation associated with the return stroke lightning, as well as methods for calculating the electromagnetic fields produced by lightning, in the air and within the soil.
- Calculation of currents and voltages induced on overhead lines: by solving the coupling equations based on the theory of transmission lines by using the finite difference time domain method "FDTD".

- Calculation of currents and induced voltages inside shielded cables: presenting the calculation methods in the time and frequency domain to evaluate perturbations induced by lightning in the shielded cables.

ملخص

في العقود الأخيرة، أصبحت الاضطرابات الكهرومغناطيسية مزعجة على نحو متزايد الأنظمة الكهربائية و / أو الإلكترونية. يمكن أيضا أن تكون هذه مصدرا للاضطراب النظم المجاورة أو غيرهم من مستخدمي النظام نفسه. هذا يؤدي إلى تخصص اسمه: التوافق الكهرومغناطيسي. وهذا يعني فن تشغيل الأنظمة الكهربائية الحساسة في بيئة كهرومغناطيسية مضطربة، ولكن أيضا يقلل من الاضطراب الناتج عن الأنظمة الكهربائية منذ تصميمها. ولذلك برزت معايير متعددة لتنظيم مستويات الإشعاع الكهرومغناطيسي الواجب تحملها من طرف الأنظمة الكهربائية دون تغيير عملها العادي وكذلك مستويات قصوى من التداخل الكهرومغناطيسي التي تنتجها أثناء عملها. الحقول التي قد تعطل سير عمل شبكة الطاقة الكهربائية ناتجة اساسا من :

- ظواهر عابرة بسبب عمليات القواطع.
- ظواهر عابرة بسبب ثقب العازل.
- الجهد الزائد والتيار الزائد بسبب دائرة كهربائية قصيرة في أنظمة التأسيس.
- ظواهر عابرة بسبب الآثار المباشرة أو غير المباشرة من البرق.
- مصدر كهرومغناطيسي غير محدد لشبكات الطاقة، مثل ظواهر عابرة لتردد عال من الجهد المنخفض، التفريغ الكهربائي، والبث الإذاعي.
- ظواهر معينة، مثل النبض الكهرومغناطيسي النووي والتداخل المغناطيسي الأرضي.

الهدف من هذه الرسالة هو تطوير النماذج والأدوات الحسابية التي تسمح بتقدير التوترات والتيارات الناجمة عن المجالات الكهرومغناطيسية الخارجية، وخاصة تلك التي ينتجها البرق في الشبكات الكهربائية الهوائية والكابلات المحمية . وتتناول هذه الأطروحة الاشكالية عن طريق تقسيمها إلى ثلاث نقاط:

- تحديد الاضطراب :تقديم لمحة عامة عن النماذج التي تصف الإشعاع الكهرومغناطيسي المرتبط بالبرق، فضلا عن أساليب لحساب الحقول الكهرومغناطيسية الناتجة عن البرق، في الهواء وفي الأرض.

- حساب التيارات والتوترات الناجمة عن الشبكات الكهربائية الهوائية :من خلال حل معادلات الازدواج على أساس نظرية خطوط النقل باستخدام طريقة الفروق المحدودة "FDTD" .

➤ حساب التيارات والتواترات التي يسببها البرق داخل الكابلات المحمية: تقديم طرق حسابية في مجال الوقت والتردد لتقييم الاضطرابات الناجمة عن الصواعق في الكابلات محمية.

Remerciements

Ce travail a été réalisé au Laboratoire d'Electrotechnique de Constantine « L'EC » de l'université des frères Mentouri de Constantine.

Je tiens à exprimer mes remerciements les plus sincères au professeur Latreche M^{ed} Elhadi pour avoir dirigé cette thèse avec une attention soutenue, pour ses grandes qualités scientifiques et humaines qui m'ont aidé et guidé tout au long de cette recherche. Qu'il trouve ici l'expression de ma plus profonde reconnaissance.

J'adresse mes sincères remerciements à :

- *Monsieur A. Bouzid, professeur à l'université des frères Mentouri de Constantine, qui me fait l'honneur de présider ce jury. A cela, je lui témoigne toute ma gratitude.*
- *Monsieur D. Kerdoun, professeur à l'université des frères Mentouri de Constantine, monsieur M. Mekideche, professeur à l'université de Jijel, Et madame L. Mokhnache, professeur à l'université de Batna, pour avoir accepté d'examiner mon travail de thèse.*

*J'aimerais encore remercier tous qui m'ont aidé de finaliser cette thèse, et
Tous mes amis.*

Tous mes remerciements ne suffiront pas pour témoigner de ma reconnaissance envers les plus chers à mon cœur : mes parents, pour leurs sacrifices et les soins qu'ils m'ont offerts, mes deux frangines, ainsi que mon beau père.

Je remercie enfin mon époux pour sa patience, son tendre soutien, et pour avoir joué le rôle de relecteur du document final.

Cette thèse est humblement dédié à mes deux anges

Tedj eddine et Abderrahmène

Liste des figures

Figure I-1	Processus de conception d'un produit5
Figure I-2	Décomposition d'un problème de CEM5
Figure I-3	Les modes de couplage entre la source de perturbation et la victime6
Figure I-4	Le mode commun entre deux systèmes7
Figure I-5	le mode différentiel entre deux systèmes7
Figure I-6	Les modes de couplage8
Figure I-7	Les types de foudre11
Figure I-8	Le processus de l'arc en retour pour une décharge descendante négative12
Figure I-9	Le courant de foudre à la base du canal de foudre14
Figure I-10	La distribution spatiale du courant de l'arc en retour pour les cinq modèles examinés19
Figure II-1	Représentation du canal de foudre22
Figure II-2	Le modèle de calcul du champ EM rayonné au-dessus d'un sol parfaitement conducteur24
Figure II-3	Les trois sources du champ EM26
Figure II-4	Le modèle de calcul du champ EM rayonné dans le sol28
Figure II-5	Le champ électrique vertical et magnétique azimutal à 50m du point d'impact31
Figure II-6	Le champ électrique vertical et magnétique azimutal à 1Km du point d'impact (origine des temps $t=r/c$)31
Figure II-7	Le champ électrique vertical et magnétique azimutal à 100Km du point d'impact (origine des temps $t=r/c$)32
Figure II-8	L'influence de la vitesse de l'arc en retour sur le champ EM calculé au niveau du sol à r=1Km32
Figure II-9	L'influence du taux de décroissance de l'arc en retour sur le champ électrique calculé au niveau du sol à r=1Km33

Figure II-10 L'influence de la hauteur du canal de foudre sur le champ électrique calculé au niveau du sol à r=1Km34
Figure II-11 Champ électrique horizontal calculé à une hauteur $z=6$ m et une distance, a) $r=100$ m, b) $r=1000$ m, c) $r=1500$ m35
Figure II-12 Effet de la conductivité finie du sol sur le champ électrique horizontal calculé à une hauteur $z=6$ m et une distance $r=100$ m.36
Figure II-13 Champ électrique horizontal calculé à une profondeur $d=1$ m et une distance $r=100$ m, a) $\sigma=10^{-2}$ S/m, et b) $\sigma=10^{-3}$ S/m.37
Figure II-14 Champ électrique horizontal calculé à une profondeur $d=10$ m et une distance $r=100$ m, a) $\sigma=10^{-2}$ S/m, et b) $\sigma=10^{-3}$ S/m.37
Figure III.1 La géométrie utilisée pour développer les équations de couplage entre une ligne et un champ exciteur40
Figure III-2 Géométrie de 2 exemples du point d'impact43
Figure III-3 Distribution du champ électrique horizontal E_x dans la direction de la ligne si le point d'impact est en, a) point "1", b) point "2"43
Figure III-4 Distribution du champ électrique Vertical E_z dans la direction de la ligne si le point d'impact est en, a) point "1", b) point "2"43
Figure III-5 Vue de dessus de la ligne monofilaire44
Figure III-6 Surtension induite le long de la ligne, a) au milieu de la ligne, b) à 250m des extrémités, c) Aux extrémités45
Figure III-7 Courant induit à l'extrémité « 1 » de la ligne monofilaire, a) adaptée sur les 2 extrémités, b) la 2 ^{ème} extrémité est en CC, c) la 2 ^{ème} extrémité est en CO.46
Figure III-8 L'influence de la valeur de crête du courant à la base du canal sur la surtension induite47
Figure III-9 L'influence de la vitesse de l'arc en retour sur la surtension induite47
Figure III-10 L'influence de la distance du point d'impact sur la surtension induite48
Figure III-11 l'influence de la hauteur de la ligne sur la surtension induite48

Figure III-12 Les trois configurations considérés d'une ligne de transport (a) verticale, (b) horizontale, (c) triangle.49
Figure III-13 Surtensions induites sur les trois conducteurs d'une ligne triphasée. a) verticale, b) horizontale, c) triangle.50
Figure III-14 Surtensions induites sur une ligne monophasée étudiée auparavant protégée par un câble de garde51
Figure III-15 Surtensions induites sur la phase supérieur pour les trois types de configuration sans et avec câble de garde, a) verticale, b) horizontale, c) triangle.52
Figure III-16 Surtensions induites sur l'extrémité d'une ligne adaptée ($\sigma=10^{-3}\text{S/m}$)53
Figure III-17 Influence de la résistivité du sol sur la valeur maximale de la tension induite le long de la ligne si le point d'impact est en, a) point "1", b) point "2" (géométrie de la figure III.2)54
Figure III-18 Vue de dessus d'une ligne aérienne brisée57
Figure III-19 Courant induit sur la deuxième extrémité pour les deux trajets57
Figure III-20 Topologie de réseaux filaires58
Figure III-21 Vue de dessus du réseau en Y59
Figure III-22 Tension et courant induits en A59
Figure III-23 Tension et courant induits en B et C60
Figure III-24 Tension et courant induits en J (jonction)60
Figure III-25 Tension et courant induits en B et C61
Figure III-26 Vue de dessus d'un réseau radial, a) forme Y, b) forme YY, c) forme arbre61
Figure III-27 Tension induite en A62
Figure IV.1 Les deux lignes de transmission interne et externe64
Figure IV.2 Coupe schématique du câble blindé65
Figure IV.3 Schéma électrique équivalent du couplage entre la ligne externe et la ligne interne67
Figure IV.4 Représentation Schématique de la discrétisation spatial le long du câble avec des terminaisons résistives71

Figure IV.5 Géométrie d'un câble blindé aérien73
Figure IV.6 Courant induits sur la 1 ^{ère} extrémité du câble, a) l'âme, b) le blindage74
Figure IV.7 Tension induites sur la 1 ^{ère} extrémité du câble, a) l'âme, b) le blindage74
Figure IV.8 Tension induite et différence de potentiel âme-blindage sur la 1 ^{ère} extrémité du câble75
Figure IV.9 Géométrie d'un câble blindé aérien (l'âme et le blindage sont reliés par une résistance R_0)76
Figure IV.10 Courant induit sur la 1 ^{ère} extrémité de l'âme pour différentes valeurs de de conductivité du blindage σ_b76
Figure IV.11 Courant induit sur la 1 ^{ère} extrémité de l'âme pour différentes valeurs de perméabilité magnétique du blindage μ_{rb}77
Figure IV.12. Courant induit sur la 1 ^{ère} extrémité de l'âme pour différentes valeurs de permittivité du deuxième isolant ϵ_{rib}77
Figure IV.13 a) ddp âme-blindage et b) courant induit sur la 1 ^{ère} extrémité de l'âme pour différentes valeurs de résistance R_078
Figure IV.14 Géométrie d'un câble à trois couches78
Figure IV.15 Comparaison entre les courants sur la première extrémité du câble avec trois couches et celui de deux couches, a) âme, b) blindage79
Figure IV.16 Vue de dessus des positions des coups de foudre et du câble enterré80
Figure IV.17 Géométrie du câble blindé enfoui80
Figure IV-18 Courant à la base du canal, a) le point d'impact 1, b) le point d'impact 281
Figure IV-19 Courant induit sur les deux extrémités du blindage, a) le point d'impact 1, b) le point d'impact 281

Liste des tableaux

Tableau I-1 les paramètres utilisés pour reproduire la forme du courant à la base du canal14
Tableau I-2 $P(z)$ et v_f dans l'équation (I.7) pour les 5 modèles décrits ci-dessus18
Tableau III.1 : paramètres géométrique d'une ligne triphasé41
Tableau III.2 : paramètres géométrique d'une ligne triphasé52
Tableau IV-1 les paramètres utilisés pour reproduire la forme du courant à la base du canal80

Table des matières

Résumé

Remerciement

Liste des figures

Liste des tableaux

Introduction générale

í í í í 1

Chapitre I : Présentation du contexte et état de l'art

Introduction3
I. La compatibilité électromagnétique3
1. Notion de Compatibilité Electromagnétique (CEM)3
2. La CEM dans la conception du produit4
3. Décomposition d'un problème de CEM5
4. La source de perturbation6
5. Le couplage électromagnétique6
5.1. Le couplage par conduction6
5.2. Le couplage par rayonnement (par champ)7
5.2.1. Le couplage par champ proche7
5.2.2. Le couplage par champ lointain8
6. Amélioration de la CEM8
7. Etat de l'art9
II. La foudre10
1. Présentation de la foudre10
1.1. Description du phénomène orageux10
1.2. Effets de la foudre12
2.1. Effets thermiques12
1.2.2. Effets acoustiques (tonnerre)12
1.2.3. Effets lumineux (éclair)12
1.2.4. Effets électrodynamique13
1.2.5. Effets électrochimique13

1.2.6. Effets électromagnétiques13
2. Modélisation de la foudre13
2.1. La représentation analytique du courant à la base du canal de foudre13
2.2. La modélisation de la distribution du courant de foudre dans le canal15
2.2.1. Les modèles d'ingénieurs15
2.2.2. La généralisation des modèles d'ingénieurs17
2.2.3. La comparaison entre les différents modèles de distribution du courant de l'arc en retour18
Conclusion21

Chapitre II : Calcul du champ EM rayonné par un coup de foudre

Introduction22
1. La géométrie du problème22
2. Calcul des champs électromagnétiques rayonnés par une décharge orageuse23
2.1. Calcul du champ au-dessus du sol23
2.1.1. Cas d'un sol parfaitement conducteur23
2.1.2. Prise en compte de la conductivité finie du sol23
2.2. Calcul du champ dans le sol27
3. Validation du calcul du champ électromagnétique30
3.1. Le calcul du courant de foudre30
3.2. Le calcul du Champ électromagnétique émis par un canal de foudre30
3.2.1. Point d'observation au-dessus du sol30
3.2.2. Point d'observation au-dessous du sol36
Conclusion36

Chapitre III : Couplage EM d'une onde de foudre avec un réseau aérien

Introduction39
1. Présentation du problème39
2. Utilisation du modèle d'Agrawal40
2.1. Le modèle d'Agrawal pour un sol résistif40
2.2. Le modèle d'Agrawal pour une ligne multi conductrice41
3. La résolution des équations du couplage dans le domaine temporel42
4. Application42

4.1. Surtension induite sur ligne monophasée44
4.2. Influence des paramètres sur la surtension induite46
4.2.1. L'amplitude du courant de foudre à la base du canal46
4.2.2. La vitesse de l'arc en retour47
4.2.3. La distance du point d'impact48
4.2.4. La hauteur de la ligne48
4.3. Surtension induite sur ligne triphasée49
4.4. Influence du câble de garde51
4.4.1. Ligne monophasée51
4.4.2. Ligne triphasée51
4.5. L'étude de l'effet du sol53
4.6. L'effet du trajet d'une ligne aérienne57
4.7. Couplage d'une onde de foudre avec un réseau de ligne aérienne58
4.7.1. Analyse du réseau en Y58
Conclusion58

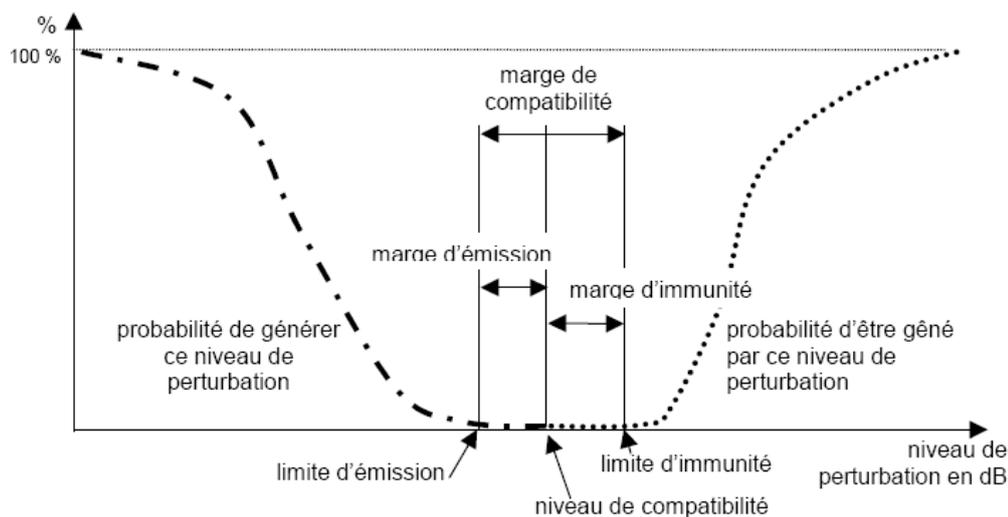
Chapitre VI : Couplage EM d'une onde de foudre avec un réseau de câbles enterrés

Introduction63
1. Couplage électromagnétique d'une onde de foudre avec un câble blindé64
1.1. Couplage par l'intermédiaire de l'impédance de transfert64
1.2. Equations de couplage onde-ligne en fréquentiel67
1.3 Analyse temporelle des équations de couplage d'onde EM avec un câble blindé68
1.3.1. Expression temporelle de la résistance et la conductance transitoire du sol68
1.3.2. Equations de couplages exprimés par FDTD69
2. Calcul des tensions et des courants induits sur un câble blindé73
2.1. Câble aérien73
2.1.1. Etude paramétrique75
2.2. Câble souterrain79
Conclusion81
Conclusions et perspectives	í í í 83
Annexes	í í í 86
Références Bibliographiques	í í í 100

Introduction Générale

Actuellement, l'étude de la compatibilité électromagnétique (CEM) des systèmes électriques et électroniques est devenue d'une importance primordiale. Nous savons bien que tout système électrique et/ou électronique peut devenir "victime" de l'environnement électromagnétique (EM) dans lequel il opère, tandis qu'il peut être une source de perturbations pour les systèmes voisins ou les autres utilisateurs du même système. Il est donc essentiel de se préoccuper, lors de sa conception; d'une part des agressions électromagnétiques qu'il pourra avoir à subir durant son utilisation et sa capacité à leur résister, et d'autre part des perturbations qu'il pourra émettre et des techniques de réduction de ces perturbations. Ceci doit se faire dans le cadre du respect des normes internationales relatives à la CEM [Annexe 1].

Pour garantir la CEM, il faut étudier l'environnement électromagnétique des systèmes, c'est-à-dire, les niveaux d'émission et d'immunité, et s'assurer de leur bon fonctionnement en les situant dans les marges imposées par les normes CEM [Annexe 1].



La marge de la compatibilité en fonction des perturbations

Parmi les perturbations électromagnétiques qui peuvent atteindre les réseaux d'énergie électrique et de télécommunication sont celles produites par des phénomènes naturels tels que la foudre. La protection efficace et fiable contre ces perturbations nécessite une évaluation précise des surtensions induites par la foudre. Delà, apparaît l'objectif de notre travail de thèse qui est

l'élaboration des modèles et d'outils de simulation aux fins d'estimer les perturbations induites par des champs électromagnétique externes, plus particulièrement ceux produits par une impulsion électromagnétique d'origine orageuse dans les réseaux électriques, et notamment les réseaux maillés, aussi bien souterrains qu'aériens afin de pouvoir optimiser les systèmes de protection et améliorer la qualité de service.

Cette thèse est organisée en quatre chapitres, dont le premier sera consacré à la présentation du contexte tout en définissant les différents éléments qui interviennent le long de ce travail tels que la notion de CEM, les modes de couplage, et la phénoménologie de la foudre suivie par une présentation des modèles de distribution du courant de l'arc en retour.

Dans le deuxième chapitre nous nous intéresserons à la caractérisation de l'environnement électromagnétique d'un réseau d'énergie électrique, cela sera effectué par la présentation des méthodes de calcul du champ électromagnétique rayonné par la phase d'arc en retour d'une décharge orageuse en tout point de l'espace et même dans le sol. Le champ électromagnétique calculé dans ce chapitre sera utilisé par le programme de couplage pour le calcul des tensions et courants induits dans le réseau.

Le troisième chapitre présentera la théorie des lignes de transmission étendue en décrivant le couplage entre un champ électromagnétique externe et une ligne de transmission. La représentation temporelle des équations de couplage est utile dans l'analyse des phénomènes non-linéaires, Les surtensions induites seront déterminées par la résolution des équations de couplage dans le domaine temporel en utilisant la méthode numérique des différences finies à points centrés. Une analyse de ces surtensions induites et l'étude de leur sensibilité à la variation de différents paramètres liés à la décharge sera aussi effectuée dans ce chapitre.

Le but du quatrième chapitre sera l'évaluation des surtensions induites par une décharge de foudre sur un câble blindé aérien, ensuite souterrain dans le domaine temporelle et fréquentielle en étudiant l'effet des paramètres du câble sur les tension et courants induits.

Enfin, nous terminerons notre travail par une conclusion générale suivie de quelques perspectives.

Chapitre I

Etat de l'art et présentation du contexte

INTRODUCTION

L'objectif de ce travail est d'étudier l'impact indirect d'une perturbation générée par une décharge orageuse sur un ensemble de structures filaires (lignes ou câbles) représentant un réseau maillé de transport d'énergie électrique aérien ou souterrain.

Cette problématique inscrite dans un cadre d'une discipline appelée « **Compatibilité ElectroMagnétique CEM** » nous conduit à consacrer la première partie de ce chapitre à présenter le contexte de ce travail en introduisant la notion de la CEM et les différents modes de couplage entre la source de perturbation électromagnétique et la victime, suivie par une présentation d'un état de l'art de quelques travaux de recherche effectués dans le même domaine.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous allons présenter une brève description de la phénoménologie de la foudre, ses types, ainsi que ses effets. Ensuite, et pour des besoins de modélisation, nous étalerons les modèles mathématiques existants dans la littérature, et permettant de décrire l'arc en retour à partir de quelques caractéristiques de base du canal de foudre.

I. LA COMPATIBILITE ELECTROMAGNETIQUE

Dans ce qui suit, nous nous focalisons spécialement sur l'étude du réseau électrique perturbé par une onde de foudre, qui présente un modèle bien approprié pour la recherche dans le domaine de CEM.

1. Notion de Compatibilité Electromagnétique (CEM)

L'origine du concept de CEM remonte aux années soixante à cause de la miniaturisation des composants électroniques, surtout dans les domaines spatial et militaire.

La compatibilité électromagnétique (CEM) est un domaine pluridisciplinaire qui s'intéresse à la coexistence de plusieurs systèmes au sein d'un même environnement. Son objectif est d'assurer le fonctionnement correct et efficace de ces systèmes en présence des interférences et des

couplages créés par leur cohabitation dans un même environnement. Elle représente le domaine le plus important pour le bon fonctionnement des systèmes industriels, médicaux et de télécommunication pour n'importe quel environnement. Elle possède l'un des plus vastes domaines d'application : de la foudre tombant sur une ligne électrique (le cas traité dans cette thèse), aux téléphones portables brouillant l'image de la télévision, incluant le canal radio mobile situé dans un environnement bruité. La CEM est d'importance capitale pour les ingénieurs chargés de concevoir les développements technologiques et d'assurer la robustesse et la fiabilité de ces nouvelles technologies. L'installation de ces nouveaux systèmes, demande des études approfondies sur les effets de l'environnement électromagnétique.

Dans l'absolu, il existe toujours un niveau de perturbation électromagnétique émis par l'appareil ou l'environnement, il devra alors être inférieur à un certain seuil prédéfini par les normes de compatibilité électromagnétique. De même, l'appareil ou le système devra présenter un certain seuil d'immunité intrinsèque, c'est-à-dire tolérer sans dysfonctionnement un niveau minimum de perturbation.

Au fur et à mesure, le terme CEM a fait changer l'attitude face aux perturbations EM, il est évident aujourd'hui, qu'il ne suffit plus de combattre les effets des perturbations lorsque le dispositif est déjà construit et qu'il est difficile et très coûteux de le modifier. Il faut tenir compte des concepts CEM dès sa conception.

2. La CEM dans la conception d'un produit

Pour le bon fonctionnement d'un système, il est important de limiter les différentes sources de perturbation. Pour cela l'étude de l'environnement électromagnétique d'un système est un point essentiel à prendre en compte dans tout projet industriel faisant intervenir de l'électronique de signal ou de puissance, au même titre que la gestion de la thermique ou la gestion des contraintes mécaniques. Les contraintes CEM ne sont souvent prises en considération que lors de la seconde phase où un prototype sur lequel les investigations CEM vont pouvoir s'appliquer existe. Cette prise en compte doit avoir lieu lors de la conception et en tenant compte de l'insertion finale du produit [4].

Les recherches que nous menons visent à développer des outils de modélisation « a priori » du comportement CEM des systèmes de puissance pour une prise en compte de la CEM telle que présentée sur la figure I-1.

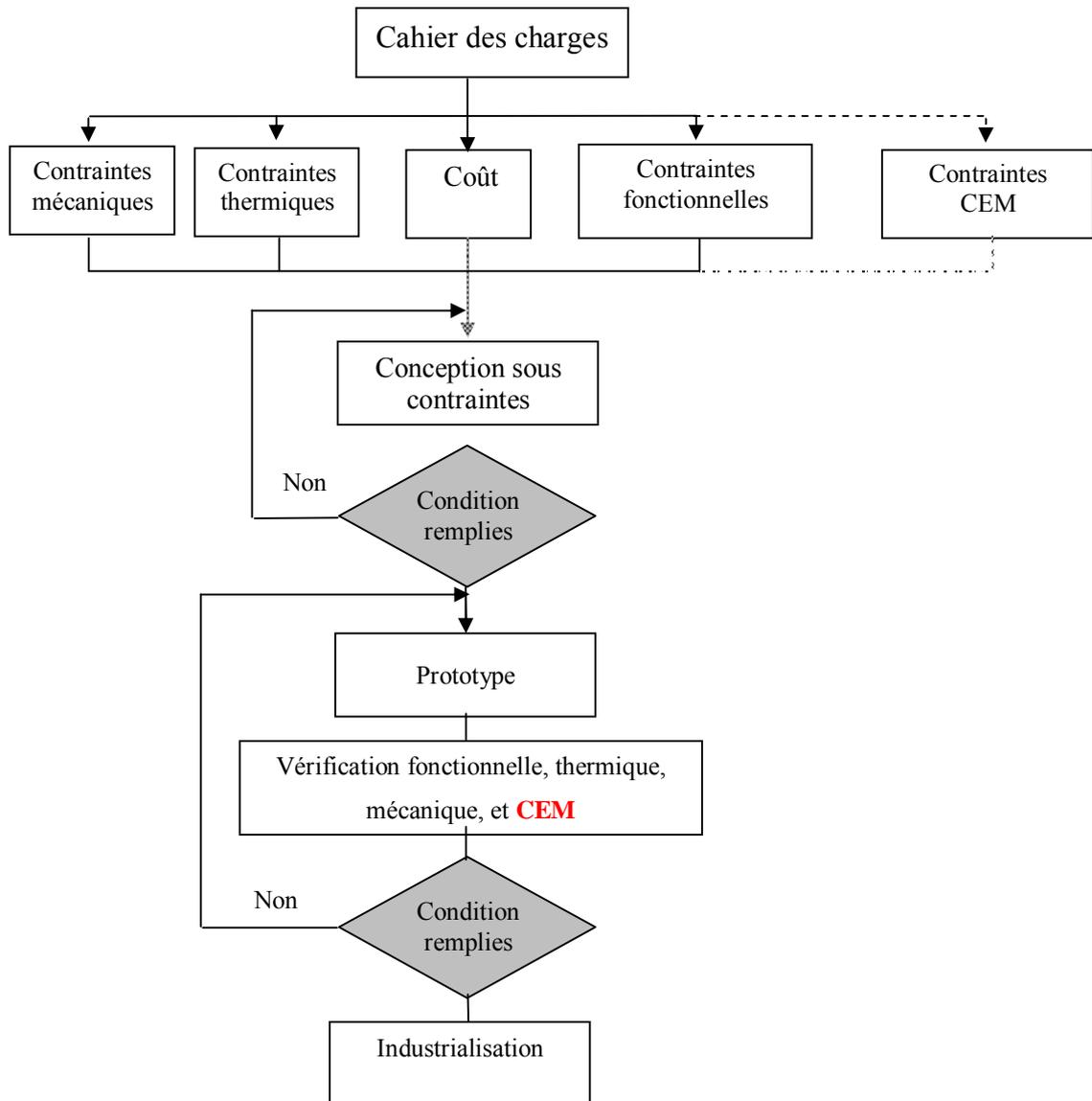


Figure I-1 Processus de conception d'un produit [4]

3. Décomposition d'un problème de CEM

Toute situation d'interférences électromagnétiques fait intervenir trois différents éléments : une source d'émission de perturbation, un récepteur de perturbation (victime), et un mécanisme de couplage par lequel la perturbation réagit sur le fonctionnement du récepteur.



Figure I-2 Décomposition d'un problème de CEM

4. La source de perturbation

Les sources de perturbation électromagnétique peuvent être caractérisées par [1, 5]:

- ❖ Leur origine : interne (manœuvre), ou externe (foudre).
- ❖ Leur nature temporelle : permanente ou transitoire.
- ❖ Leur contenu fréquentiel :
 - *Basse fréquence* : dus aux rayonnements à proximité des lignes et des jeux de barres surtout en cas de déséquilibre de la charge.
 - *Moyenne fréquence* : dus à des commutations dans les ensembles d'électronique de puissance dans le poste (centaines de KHz), les signaux à moyenne fréquence transmis en permanence ou occasionnellement pour des besoins de contrôle. Ex (les courants porteurs, et l'effet couronne dans les sections conductrices du poste "lignes et jeux de barre").
 - *Haute fréquence* : dus aux ondes transitoires qui apparaissent lors de l'injection d'une onde de foudre.

5. Le couplage électromagnétique

Un couplage est le phénomène de propagation des perturbations qui se produit entre la source et la victime. Les modes de couplage peuvent être classifiés selon le type de perturbation et selon le support de propagation, par conduction (caractérisé par les courants et différences de potentiel), ou par rayonnement (caractérisé par les champs électriques, et magnétiques) [1, 2, et 3].

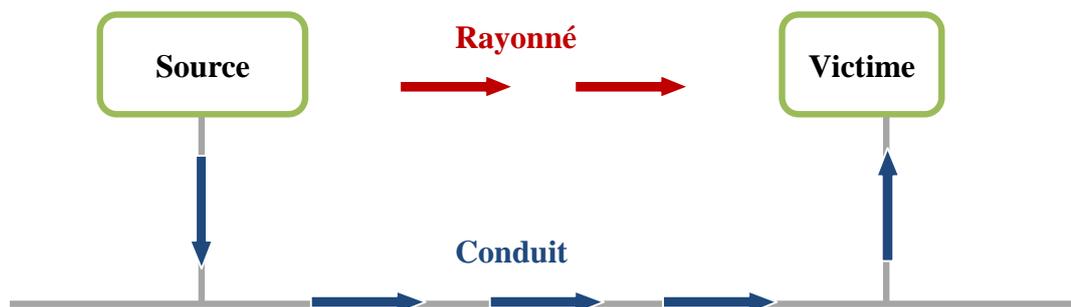


Figure I-3 Les modes de couplage entre la source de perturbation et la victime

5.1. Le couplage par conduction

Le couplage par conduction se produit lorsque la source de perturbation et la victime sont reliées entre elles par un conducteur. Il se fait en deux modes :

- *le mode commun* : En mode commun, les signaux se propagent dans le même sens sur tous les conducteurs. Les courants de mode commun reviennent par la masse. Ce mode représente 10 % des cas. Il est aussi appelé mode "parallèle", "longitudinal", ou mode "asymétrique".

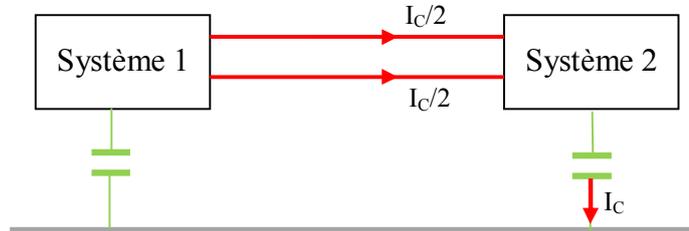


Figure I-4 Le mode commun entre deux systèmes

- *Le mode différentiel* : le mode différentiel est le mode idéal de la transmission des signaux qui représente 90 % des cas. Dans ce mode, tout le courant qui entre dans le récepteur revient vers la source par un fil de retour. Il est appelé aussi mode "série", "normal", ou mode "symétrique".

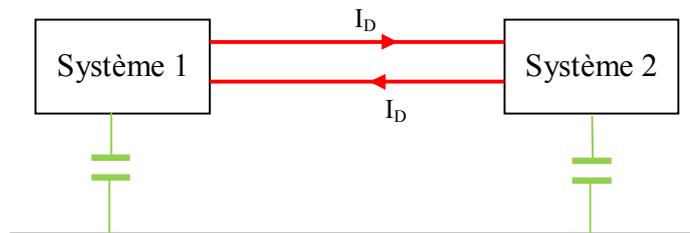


Figure I-5 Le mode différentiel entre deux systèmes

5.2. Le couplage par rayonnement (par champ)

Nous disons un couplage par rayonnement (champ), si le support de propagation d'une perturbation transmise de la source vers le récepteur est l'espace.

Nous savons que le champ électromagnétique rayonné par une source de radiation varie de la distance qui sépare la source de radiation et le lieu où le champ est observé, pour cela nous distinguons deux types de couplage par champ :

5.2.1. Le couplage par champ proche

Près de la source, le champ électromagnétique dépend des caractéristiques de la source :

- *Le couplage par champ électrique (capacitif) :*

La différence de potentiel entre un conducteur et son environnement généré autour de ce dernier un champ électrique, la variation de ce champ injecte un

courant sur tous les conducteurs proche. La cause des couplages capacitifs est les capacités parasites formées par la présence de deux conducteurs.

➤ *Le couplage par champ magnétique (inductif) :*

Un courant circulant dans un fils génère un champ magnétique. La variation de ce champ induit une force électromotrice dans les boucles voisines.

5.2.2. Le couplage par champ lointain

Au-delà de la zone de rayonnement en champ proche, la zone de rayonnement dit en champ lointain. Dans cette région, les caractéristiques du champ électromagnétique rayonné ne dépendent que des propriétés du milieu dans lequel le champ se propage, et nous disons que l'on a affaire à un couplage par champ électromagnétique ou par onde plane, donc il faut employer les équations de Maxwell pour calculer l'amplitude des perturbations électromagnétiques. Ce qui signifie que les composantes du champ électromagnétique ne peuvent être séparées.

La figure I-6 nous résume tous les types du couplage.

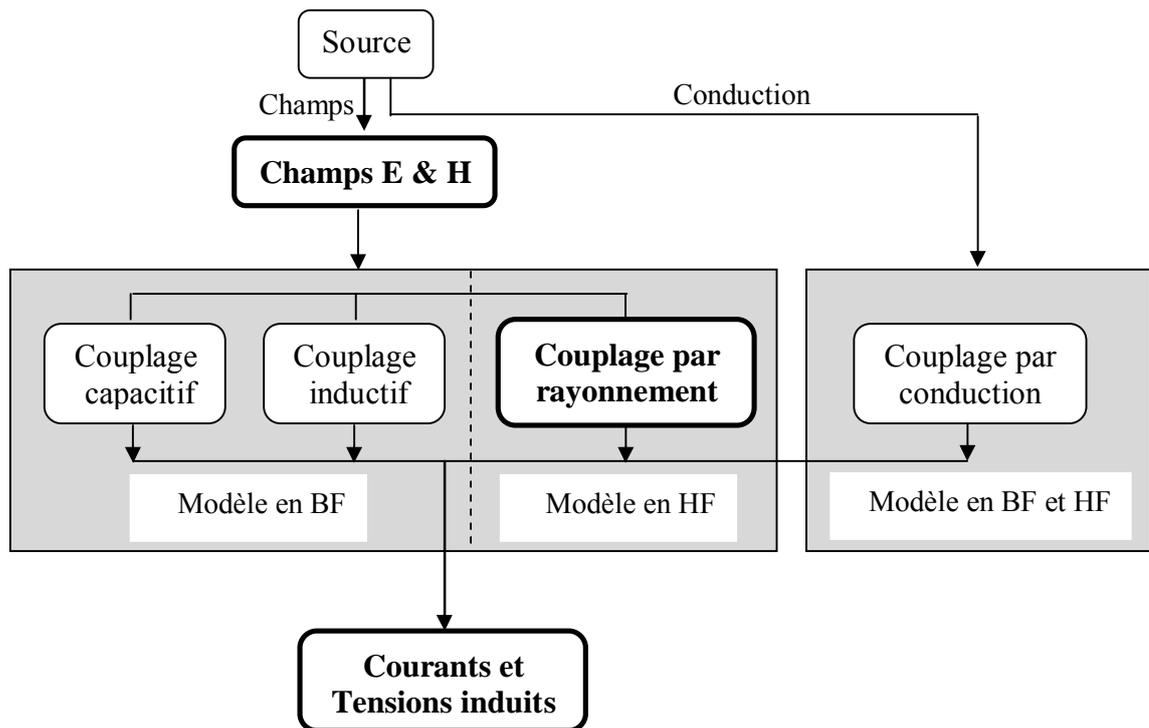


Figure I-6 Les modes de couplage

6. Amélioration de la CEM

L'amélioration de la CEM est obtenue par différents types d'actions :

- Diminution des sources de perturbation externes, nous pouvons, par exemple, réduire les perturbations dues aux décharges électrostatiques en augmentant l'humidité des locaux, en utilisant un sol antistatique etc.

- Augmentation de la susceptibilité, un système électronique peut être « durci » en choisissant les composants les moins sensibles aux perturbations (différentes familles technologiques : TTL CMOS etc.).
- Réduction des couplages, pour une source externe déterminée, le niveau de perturbations reçues par un appareillage dépend des couplages, c'est à dire du chemin de propagation entre la source et la victime.

7. Etat de l'art

Dans un souci de fiabilité, l'étude de la compatibilité électromagnétique a fait l'objet de nombreux travaux de recherche, ces derniers ont été menés vers la caractérisation de la pollution électromagnétique qui peut s'avérer indésirable pour la santé des êtres vivants, le domaine militaire, et le bon fonctionnement des :

- Réseaux d'énergie électrique, de communication, et de traction ferroviaire.
- Systèmes électriques et /ou électroniques de : l'aéronautique, et des véhicules.

Yanick Weens [6] a proposé une méthode de modélisation HF des câbles blindés reliant le moteur et le variateur de vitesse. Cette méthode permet l'identification des chemins de propagation des courants HF dans les variateurs de vitesse, et de proposer des solutions permettant de réduire les surtensions aux bornes du moteur. Dans la même optique, Christophe Vermaelen [7] a montré que les perturbations provoquées par les variateurs de vitesse résultent un vieillissement prématuré des bobinages statoriques et une dégradation de l'isolant par la surtension. L'objectif final de Vermaelen est de pouvoir améliorer les systèmes de réduction des perturbations émises en adoptant une solution appropriée telle que la réduction des possibilités de propagation, le filtrage ou la compensation des sources de perturbation.

Mohamed Melit [8] s'est intéressé à la caractérisation électromagnétique de l'environnement électromagnétique des convertisseurs de l'électronique de puissance. Pour cette problématique, il a proposé de réduire le champ magnétique rayonné en introduisant des boucles conductrices passives au sein même du dispositif.

Michel BELTRAMINI [9] porte dans son travail sur les problèmes CEM apparaissant dans les convertisseurs de puissance embarqués à bord des futurs avions plus électriques. Nous citons également dans le même contexte les références suivantes [10], [11].

De tous les phénomènes naturels générateurs de perturbations électromagnétiques, la foudre est certainement le plus craint, le plus néfaste et donc le plus étudié. Les effets délétères de la foudre

sur les installations électriques domestiques sont connus de tous, mais ceux-ci ne perturbent pas uniquement les systèmes au sol et peut tout à fait frapper un avion en vol. Ali Jazzar [12] et Emanuel Perrin [13] ont montré que le passage du courant de foudre sur un avion provoque des perturbations électromagnétiques pouvant mener au dysfonctionnement d'équipements internes. Pour des raisons de protection des nouvelles avions « *dites plus électrique et plus composite* », qui sont plus légères, moins couteuse, et malheureusement vulnérables face à la foudre. Perrin a conçu un modèle entièrement numérique (basé sur la méthode numérique FDTD) d'un avion permettant la détermination des courants induits par la foudre sur le câblage. L'approche numérique permet de prévoir les contraintes indirectes de la foudre sur le câblage de certains systèmes critiques.

Ghnimi Said [23] montre dans sa thèse que le réseau d'énergie électrique peut aussi être une source de perturbation pour son environnement, notamment, le réseau de télécommunication. L'objectif de l'auteur dans ce travail est d'élaborer une technique de synthèse du couplage, d'analyser un concept de ce phénomène en basse et en haute fréquence, de déterminer expérimentalement le degré de perturbation des lignes électriques sur les systèmes de télécommunication au voisinage, et de proposer des techniques de protection de ces systèmes.

Notre travail de thèse rejoint l'objectif de plusieurs travaux de recherche [14 à 22...etc] concernant l'étude des surtensions provoquées par les perturbations associées aux coups de foudre sur les réseaux de transport d'énergie électrique et de communication que constitue une des causes principales des problèmes de qualité de l'énergie fourni aux consommateurs et de compatibilité électromagnétique (CEM). Dans ce contexte, nous trouvons nécessaire de commencer l'étude par une présentation de la phénoménologie de la foudre, ses effets, et sa modélisation.

II. LA Foudre

1. Présentation de la foudre

1.1. Description du phénomène orageux

La foudre est définie par le passage d'un courant transitoire très important entre deux points normalement isolés de l'atmosphère. La foudre se produit entre un nuage et le sol, entre deux nuages ou entre deux zones chargées au sein d'un même nuage. Ces charges stockées sont, selon toute vraisemblance, générées par les mouvements d'air chaud dans un nuage en formation [24].

Les mesures effectuées montrent que la répartition des charges dans le nuage est complexe. Néanmoins, la partie supérieure du nuage a une charge globalement positive, la base est majoritairement négative et des poches positives et négatives occupent le milieu de la structure.

Une observation plus fine montre que cette répartition globale des charges est modifiée par les courants d'air interne au nuage. Ils ont tendance à grouper les charges sous formes de cellules positives et négatives juxtaposées. Ces cellules ont une durée de vie de 30 minutes et une charge de plusieurs centaines de coulombs. Lorsque la différence de potentiel entre le sol et le nuage devient supérieure à la rigidité diélectrique de l'air (généralement estimée entre 10 et 30 kV/cm suivant le taux d'humidité), l'arc se développe [25].

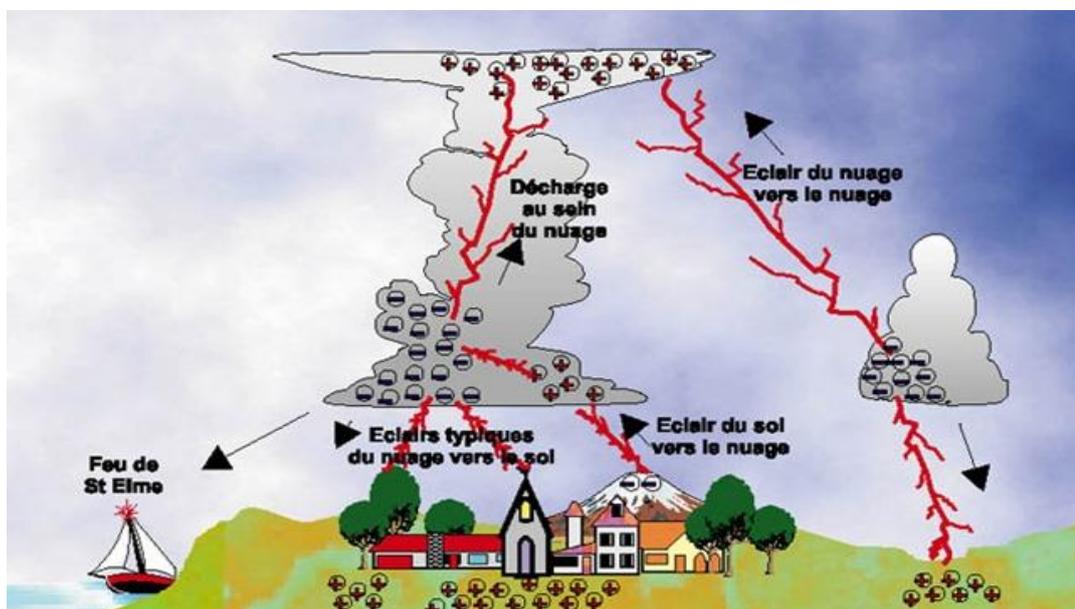


Figure I-7 Les types de foudre

Tout d'abord, une colonne d'air ionisée (pilot stream) se forme et se rapproche du sol. Après une extension de 30 à 50 m de cette colonne, une décharge plus intense, le précurseur (stepped leader), se forme et permet au pilot stream de continuer sa progression d'un bond supplémentaire de 30 à 50 m. la période de ces bonds évolue d'une centaine de microseconde au moment de l'amorçage jusqu'à entre 5 à 10 μ s lorsque la colonne approche du sol [25]. Quand le précurseur se rapproche du sol, la charge positive locale du sol se concentre (plus précisément les charges négatives présente dans cette région sont repoussées). Une fois le champ électrique suffisant, un canal ionisé part du sol (streamer) en direction du précurseur. Quand ces deux canaux se rencontrent, les charges se neutralisent et créent un chemin de basse impédance qui permet à un courant de plus en plus important de transiter du nuage vers le sol (arc en retour ou return stroke). C'est cette zone fortement conductrice qui crée le flash associé à l'éclair.

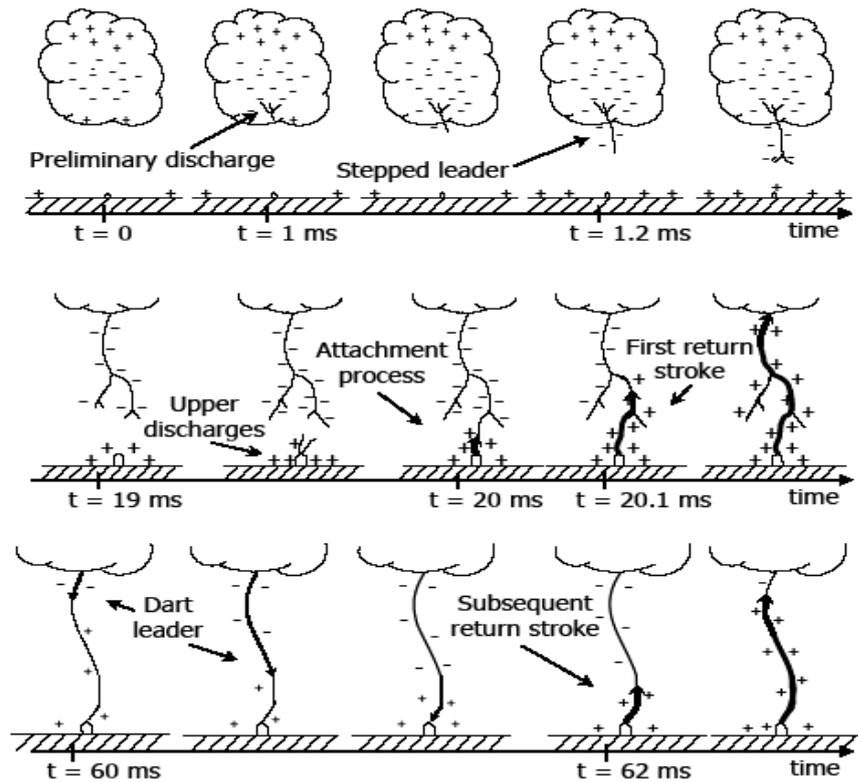


Figure I-8 Le processus de l'arc en retour pour une décharge descendante négative

1.2. Effets de la foudre

Un coup de foudre s'accompagne de plusieurs effets, dont les principaux sont les suivants :

1.2.1. Effets thermiques

Ces effets correspondent à la dissipation de l'énergie sous forme de chaleur, ils ne sont importants que pour des matériaux mauvais conducteurs ou humides, en particulier, la vaporisation de l'eau dans un sol humide peut provoquer l'écrasement d'un câble souterrain

1.2.2. Effets acoustiques (tonnerre)

Les forces électrodynamiques liées au courant s'écoulant dans l'éclair créent une dilatation de l'air du canal de foudre et une élévation de pression dans le canal. Cette surpression et sa disparition brutale crée une onde de choc. La distance du canal de foudre et son orientation par rapport à l'observateur déterminent le spectre sonore perçu par l'opérateur.

1.2.3. Effets lumineux (éclair)

Au moment où l'intense courant d'arc en retour s'écoule le long du canal ionisé que constitue le traceur, ce canal est brusquement très fortement chauffé et se transforme instantanément en un véritable arc électrique. Une violente lumière est alors émise

1.2.4. Effets électrodynamique

Ces effets sont ceux qui peuvent être rencontrés dès qu'un courant fort circule dans un conducteur. Par analogie, nous pouvons se référer aux phénomènes apparaissent sur des jeux de barres de postes de puissance en cas de court-circuit. Les effets peuvent être soit attractifs, soit répulsifs suivant la disposition des conducteurs les uns par rapport aux autres. Ces efforts peuvent atteindre plusieurs centaines à plusieurs milliers de newtons pour des coups de foudre violents et conduisent à des déformations mécaniques pouvant entraîner des ruptures ou des arrachages de supports.

1.2.5. Effets électrochimique

Ces effets sont relativement peu importants sur les installations au sol et les quantités de matière pouvant se décomposer par électrolyse restent faible, même pour des quantités de charge transférées importantes. Une surveillance des prises de terre est nécessaire car il y a risque de corrosion.

1.2.6. Effets électromagnétiques

Le canal de foudre ainsi que les éléments écoulant le courant de foudre à la terre crée un champ électromagnétique. Des courants et des tensions induits vont alors apparaître dans les conducteurs proches. Les différences de potentiel résultantes peuvent à leur tour entraîner des claquages dans les éléments électroniques ou électriques reliés à ces conducteurs. Ces claquages peuvent être également de forte intensité et créer un risque d'inflammation ou de destruction de même type que celui créé par le coup direct.

Certains équipements sensibles aux perturbations électromagnétiques peuvent être perturbés ou détruits par le champ créé par un éclair proche.

2. Modélisation de la foudre

En présence d'un nuage orageux, une décharge nuage-sol peut être amorcée. Ceci est dû à une déformation du champ électrique [17, 18, 21].

2.1. La représentation analytique du courant à la base du canal de foudre

Plusieurs fonctions ont été proposées dans la littérature pour la modélisation du courant à la base du canal de foudre. Parmi celles-ci, la fonction dite d'Heidler [26] décrite par l'équation (I.1).

$$i_0(t) = \frac{I_0}{\eta} \left[\frac{(t/\tau_1)^n}{1 + (t/\tau_1)^n} \right] \exp(-t/\tau_2) \quad (\text{I.1})$$

Ou :

$$\eta = \exp\left[-(\tau_1 / \tau_2)(n\tau_2 / \tau_1)^{\frac{1}{n}}\right] \quad (I.2)$$

I_0 : amplitude de (i_0).

τ_1 : le temps de montée de (i_0), τ_2 : le temps de l'impulsion de (i_0).

η : facteur de correction d'amplitude de I_0 .

n : est un paramètre ayant une valeur entre 2 à 10,

L'utilisation d'une somme de deux fonctions d'Heidler (équation (I.3)) est adoptée dans certains cas en raison de la spécificité relative à cette modélisation qui présente la forme typique du courant de foudre mesuré à la base du canal comme le montre la figure I-9.

$$i(0,t) = \frac{I_{01}}{\eta_1} \left[\frac{(t/\tau_{11})^{n_1}}{1+(t/\tau_{11})^{n_1}} \right] \exp(-t/\tau_{12}) + \frac{I_{02}}{\eta_2} \left[\frac{(t/\tau_{21})^{n_2}}{1+(t/\tau_{21})^{n_2}} \right] \exp(-t/\tau_{22}) \quad (I.3)$$

Le courant de la figure I-9 est obtenue en utilisant l'équation (I.3), dont les valeurs des paramètres des fonctions d'Heidler correspondant au premier arc en retour et l'arc en retour subséquent typique, selon les données expérimentales de (*Berger et al*) [27], et (*Rachidi et al*) [28], sont donnés sur le tableau I-1.

Tableau I-1 les paramètres utilisés pour reproduire la forme du courant à la base du canal.

	I_{01} (KA)	τ_{11} (μ S)	τ_{21} (μ S)	n_1	I_{02} (KA)	τ_{12} (μ S)	τ_{22} (μ S)	n_2
L'arc en retour subséquent	10.7	0.25	2.5	2	6.5	2	230	2

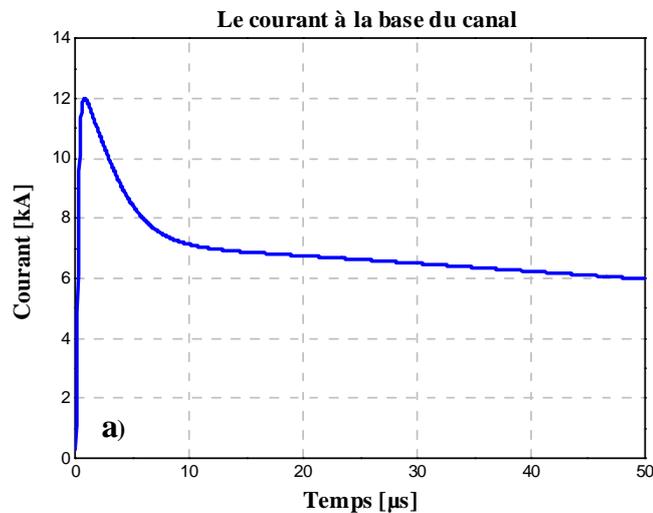


Figure I-9 Le courant de foudre à la base du canal de foudre

Remarque : Le résultat de calcul du courant (figure I-9), est largement confirmé en allure générale et en amplitude par celui publié en [21, 29].

2.2. La modélisation de la distribution du courant de foudre dans le canal

Durant ces dernières années, plusieurs modèles de l'arc en retour, avec différents degrés de complexité, ont été développés afin de permettre d'évaluer son rayonnement électromagnétique (exp : [30, 31, 32, 33, 34, 35, et 36]). L'une des difficultés majeures liée à la modélisation du canal de foudre réside dans le fait que le courant ne peut être mesuré qu'à la base du canal; or, pour déterminer les champs électrique et magnétique rayonnés, il est nécessaire de connaître la distribution du courant le long du canal. Les modèles de l'arc en retour proposés diffèrent essentiellement l'un de l'autre par la description des distributions spatiales et temporelles du courant le long du canal de foudre $i(z',t)$. Dans [33], les modèles de l'arc en retour sont classés en quatre catégories : les modèles dynamiques de gaz (the gas dynamic models), les modèles électromagnétiques (electromagnetic models [37, 38]), les modèles de circuit distribué (the distributed circuit models [39, 40]), et les modèles d'ingénieurs (the engineering models [30, 32, 34]). Une description générale des quatre modèles est donnée en [33, 34].

Dans cette étude, nous considérerons seulement le quatrième modèle (modèle d'ingénieurs).

2.2.1. Les modèles d'ingénieurs

Dans ce qui suit, nous allons considérer les modèles de l'arc en retour souvent adoptés dans la littérature scientifique.

2.2.1.1. Le modèle de Bruce-Golde (BG model)

Bruce et Golde [41] ont considéré que l'arc en retour se propage verticalement à partir du sol avec une vitesse " v " qui est inférieure à la vitesse de la lumière " c ".

Le courant à chaque point du canal peut être exprimé, mathématiquement comme suit :

$$z' \leq vt \Rightarrow i(z', t) = i(0, t) \tag{I.4}$$

$$z' > vt \Rightarrow i(z', t) = 0$$

2.2.1.2. Le modèle des "ligne de transmission" (Transmission Line, TL model)

Ce modèle assimile le canal de foudre à une ligne de transmission sans pertes où une impulsion de courant se propage à partir du sol à une vitesse constante de l'arc en retour " v ". Ce modèle fut proposé par "Uman" et "McLain" en 1969 [42], et est largement utilisé jusqu'à ce jour. La distribution du courant est définie par :

$$z' \leq vt \Rightarrow i(z', t) = i(0, t - \frac{z'}{v})$$

(I.5)

$$z' > vt \Rightarrow i(z', t) = 0$$

Etant donné que l'intensité du courant le long du canal reste constante, le modèle TL ne permet, donc aucun transfert de charge entre le traceur et l'arc en retour. Or, les mesures des variations du champ électrique associé au traceur ont mis en évidence que le traceur est bien porteur d'une certaine densité de charge [32].

2.2.1.3. Les modèles des "ligne de transmission modifié" (Modified Transmission Line, MTL models)

Afin de pallier les défauts du modèle TL tout en gardant sa simplicité qui permet une utilisation aisée dans les calculs de couplage, une modification au modèle de TL a été proposée par (Nucci et al), (Rachidi et Nucci), et (Rakov et Dulzon) [43, 44, 45]. Ces deux modèles sont décrits ci-dessous :

- ✓ Le modèle des "ligne de transmission modifié par une décroissance en exponentiel " (Modified Transmission Line with Exponential decay, MTLE) [43, 44]

Dans ce modèle la distribution spatio-temporelle du courant $i(z', t)$ est définie par :

$$z' \leq vt \Rightarrow i(z', t) = i(0, t - \frac{z'}{v}) \exp(-z'/\lambda)$$

(I.6)

$$z' > vt \Rightarrow i(z', t) = 0$$

Le paramètre λ représente le taux de décroissance de l'intensité du courant le long du canal; sa valeur, a été déterminée par (Nucci et Rachidi) ($\lambda=2\text{Km}$ environ) [46], et par (Lin et al) en utilisant des enregistrements simultanés des champs électromagnétiques à plusieurs distances publiés en [47, 48]. Le modèle MTLE est le plus utilisé, et ce que nous allons utiliser dans notre travail.

- ✓ Le modèle des "ligne de transmission modifié par une décroissance linéaire" (Modified Transmission Line with Linear decay, MTLL).

Dans le modèle de MTLL qui est proposé par (Rakov et Dulzon) [45], l'amplitude du courant décroît linéairement, tandis que le courant se propage vers le haut du canal, il est décrit par :

$$z' \leq vt \Rightarrow i(z', t) = i(0, t - \frac{z'}{v})(1 - \frac{z'}{H}) \quad (I.7)$$

$$z' > vt \Rightarrow i(z', t) = 0$$

Ou H : est la hauteur total du canal.

2.2.1.4. Le modèle de la source du courant propageant (Traveling Current Source, TCS model)

Ce modèle est proposé par *Heidler* [49], une source de courant avec l'arc en retour, qui se propage vers le haut avec une vitesse v , le courant injecté par cette source à une hauteur z' , se propage vers le bas du canal avec une vitesse de la lumière c . donc, il arrive sur le sol à un temps z'/c . il est mathématiquement décrit par :

$$z' \leq vt \Rightarrow i(z', t) = i(0, t + \frac{z'}{c}) \quad (I.8)$$

$$z' > vt \Rightarrow i(z', t) = 0$$

2.2.1.5. Le modèle de Diendorfer-Uman (DU, model)

Le courant de l'arc en retour par le modèle de DU [50] est exprimé par :

$$z' \leq v_f t \Rightarrow i(z', t) = i(0, t + \frac{z'}{c}) - \exp(-\frac{(t - z')\tau_D^{-1}}{v_f})i(0, \frac{z'}{v^*}) \quad (I.9)$$

$$z' > v_f t \Rightarrow i(z', t) = 0$$

Ou :

τ_D : la constante de décroissance en exponentielle.

$v_f = \text{const}$, $\tau_D = \text{const}$, $v^* = v_f / (1 + v_f/c)$.

Si $\tau_D = 0$, le modèle de DU est réduit en modèle de TCS.

2.2.2. La généralisation des modèles d'ingénieurs

Rakov [51] (et récemment) [33, 52], a exprimé les modèles de technologie par l'équation généralisée suivante :

$$i(z', t) = u(t, \frac{z'}{v_f})P(z')i(0, t + \frac{z'}{c}) \quad (I.10)$$

Où : $u(t)$: est la fonction d'Heaviside $\left\{ \begin{array}{l} t \geq \frac{z'}{v_f} \Rightarrow u(t) = 1 \\ \text{ailleurs} \Rightarrow u(t) = 0 \end{array} \right\}$

$P(z')$: est le facteur d'atténuation dépendant de la hauteur introduit par (Rakov et Dulzon) [53], et v_f : est la vitesse de propagation de l'arc en retour vers le haut, v : est la vitesse de propagation de l'onde de courant. Le tableau ci-dessous nous résume les $P(z')$, et v_f pour différents modèles mentionnés ci-dessus :

Tableau I-2 $P(z)$ et v_f dans l'équation (I.7) pour les 5 modèles décrits ci-dessus [51]

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

2.2.3. La comparaison entre les différents modèles de distribution du courant de l'arc en retour

Les figures I-10 et I-11 présentent respectivement la distribution spatiale et temporelle du courant de l'arc en retour pour les cinq modèles BG, TL, TCS, MTLL, et MTLE. Afin de rendre possible la comparaison, les calculs ont été effectués en partant d'un même courant à la base du canal.

Nous pouvons observer la discontinuité au front de l'arc en retour pour les modèles BG et TCS. Pour tous les modèles excepté TL, il y a une décroissance de l'intensité du courant avec la hauteur; la forme et l'origine de cette décroissance diffèrent d'un modèle à l'autre. Pour MTLL et MTLE, la décroissance est le résultat de la contribution des charges du traceur et est indépendante de la forme du courant à la base du canal. Par contre, pour BG et TCS, cette décroissance est due à celle du courant à la base du canal; en d'autres termes, pour un courant à la base du canal ayant une amplitude constante avec le temps, on n'observerait aucune décroissance du courant le long du canal pour les modèles BG et TCS [32].

Nucci et al [32] ont présenté une analyse complète du champ électromagnétique calculé à plusieurs distances, en adoptant ces cinq modèles et en partant d'un même courant à la base du canal. Il a été montré que tous ces modèles, à part le modèle TL, reproduisent d'une manière satisfaisante les principales caractéristiques du champ électromagnétique rayonné par la foudre.

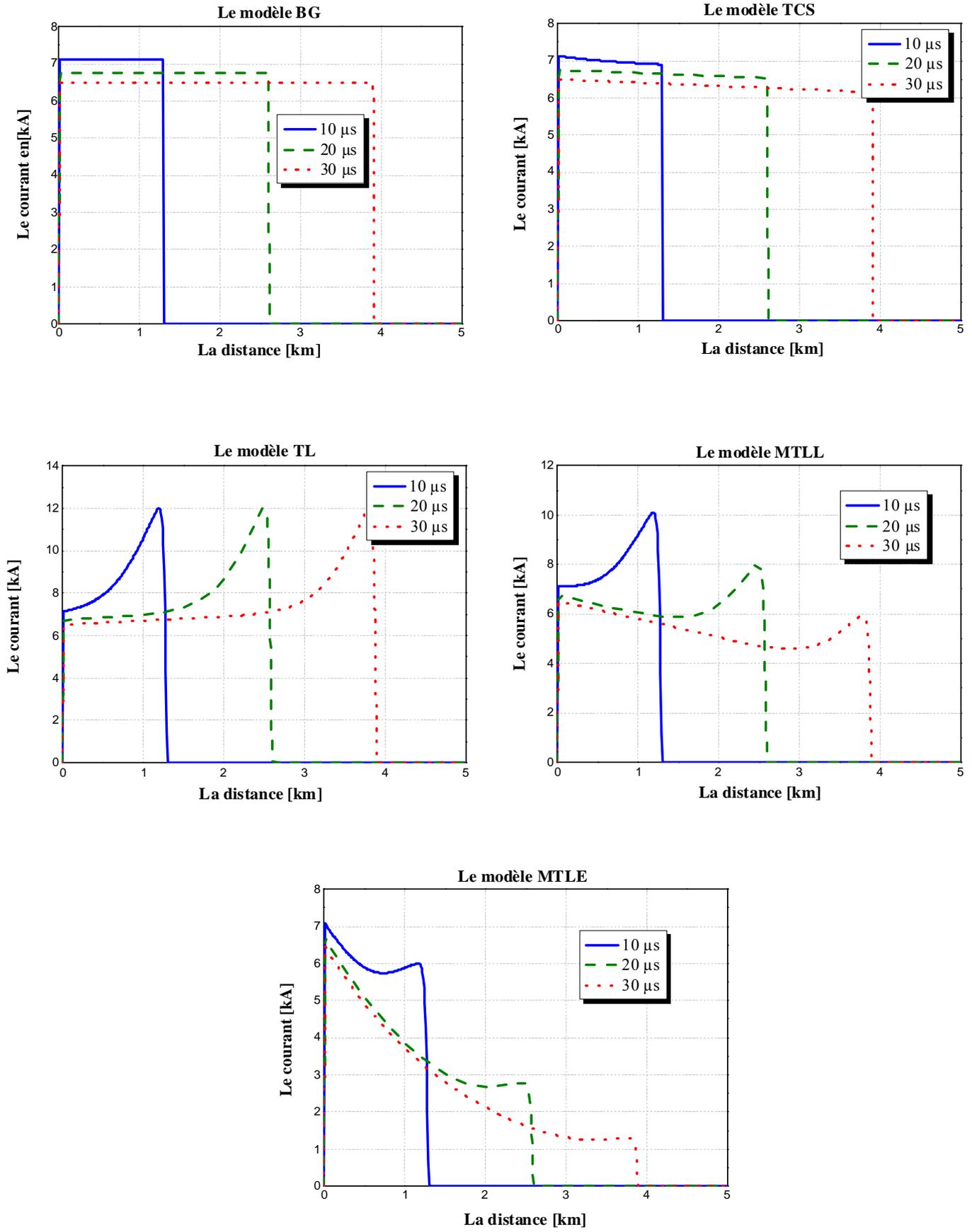


Figure I-10 La distribution spatiale du courant de l'arc en retour pour les cinq modèles examinés

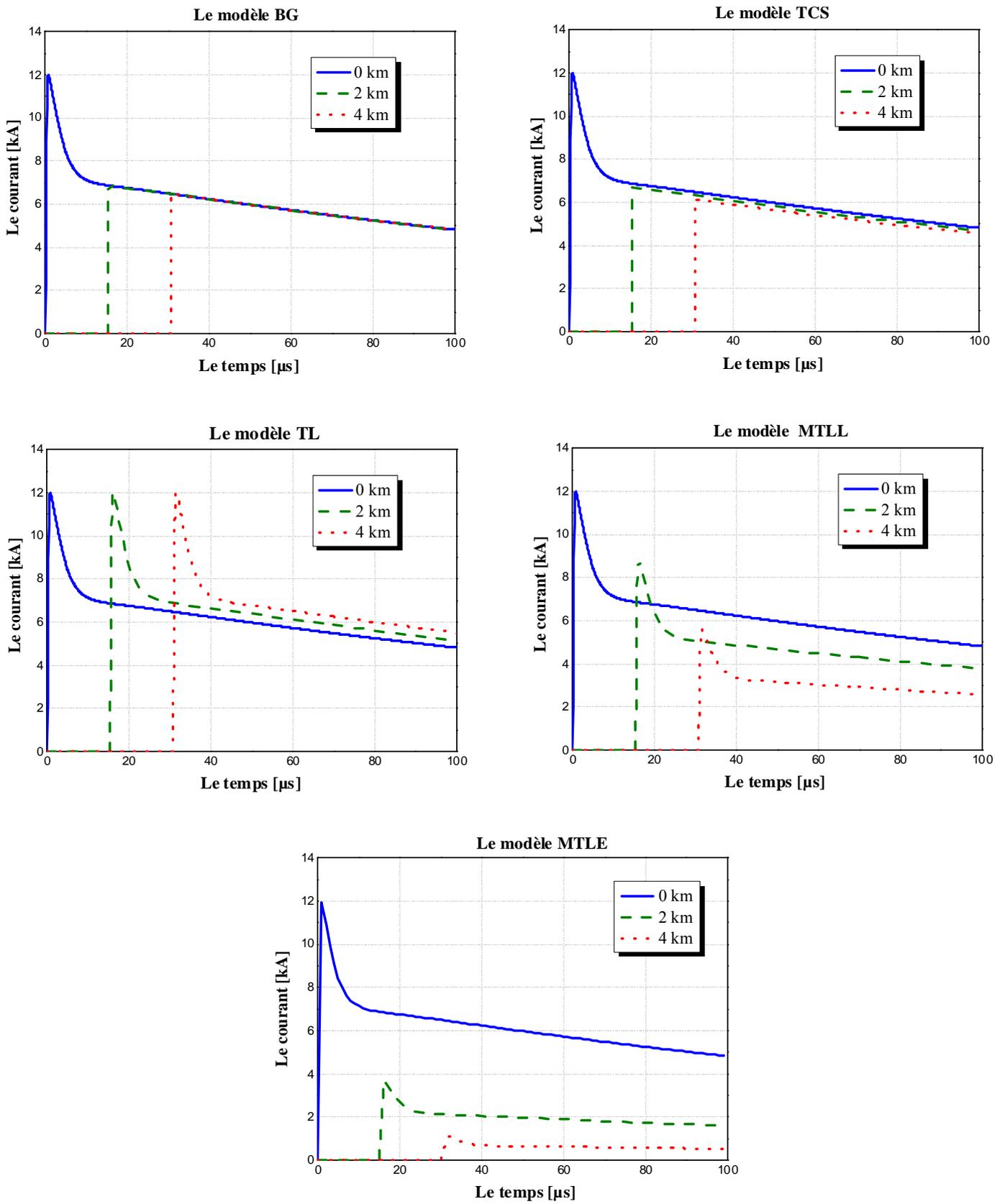


Figure I-11 La distribution temporelle du courant de l'arc en retour pour les cinq modèles examinés

CONCLUSION

Ce chapitre regroupe un ensemble d'information nous permettant d'élargir nos connaissances sur la notion de la compatibilité électromagnétique (CEM), et les techniques de couplage électromagnétique.

Nous y avons présenté un bref aperçu sur les perturbations électromagnétiques (internes, ou externes) affectant le réseau de transport d'énergie électrique et leurs modes de propagation.

La phénoménologie de la décharge de foudre, ses effets sur les réseaux électriques, ainsi que la modélisation du courant de l'arc en retour le long du canal ont été aussi présentés.

Chapitre II

Calcul du champ EM rayonné par un coup de foudre

INTRODUCTION

Les coups de foudre perturbent le fonctionnement des réseaux d'énergie électrique, de télécommunication, ainsi que les circuits auxiliaires des sous-stations.

Afin de déterminer une efficace coordination d'isolement des systèmes électriques et électroniques, il est nécessaire d'estimer les rayonnements électromagnétiques induits par la foudre. La première étape de cette étude qui est le but de ce chapitre consiste à connaître et caractériser, en termes d'allure temporelle, d'intensité et de contenu fréquentiel, le champ électromagnétique impulsionnel de la foudre, qui sera ensuite utilisé par le programme de couplage « onde-structure » comme source de perturbation.

Dans ce chapitre, Le calcul du champ électromagnétique sera effectué en adoptant plusieurs hypothèses simplificatrices, et en utilisant le formalisme des dipôles hertziens qui consiste à subdiviser le canal en une succession d'éléments appelés « dipôle », le champ total émis par le canal est obtenu par superposition de l'ensemble des dipôles.

Nous présenterons d'abord la géométrie du problème, puis les expressions du champ électromagnétique produit par la foudre, dans l'air et dans le sol, en considérant ce dernier comme conducteur parfait, et par la suite, nous introduirons quelques modifications permettant la prise en compte de la conductivité finie du sol.

1. La géométrie du problème

Dans la réalité, le canal de foudre n'est pas rectiligne, et comporte une succession de petits segments dont les directions suivraient une distribution de type gaussien [22]. Vu le caractère aléatoire de cette tortuosité, nous nous limiterons ici au cas simple du canal vertical unidimensionnel de hauteur H , comme illustre la figure II-1. L'arc en retour se propage à partir du sol avec une vitesse v , la distribution spatio-temporelle du courant parcourt le canal détermine le champ électromagnétique en un point quelconque de l'espace.

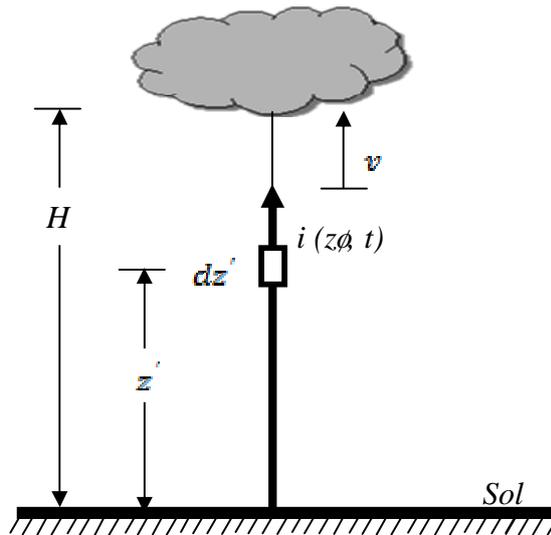


Figure II-1 représentation du canal de foudre

2. Calcul des champs électromagnétiques rayonnés par une décharge orageuse

Le calcul du champ EM rayonné par un dipôle placé au dessus du sol de conductivité finie a été présenté pour la première fois par Sommerfeld en 1909 [54]. Ces équations écrites dans le domaine fréquentiel contiennent des intégrales dites de Sommerfeld. Par ailleurs, la nécessité d'effectuer une transformation de Fourier inverse peut poser des problèmes numériques.

Ainsi, afin d'effectuer le calcul du champ électromagnétique rayonné par le canal foudre nous utiliserons comme point de départ la méthode proposée par Rachidi en 1991 [21]. Cette méthode permet d'effectuer les calculs rapidement avec une bonne précision. Elle s'effectue en deux étapes :

- Dans un premier temps, nous supposons la terre comme conducteur parfait.
- Après cette première approximation, la conductivité du sol est prise en compte en corrigeant les valeurs obtenues pour un sol parfait (formule de Rubinstein, Wavetilt,...)

2.1. Calcul du champ au-dessus du sol

2.1.1. Cas d'un sol parfaitement conducteur

Les formules temporelles pour le calcul du champ au-dessus d'un sol parfait peuvent être obtenues de deux manières différentes : D'une part, grâce à l'utilisation des équations de Maxwell et de la théorie des images comme démontré par Uman [55], et d'autre part en faisant tendre la conductivité du sol vers l'infini dans les intégrales de Sommerfeld comme présenté par Leteinturier [56].

Nous supposons que le courant de foudre se propage vers les nuages selon l'axe "z". Le champ total rayonné en un point de l'espace s'obtient donc par sommation des contributions de chaque dipôle et de son image de longueur dz , situé à la hauteur z_0 , comme représenté sur la Figure II-2, la taille des dipôles doit satisfaire deux conditions :

- $dz \leq \frac{\lambda}{20}$, λ : est le pseudo longueur d'onde du phénomène transitoire.
- $dz \leq \frac{R}{10}$, R : le rayon d'observation.

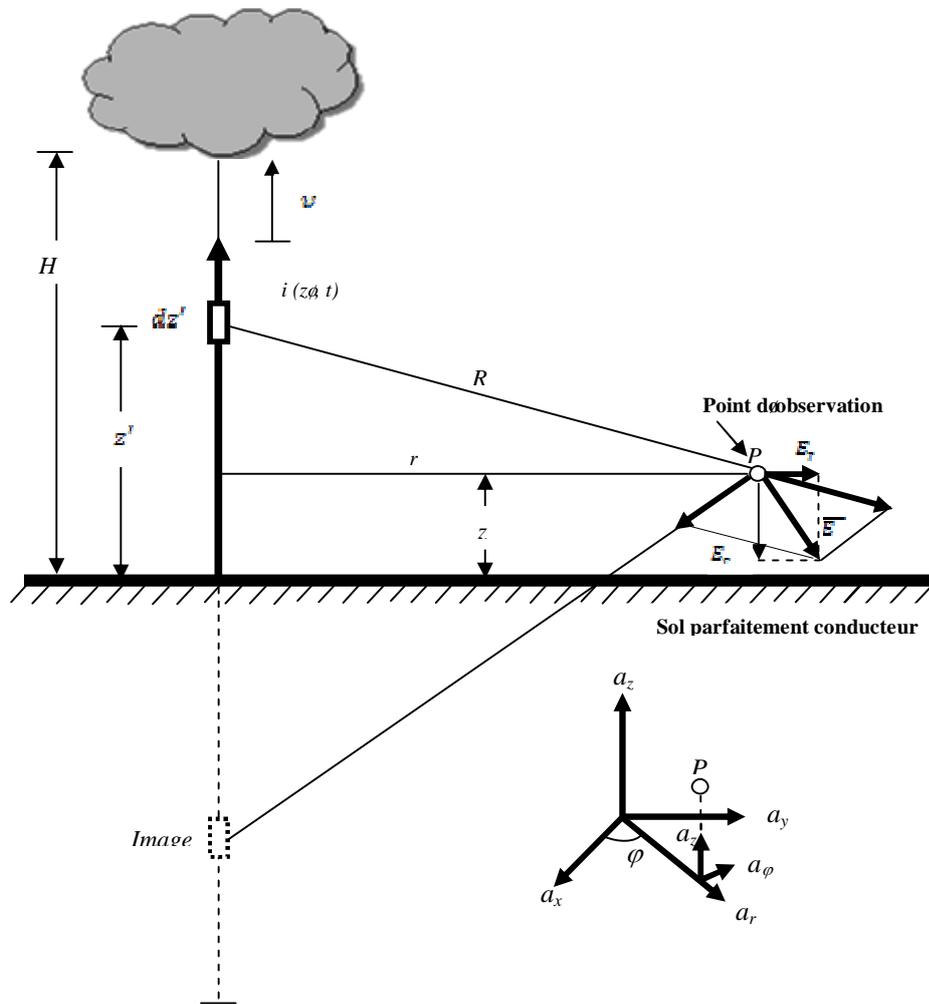


Figure II-2 le modèle de calcul du champ EM rayonné au dessus d'un sol parfaitement conducteur

En approximant le canal de foudre à une antenne filaire rectiligne perpendiculaire à un plan infini parfaitement conducteur, nous pouvons alors exprimer le rayonnement de chaque dipôle et de son image en un point P situé à une distance r et une altitude z_0 par les formules (II.1), (II.2) et (II.3) issues de [21] et [22].

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

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

$$dB_\varphi(r, z, t) = \frac{\mu_0 dz'}{4\pi} \left[\frac{r}{R^3} i(z', t - \frac{R}{c}) + \frac{r}{cR^2} \frac{\partial}{\partial t} i(z', t - \frac{R}{c}) \right] \quad (II.3)$$

$$R = \sqrt{r^2 + (z-z')^2} \quad (II.4)$$

Avec :

r : la distance entre le point d'impact et le point d'observation.

z' : la hauteur du point d'observation.

$i(z', t)$: le courant le long du canal.

c : est la vitesse de la lumière.

μ_0, ϵ_0 : sont respectivement la perméabilité et la permittivité du vide.

Les trois termes intervenant dans les équations (II.1) et (II.2), représentent respectivement les champs électrostatiques (ils sont les composants dominants du champ près de la source), d'induction et de rayonnement (ils sont les composants dominants du champ loin de la source). Tandis que le premier terme de l'équation (II.3) représente le champ d'induction "ou le champ magnétostatique" (le dominant près de la source), et le second est le champ de rayonnement (le dominant loin de la source).

Les champs totaux produit par le courant de l'arc en retour sont obtenus par l'intégral des équations précédentes le long du canal, ou la distribution spatiale et temporelle du courant est donnée par les modèles décrits dans le chapitre précédent.

La figure ci-dessous II-3 représente les trois sources (primitive, fonction et dérivée du courant de foudre). Nous pouvons considérer la primitive comme une rampe, la fonction comme échelon, et la dérivée comme une impulsion de dirac.

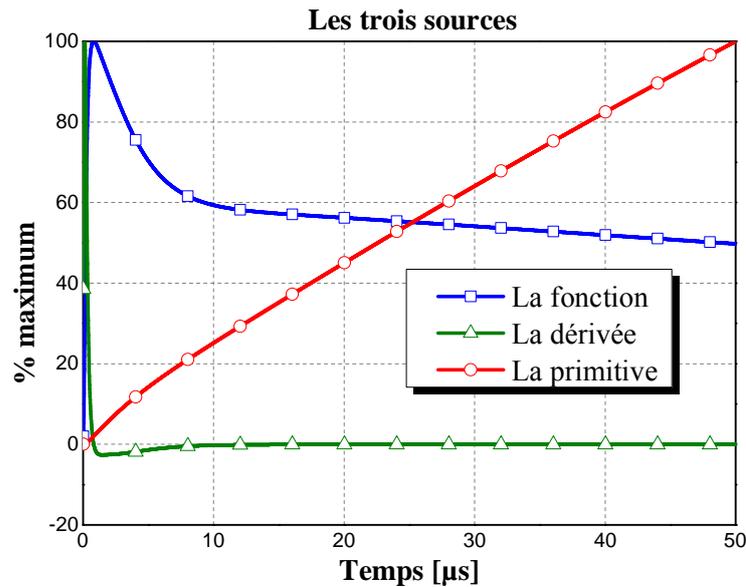


Figure II-3 les trois sources du champ EM

Pour des distances qui ne dépassent pas quelques kilomètres, la conductivité parfaite du sol est une approximation raisonnable pour le champ électrique et le champ magnétique azimutal. En effet, les contributions d'un dipôle et de son image s'ajoutent de façon constructive. Par conséquent, les petites variations du champ dues à la conductivité finie du sol auront peu d'effet sur la valeur totale du champ.

Cette approximation reste d'autant plus valable que le point de calcul se trouve proche du canal de foudre (moins de quelques Km). Notant cependant que pour des distances plus grandes cette approximation devient fautive.

2.1.2. Prise en compte de la conductivité finie du sol

Il s'agit de la deuxième étape de la méthode du calcul du champ EM. Nous admettons généralement que l'influence de la conductivité finie du sol sur le champ électrique verticale et magnétique azimutale est négligeable [57]. Par contre, la composante horizontale (radiale) du champ électrique est fortement affectée par la conductivité finie du sol. En effet, la contribution de chaque dipôle et de son image s'opposent. Ainsi, de petits changements dans le champ image peuvent modifier notablement la valeur totale du champ horizontal. Rappelons aussi que la précision du calcul du champ horizontal est primordiale pour le calcul du couplage externe entre le champ EM et le réseau de lignes. En effet ce champ est l'un des termes sources des équations de couplage.

La prise en compte rigoureuse de la conductivité finie du sol implique des équations du champ EM complexes contenant des intégrales lentement convergentes (intégrales de Sommerfeld). Ainsi, différents auteurs ont proposé des formules simplificatrices permettant de calculer le

champ horizontal en tenant compte de la conductivité du sol : la formule du "Wavetilt", l'approximation de Norton et la formule de Cooray et Rubinstein. Cette dernière est celle qui représente le meilleur compromis entre un temps de calcul raisonnable et une bonne précision à toute distance du canal de foudre [21].

La formule proposée par Cooray-Rubinstein s'exprime de la façon suivante :

$$E_r(r, z, j\omega) = E_{rp}(r, z, j\omega) - H_{\phi p}(r, z = 0, j\omega) \frac{1 + j}{\sigma_g \delta} \quad (\text{II.5})$$

Ou

σ_g : est la conductivité du sol

$E_{rp}(r, z, j\omega)$ et $H_{\phi p}(r, z = 0, j\omega)$: sont respectivement les transformées de Fourier du champ électrique horizontal à une hauteur "z", et le champ magnétique azimutal au niveau du sol. Ces deux grandeurs sont calculées en supposant le sol comme conducteur parfait.

δ : est l'épaisseur de peau, il est donné par l'équation suivante :

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_0 \sigma_g}} \quad (\text{II.6})$$

En définitive, l'expression de Cooray-Rubinstein reproduit bien les polarités positive, bipolaire ou négative respectivement aux distances proche (quelques centaine de mètres), intermédiaire (quelques kilomètres), et éloignée (dizaines de kilomètres) [22].

2.2. Calcul du champ dans le sol

La détermination des perturbations induites par un coup de foudre dans les câbles enterrés nécessite la connaissance du champ électromagnétique rayonné par la foudre dans le sol. Pour cela, nous allons approprier à ce problème la géométrie de la figure II-4.

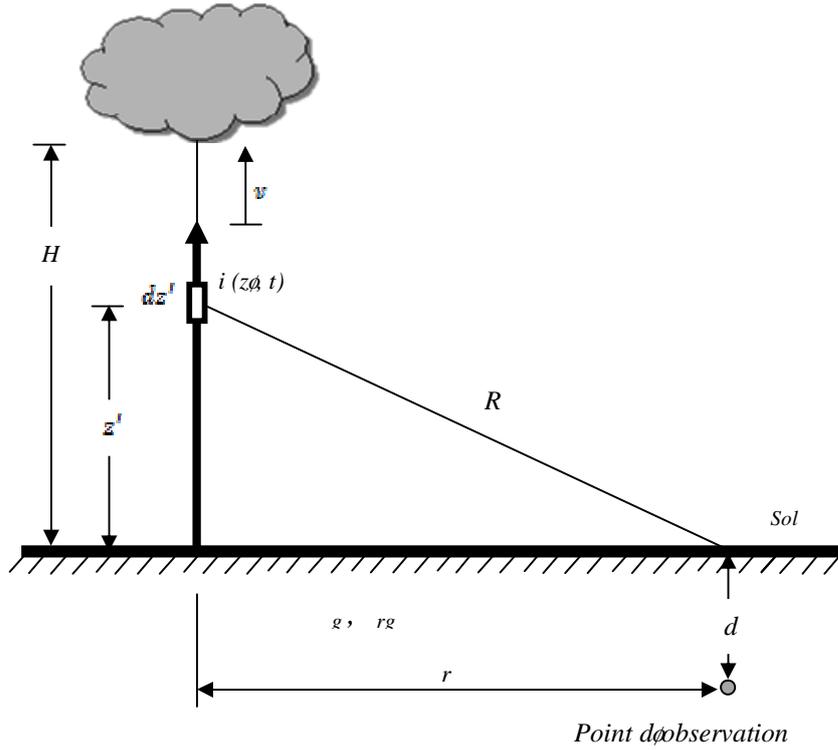


Figure II-4 le modèle de calcul du champ EM rayonné dans le sol

Considérant le canal de foudre comme une antenne verticale au dessus d'un sol de conductivité finie σ_g , les expressions générales du champ créé par un dipôle élémentaire du canal de foudre situé à une hauteur « z' » au dessus du sol, à une distance « r » et à une profondeur « d » sont données par :

$$dE_r(r, d, z') = \frac{j\omega\mu_0 I(z') dz'}{4\pi} \frac{\partial^2 V(r, d, z')}{\partial r \partial z} \quad (\text{II.7})$$

$$dE_z(r, d, z') = \frac{j\omega\mu_0 I(z') dz'}{4\pi} \left[\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_g^2 \right) V(r, d, z') \right] \quad (\text{II.8})$$

$$dH_\phi(r, d, z') = \frac{-I(z') dz'}{4\pi} \frac{\partial k_g^2 V(r, d, z')}{\partial r} \quad (\text{II.9})$$

Avec

$$V(r, d, z') = \int_0^\infty \frac{\exp(\gamma_g d - \gamma_0 z')}{k_g^2 \gamma_0 + k_0^2 \gamma_g} J_0(\lambda r) \lambda d\lambda \quad (\text{II.10})$$

Et

$$k_0^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0, \gamma_0^2 = \lambda^2 - k_0^2, k_g^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_{rg} + j\omega\mu_0 \sigma_g, \text{ et } \gamma_g^2 = \lambda^2 - k_g^2$$

J_0 : est la fonction de Bessel d'ordre 0, $I(z')$ désigne la transformée de Fourier de la distribution du courant $i(z',t)$ le long du canal, et k_g et k_0 les constantes de propagation dans le sol et l'air respectivement.

Les composantes du champ EM total s'obtiennent en intégrant les expressions (II.7) à (II.9) le long du canal. En outre, si nous nous intéressons à l'évolution temporelle du champ, il est nécessaire d'effectuer une transformation de Fourier inverse.

Cooray [58] a récemment proposé une expression simplifiée pour la détermination des champs électriques et magnétiques au-dessous du sol produits par le canal de foudre vertical. Les composantes du champ électrique sont données par :

$$E_r(j\omega, r, d) = E_r(j\omega, r, 0) \exp(-k_g \cdot d) \quad (\text{II.11})$$

$$E_z(j\omega, r, d) = E_z(j\omega, r, 0) \frac{\varepsilon_0 \exp(-k_g \cdot d)}{\sigma_g + j\omega\varepsilon_g} \quad (\text{II.12})$$

Dans ces expressions, $E_z(j\omega, r, 0)$ et $E_r(j\omega, r, 0)$ peuvent être calculés en supposant le sol comme conducteur parfait pour le champ électrique vertical, et l'approximation de Rubinstein pour le champ électrique horizontal.

L'expression du champ magnétique azimuthal est comme suit :

$$H_\varphi(j\omega, r, d) = H_\varphi(j\omega, r, 0) \exp(-k_g \cdot d) \quad (\text{II.13})$$

2.3. Calcul du champ électromagnétique en coordonnées cartésiennes

L'analyse du couplage d'une onde de foudre avec une structure filaire nous conduit à exprimer les champs électriques et magnétiques dans un repère cartésien par leurs trois composantes (E_x , E_y , et E_z) et (H_x , H_y , et H_z) données par les transformations suivantes :

$$\begin{bmatrix} dE_x \\ dE_y \\ dE_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \varphi & 0 \\ \sin \varphi & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} dE_r \\ dE_z \end{bmatrix} \quad (\text{II.14})$$

$$\begin{bmatrix} dH_x \\ dH_y \\ dH_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\sin \varphi \\ \cos \varphi \\ 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} dH_\varphi \end{bmatrix} \quad (\text{II.15})$$

3. Validation du calcul du champ électromagnétique

3.1. Le calcul du courant de foudre

La première étape du calcul du champ électromagnétique à partir du modèle des dipôles hertiens, consiste à connaître le courant à la base du canal (calculé au chapitre « I » à partir du tableau I-1 et équation (I.3), Figure I-9), ainsi qu'au courant d'arc en retour en utilisant le modèle MTL (équation (I.6)), car sa variation spatio-temporelle est confirmée par les résultats de mesure publiés en [59].

3.2. Le calcul du Champ électromagnétique émis par un canal de foudre

3.2.1. Point d'observation au dessus du sol

3.2.1.1. Cas d'un sol parfaitement conducteur

Les résultats des figures II-5 à II-7 représentent la variation des champs électriques et magnétique calculés à différentes distances ($r=50\text{m}$, $r=1\text{Km}$, et $r=100\text{Km}$) du point d'impact de la foudre. Pour le calcul du courant de l'arc en retour, nous avons utilisé le modèle MTL avec une valeur typique de vitesse de l'arc en retour $v=1.9 \times 10^8 \text{ m/s}$, et un taux de décroissance de l'intensité du courant $\lambda=2 \text{ Km}$.

De ces résultats, nous pouvons remarquer que :

- Dans le cas ou $r=50 \text{ m}$ (ce que nous appelons zone proche), le champ magnétique est dominé par le champ d'induction (équation (II.3), terme en $1/r^2$), et par conséquent, la forme d'onde est similaire au courant à la base du canal. Par contre, le champ électrique est dominé par le terme électrostatique (équation (II.1), terme en $1/r^3$).
- En zone éloignée ($r=100 \text{ Km}$), le terme lié à la dérivée du courant dans l'expression du champ électromagnétique domine en matière d'émission électromagnétique, ce terme est : le terme de rayonnement. Il est montré qu'en zone très éloignée, le rayonnement EM émis par le canal de foudre est celui d'une onde plane caractérisée par la relation $E=cB$ dans l'air. Cette dernière relation est bien confirmée par le résultat de la figure II.7.
- Et pour le cas ou $r=1\text{Km}$, nous remarquons la présence de toutes les contributions de manière similaire, pour le champ électrique ainsi que pour le champ magnétique figure II-6.

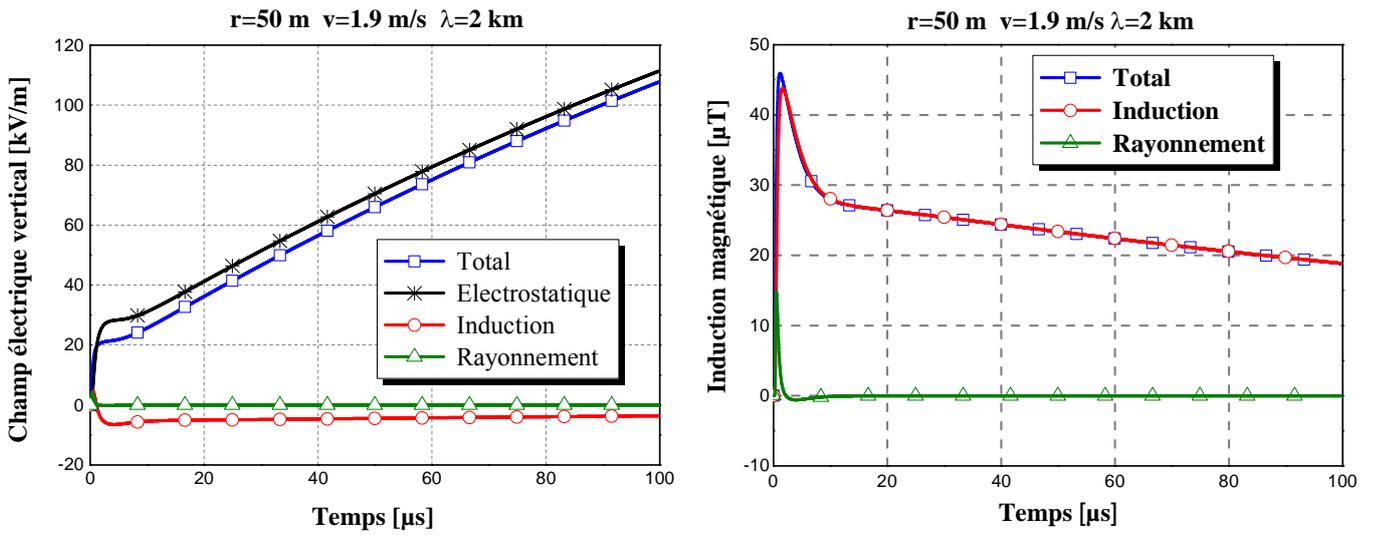


Figure II-5 le champ électrique vertical et magnétique azimuthal à **50m** du point d'impact

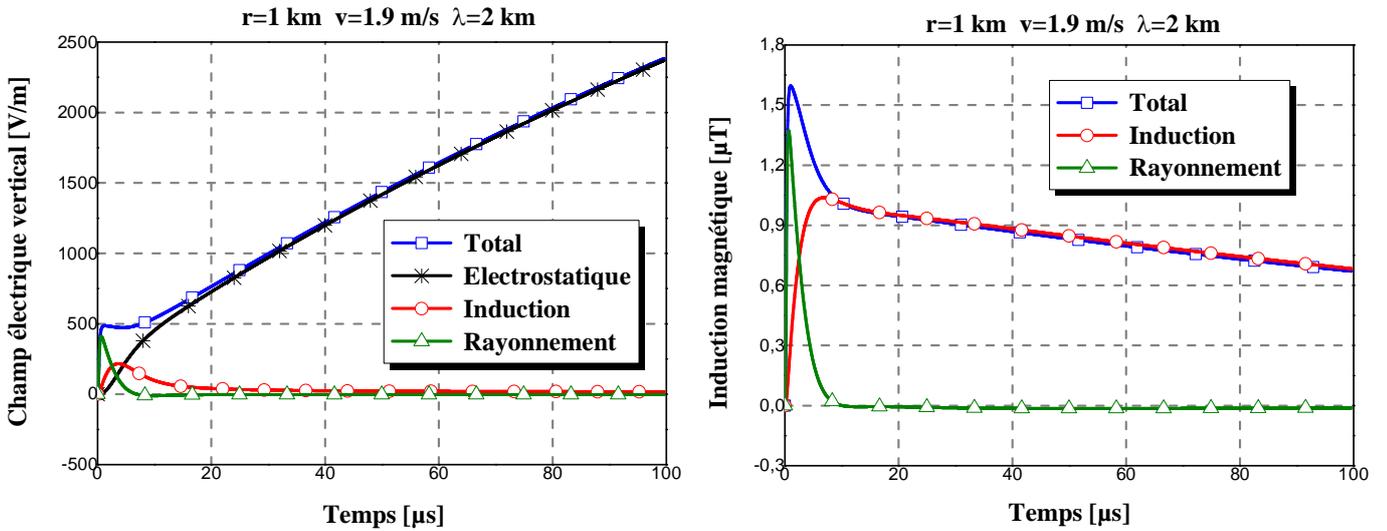


Figure II-6 le champ électrique vertical et magnétique azimuthal à **1Km** du point d'impact (origine des temps $t=r/c$)

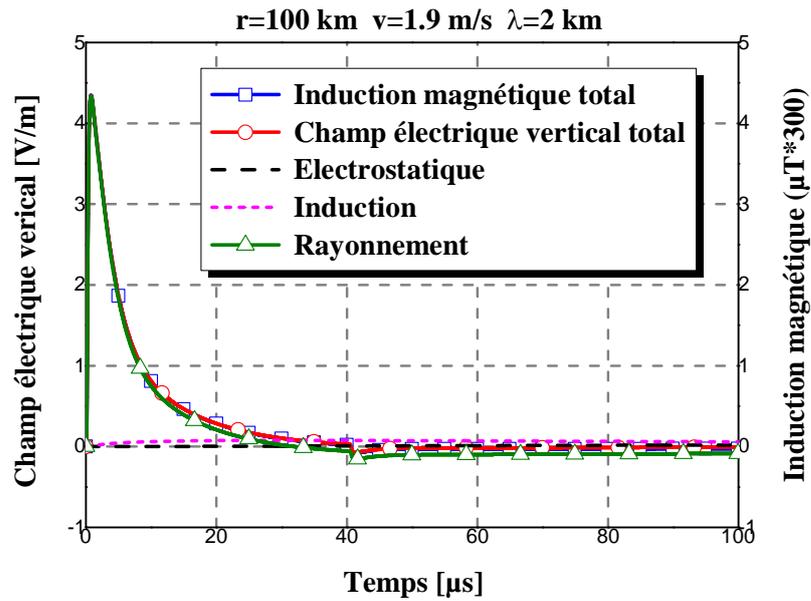


Figure II-7 le champ électrique vertical et magnétique azimuthal à **100Km** du point d'impact (origine des temps $t=r/c$)

a. Influence de la vitesse de l'arc en retour

Afin de mettre en évidence l'influence de la vitesse de l'arc en retour sur le champ électrique vertical, nous avons effectué des calculs pour les trois valeurs suivantes : 0.2×10^8 m/s, 1.1×10^8 m/s, et 1.9×10^8 m/s. la variation temporelle du champ électrique vertical et magnétique azimuthal calculés pour une distance de 1Km est représentée sur la figure II.8, ou nous pouvons remarquer qu'une augmentation de la vitesse de l'arc en retour provoque une augmentation du premier pic du champ électrique et magnétique, cependant, la forme d'onde du champ magnétique a été aussi changé en changeant la vitesse de l'arc en retour.

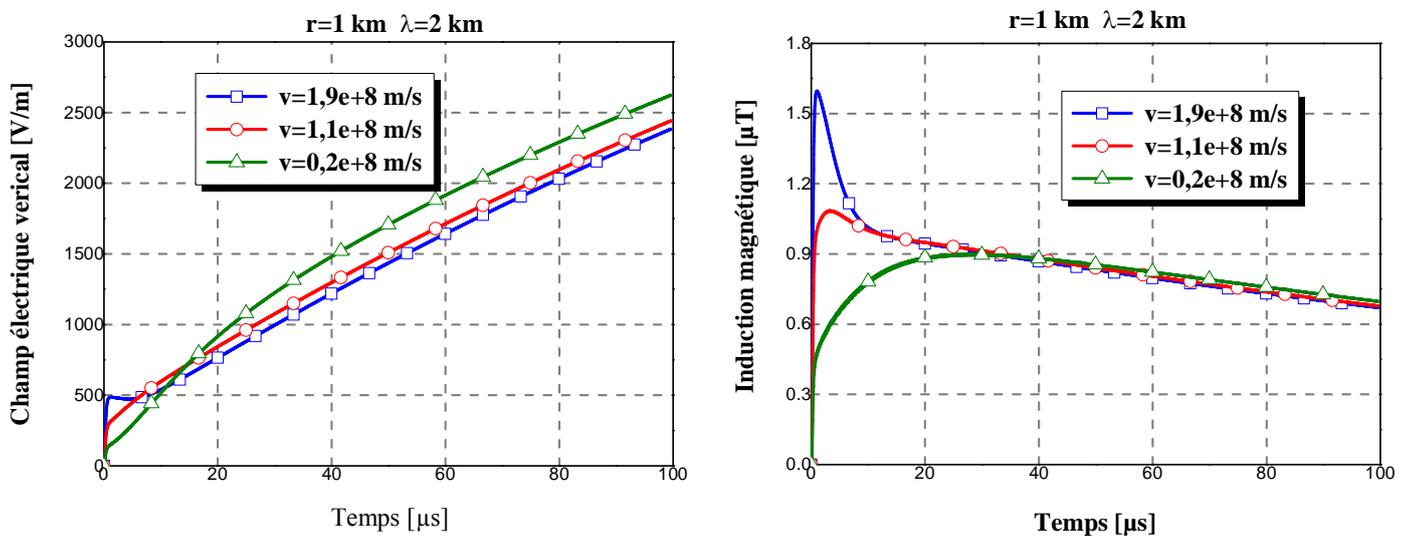


Figure II-8 L'influence de la vitesse de l'arc en retour sur le champ EM calculé au niveau du sol à **r=1Km**

b. Influence du taux de décroissance de l'arc en retour

L'effet de la variation du taux de décroissance de l'intensité du courant le long du canal sur le champ électrique vertical et magnétique azimuthal (calculé à une distance de 1 Km) est illustré dans la figure II-9, qui nous montre que l'augmentation du paramètre λ nous résulte l'augmentation du champ magnétique, en plus d'une disparition de la croissance en rampe du champ électrique.

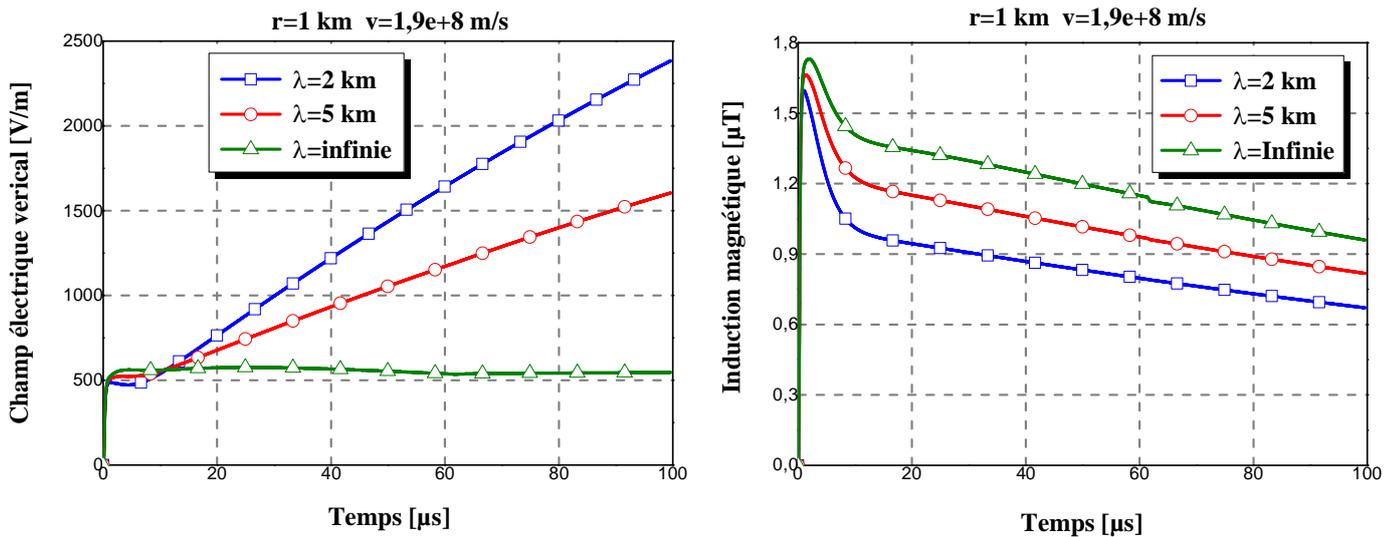


Figure II-9 L'influence du taux de décroissance de l'arc en retour sur le champ électrique calculé au niveau du sol à **r=1Km**

c. Influence de la hauteur du canal

Pour illustrer l'influence de la hauteur du canal sur le calcul du champ électromagnétique, nous avons choisi respectivement trois valeurs 7.5 km, 6 km, et 4.5 km. D'après les résultats obtenus et présentés sur la figure II.10, nous pouvons remarquer que la variation de la hauteur du canal n'a aucune influence sur le champ électromagnétique.

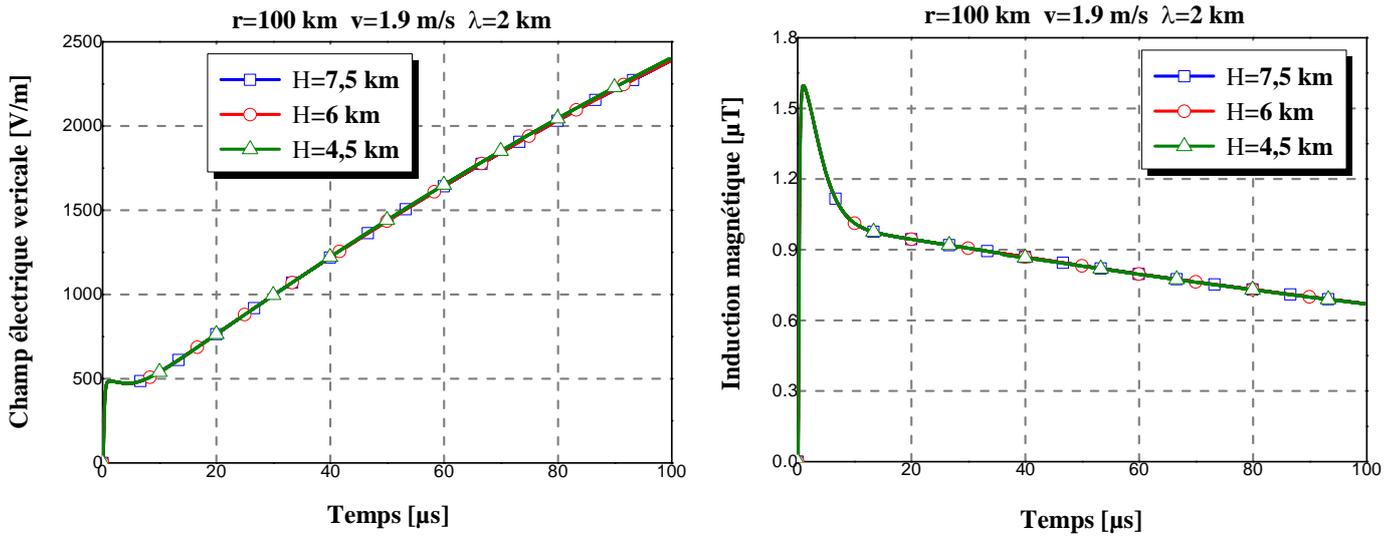


Figure II-10 L'influence de la hauteur du canal de foudre sur le champ électrique calculé au niveau du sol à $r=1\text{Km}$

3.2.1.2. Cas d'un sol de conductivité finie

Dans la réalité, le sol n'est pas conducteur parfait et inhomogène, pour cela l'expression utilisée pour calculer le champ rayonné par la foudre est celle proposée par Rubinstein. Et afin de rendre possible la comparaison de nos résultats et ceux publiés dans la littérature, nos calculs sont réalisés à partir du modèle TL pour l'arc en retour. Le courant à la base du canal est décrit par l'équation bi-exponentielle suivante : $I(0,t) = I_0(e^{-\alpha t} - e^{-\beta t})$

Ou $I_0 = 10\text{kA}$, $\alpha = 3 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$, $\beta = 10^7 \text{ s}^{-1}$, la vitesse de l'arc en retour est $v = 1.1 \cdot 10^8 \text{ m/s}$.

Les calculs sont effectués en des points situés à 6m au-dessus du sol, de conductivité $\sigma = 10^{-2} \text{ S/m}$, et de permittivité relative $\epsilon_{rg} = 10$ à des distances de 100m, 500 m, et 1500 m du canal de la foudre.

Les résultats de la figure II-11 sont conformes à ceux publiés dans [60], et montrent que l'effet de la conductivité finie du sol sur la composante horizontale du champ électrique est évident en s'éloignant du point d'impact de la foudre.

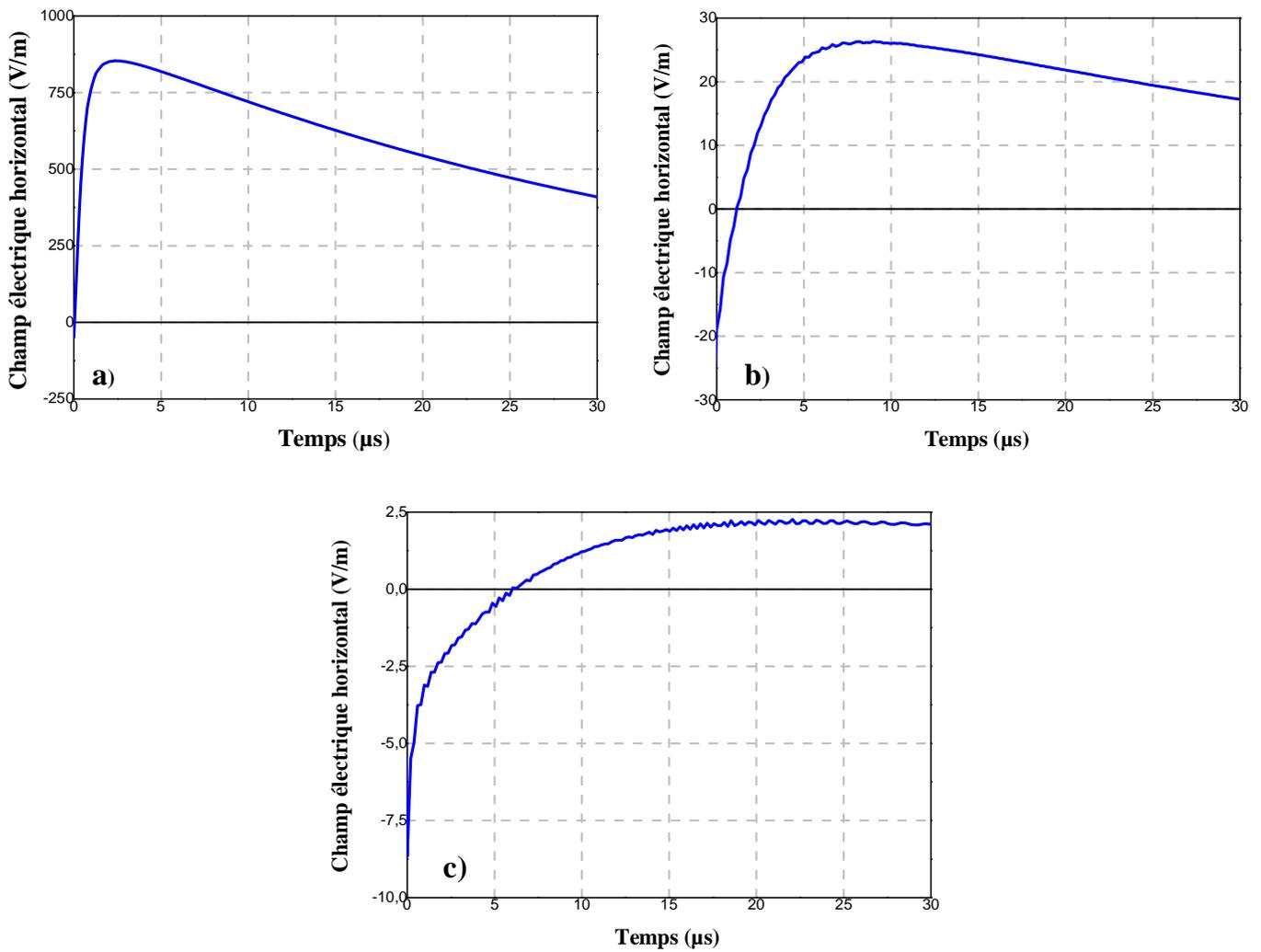


Figure II-11 Champ électrique horizontal calculé à une hauteur $z=6$ m et une distance, **a)** $r=100$ m, **b)** $r=1000$ m, **c)** $r=1500$ m.

La figure II-12 illustre l'effet de la conductivité finie sol sur le champ électrique radial, ou nous pouvons dire qu'en diminuant la conductivité du sol, l'amplitude positive du champ électrique diminue et l'amplitude négative augmente.

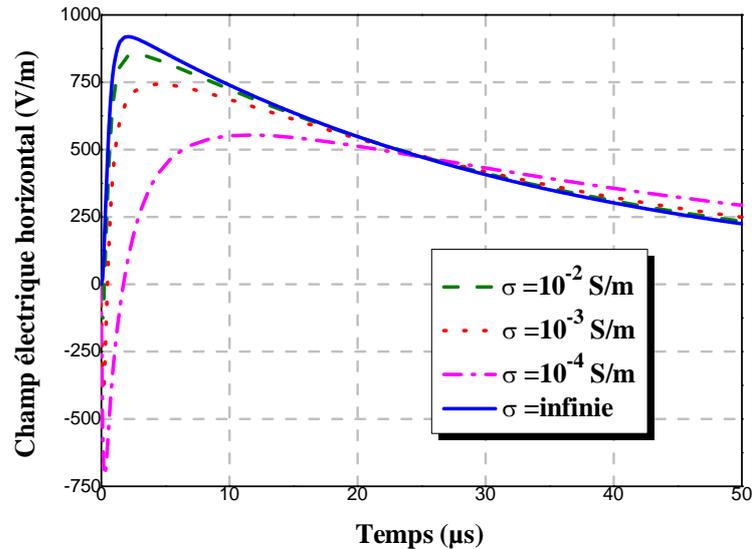


Figure II-12 Effet de la conductivité finie du sol sur le champ électrique horizontal calculé à une hauteur $z=6$ m et une distance $r=100$ m.

3.2.2. Point d'observation au-dessous du sol

Le calcul s'est fait en un point situé à une distance radiale de 100 m à partir du canal de foudre, considérant deux profondeurs (1, et 10 m), et deux différentes conductivités du sol (10^{-2} et 10^{-3} S/m).

Pour l'arc en retour, et afin de confronter nos résultats à ceux publiés, nous utilisons le modèle TL avec les caractéristiques suivantes :

- La vitesse de l'arc en retour : $v=1.1 \times 10^8$ m/s.
- La permittivité relative : $\epsilon_{rg}=10$.
- Le courant à la base du canal : $i(0,t)=I_0(e^{-\alpha t}-e^{-\beta t})$, ou $I_0=15$ kA, $\alpha=3 \times 10^4$ s $^{-1}$, $\beta=10^7$ s $^{-1}$.

Nos résultats de calcul présentés dans les figures II-13, et II-14 montrent que la diminution du champ électrique horizontal dans le sol est affectée par l'augmentation de deux paramètres : la conductivité du sol et la profondeur du point d'observation. Ils sont en bon accord avec ceux publiés par Petrache [18].

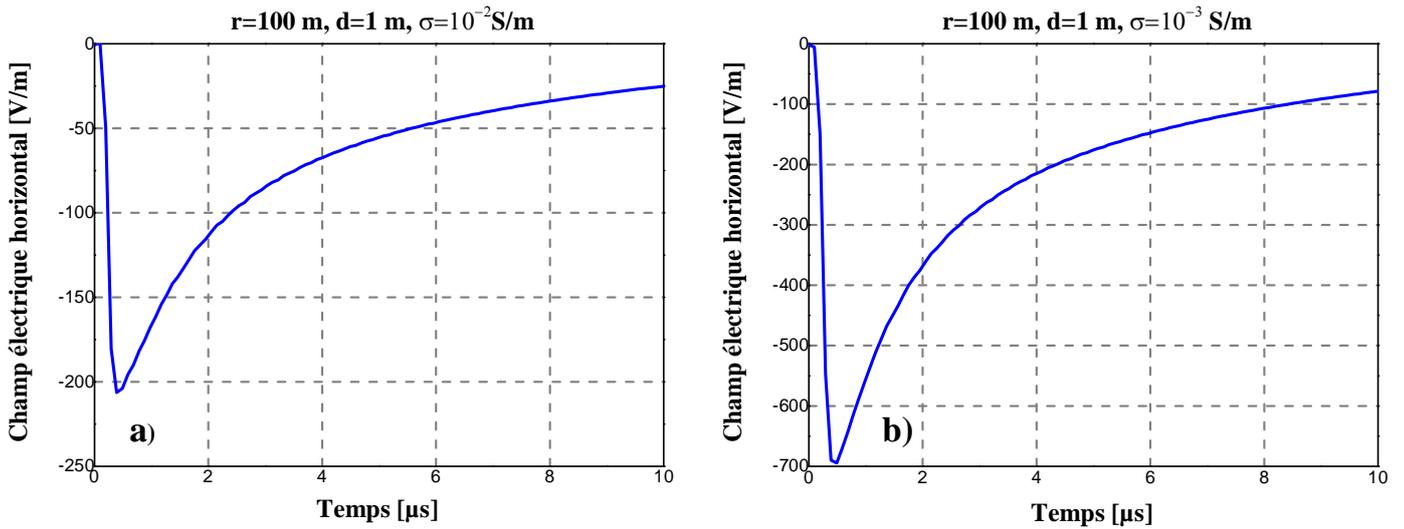


Figure II-13 Champ électrique horizontal calculé à une profondeur $d=1$ m et une distance $r=100$ m, a) $\sigma=10^{-2}$ S/m, et b) $\sigma=10^{-3}$ S/m.

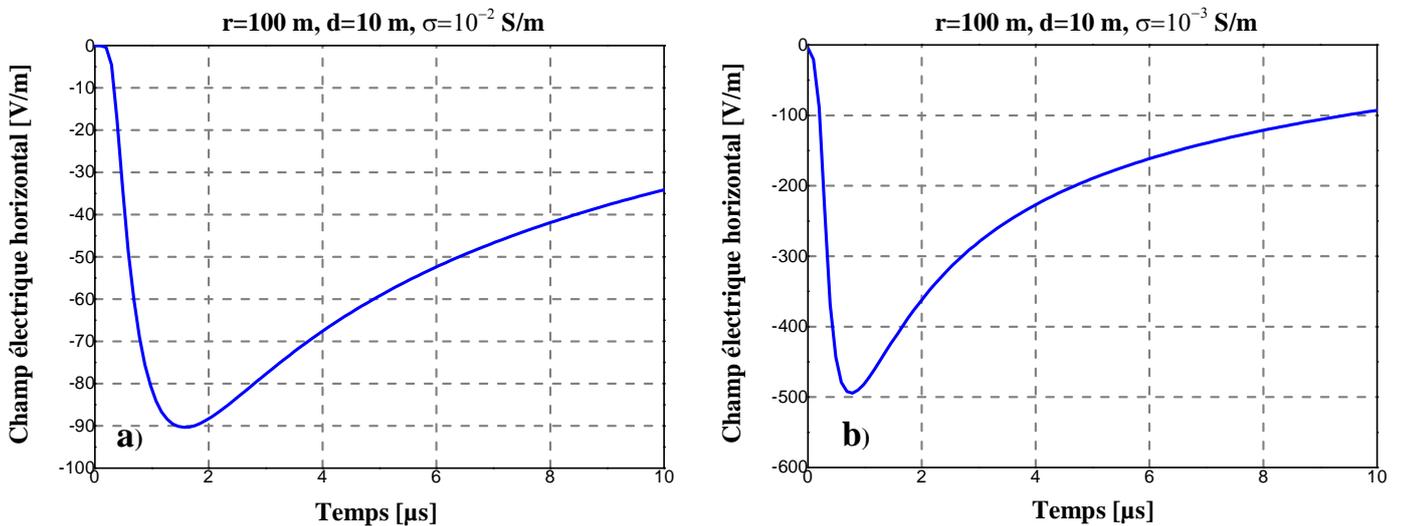


Figure II-14 Champ électrique horizontal calculé à une profondeur $d=10$ m et une distance $r=100$ m, a) $\sigma=10^{-2}$ S/m, et b) $\sigma=10^{-3}$ S/m.

Les résultats obtenus permettent d'envisager le calcul des surtensions induites dans les lignes de transport d'énergie, par couplage électromagnétique qui est l'objectif du chapitre suivant.

Conclusion

Le but de ce chapitre était le calcul du champ électromagnétique rayonné par la phase d'arc en retour d'un coup de foudre.

Ce chapitre a été enrichi par des résultats de simulation, où il a été démontré que pour le calcul du champ EM au-dessus d'un sol, à des distances ne dépassant pas quelques kilomètres, l'hypothèse d'un sol parfaitement conducteur est une approximation raisonnable.

La composante horizontale du champ électrique est considérablement affectée par la conductivité finie du sol. L'approximation de Cooray-Rubinstein (au-dessus du sol), et la formule simplifiée de Cooray (au-dessous du sol) présentent des résultats très satisfaisants à toutes distances du canal de foudre.

Chapitre III

Couplage EM et Surtension induite par une foudre sur un réseau aérien

INTRODUCTION

Le champ électromagnétique résultant d'une distribution spatio-temporelle du courant de l'arc en retour le long du canal de la foudre provoque des surtensions induites dans les dispositifs environnants (les lignes de transport d'énergie électrique). Ces surtensions sont de nos jours un problème majeur dans le domaine de la compatibilité électromagnétique et la qualité de l'énergie. Le calcul de ces surtensions induites impose l'utilisation d'un modèle de couplage (des équations de couplage) adéquat basé sur la théorie des lignes de transmission.

Les équations de couplage entre un champ électromagnétique et une ligne de transmission peuvent s'exprimer par des formulations différentes mais équivalentes [61, 62, 63](voir Annexe 2). La différence entre ces formulations réside essentiellement dans la représentation du terme source du champ électromagnétique. La résolution de ces équations est également étudiée en utilisant la méthode des différences finies à points centrés dans le domaine temporel (**FDTD** : *Finit-Difference Time Domain*).

Ce chapitre présentera tout d'abord la géométrie du problème d'un couplage entre un champ électromagnétique externe et une ligne de transmission. Ensuite, le modèle d'Agrawal et al est étendu pour inclure les effets résistifs du sol et de traiter le cas des lignes à multiconducteurs et les réseaux maillés. La représentation dans le domaine temporel des équations de couplage est aussi utile pour l'analyse des phénomènes non-linéaires (le cas d'études des parafoudres).

1. Présentation du problème

Soit une ligne de transmission formée d'un long conducteur de rayon "a", placée à une hauteur "h" au-dessus d'un sol de conductivité infinie, et supposée terminée sur les impédances Z_A et Z_B . Cette ligne est illuminée par un champ électromagnétique non uniforme d'origine externe E^e , et B^e ($B^e = \mu_0 H^e$) [21].

La géométrie utilisée pour le calcul des surtensions induites par ce champ extérieur sur la ligne est représentée sur la figure III-1

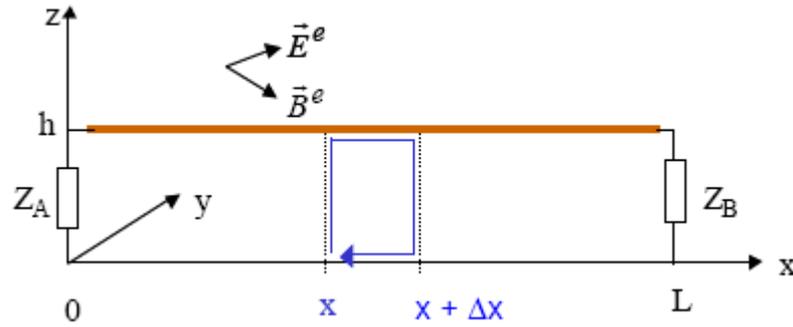


Figure III-1 La géométrie utilisée pour développer les équations de couplage entre une ligne et un champ excitateur

2. L'utilisation du modèle d'Agrawal

Dans la suite de ce travail, le modèle utilisé est celui établi par Agrawal. Ce modèle est numériquement plus intéressant que les deux autres, car il ne fait intervenir qu'un seul terme de source dans une des deux équations, ce terme ne contient aucune différentiation par rapport au temps et à l'espace.

2.1. Le modèle d'Agrawal pour un sol résistif

Dans la réalité, le sol n'est pas conducteur parfait. La prise en compte de la dépendance fréquentielle de son impédance dans le domaine temporelle est montrée dans ce paragraphe par une méthode numérique dite « théorème de convolution » [18, 22, et 64].

Pour un sol résistif et dans le domaine temporel, le modèle d'Agrawal s'exprime comme suit :

$$\frac{\partial u^s(x,t)}{\partial x} + Ri(x,t) + L' \frac{\partial i(x,t)}{\partial t} + \xi_s(t) \otimes \frac{\partial i(x,t)}{\partial t} = E_x(x,h,t) \quad (\text{III.1})$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + Gu^s(x,t) + C' \frac{\partial u^s(x,t)}{\partial t} = 0 \quad (\text{III.2})$$

$\xi_s(t)$ est la transformée de Fourier inverse de $\frac{z_s(j\omega)}{j\omega}$, donnée la formule de Timotin [65], et

récemment proposée par Rachidi et al [66] :

$$\xi_s(t) = F^{-1} \left\{ \frac{z_s(j\omega)}{j\omega} \right\} = \min \left\{ \frac{1}{2\pi h} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0 \epsilon_{rs}}}, \frac{\mu_0}{\pi \tau_s} \left[\frac{1}{2\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\tau_s}{t}} + \frac{1}{4} \exp(\tau_s/t) \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\frac{\tau_s}{t}} \right) - \frac{1}{4} \right] \right\} \quad (\text{III.3})$$

Avec : $\tau_s = h^2 \mu_0 \sigma_s$, et $erfc(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_z^{\infty} e^{-u^2} du$

2.2. Le modèle d'Agrawal pour une ligne multi conductrice

Les équations de couplage pour le cas d'une ligne muticonductrice et selon le modèle d'Agrawal sont écrites dans le domaine temporel comme suit [21, 67] :

$$\frac{\partial}{\partial x} [u_i^s(x,t)] + [R'_{ij}] \cdot [i_i(x,t)] + [L'_{ij}] \frac{\partial}{\partial t} [i_i(x,t)] = [E_{xi}(x, h_i, t)] \quad (\text{III.4})$$

$$\frac{\partial}{\partial x} [i_i(x,t)] + [G'_{ij}] \cdot [u_i^s(x,t)] + [C'_{ij}] \frac{\partial}{\partial t} [u_i^s(x,t)] = [0] \quad (\text{III.5})$$

$[E_{xi}(x, h_i, t)]$: est le vecteur horizontal du champ électrique excitateur le long de l'axe "ox" à la hauteur des conducteurs h_i .

$[0]$: est la matrice nulle.

$[R'_{ij}]$, $[L'_{ij}]$, $[G'_{ij}]$, et $[C'_{ij}]$: sont respectivement la résistance, l'inductance, la conductance, et la capacitance de la ligne par unité de longueur.

$[i_i(x,t)]$: le vecteur du courant de ligne.

$[u_i^s(x,t)]$: le vecteur de la tension diffractée.

$[u_i(x,t)]$: le vecteur de la tension totale de la ligne exprimé par:

$$[u_i(x,t)] = [u_i^s(x,t)] + [u_i^e(x,t)] = [u_i^s(x,t)] - \left[\int_0^{h_i} E_z^e(x, h_i, t) dz \right] \quad (\text{III.6})$$

Où

$E_z^e(x, h_i, t)$: La composante verticale du champ électrique excitateur, il peut être exprimé par :

$$[u_i^e(x,t)] = - \left[\int_0^{h_i} E_z^e(x, h, t) dz \right] \approx - [h_i E_z^e(x, 0, t)] \quad (\text{III.7})$$

Les conditions aux limites sont données par :

$$[u_i^s(0,t)] = -[Z_A] \cdot [i_i(0,t)] - [u_i^e(0,t)] \quad (\text{III.8})$$

$$[u_i^s(L,t)] = [Z_B] \cdot [i_i(L,t)] - [u_i^e(L,t)] \quad (\text{III.9})$$

Ou : $[Z_A]$ et $[Z_B]$: sont les matrices d'impédances de terminaisons.

3. La résolution des équations de couplage dans le domaine temporel

Le système d'équations décrivant le couplage électromagnétique avec une ligne aérienne peut être résolu en utilisant différentes approches. Une méthode de résolution dans le domaine temporel permet de traiter le problème d'une manière plus directe que celle basée sur une approche fréquentielle. L'inconvénient majeur d'une telle approche réside dans la difficulté de la prise en considération de la dépendance fréquentielle des paramètres, en particulier de l'impédance du sol. En revanche, elle permet de tenir compte facilement des phénomènes non linéaires tels que l'effet de couronne ou de l'appareillage de protection à caractère non linéaire placés aux extrémités de la ligne.

Dans notre travail, afin de résoudre les équations de couplage onde-structure directement en temporel, nous utilisons la méthode des différences finies à points centrés (**FDTD** : *Finit-Difference Time Domain*). La représentation en différences finies des équations de couplage est reportée à l'annexe A.2.

4. Applications

Le calcul des surtensions induites le long d'une ligne électrique par un arc en retour d'un coup de foudre comprend deux étapes :

- La première consiste à calculer le champ électromagnétique par la méthode des dipôles hertziens. Le calcul est réalisé en plusieurs points de la ligne et en l'absence de cette dernière. Les figures III-3 et III-4 présentent respectivement la distribution de la composante tangentielle « E_x » et la composante verticale « E_z » du champ électrique le long de la ligne. Cette distribution résulte des effets d'une part de la décroissance de l'amplitude du champ avec la distance, et d'autre part de l'augmentation de sa projection dans la direction de la ligne. La forme de cette distribution est réconfortante quand l'hypothèse d'un sol de conductivité infinie, en effet, cette hypothèse est valable à des distances très proches du point d'impact, donc c'est la partie la plus proche de la ligne qui joue le rôle prépondérant dans le couplage avec la composante horizontale du champ électrique.

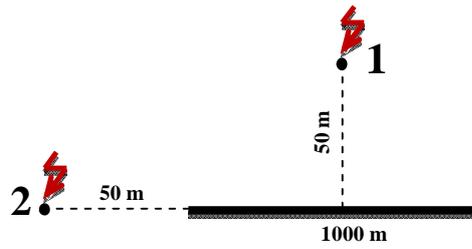


Figure III-2 Géométrie de 2 exemples du point d'impact

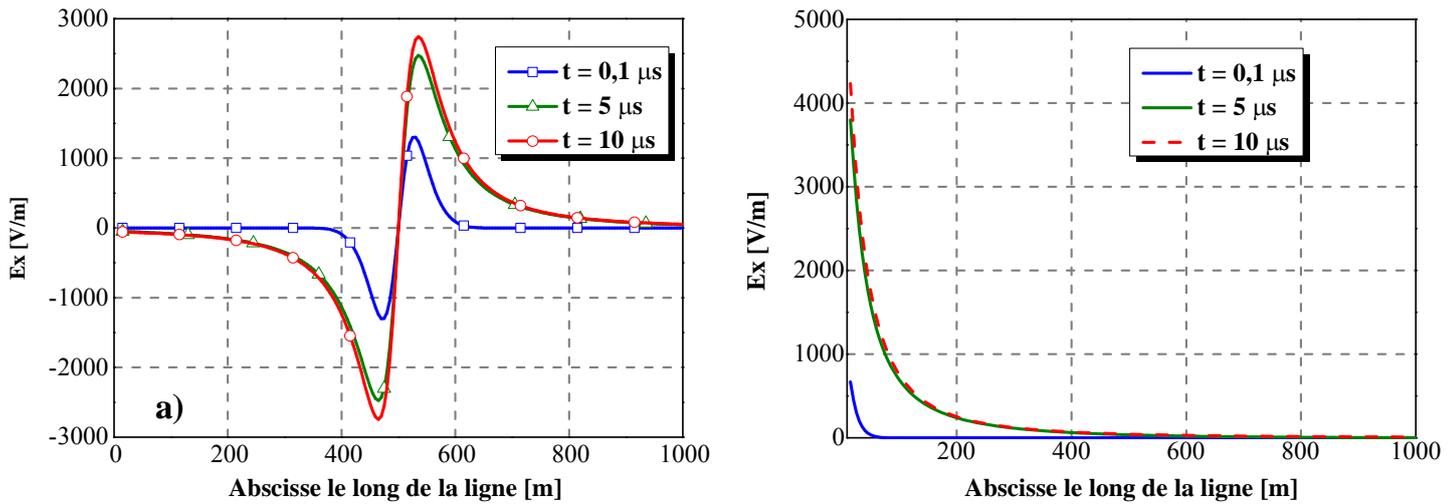


Figure III-3 Distribution du champ électrique horizontal E_x dans la direction de la ligne si le point d'impact est en, a) point "1", b) point "2"

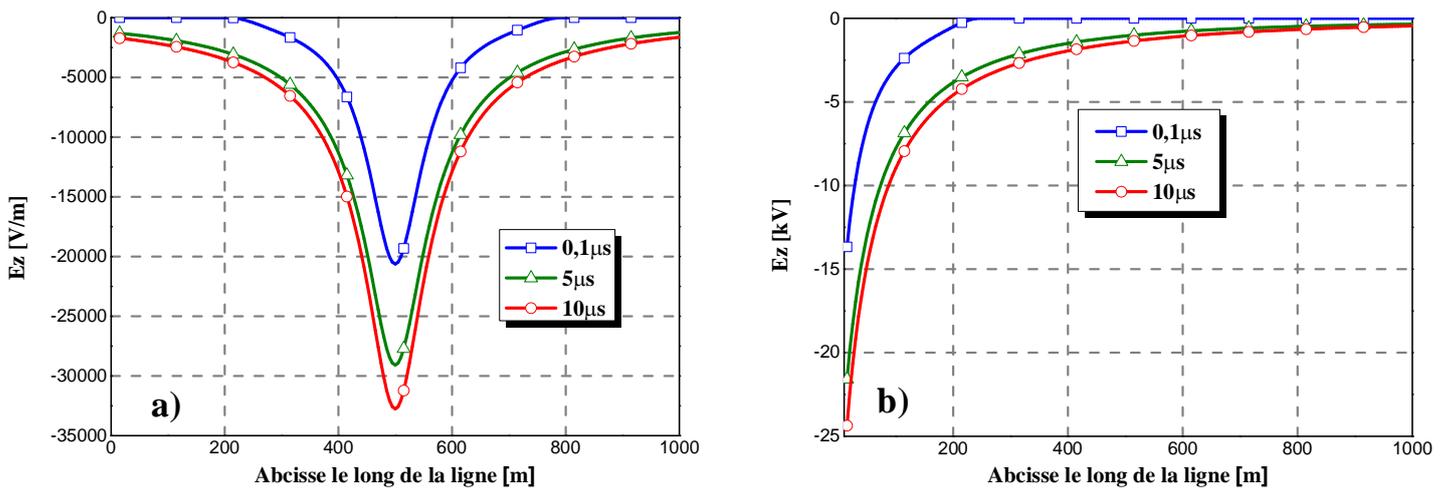


Figure III-4 Distribution du champ électrique Vertical E_z dans la direction de la ligne si le point d'impact est en, a) point "1", b) point "2"

- La deuxième est : La résolution des équations de couplage par la méthode FDTD.

4.1. Surtension induite sur une ligne monophasée

Pour permettre une validation de nos implémentations, nous proposons de reprendre une simple application réalisée dans la littérature par F. Rachidi [21, 29].

Nous considérons un conducteur aérien de longueur " $L=1\text{Km}$ ", et de hauteur " $h=10\text{m}$ " au-dessus du sol. La ligne est supposée être terminée sur son impédance caractéristique à ses deux extrémités, ceci pour éviter les phénomènes de réflexions multiples. Le point d'impact est considéré symétrique par rapport aux deux terminaisons et à une distance de 50m de la ligne (sa position est définie par $x_0=-500\text{m}$, et $y_0=50\text{m}$ voir figure III-5).

Comme le point de la ligne le plus éloigné du point d'impact de la foudre se trouve à environ 500m, l'hypothèse d'un sol de conductivité infinie a été admise pour le calcul du champ, d'autre part, la résistance de la ligne, ainsi que sa conductance transversale ont été négligées.

Le champ électromagnétique a été calculé en partant du courant à la base du canal défini au chapitre I (figure I-9), et en utilisant le modèle (MTL) "ligne de transmission modifiée" avec une valeur typique de vitesse de l'arc en retour $v=1,3 \cdot 10^8 \text{m/s}$, un taux de décroissance de l'intensité du courant $\lambda=1,7\text{Km}$, et une hauteur du canal de foudre fixée à une valeur de $H=7,5\text{Km}$ (il a été montré au chapitre précédent que ce paramètre n'affecte pas d'une façon significative le champ rayonné et les surtensions induites).

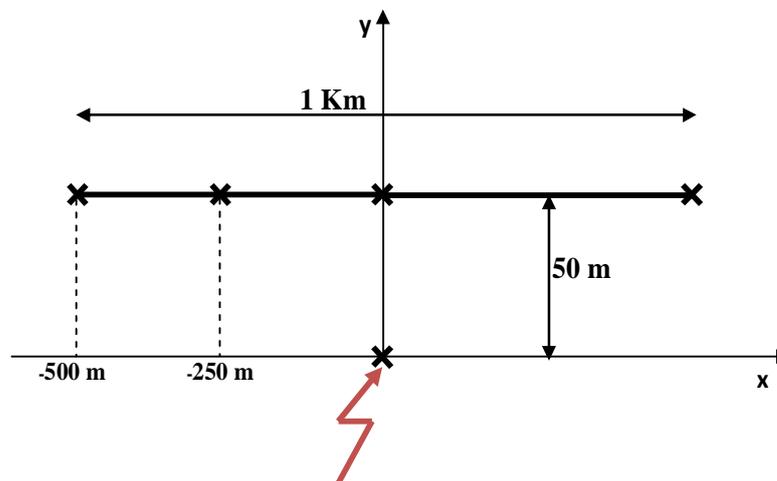


Figure III-5 Vue de dessus de la ligne monofilaire

La figure III-6 représente les surtensions induites en trois points de la ligne ($x_{01}=-500\text{m}$, $x_{02}=-250\text{m}$, $x_{03}=0\text{m}$). Dans cette figure, nous pouvons constater les contributions de la composante horizontale E_x , la tension excitatrice $-h \cdot E_z$, et la contribution des fils de descente verticale

couplés avec le champ vertical E_z^e . Il est à noter que ces deux dernières composantes forment la contribution du champ vertical.

Nous pouvons dire, donc, que les composantes verticales et horizontales du champ électrique sont toutes les deux d'une importance fondamentale dans le mécanisme du couplage. D'autre part, la surtension induite totale se présente sous la forme d'une onde unipolaire positive tout le long de la ligne.

Les résultats obtenus sont en bon accord avec ceux publiés dans la littérature [21, 29].

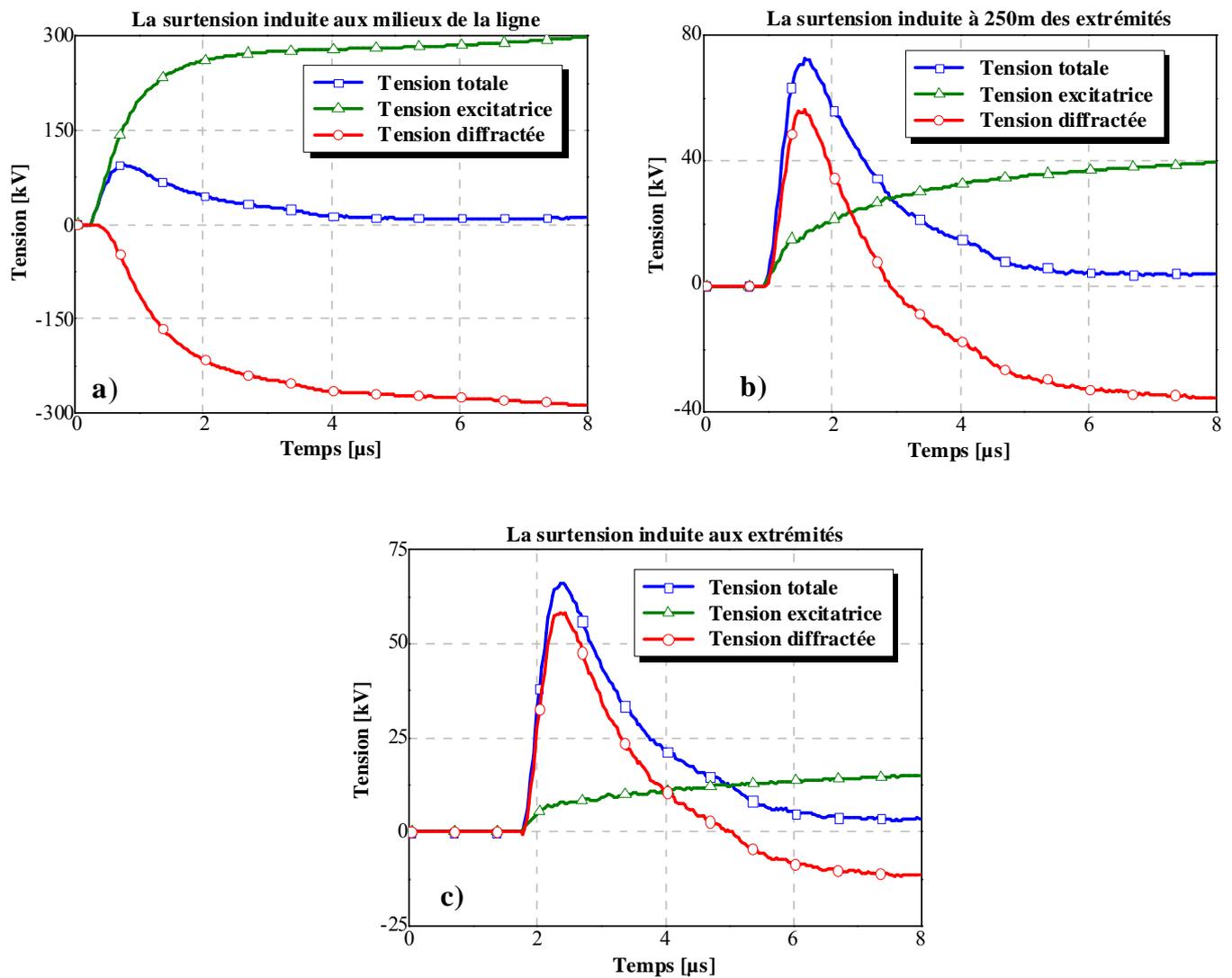


Figure III-6 Surtension induite le long de la ligne, a) au milieu de la ligne, b) à 250m des extrémités, c) Aux extrémités

La figure III-7 présente le courant induit à la première extrémité d'une ligne monofilaire respectivement pour une ligne adaptée (terminée sur les deux extrémités par son impédance caractéristique Z_c), une ligne sa deuxième extrémité est en court-circuit (CC), et une ligne sa deuxième extrémité est en circuit ouvert (CO). Ces graphiques nous confirment l'effet de

l'impédance de terminaison sur la réflexion de la surtension (si la ligne est adaptée le phénomène de réflexion est évité, figure III-7 a, et si la ligne est court-circuitée ou à vide le phénomène de réflexion est bien montré respectivement sur la figure III-7 b et c, ou l'onde réfléchie est positive pour le premier cas et négative pour le deuxième).

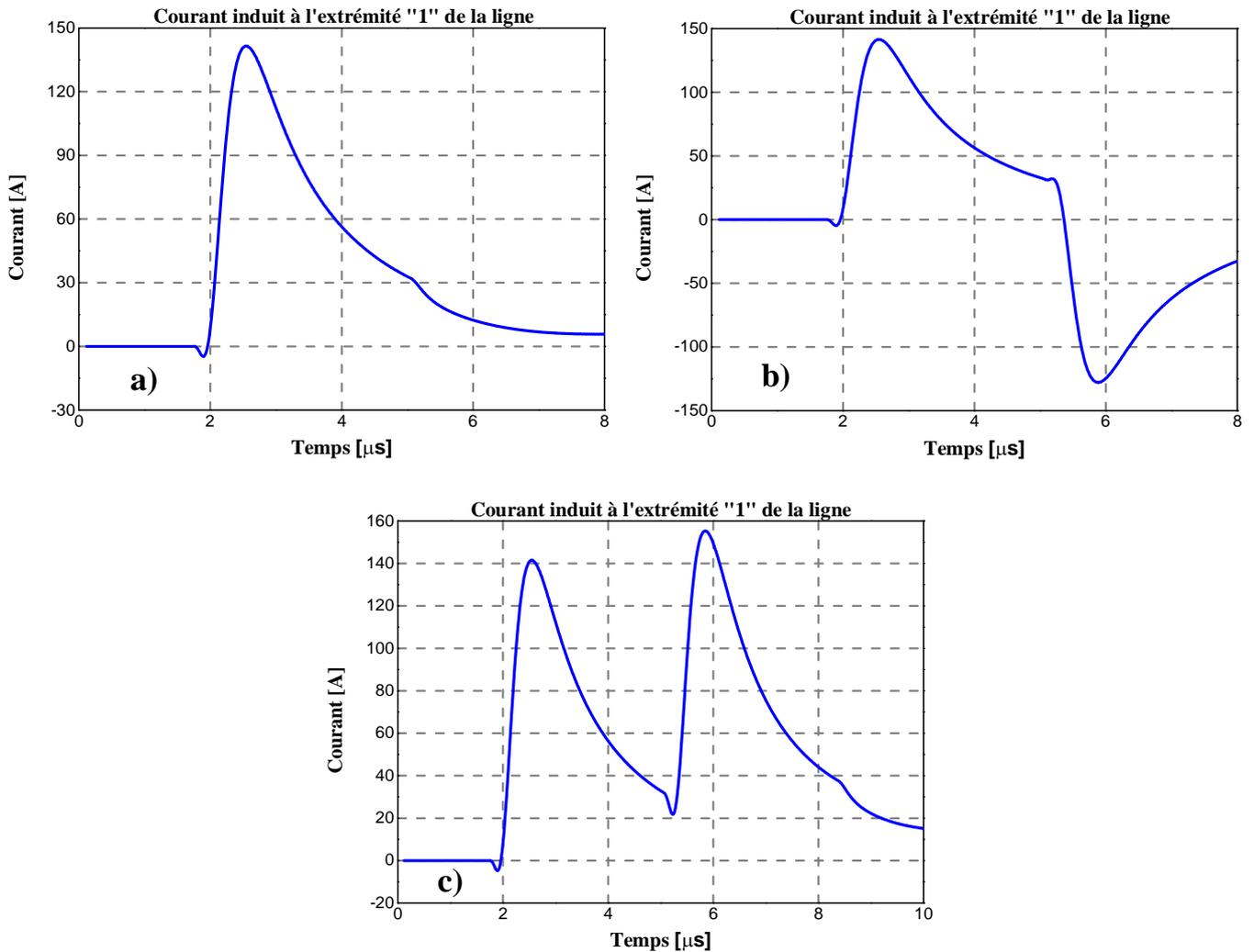


Figure III-7 Courant induit à l'extrémité « 1 » de la ligne monofilaire, a) adaptée sur les 2 extrémités, b) la 2^{ème} extrémité est en CC, c) la 2^{ème} extrémité est en CO.

4.2. Influence des paramètres sur la surtension induite

4.2.1. L'amplitude du courant de foudre à la base du canal

L'influence de la valeur de crête du courant sur les surtensions induites est présentée à la figure III-8, nous pouvons remarquer que l'augmentation de l'amplitude des surtensions induites est affectée proportionnellement par l'augmentation de l'intensité du courant à la base du canal.

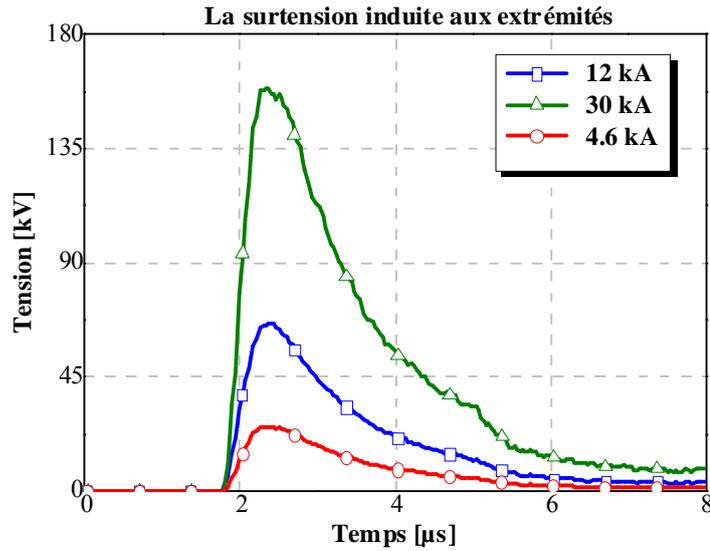


Figure III-8 l'influence de la valeur de crête du courant à la base du canal sur la surtension induite

4.2.2. La vitesse de l'arc en retour

Trois valeurs représentatives de vitesse de l'arc en retour ont été choisies pour illustrer l'effet de ce paramètre sur les surtensions induites, ces valeurs sont $0,6 \cdot 10^8$ m/s, $1,3 \cdot 10^8$ m/s, et $2,0 \cdot 10^8$ m/s. La figure III-9 montre qu'une augmentation de la vitesse de l'arc en retour provoque une augmentation de la raideur du front de la surtension, mais n'affecte que très peu sur sa valeur de crête.

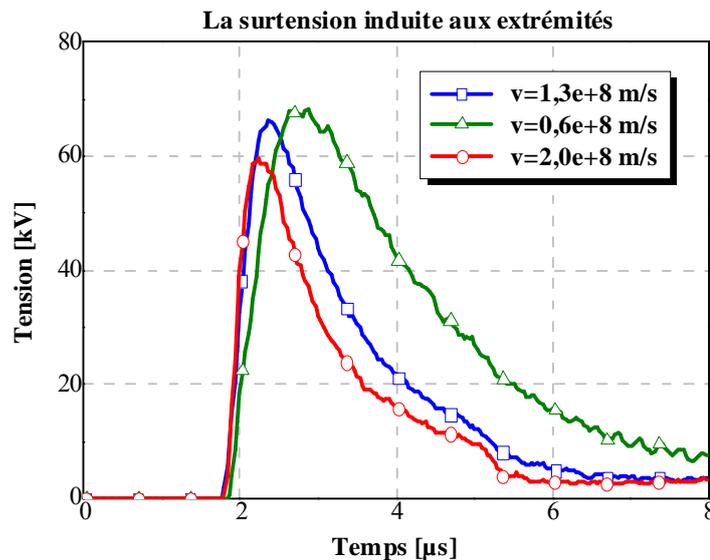


Figure III-9 L'influence de la vitesse de l'arc en retour sur la surtension induite

4.2.3. La distance du point d'impact

La figure III-10 représente la variation de la surtension induite en fonction du temps à une extrémité de la ligne pour trois distances du point d'impact de la foudre. Nous pouvons voir clairement à travers ces variations que la surtension induite est plus importante en s'approchant du point d'impact.

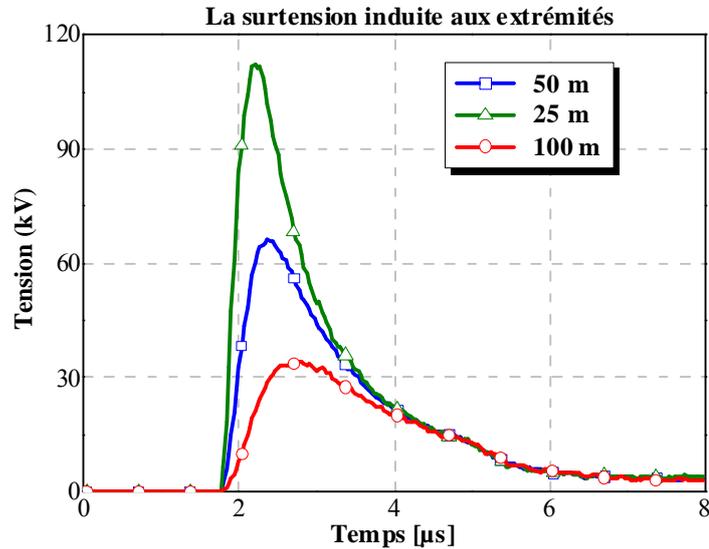


Figure III-10 L'influence de la distance du point d'impact sur la surtension induite

4.2.4. La hauteur de la ligne

La figure III-11 illustre la surtension induite aux extrémités de la ligne pour différentes hauteurs de cette dernière, ou nous pouvons remarquer que l'augmentation de la hauteur conduit à une augmentation de l'amplitude de la surtension induite.

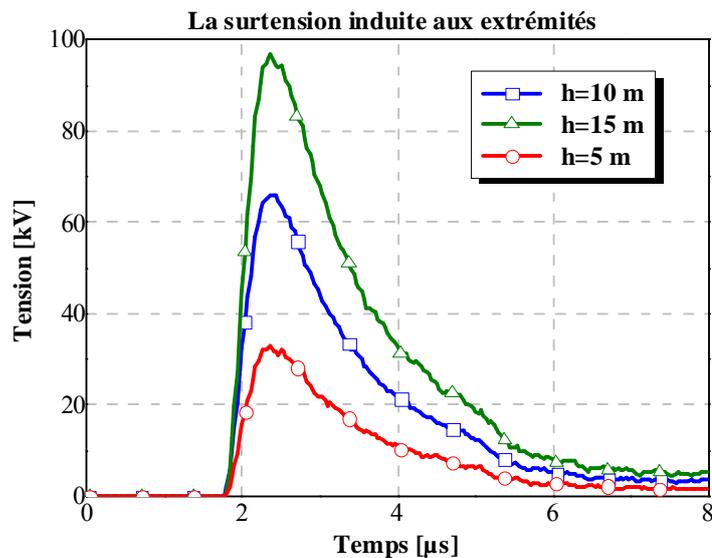


Figure III-11 L'influence de la hauteur de la ligne sur la surtension induite

4.3. Surtension induite sur ligne triphasée

La surtension induite sur un conducteur appartenant à une ligne multi-conductrice est affectée par la présence des autres conducteurs. Cet effet se traduit dans les équations de couplage par des termes de couplage mutuel dans les matrices des capacités et des inductances linéiques. Afin de mettre en évidence cet effet, nous considérons trois configurations, la première est en nappe verticale, la deuxième est en nappe horizontale, et la dernière est en triangle (figure III-12, conducteur 1, 2, 3).

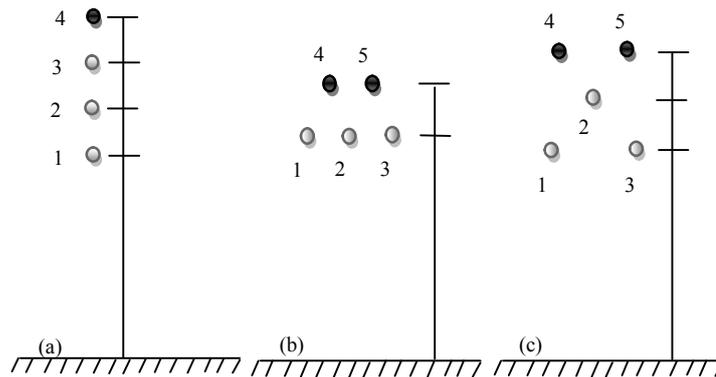


Figure III-12 Les trois configurations considérés d'une ligne de transport (a) verticale, (b) horizontale, (c) triangle.

Les paramètres géométriques de ces configurations sont donnés dans le tableau [21] :

Tableau III-1 paramètres géométriques d'une ligne triphasé

Paramètres de la ligne	Vertical	Horizontal	Triangle
Rayon du conducteur [mm]	9.14	9.14	9.14
Hauteur du conducteur 1 h_1 [m]	10	10	10
Hauteur du conducteur 2 h_2 [m]	13.7	10	13.7
Hauteur du conducteur 3 h_3 [m]	17.4	10	10
Distance entre conducteurs d_{12} [m]	3.7	3.7	3.7
Distance entre conducteurs d_{23} [m]	3.7	3.7	3.7
Distance entre conducteurs d_{31} [m]	7.4	7.4	7.4

Le point d'impact de la foudre est situé à 50 m de la ligne centrale, chaque phase étant terminée sur son impédance caractéristique. Notons que le sol est toujours considéré comme conducteur parfait.

La figure III-13 représente les surtensions induites sur les trois phases de la ligne aérienne pour les trois types de configuration considérés. De ces résultats, nous pouvons confirmer l'affectation de la surtension induite sur un conducteur appartenant à une ligne muticonductrice par la présence des autres conducteurs, et nous remarquons bien la superposition des surtensions induites sur les conducteurs : 1 et 3 pour les configurations horizontale et triangle.

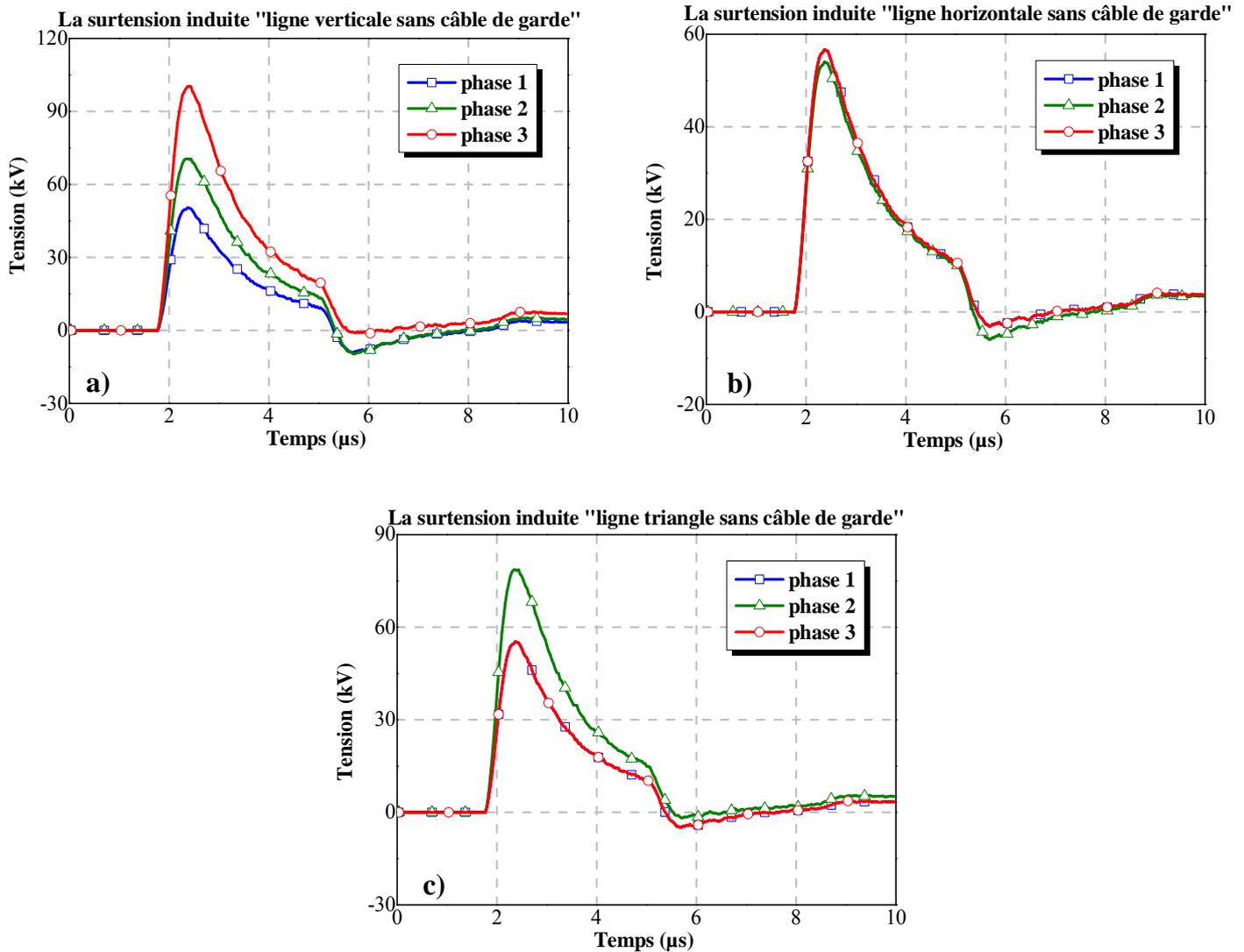


Figure III-13 Surtensions induites sur les trois conducteurs d'une ligne triphasée. a) verticale, b) horizontale, c) triangle.

4.4. Influence des câbles de garde

Le câble de garde est initialement prévu pour prévenir l'impact direct du coup de foudre sur les lignes de transport d'énergie. Son positionnement est réalisé sur la base d'un modèle dit électro géométrique [68]. Nous traitons successivement la présence d'un câble de garde, premièrement pour une ligne monophasée, ensuite pour les trois types de configuration de la figure III-12.

4.4.1. Ligne monophasée

Nous considérons une ligne monophasée définie au paragraphe 4.1, et protégée par un câble de garde placé successivement sur et sous le conducteur de phase à des hauteurs différentes 13 et 7 m.

Le résultat de la figure III.14 a montré que le câble de garde est plus efficace lorsqu'il est placé au-dessus du conducteur.

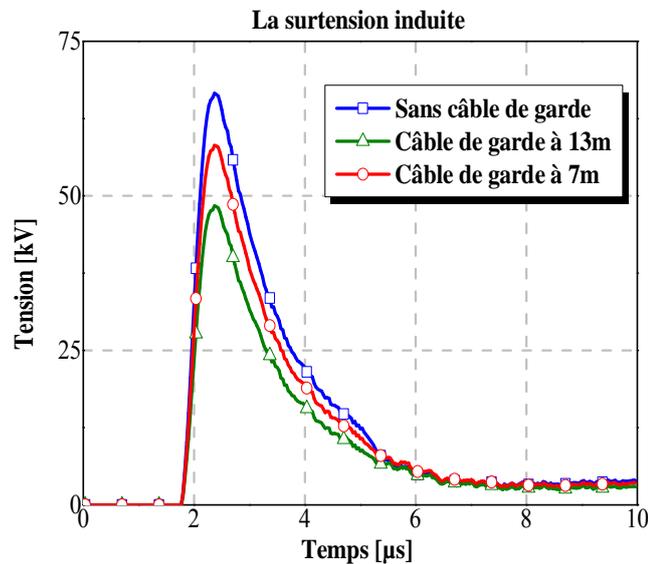


Figure III-14 Surtensions induites sur une ligne monophasée étudiée auparavant protégée par un câble de garde

4.4.2. Ligne triphasée

Pour illustrer l'effet réducteur d'un câble de garde pour une ligne triphasée, nous avons considéré les trois lignes triphasées définies auparavant (figure III-12) en présence des câbles de garde (les conducteurs 4 et 5, voir tableau II), les câbles de garde sont mis à la terre aux deux extrémités de la ligne.

Tableau III-2 paramètres géométriques d'une ligne triphasé

Paramètres de la ligne	Vertical	Horizontal		Triangle	
	1 SW	1 SW	2 SW	1 SW	2 SW
Rayon du conducteur [mm]	3.96	3.96	3.96	3.96	3.96
Hauteur du conducteur 4 h_4 [m]	20.45	13.05	13.05	16.75	16.75
Hauteur du conducteur 5 h_5 [m]	-	-	13.05	-	16.75
Distance entre conducteurs d_{45} [m]	-	-	3.7	-	3.7

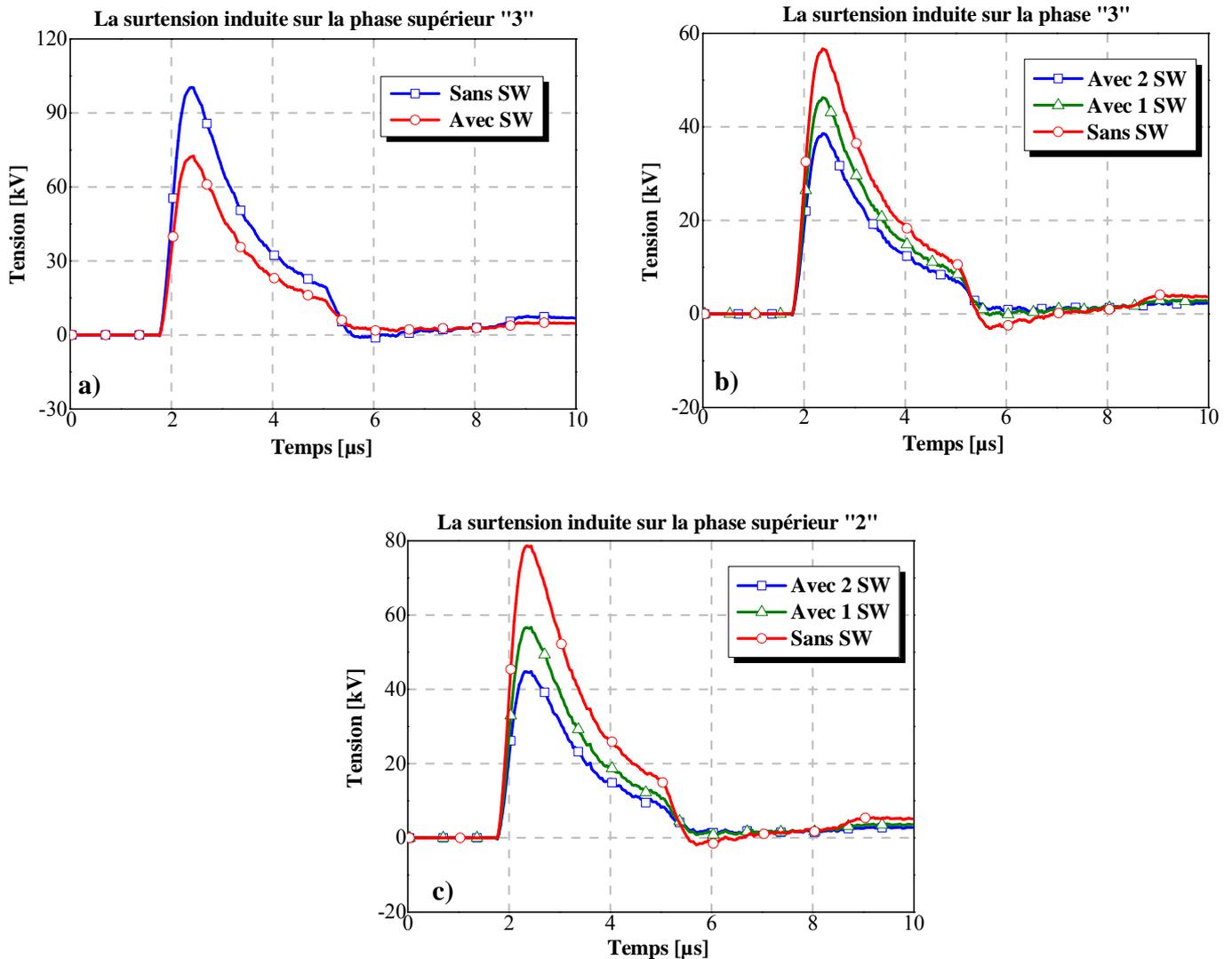


Figure III-15 Surtensions induites sur la phase supérieur pour les trois types de configuration sans et avec câble de garde, a) verticale, b) horizontale, c) triangle.

La figure III-15 présente les surtensions induites sur le conducteur supérieur avec et sans câble de garde. Nous remarquons que la présence du câble de garde entraîne une diminution des amplitudes des surtensions, cette diminution devient plus importante lorsque nous avons deux

câbles de garde. En outre, la configuration en nappe horizontale avec deux câbles de garde présente la meilleure protection.

Donc, Nous pouvons conclure que la disposition géométrique du câble de garde constitue une première solution pour garantir la CEM

4.5. L'étude de l'effet du sol

La prise en compte d'un sol réel rend le calcul du couplage particulièrement complexe. En effet, les paramètres électriques du sol (conductivité, perméabilité, permittivité) dépendent de la fréquence et de l'espace. Pour des méthodes temporelles, la dépendance fréquentielle des paramètres implique l'évaluation de nombreuses intégrales de convolution. La figure III-16 illustre l'effet de la résistivité du sol sur la surtension induite, ou nous pouvons bien distinguer que l'amplitude de la tension induite diminue quand la conductivité du sol diminue.

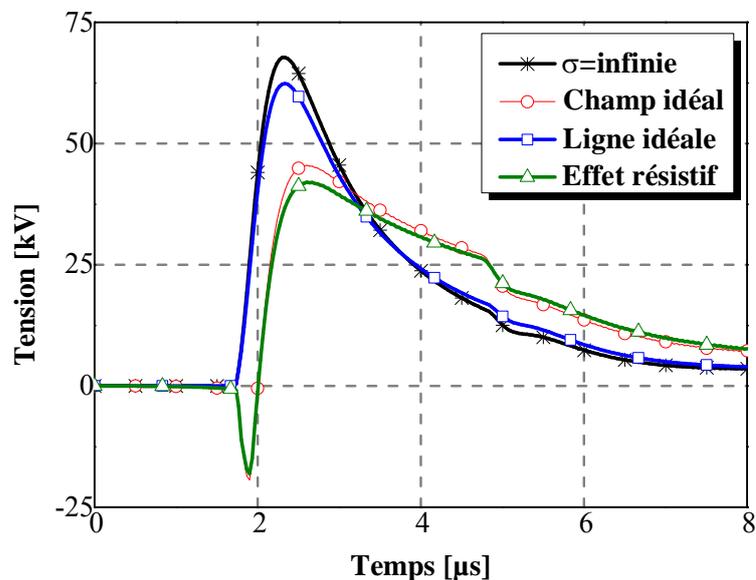


Figure III-16 Surtensions induites sur l'extrémité d'une ligne adaptée ($\sigma=10^{-3}$ S/m).

Remarque :

- *Champ idéal* : la résistivité du sol uniquement dans l'expression de l'impédance du sol.
- *Ligne idéal* : la résistivité du sol uniquement dans l'expression du champ incident.
- *Effet résistif* : la résistivité du sol dans l'expression de l'impédance du sol et du champ incident.

Dans la figure III-17, nous pouvons constater que la résistivité du sol peut augmenter ou diminuer l'amplitude de la tension induite selon la situation du point d'impact et du point d'observation le long de la ligne.

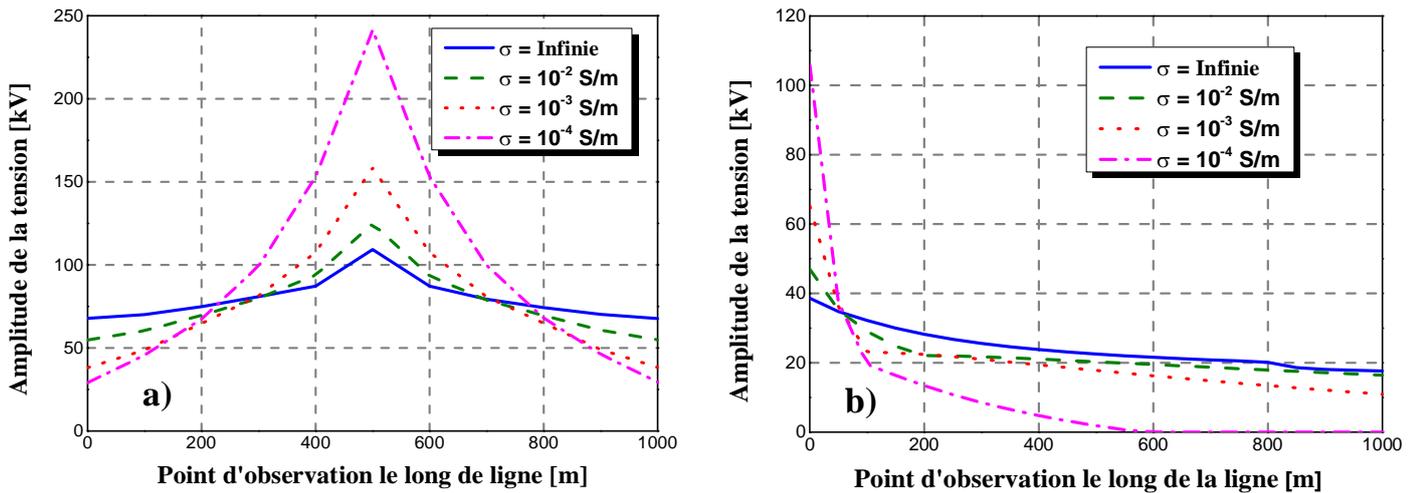


Figure III-17 Influence de la résistivité du sol sur la valeur maximale de la tension induite le long de la ligne si le point d'impact est en, **a)** point "1", **b)** point "2" (géométrie de la figure III.2)

4.5.1. Présentation du problème par deux exemples

Dans ces deux exemples, nous considérons un champ électromagnétique produit par un coup de foudre typique, dont l'arc en retour subséquent suit la distribution spatio-temporelle représentée par le modèle MTL, avec $\lambda=2 \text{ km}$, $v=1,3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$, et $H=7 \text{ km}$. Le courant à la base du canal est celui donné dans le chapitre I (eq (I.3), tableau I.1, figure I-9).

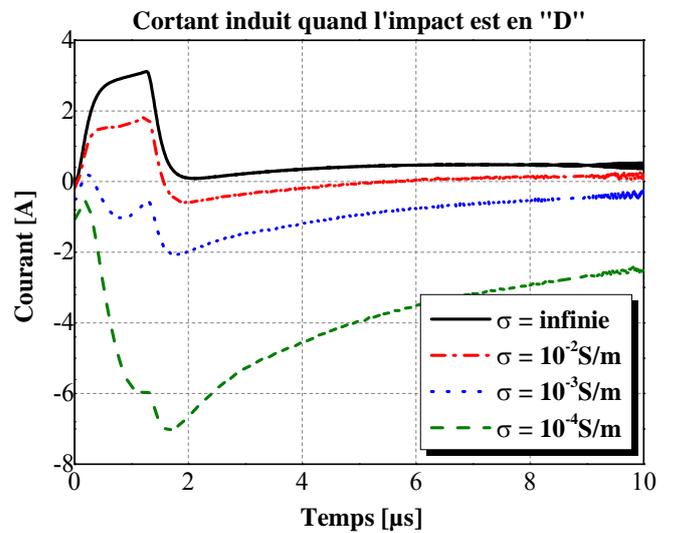
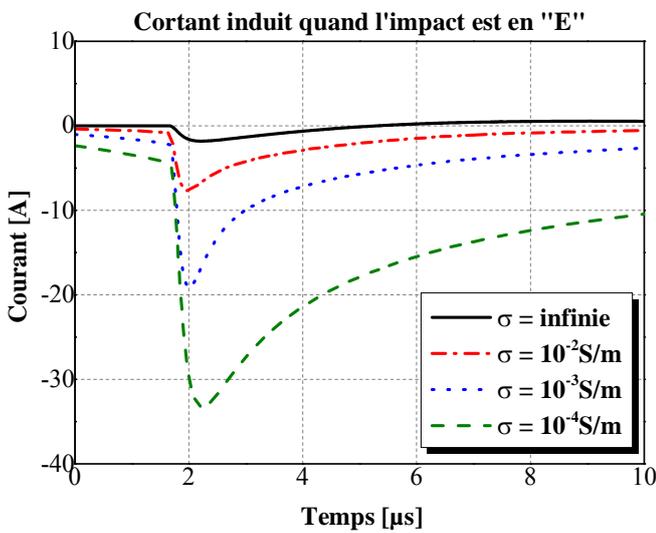
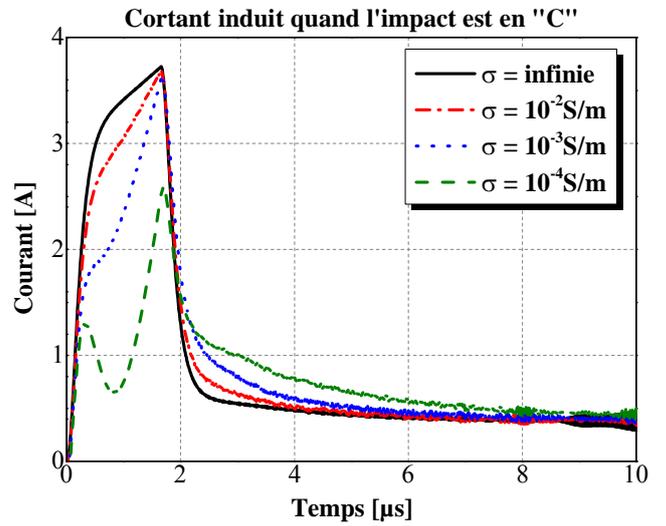
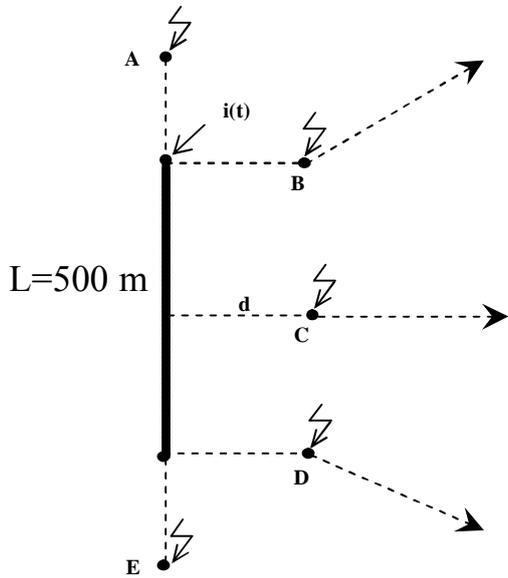
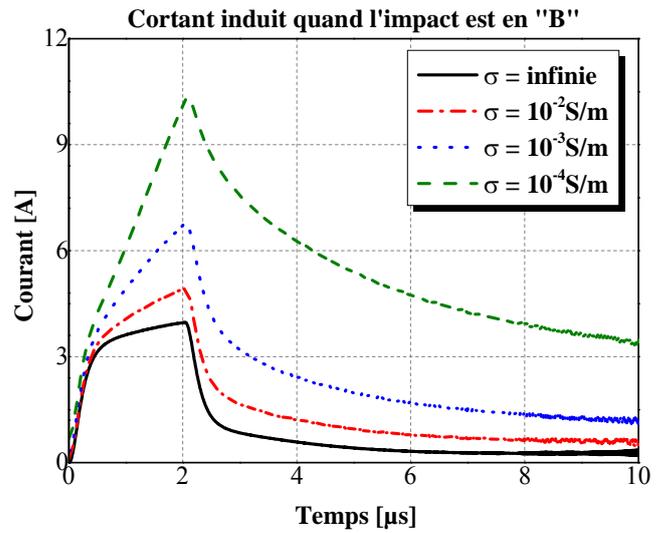
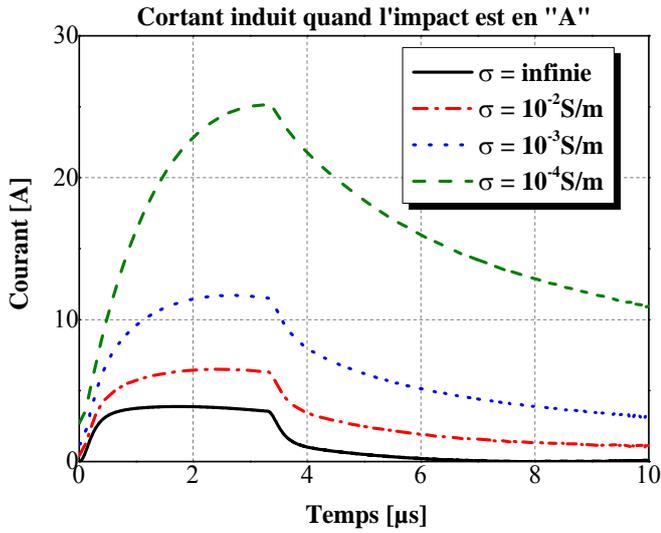
Nous étudions une ligne adaptée de longueur $L=500 \text{ m}$ puis $L=5000 \text{ m}$, sa hauteur est de 10 m , son rayon de 5 mm , le point d'impact est défini par les figures ci-dessous avec $d=1 \text{ km}$, la conductivité du sol est prise en compte dans le calcul du champ électromagnétique et dans le calcul du couplage.

Les résultats présentés ci-dessous représentent le calcul du courant induit $i(t)$, à une extrémité de la ligne pour différentes valeurs de conductivité du sol (10^{-4} , 10^{-3} , 10^{-2} , infinie), et pour différents point d'impact de la foudre (A, B, C, D, E).

En considérant séparément chacun des dix graphiques suivants, nous remarquons une augmentation du courant quand la conductivité du sol diminue, cela est dû à l'augmentation du champ horizontal excitateur. Les graphiques montrent aussi que la conductivité finie du sol se fait d'autant plus ressentir que la ligne est longue, car plus la longueur de la ligne augmente, plus le champ électrique tangentiel à la ligne doit être calculé sur des segments éloignés du point d'impact. Or nous savons que plus la conductivité du sol diminue, plus l'éloignement par rapport au canal de foudre modifie la forme du champ électrique horizontal par rapport au cas du sol parfaitement conducteur.

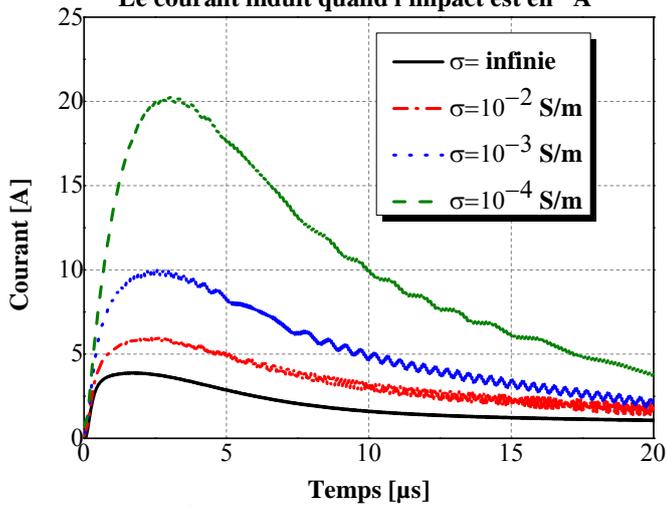
Les courants induits présentés ci-après ont été calculé en utilisant la méthode FDTD et la formule de Timotin [65] dans le domaine temporelle.

4.5.1.1. Ligne de 500 m

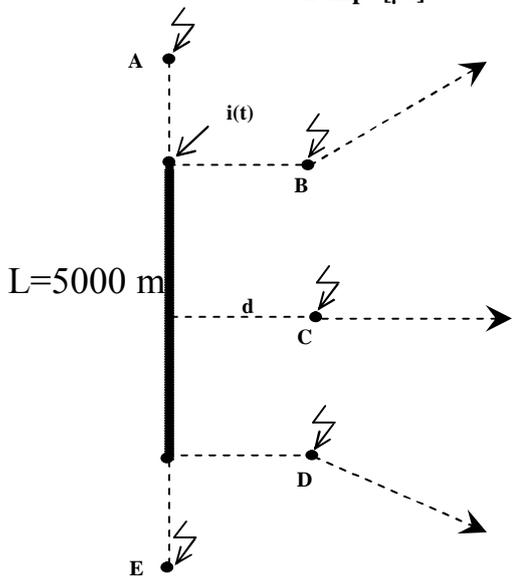
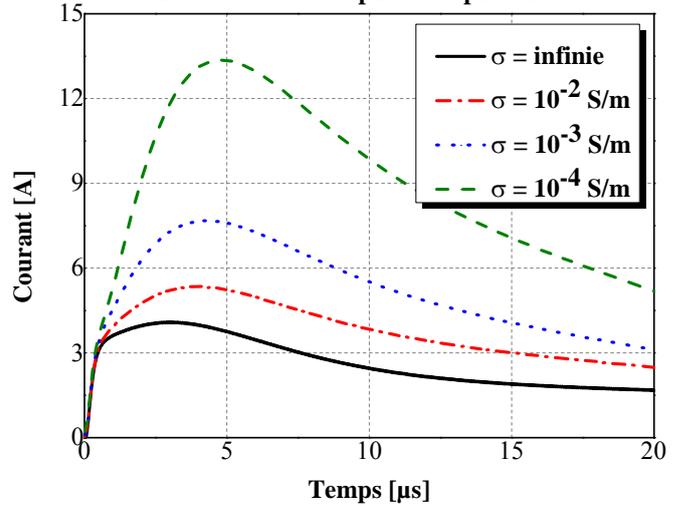


4.5.1.2. Ligne de 5000 m

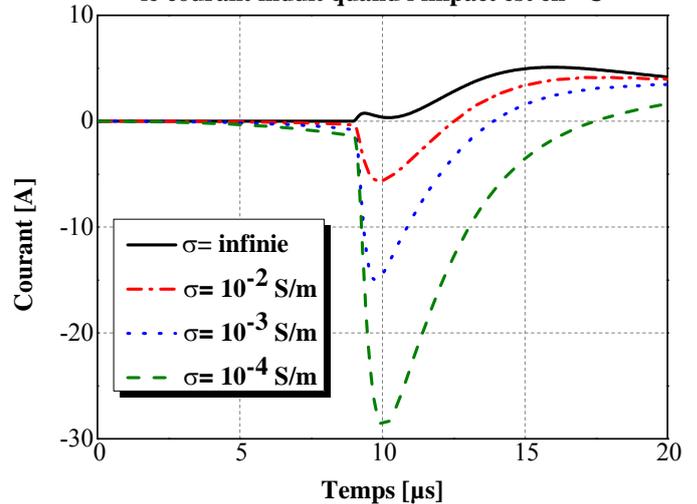
Le courant induit quand l'impact est en "A"



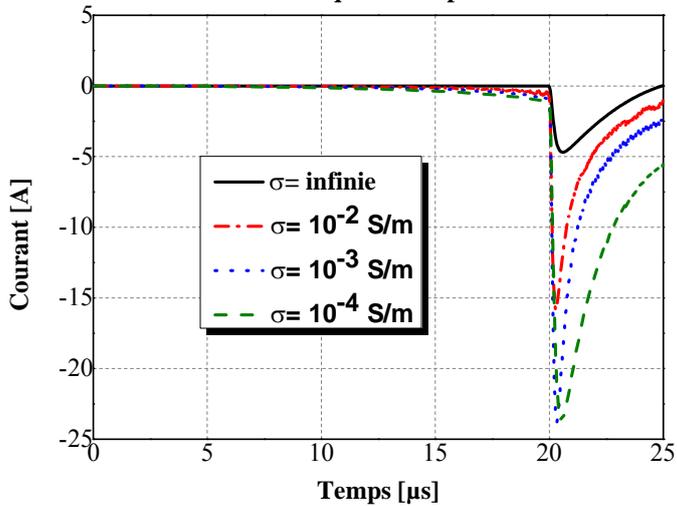
Le courant induit si le poin d'impact est en "B"



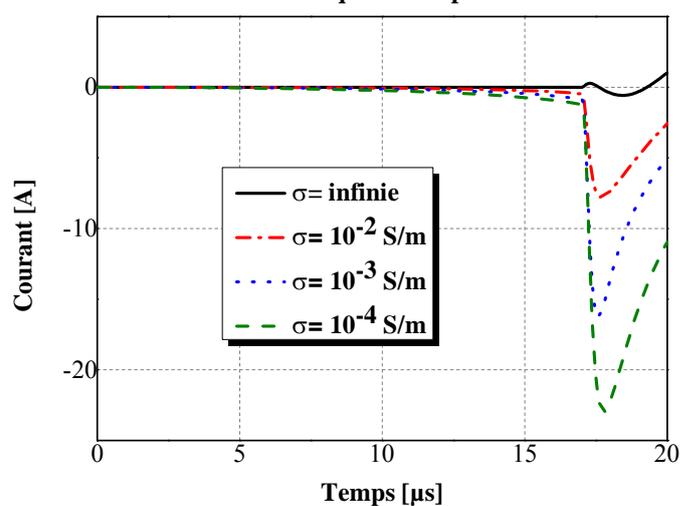
le courant induit quand l'impact est en "C"



Courant induit quand l'impact est en "E"



Courant induit quand l'impact est en "D"



4.6. L'effet du trajet d'une ligne aérienne

Soit une ligne aérienne dont la configuration est celle représentée en figure III-18, et ayant pour longueur totale 2300m, le chemin de la ligne peut être décrit par 3 segments droits. Cette ligne est à 10m de hauteur par rapport au sol, et supposée terminée sur son impédance caractéristique.

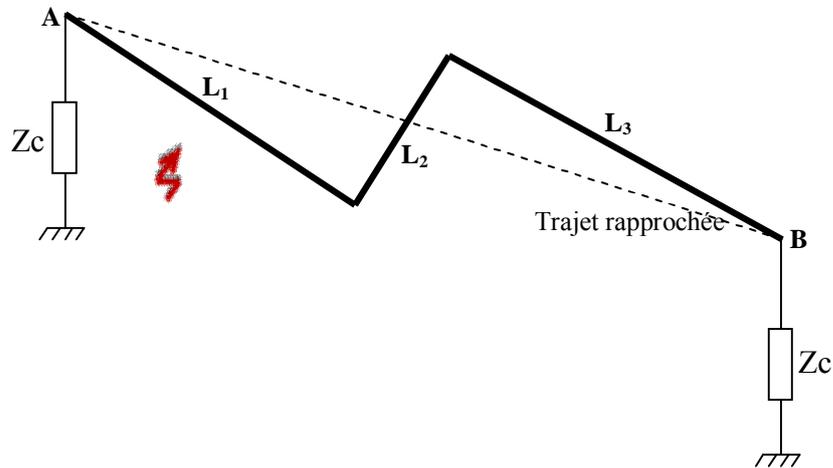


Figure III-18 Vue de dessus d'une ligne aérienne brisée

La figure III-19 représente les résultats obtenus pour un trajet droit et un trajet réel d'une ligne brisée. De ces résultats, nous déduisons que la représentation du réseau radial par une ligne unique n'est pas appropriée, donc, il faut tenir compte du trajet réel de la ligne.

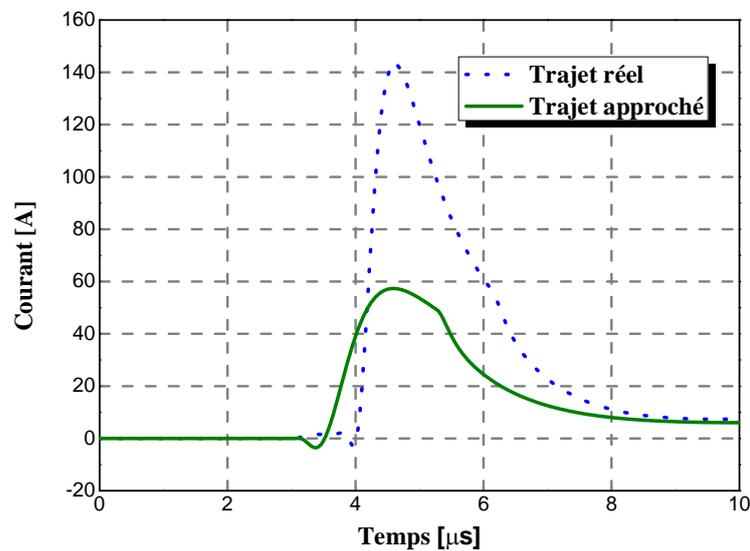


Figure III-19 Courant induit sur la deuxième extrémité pour les deux trajets

4.7. Couplage d'une onde de foudre avec un réseau de ligne aérienne

Analyser des lignes simples est important mais dans les environnements réels, où tous les câbles font partie de réseaux, l'apparition et le développement croissant des systèmes interactifs ont nécessité de mettre en place des réseaux de communication de topologies plus ou moins complexes. Aujourd'hui, un réseau filaire interconnecte plusieurs dizaines de systèmes entre eux, ils sont constitués d'un ensemble de câbles, en général de même type, interconnectés entre eux suivant des normes de topologie bien définies (figure III-20).

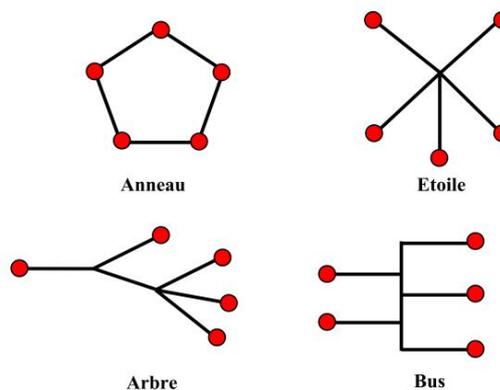


Figure III-20 Topologie de réseaux filaires

Afin d'atteindre l'objectif assigné à ce travail de thèse qui consiste à évaluer les perturbations induites par les phénomènes électromagnétiques dans les réseaux électriques et notamment les réseaux maillés, Il est nécessaire d'étudier ces réseaux complexes et leurs réactions aux perturbations électromagnétiques dans le domaine temporel.

Le réseau le plus simple que nous pouvons rencontrer est le réseau en **Y** (figure III-21). Tous les phénomènes que nous allons observer lors de cette étude sont généralisables à toutes les autres topologies de réseaux plus complexes.

La FDTD est utilisée de la même façon que dans la partie précédente en ce qui concerne l'application des conditions aux limites au niveau des jonctions.

4.7.1. Analyse du réseau en **Y**

Afin de valider le modèle de propagation des surtensions induites par un coup de foudre sur un réseau maillé, nous proposons un réseau en « **Y** » formé de 3 tronçons de lignes aériennes formant une jonction **J** dont la configuration est celle présentée en figure III-21, les conducteurs ont le même rayon $r=9.14\text{mm}$ situés à une hauteur $h=10\text{m}$ au-dessus d'un sol parfaitement conducteur.

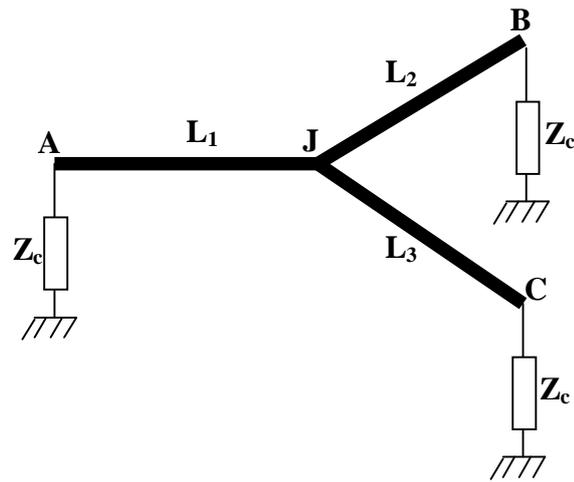


Figure III-21 Vue de dessus du réseau en Y

Pour cette application, le canal de foudre est équidistant des extrémités de la première branche (L_1) et à 50 m du centre de cette dernière. Le champ électromagnétique émis par l'onde de foudre est calculé en utilisant pour l'arc en retour le modèle MTL (Modified Transmission Line) et pour le courant à la base du canal nous utilisons l'expression de F.Heidler (eq I.3). Avec les données en Tableau I.1. La vitesse de l'arc en retour $v = 1,9 \cdot 10^8$ m/s et sa constante d'affaiblissement $\lambda = 2000$ m. Dans cette partie, nous allons analyser ce réseau lorsque tous les tronçons sont adaptés par une terminaison égale à leur impédance caractéristique Z_c .

Notre analyse est élaborée en considérant les courants et les tensions induits aux extrémités **A**, **B**, et **C** et le point de jonction **J**

Cas 1 : $L_1=1000$ m, $L_2=L_3=800$ m

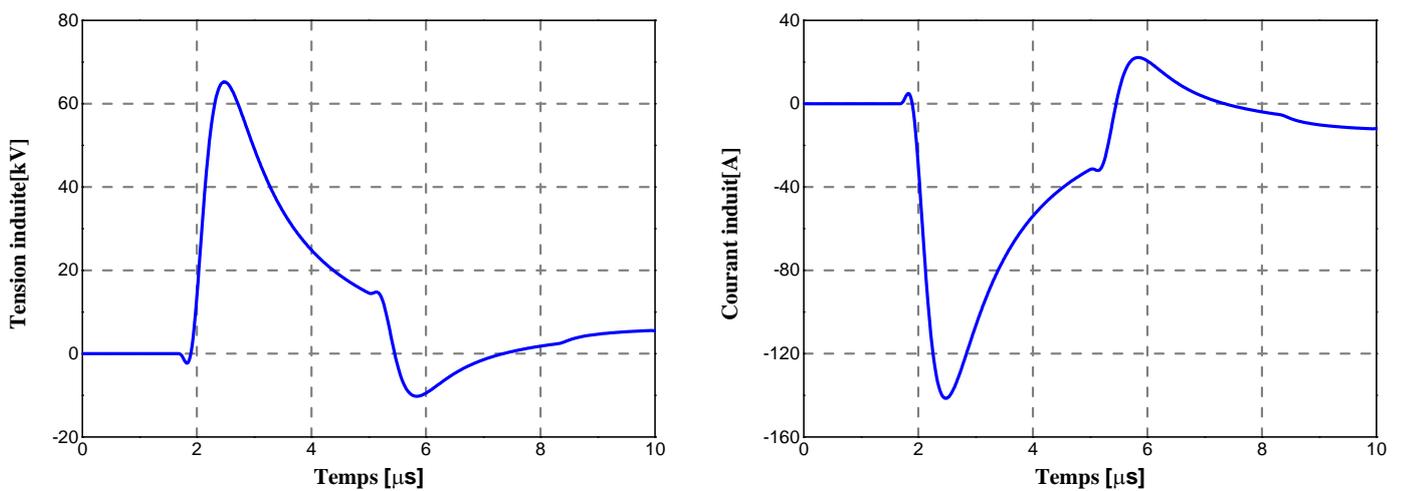


Figure III-22 Tension et courant induits en A

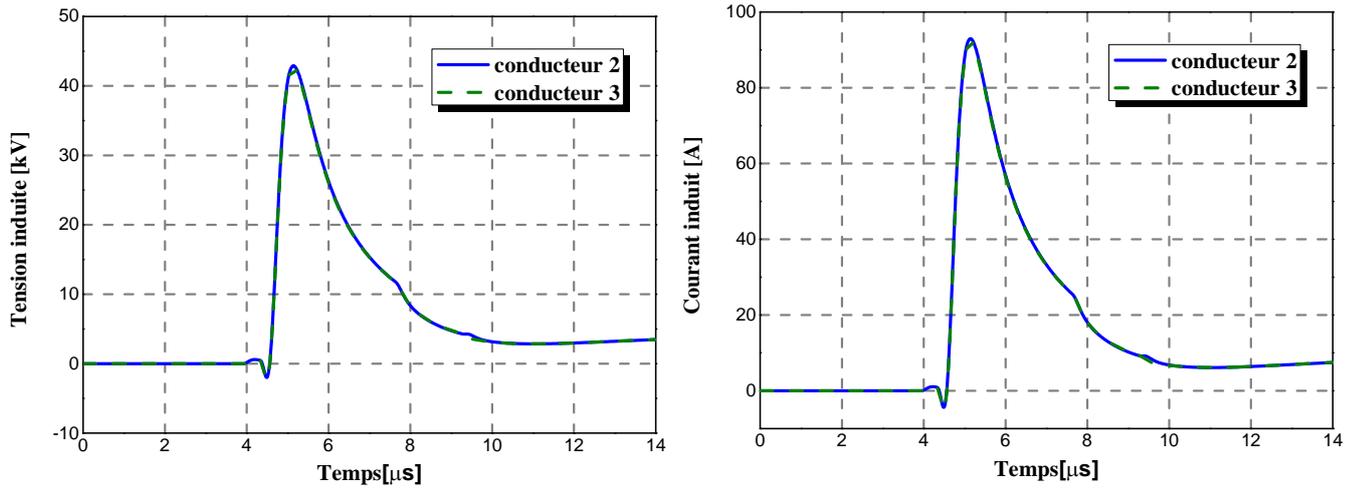


Figure III-23 Tension et courant induits en **B** et **C**

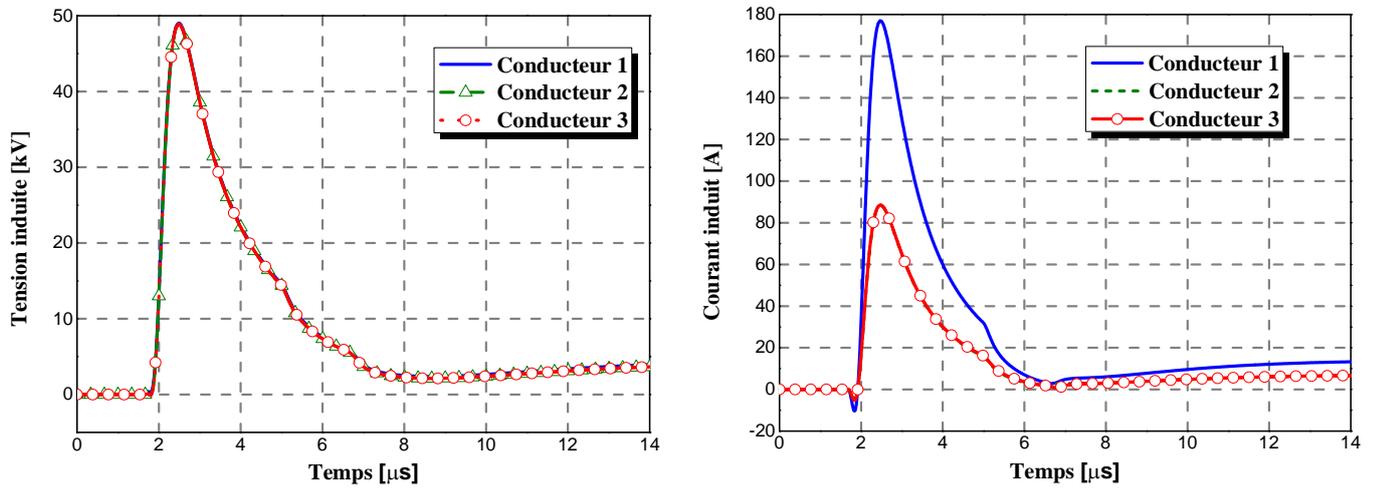


Figure III-24 Tension et courant induits en **J** (jonction)

Les résultats des figures III-22 à 24, montrent bien la parfaite superposition des tensions et des courants induits aux extrémités **B** et **C**, il en est de même pour les tensions induites au point de jonction **J**, et le courant dans le dernier nœud de la branche principale (L_1) est égal à la somme des courants dans les premiers nœuds des branches secondaires (L_2 et L_3).

Cas 1 : $L_1=1000\text{m}$, $L_2= 800\text{m}$, $L_3=500\text{m}$

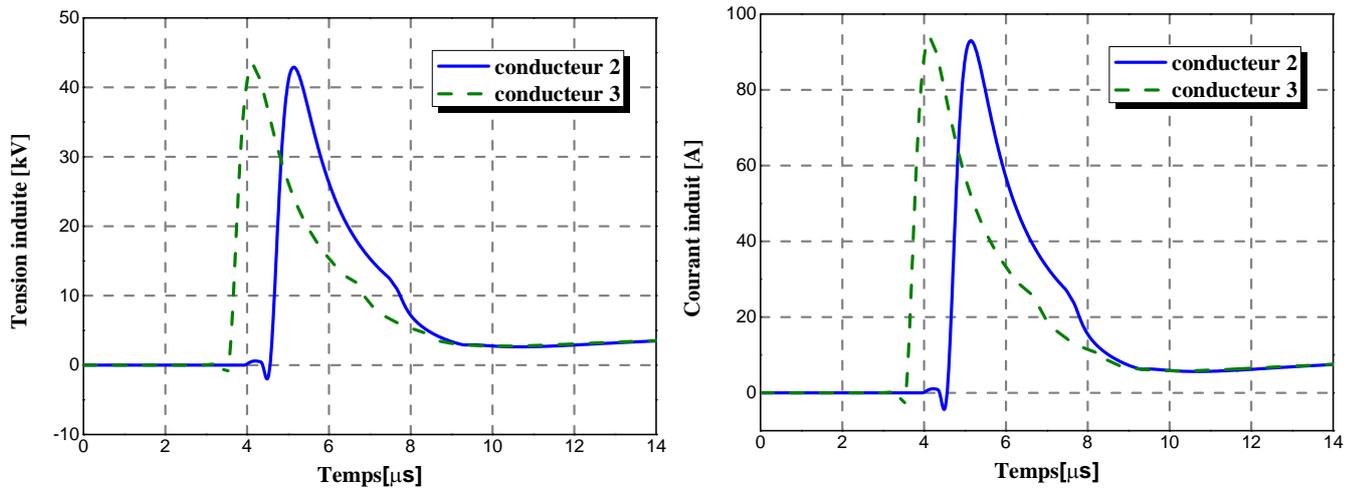


Figure III-25 Tension et courant induits en **B** et **C**

De ce résultat, nous pouvons confirmer que notre approche met bien en évidence les retards de propagation entre le point d'impact et les extrémités.

4.7.2. Analyse du réseau radial

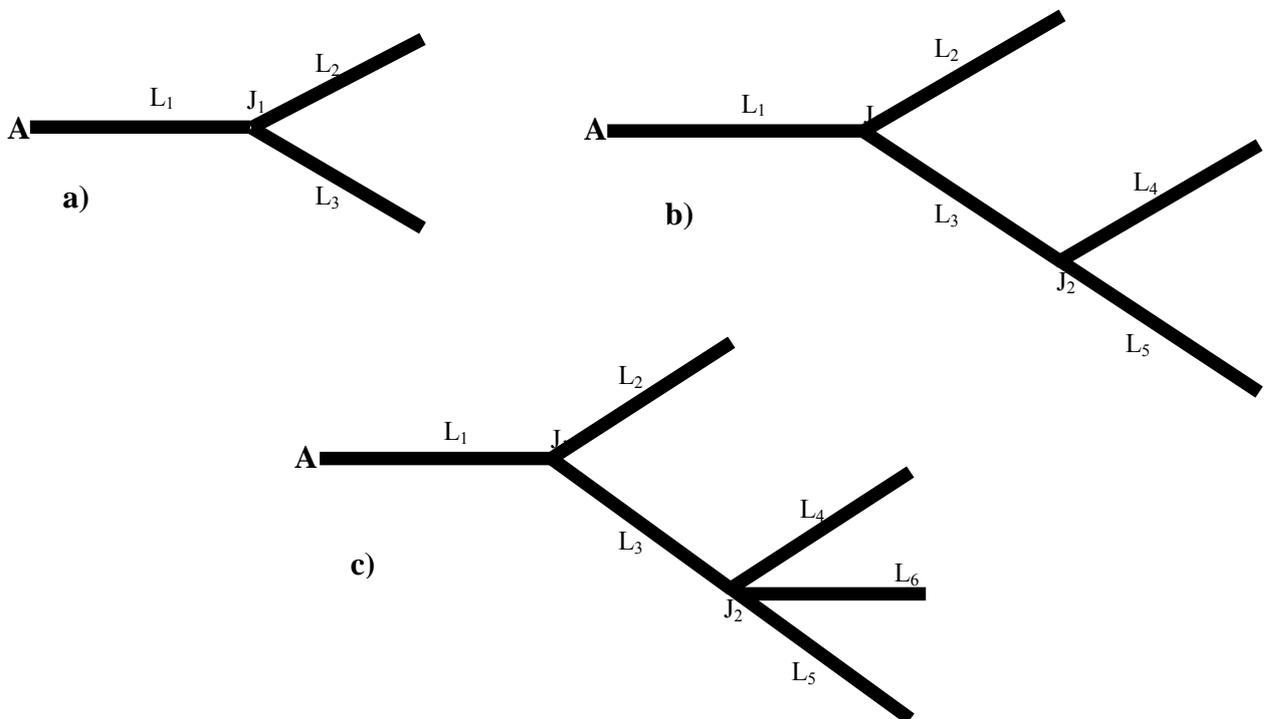


Figure III-26 Vue de dessus d'un réseau radial, **a)** forme Y, **b)** forme YY, **c)** forme arbre

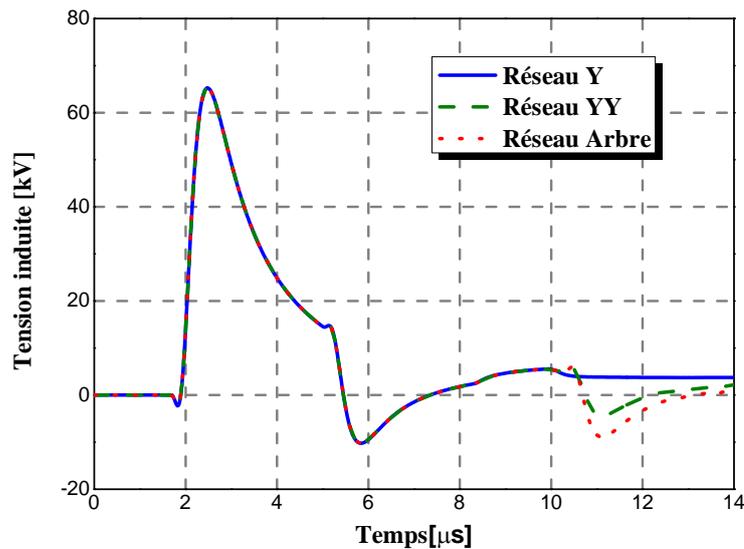


Figure III-27 Tension induite en A

La figure III-27 représente la tension induite sur la première extrémité de la première branche pour différentes géométries du réseau. Malgré l'adaptation des extrémités du réseau étudié (pour éviter les réflexions), nous constatons l'existence des ondes de polarités négatives (ondes réfléchie), ou le nombre de ces réflexions dépend du nombre de jonctions dans le réseau. Nous remarquons aussi que l'amplitude de l'onde réfléchie augmente en augmentant le nombre de branches par jonction.

Conclusion

Dans ce chapitre, un modèle de couplage basé sur la théorie des lignes de transmission a été appliqué au problème de l'interaction entre le champ électromagnétique généré par la foudre et une ligne aérienne. Les équations de couplage ont été développées à partir des équations de Maxwell. Ces équations peuvent s'exprimer en trois systèmes d'équations tout à fait équivalents.

Cette étude présentée au niveau de ce chapitre nous a néanmoins permis de comprendre le mécanisme des surtensions induites par une décharge de foudre ainsi que les méthodes de résolution possible, sachant que ces surtensions peuvent être dangereuses non seulement pour l'électronique et la transmission de données, mais aussi pour l'équipement au niveau moyenne tension des réseaux de distribution.

Les calculs effectués dans cette thèse peuvent être utilisés pour la conception et la coordination des systèmes de protection des réseaux électriques contre les perturbations électromagnétiques d'origine orageuse.

Chapitre IV

Couplage EM d'une onde de foudre avec un réseau de câble blindé

INTRODUCTION

Les câbles blindés sont souvent utilisés pour le transport de l'énergie électrique ainsi que pour la transmission des signaux entre deux dispositifs électroniques sensibles contenus dans des enceintes métalliques protectrices.

Le réseau de télécommunications est fréquemment soumis aux impacts de foudre. Il a été montré précédemment que des courants importants pouvaient être induits par une onde électromagnétique sur des réseaux. Il convient donc de protéger les signaux circulants dans les âmes des câbles de télécommunication par un blindage afin de réduire l'amplitude des courants perturbateurs.

Le câble blindé comporte un conducteur externe (blindage) et un conducteur interne (âme). Le blindage relié aux enceintes métalliques par des fils de descente constitue avec le sol une ligne de transmission, appelé « *externe* », l'âme et le blindage forme la ligne de transmission, dite « *interne* ». La figure IV-1 représente un câble reliant deux dispositifs électroniques 1 et 2 d'impédances d'entrée Z_{1i} et Z_{2i} . Les enceintes métalliques sont reliées à la terre par des impédances Z_{1e} et Z_{2e} .

Lorsqu'un champ électromagnétique illumine le dispositif de la figure IV-1, un courant I_e et une tension V_e apparaissent sur la ligne externe. Ce phénomène de couplage a été étudié au chapitre précédent. Dans l'hypothèse d'un blindage parfait, aucune tension ne serait induite entre le blindage et l'âme du câble, donc, les dispositifs électroniques seraient totalement protégés. Or, dans la réalité, une tension interne V_i apparaît aux bornes des appareils électroniques pouvant perturber leur fonctionnement ou déformer les informations transmises sur l'âme. La tension interne parasite V_i dépend de la qualité du blindage du câble

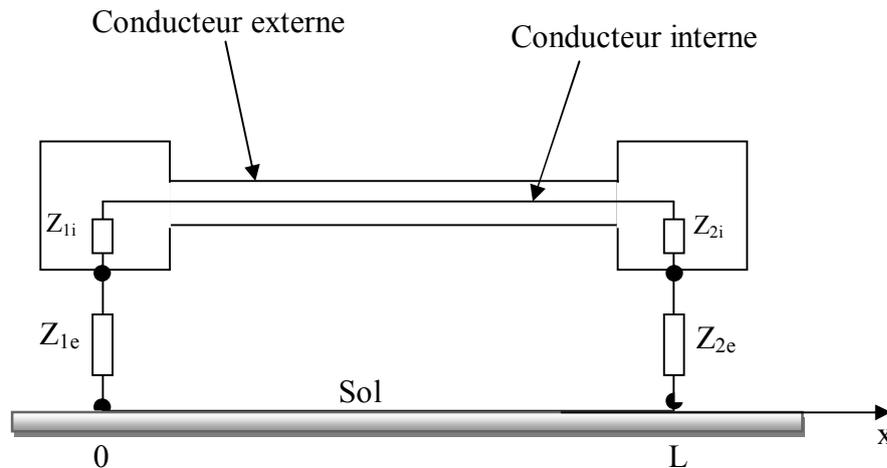


Figure IV-1 Les deux lignes de transmission interne et externe

Le but de ce chapitre sera la présentation des méthodes de calcul pour évaluer des perturbations induites par la foudre dans les câbles blindés dans le domaine temporel et fréquentiel, en dévoilant l'efficacité de la protection électromagnétique assurée par le blindage. Ce chapitre sera organisé comme suit: en première partie, nous décrivons la réponse interne de la ligne en terme de tension et courant induit entre le circuit interne et le circuit externe par le concept de l'impédance de transfert, en deuxième partie, nous utiliserons le couplage par la théorie des lignes en fréquentiel et en temporel.

1. Couplage électromagnétique d'une onde de foudre avec un câble blindé

Théoriquement le formalisme des antennes [3] reste le concept le plus rigoureux pour l'analyse du couplage onde-structure, Lorsqu'il s'agit de structures filiformes le concept des lignes de transmission est le plus utilisé. Pour les câbles, classiquement deux formalismes sont utilisés:

- Le formalisme des lignes muticonductrices, dans ce cas l'ensemble des couches sont supposées excitées en même temps [69].
- Le formalisme combinant la notion d'impédance de transfert et celui des lignes [70, 3].

1.1. Couplage par l'intermédiaire de l'impédance de transfert

Lorsqu'un câble illuminé par un champ électromagnétique, les champs externes peuvent pénétrer à travers les imperfections du blindage produisant des courants perturbateurs et des tensions sur le conducteur interne (V_i et I_i dans la figure IV-2).

Le couplage entre le champ extérieur et l'âme du câble se produit à travers trois principaux phénomènes [64]:

- La diffusion du champ électromagnétique à travers le blindage.
- La pénétration du champ électromagnétique à travers des petites ouvertures dans le blindage.
- Le phénomène d'induction dû au chevauchement des brins individuels du blindage.

En assimilant le blindage à un conducteur homogène, on peut représenter le câble de transmission par la figure IV-2 ci-dessous.

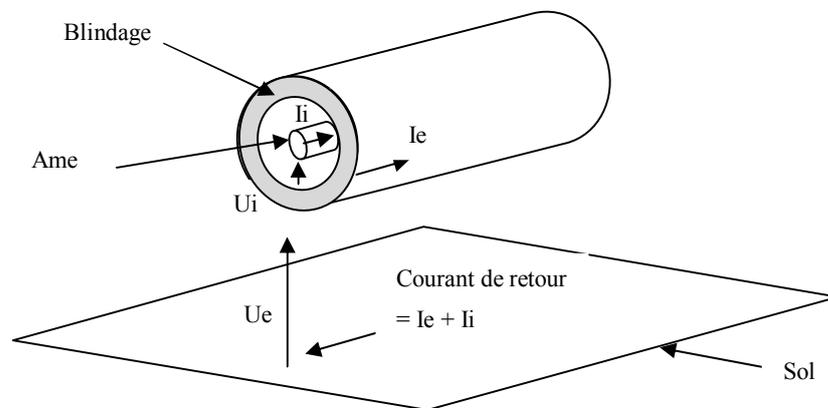


Figure IV-2 Coupe schématique du câble blindé

Les équations de couplage entre un champ électromagnétique externe et une ligne de transmission peuvent s'écrire par le modèle d'Agrawal, en termes de tension diffractée et courant total dans le domaine fréquentiel comme suit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_e^s(x, \omega)}{\partial x} + Z_e \cdot I_e &= E_x(x, \omega) \\ \frac{\partial I_e(x, \omega)}{\partial x} + Y_e \cdot V_e &= 0 \end{aligned} \quad \begin{array}{l} \text{Couplage extérieur} \\ \text{(IV.1)} \end{array}$$

E_x : est le terme source représentant le champ excitateur.

Une fois que les tensions et les courants dans la ligne externe sont calculés (par résolution du système (IV.1)), les tensions induites et les courants dans la ligne interne peuvent être déterminés dans une deuxième phase par résolution des équations suivantes:

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_i^s(x, \omega)}{\partial x} + Z_i \cdot I_i &= Z_t \cdot I_e \\ \frac{\partial I_i(x, \omega)}{\partial x} + Y_i \cdot V_i &= 0 \end{aligned} \quad \begin{array}{l} \text{Couplage intérieur} \\ \text{Couplage intérieur} \end{array} \quad \text{(IV.2)}$$

Avec les conditions aux limites qui s'écrivent :

$$\begin{aligned} V_e(0, \omega) &= -Z_{1e} \cdot I_e(0, \omega) + \int_0^h E_z^e(0, z, \omega) dz \\ V_e(L, \omega) &= Z_{2e} \cdot I_e(L, \omega) + \int_0^h E_z^e(L, z, \omega) dz \end{aligned} \quad \begin{array}{l} \text{Couplage extérieur} \\ \text{Couplage extérieur} \end{array} \quad \text{(IV.3)}$$

$$\begin{aligned} V_i(0, \omega) &= -Z_{1i} \cdot I_i(0, \omega) \\ V_i(L, \omega) &= Z_{2i} \cdot I_i(L, \omega) \end{aligned} \quad \begin{array}{l} \text{Couplage intérieur} \\ \text{Couplage intérieur} \end{array} \quad \text{(IV.4)}$$

Ou :

- Z_i, Y_i : sont l'impédance et l'admittance linéiques propres de la ligne interne.
- Z_e, Y_e : sont l'impédance et l'admittance linéiques propres de la ligne externe.
- Z_t, Y_t : sont l'impédance et l'admittance linéiques de transfert, modélisant le couplage entre la ligne interne et la ligne externe.

L'impédance et l'admittance de transfert sont définies par [64] :

$$Z_t = -\frac{1}{I_e} \left(\frac{\partial V_i}{\partial x} \right)_{I_i=0} \quad [\Omega/m] \quad \text{(IV.5)}$$

$$Y_t = -\frac{1}{V_e} \left(\frac{\partial I_i}{\partial x} \right)_{V_i=0} \quad [S/m] \quad \text{(IV.6)}$$

L'impédance et l'admittance de transfert caractérisent l'efficacité du blindage vis-à-vis respectivement, le courant perturbateur I_e , et la tension perturbatrice V_e .

Le système d'équations (IV.1 à 4) peut être représenté par le schéma électrique équivalent de la figure IV-3. Les perturbations électromagnétiques extérieures déforment le courant interne I_i circulant dans l'âme via l'impédance de transfert de la ligne externe vers la ligne interne. En effet, tout se passe comme si le courant externe I_e induit dans le blindage par l'onde

électromagnétique externe engendrait un champ électrique $Z_t \cdot I_e$ sur la face interne du blindage, qui générerait à son tour par couplage un courant parasite interne I_i .

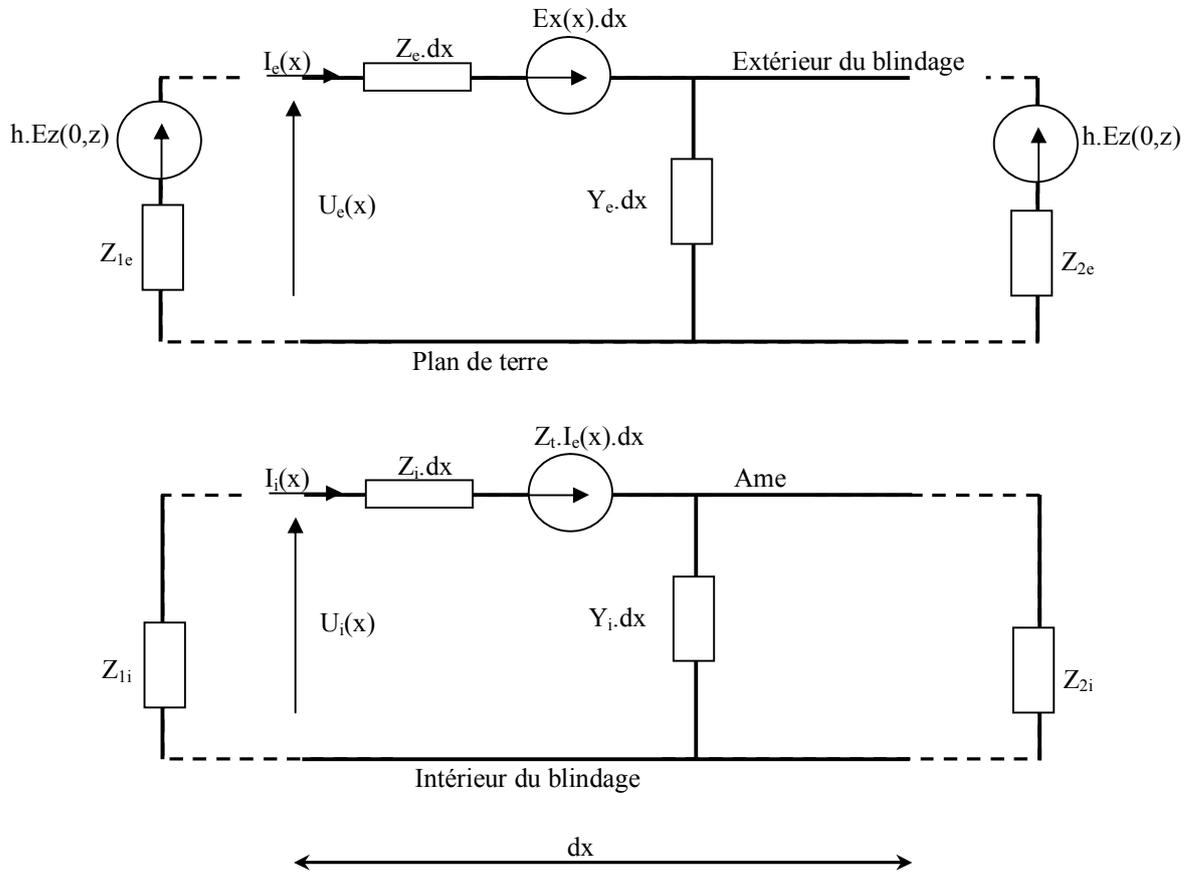


Figure IV-3 Schéma électrique équivalent du couplage entre la ligne externe et la ligne interne

1.2. Equations de couplage onde-ligne en fréquentiel

Considérons un câble blindé de longueur L , situé à une hauteur h au-dessus du sol (ou à une profondeur d dans le sol) de conductivité finie, excité par une onde électromagnétique, Les tensions et les courants induits le long du câble peuvent être calculés en utilisant le formalisme de couplage d'une ligne muticonductrice avec un champ électromagnétique, qui s'exprime en fréquentiel comme suit [71, 72].

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} [V^s(x, \omega)] + [Z] \cdot [I(x, \omega)] &= [E_x(x, \omega)] \\ \frac{d}{dx} [I(x, \omega)] + [Y] \cdot [V^s(x, \omega)] &= 0 \end{aligned} \quad (IV.7)$$

[Z] et [Y] sont respectivement la matrice impédance longitudinale et la matrice admittance transversale.

1.3 Analyse temporelle des équations de couplage d'onde EM avec un câble blindé

L'étude du couplage directement en temporel est souvent souhaitable. Elle permet en effet une prise en compte souple des éléments non linéaires tels que la présence des dispositifs de protection non-linéaires aux extrémités de la ligne [73]. D'autre part, la dépendance fréquentielle des paramètres tels que l'impédance et l'admittance du sol doivent être représentées en utilisant les produits de convolution.

$$\begin{aligned} \frac{\partial v^s(x,t)}{\partial x} + L \frac{\partial i(x,t)}{\partial t} + \xi_g(t) \otimes \frac{\partial i(x,t)}{\partial t} &= E_x(x,-d,t) \\ \frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + C' \frac{\partial v^s(x,t)}{\partial t} + \eta_g(t) \otimes \frac{\partial v^s(x,t)}{\partial t} &= 0 \end{aligned} \quad (IV.8)$$

Ou

- $\xi_s(t)$: est la résistance transitoire du sol définie par la transformée de Fourier inverse de $\frac{Z_s}{j\omega}$,
- $\eta_s(t)$: représente la conductance transitoire du sol définie par la transformée de Fourier de $\frac{Y_a}{j\omega}$, ou $Y_a = -\frac{(j\omega C)^2}{j\omega C + Y_s}$

1.3.1. Expression temporelle de la résistance et la conductance transitoire du sol

Dans la littérature, en fréquentiel plusieurs expressions pour L'impédance du sol Z_s (annexe III) sont proposées pour une ligne aérienne située aune hauteur h au-dessus d'un sol [74]. Ces expressions diffèrent généralement par la prise en compte ou non des courants de déplacements dans le sol. Il est important de signaler qu'on ne peut pas déduire une transformée de Fourier analytique de ces expressions, cependant, la matrice résistance transitoire du sol sera déterminée à partir d'un transformée de Fourier inverse en utilisant un algorithmme numérique.

Pour le cas d'une ligne aérienne située à une hauteur h au-dessus du sol, F. Rachidi et all [66] proposent une transformée de Fourier inverse analytique pour cette dernière qui est donnée par l'équation :

$$\xi_s^{\text{aérien}}(t) = \min \left\{ \frac{1}{2\pi h} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_{rs}}}, \frac{\mu_0}{\pi \tau_s} \left[\frac{1}{2\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\tau_s}{t}} + \frac{1}{4} \exp(\tau_s/t) \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\frac{\tau_s}{t}} \right) - \frac{1}{4} \right] \right\} \quad (\text{IV.9})$$

$$\text{Avec : } \tau_s = h^2 \mu_0 \sigma_s$$

Par analogie avec la ligne aérienne, nous remplaçons h (la hauteur du conducteur) dans (IV.9) par b (le rayon extérieur du câble), et adaptons l'approximation analytique ci-dessus pour le cas d'un câble enterré.

$$\xi_s(t) = \min \left\{ \frac{1}{2\pi b} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_{rs}}}, \frac{\mu_0}{\pi \tau_s} \left[\frac{1}{2\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\tau_s}{t}} + \frac{1}{4} \exp(\tau_s/t) \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\frac{\tau_s}{t}} \right) - \frac{1}{4} \right] \right\} \quad (\text{IV.10})$$

$$\text{Avec : } \tau_s = b^2 \mu_0 \sigma_s$$

1.3.2. Equations de couplages exprimés par FDTD

Les équations de couplage d'une onde EM et un câble blindé exprimées en temporel peuvent être reproduite de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\partial v^s(x,t)}{\partial x} + Ri(x,t) + L \frac{\partial i(x,t)}{\partial t} + \int_0^t \xi_g(t-\tau) \frac{\partial i(x,\tau)}{\partial t} d\tau &= E_x(x,-d,t) \\ \frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + Gv^s(x,t) + C' \frac{\partial v^s(x,t)}{\partial t} + \int_0^t \eta_g(t-\tau) \frac{\partial v^s(x,\tau)}{\partial t} d\tau &= 0 \end{aligned} \quad (\text{IV.11})$$

Pour résoudre les équations du couplage du système (IV.11) dans le domaine temporel, nous utilisons la méthode FDTD.

La représentation de la première équation du système (IV.11) par FDTD au nœud

$\left(\left(k - \frac{1}{2} \right) \Delta x, n\Delta t \right)$ nous donne :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} v^s((k-0.5)\Delta x, n\Delta t) + Ri((k-0.5)\Delta x, n\Delta t) + L \frac{\partial i((k-0.5)\Delta x, n\Delta t)}{\partial t} + \\ + \int_0^{n\Delta t} \xi_g(n\Delta t - \tau) \frac{\partial i((k-0.5)\Delta x, n\Delta t)}{\partial t} d\tau &= E_x((k-0.5)\Delta x, -d, n\Delta t) \end{aligned} \quad (\text{IV.12})$$

En utilisant les notations suivantes :

$$v_k^n = v^s((k-1)\Delta x, n\Delta t)$$

$$i_k^n = i \left(\left(k - \frac{1}{2} \right) \Delta x, \left(n + \frac{1}{2} \right) \Delta t \right)$$

$$\xi^n = \xi_s(n\Delta t)$$

$$E_k^n = E_x \left(\left(k - \frac{1}{2} \right) \Delta x, -d, n\Delta t \right)$$

En utilisant la discrétisation définie ci-dessus, l'équation (IV.12) peut être écrite sous la forme suivante :

$$\frac{v_{k+1}^n - v_k^n}{\Delta x} + R \frac{i_k^n - i_k^{n-1}}{2} + L \frac{i_k^n - i_k^{n-1}}{\Delta t} + V s_k^n = E_k^n \quad (\text{IV.13})$$

Avec

$$V s_k^n = V s_k^n [(k - 0.5)\Delta x, n\Delta t] = \int_0^{n\Delta t} \xi_g(n\Delta t - \tau) \frac{\partial i((k - 0.5)\Delta x, n\Delta t)}{\partial t} d\tau$$

Pour résoudre cette intégrale, nous utilisons la méthode trapézoïdale, $V s_k^n$ peut être écrite comme :

$$V s_k^n = \frac{1}{2} \sum_{m=0}^{n-1} \left[\xi^{n-m-1} \cdot (i_k^{m+1} - i_k^m) + \xi^{n-m} \cdot (i_k^m - i_k^{m-1}) \right] \quad (\text{IV.14})$$

$$V s_k^n = \frac{1}{2} \xi^n \cdot (i_k^0 - i_k^{-1}) + \sum_{m=1}^{n-1} \xi^{n-m} \cdot (i_k^m - i_k^{m-1}) + \frac{1}{2} \xi^0 \cdot (i_k^n - i_k^{n-1}) \quad (\text{IV.15})$$

En introduisant (IV.15) dans (IV.13), nous obtenons :

$$\frac{v_{k+1}^n - v_k^n}{\Delta x} + R \frac{i_k^n - i_k^{n-1}}{2} + L \frac{i_k^n - i_k^{n-1}}{\Delta t} + \frac{1}{2} \xi^0 (i_k^n - i_k^{n-1}) + \sum_{m=1}^{n-1} \xi^{n-m} \cdot (i_k^m - i_k^{m-1}) = E_k^n \quad (\text{IV.16})$$

Le courant induit peut être exprimé comme suit :

$$i_k^n = \frac{1}{\left(\frac{L}{\Delta t} + \frac{R}{2} + \frac{\xi^0}{2} \right)} \left[E_k^n - \frac{v_{k+1}^n - v_k^n}{\Delta x} + \left(\frac{L}{\Delta t} + \frac{R}{2} + \frac{\xi^0}{2} \right) i_k^{n-1} - \sum_{m=1}^{n-1} \xi^{n-m} \cdot (i_k^m - i_k^{m-1}) \right] \quad (\text{IV.17})$$

La représentation de la deuxième équation du système (IV.11) par FDTD au nœud

$\left((k-1)\Delta x, \left(n - \frac{1}{2} \right) \Delta t \right)$ nous donne :

$$\frac{i_k^{n-1} - v_{k-1}^{n-1}}{\Delta x} + G \frac{v_k^n - v_k^{n-1}}{2} + C \frac{v_k^n - v_k^{n-1}}{\Delta t} + \sum_{m=1}^n \eta^{n-m} \cdot (v_k^m - v_k^{m-1}) = 0 \quad (\text{IV.18})$$

Après un développement mathématique similaire de l'équation (IV.13), nous obtenons :

$$v_k^n = \frac{1}{\left(\frac{C}{\Delta t} + \frac{G}{2} + \frac{\eta^0}{2} \right)} \left[-\frac{i_k^{n-1} - i_{k-1}^{n-1}}{\Delta x} + \left(\frac{C}{\Delta t} - \frac{G}{2} + \frac{\eta^0}{2} \right) v_k^{n-1} - \sum_{m=1}^{n-1} \eta^{n-m} \cdot (v_k^m - v_k^{m-1}) \right] \quad (\text{IV.19})$$

Les conditions aux limites pour le cas des terminaisons résistives R_1 et R_2 (figure IV-4) sont données par :

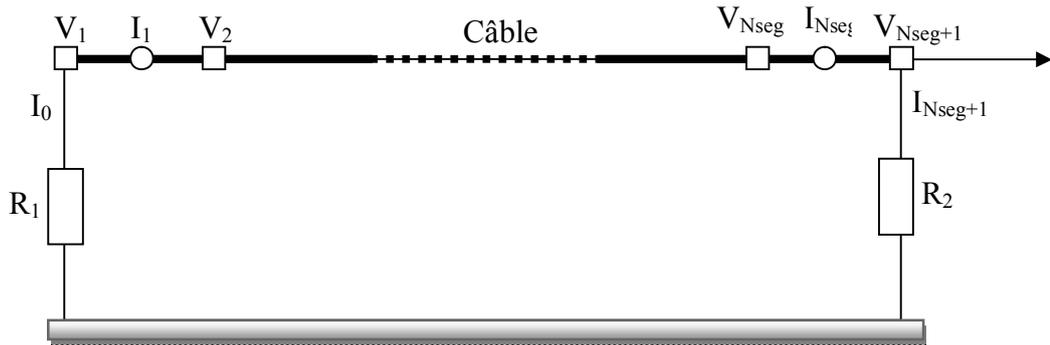


Figure IV-4 Représentation Schématique de la discrétisation spatiale le long du câble avec des terminaisons résistives

Pour $x=0$

$$i_0^n = -\frac{v_1^n}{R_1} \quad (\text{IV.20})$$

Le courant i_0^n peut être déterminé en utilisant une extrapolation linéaire :

$$i_0^n = \frac{3i_1^n - i_2^n}{2} \quad (\text{IV.21})$$

Pour le nœud « 1 » l'équation (IV.17) devient :

$$i_1^n = \frac{1}{\left(\frac{L}{\Delta t} + \frac{R}{2} + \frac{\xi^0}{2}\right)} \left[E_1^n - \frac{v_2^n - v_1^n}{\Delta x} + \left(\frac{L}{\Delta t} + \frac{R}{2} + \frac{\xi^0}{2}\right) i_1^{n-1} - \sum_{m=1}^{n-1} \xi^{n-m} \cdot (i_1^m - i_1^{m-1}) \right] \quad (\text{IV.22})$$

En combinant (IV.20) avec (IV.21) :

$$v_1^n = -R_1 \frac{3i_1^n - i_2^n}{2} \quad (\text{IV.23})$$

En introduisant (IV.23) dans (IV.22) nous trouvons :

$$i_1^n = \frac{1}{\left(\frac{L}{\Delta t} + \frac{R}{2} + \frac{\xi^0}{2} + \frac{3R_1}{2\Delta x}\right)} \left[E_1^n - \frac{v_2^n}{\Delta x} + \frac{R_1}{2\Delta x} i_2^n + \left(\frac{L}{\Delta t} + \frac{R}{2} + \frac{\xi^0}{2}\right) i_1^{n-1} - \sum_{m=1}^{n-1} \xi^{n-m} \cdot (i_1^m - i_1^{m-1}) \right] \quad (\text{IV.24})$$

Pour x=L

$$i_{N_x+1}^n = \frac{v_{N_x+1}^n}{R_2} \quad (\text{IV.25})$$

Le courant $i_{N_x+1}^n$ peut être déterminé en utilisant une extrapolation linéaire :

$$i_{N_x+1}^n = \frac{3i_{N_x}^n - i_{N_x-1}^n}{2} \quad (\text{IV.26})$$

Pour le nœud « N_x » l'équation (IV.17) devient :

$$i_{N_x}^n = \frac{1}{\left(\frac{L}{\Delta t} + \frac{R}{2} + \frac{\xi^0}{2}\right)} \left[E_{N_x}^n - \frac{v_{N_x+1}^n - v_{N_x}^n}{\Delta x} + \left(\frac{L}{\Delta t} + \frac{R}{2} + \frac{\xi^0}{2}\right) i_{N_x}^{n-1} - \sum_{m=1}^{n-1} \xi^{n-m} \cdot (i_{N_x}^m - i_{N_x}^{m-1}) \right] \quad (\text{IV.27})$$

En combinant (IV.25) avec (IV.26) :

$$v_{N_x+1}^n = R_2 \frac{3i_{N_x}^n - i_{N_x-1}^n}{2} \quad (\text{IV.28})$$

En introduisant (IV.28) dans (IV.27) nous trouvons :

$$i_{N_x}^n = \frac{1}{\left(\frac{L}{\Delta t} + \frac{R}{2} + \frac{\xi^0}{2} + \frac{3R_2}{2\Delta x}\right)} \left[E_{N_x}^n + \frac{v_{N_x}^n}{\Delta x} + \frac{R_2}{2\Delta x} i_{N_x-1}^n + \left(\frac{L}{\Delta t} + \frac{R}{2} + \frac{\xi^0}{2}\right) i_{N_x}^{n-1} - \sum_{m=1}^{n-1} \xi^{n-m} \cdot (i_{N_x}^m - i_{N_x}^{m-1}) \right] \quad (IV.29)$$

2. Calcul des tensions et des courants induits sur un câble blindé

2.1. Câble aérien

Nous considérons un simple câble blindé (âme-blindage) aérien de longueur **1km**, situé à une hauteur de **10m** d'un sol de conductivité finie ($\sigma_s=10^{-2}$ S/m), illuminé par une onde de foudre. Sa configuration est celle présentée ci-dessous en figure IV-5.

Pour cet exemple, le canal de foudre est localisé à équidistance des extrémités du câble et à **50m** du centre de ce dernier. Le champ électromagnétique émis par l'onde de foudre est calculé en utilisant pour l'arc en retour le modèle MTL (Modified Transmission Line) et l'expression de F.Heidler (eq (I.3)) pour le courant à la base du canal avec les données en Tableau I-1. Notons que la vitesse de l'arc en retour est $v=1,9 \cdot 10^8$ m/s et sa constante d'affaiblissement $\lambda=2000$.

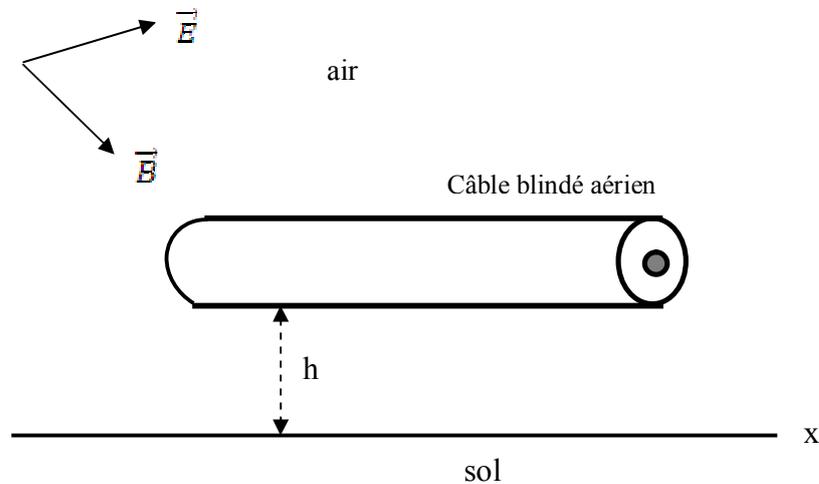


Figure IV.5 Géométrie d'un câble blindé aérien

Les données géométriques et physiques du système câble-sol sont comme suit :

- Rayon de l'âme: $R_a = 0,45$ mm.
- Rayon du premier isolant (entourant l'âme): $R_{ia} = 1,475$ mm.
- Rayon du blindage : $R_b = 1,775$ mm.

- Rayon du deuxième isolant (entourant le blindage): $R_{ib}=2,475$ mm.
- La conductivité de l'âme : $\sigma_a=0,58.10^8$ S/m.
- La conductivité du blindage : $\sigma_b=0,58.10^8$ S/m.
- La permittivité relative du premier isolant : $\epsilon_{ria}=1,8$.
- La permittivité relative du deuxième isolant : $\epsilon_{rib}=1$.
- Les perméabilités relatives de l'âme, du blindage et des isolants sont identiques : $\mu_r=1$.
- La conductivité du sol : $\sigma_s=10^{-2}$ S/m.

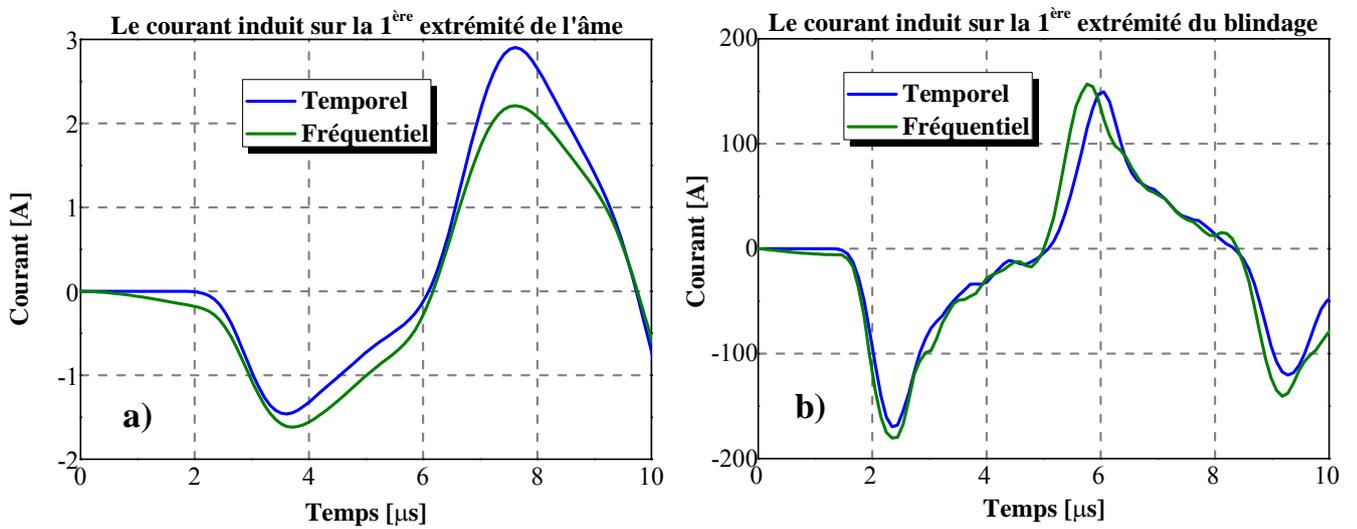


Figure IV-6 Courant induits sur la 1^{ère} extrémité du câble, a) l'âme, b) le blindage

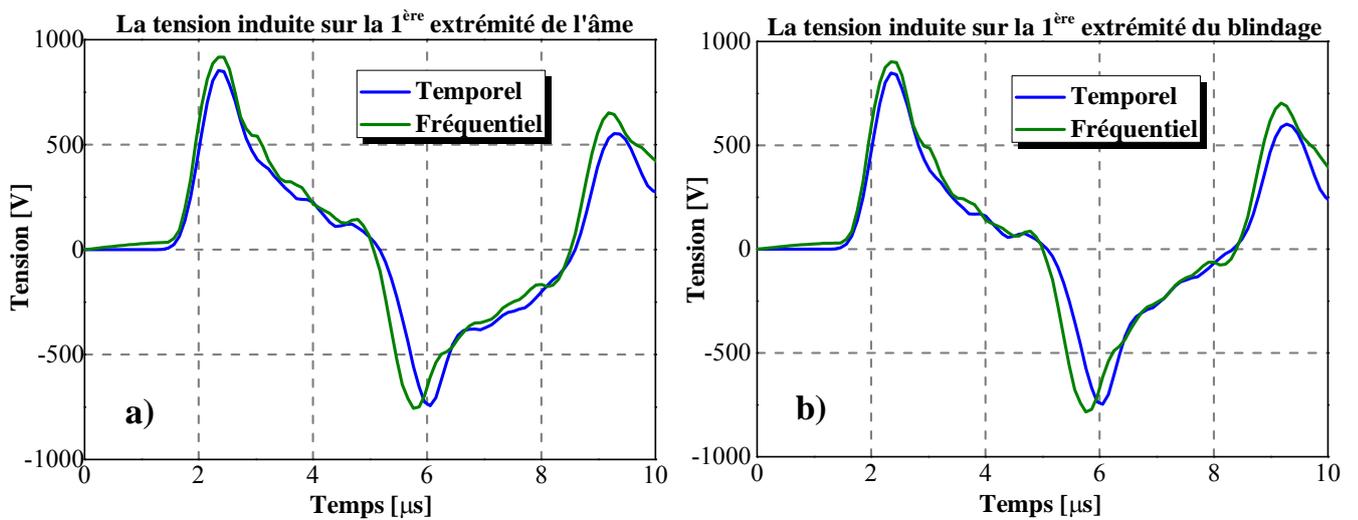


Figure IV-7 Tension induites sur la 1^{ère} extrémité du câble, a) l'âme, b) le blindage

Les figures IV-6 et IV-7 illustrent successivement le courant et la tension induite sur la première extrémité du câble (âme et blindage), en utilisant deux formalismes (temporel et fréquentiel).

De ces résultats, il ressort clairement que l'utilisation de ces deux méthodes conduit à des résultats proches en notant quelques légères différences en amplitude et un léger décalage dont l'origine est certainement l'utilisation de la transformée de Fourier.

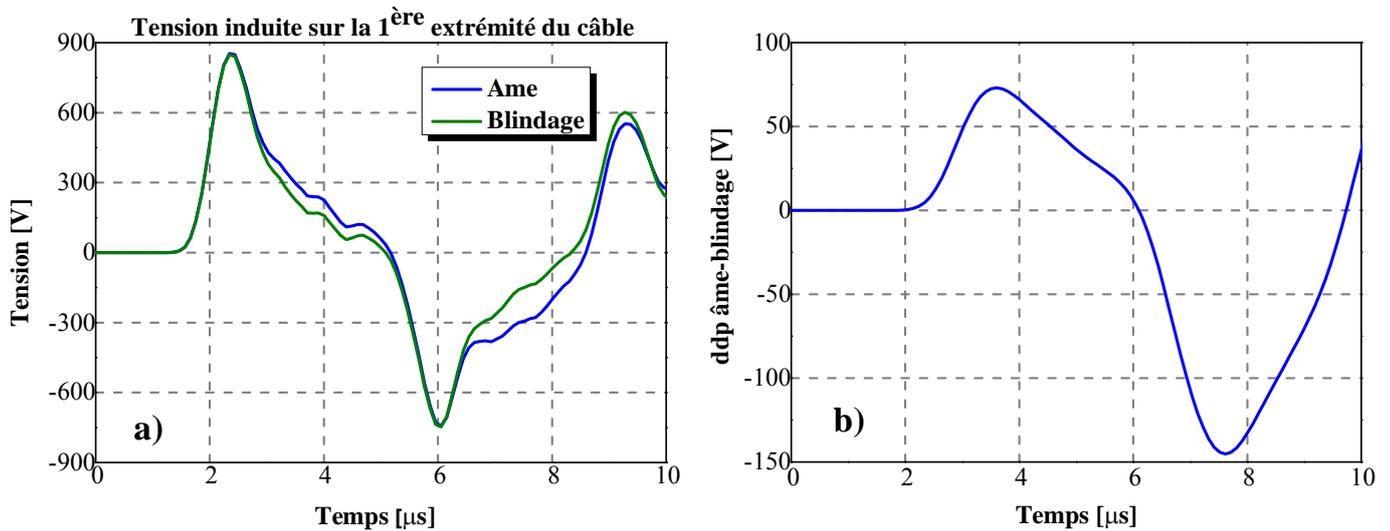


Figure IV-8 Tension induite et différence de potentiel âme-blindage sur la 1^{ère} extrémité du câble

La figure IV-8 b) montre la différence de potentiel entre l'âme et le blindage, cette chute de tension met en évidence l'imperfection du blindage. Cette imperfection est confirmée par le courant parasite qui apparaît dans l'âme (figure IV-6 a), notons cependant que le courant dans le blindage est bien plus important (figure IV-6 b).

2.1.1. Etude paramétrique

Afin de vérifier l'influence des paramètres physiques sur les tensions et les courants induits sur un câble blindé, nous étendons notre travail à une étude paramétrique qui concerne :

- La conductivité du blindage.
- La perméabilité magnétique du blindage.
- La permittivité électrique du deuxième isolant.
- La résistance R_0 .

La configuration étudiée est présentée sur la figure VI-9, où l'âme et le blindage sont reliés par une résistance R_0 , alors que le blindage est mis en chaque extrémité à la terre à travers une résistance R_1 .

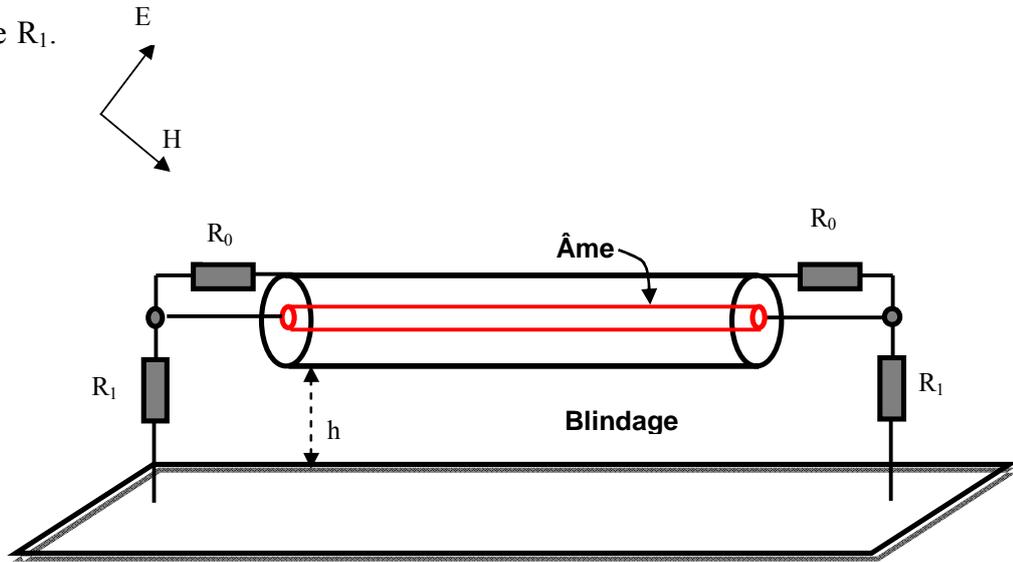


Figure IV-9 Géométrie d'un câble blindé aérien (l'âme et le blindage sont reliés par une résistance R_0)

Sur la figure IV-10 qui présente l'influence de la conductivité du blindage sur le courant induit, nous remarquons que plus la conductivité du blindage augmente plus les courants induits diminuent. Ce résultat est prévisible car l'augmentation de la conductivité implique un bon conducteur ayant une faible profondeur de pénétration de l'onde (épaisseur de peau), dans le cas d'un blindage parfaitement conducteur théoriquement la réflexion totale (mur électrique).

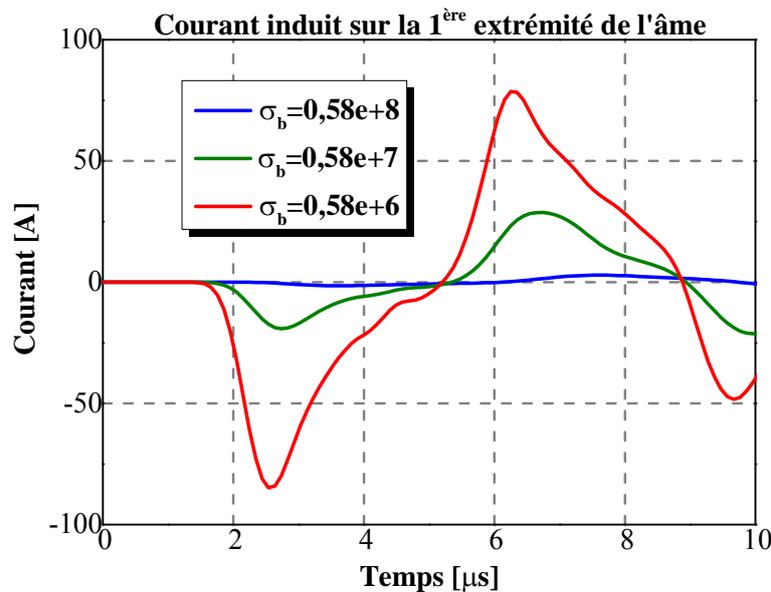


Figure IV-10 Courant induit sur la 1^{ère} extrémité de l'âme pour différentes valeurs de conductivité du blindage σ_b

En figure IV-11, nous remarquons que le courant induit dans l'âme diminue en augmentant la perméabilité magnétique du blindage. L'absorption de l'onde électromagnétique par le blindage sera plus importante si la perméabilité magnétique du blindage est élevée (mur magnétique).

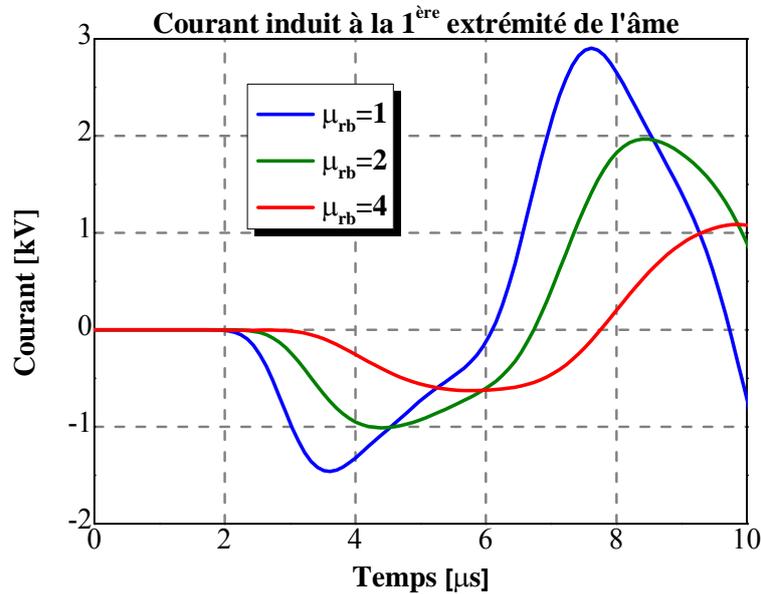


Figure IV-11 Courant induit sur la 1^{ère} extrémité de l'âme pour différentes valeurs de perméabilité magnétique du blindage μ_{rb}

L'effet de la permittivité électrique du deuxième isolant sur le courant induit sur la première extrémité de l'âme est bien montré sur la figure IV-12, où nous pouvons remarquer que le courant induit n'est pas trop affecté par la variation de la permittivité.

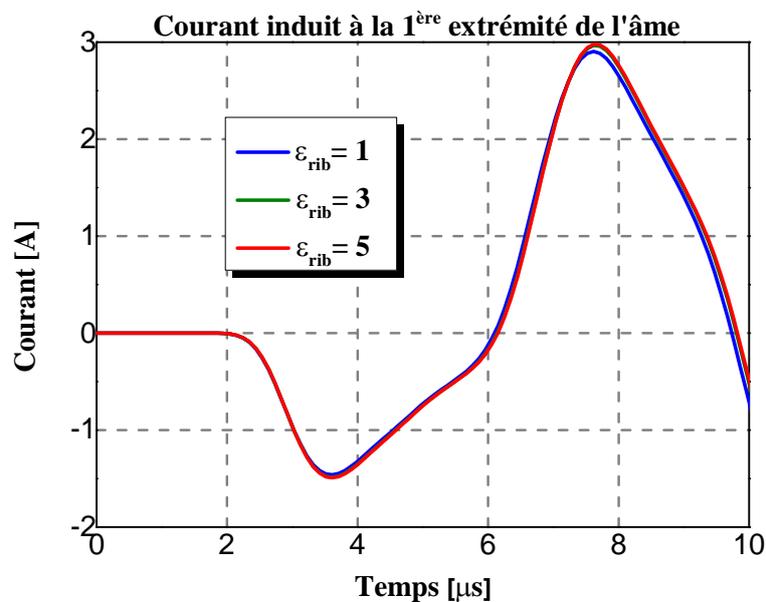


Figure IV-12 Courant induit sur la 1^{ère} extrémité de l'âme pour différentes valeurs de permittivité du deuxième isolant ϵ_{rib}

Du résultat de la figure IV-13 nous pouvons affirmer que l'imperfection du blindage est mise en évidence par la différence de potentiel qui apparaît entre le blindage et l'âme pour les trois cas. Nous constatons que la différence de potentiel est plus importante lorsque la résistance R_0 augmente (figure IV-13 a). Cette imperfection du blindage est l'origine d'un courant parasite (perturbateur) qui apparaît dans l'âme, ce dernier est réduit en augmentant la résistance R_0 (figure IV-13 b).

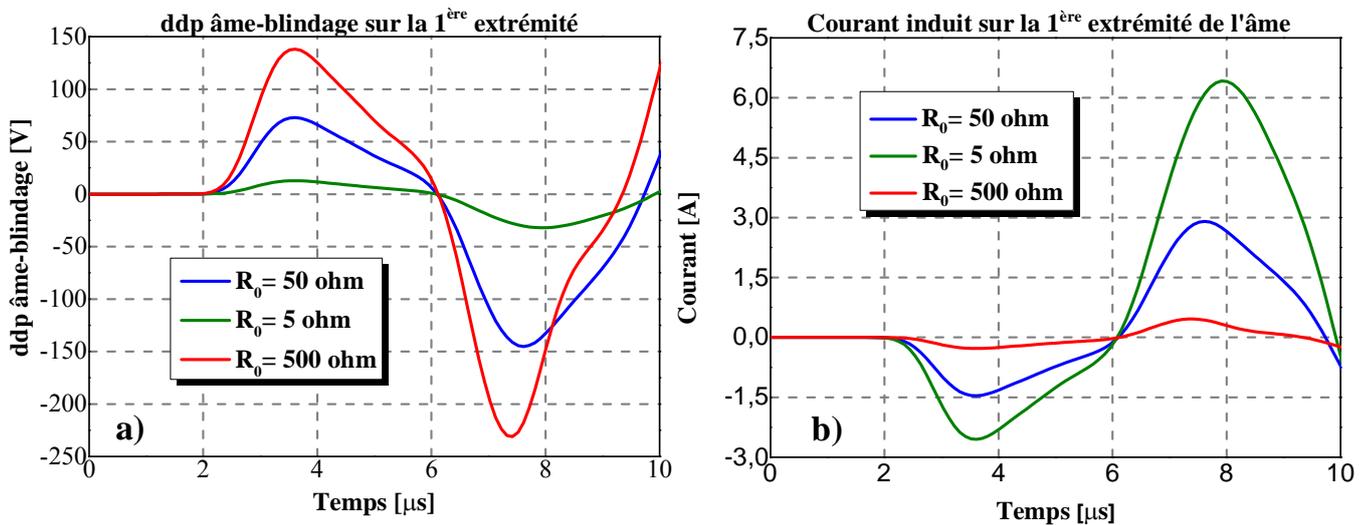


Figure IV-13 a) ddp âme-blindage et b) courant induit sur la 1^{ère} extrémité de l'âme pour différentes valeurs de résistance R_0

La géométrie du câble à trois couches est donnée par la figure IV-14 :

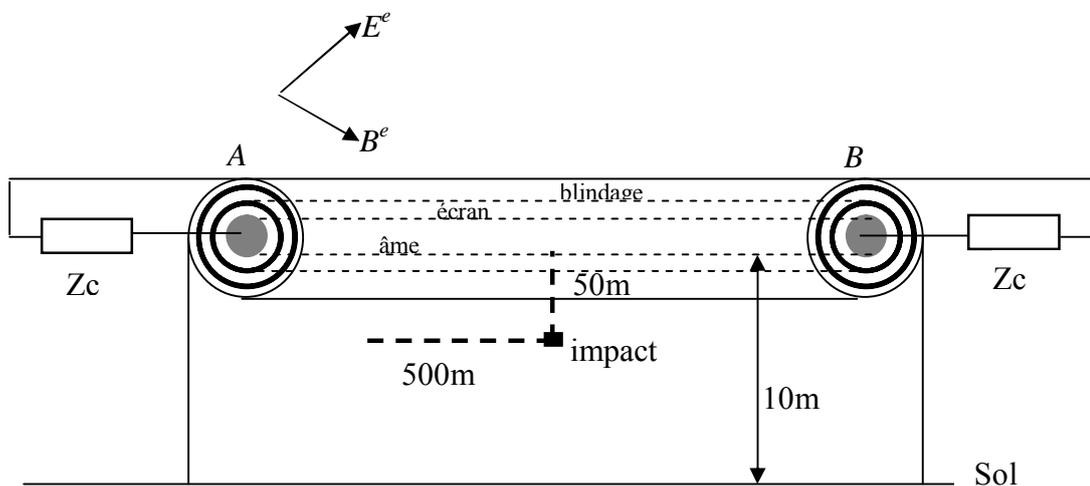


Figure IV-14 Géométrie d'un câble à trois couches

Le résultat de la figure (IV-15 a) met en évidence la variation du courant sur les âmes (couche interne) respectivement pour un câble à trois couches et à deux couches, il montre bien qu'un câble avec écran conducteur est mieux protégé; en effet le courant sur l'âme de ce dernier est largement inférieur à celui d'un câble à deux couches (c'est-à-dire sans écran).

Un autre résultat aussi très important est celui que nous obtenons pour le courant sur le blindage (figure IV-15 b); les courants sur le blindage sont pratiquement les mêmes, ce qui est conforme avec l'approche de l'impédance de transfert qui nous permet d'affirmer que le couplage de l'onde électromagnétique avec le système externe (blindage -sol) est indépendant du système interne (blindage -âme).

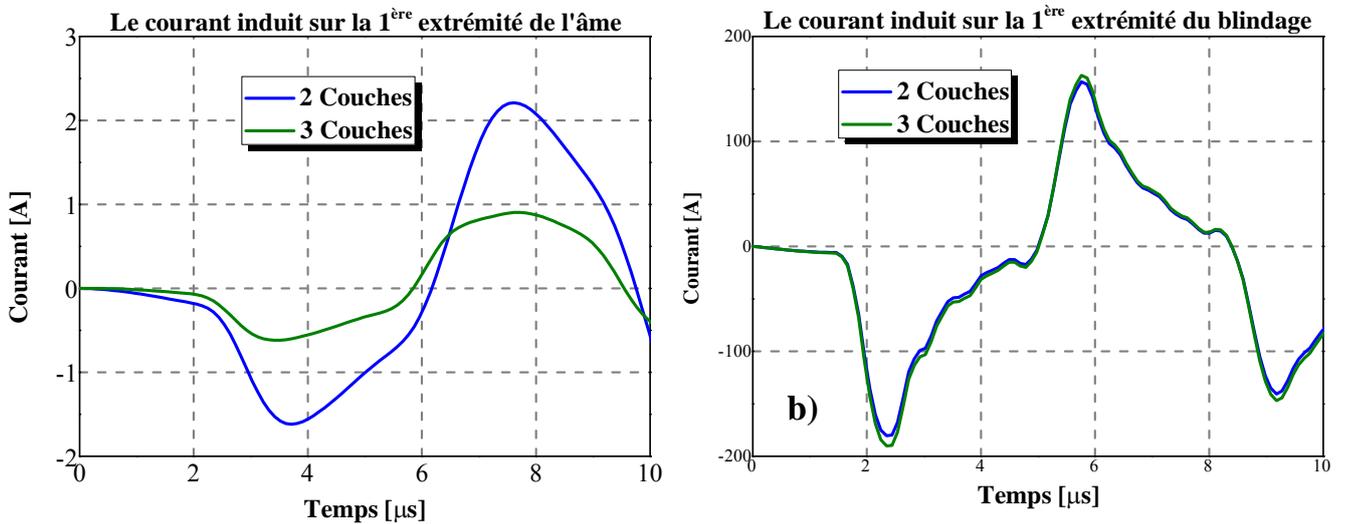


Figure IV-15 Comparaison entre les courants sur la première extrémité du câble avec trois couches et celui de deux couches, a) âme, b) blindage

2.2. Câble souterrain

Pour un câble enterré; nous commençons notre application par le cas d'un câble enfoui dans le sol mais posé à l'intérieur d'une goulotte en PVC (pipe en PVC) dont les résultats de mesures sont publiés dans la littérature [18, 75]. Le câble souterrain est de longueur $l=133\text{m}$, illuminé par un canal de foudre dont la configuration est celle représentée sur la figure IV-16. Le câble est enfoui à une profondeur de 0.9m, le blindage du câble est supposé être terminé à ses deux extrémités par des résistances de valeurs respectivement 60Ω et 37Ω . Le sol est caractérisé par une conductivité $\sigma_g=3.10^{-3}\text{ S/m}$, et une permittivité relative $\epsilon_r=10$.

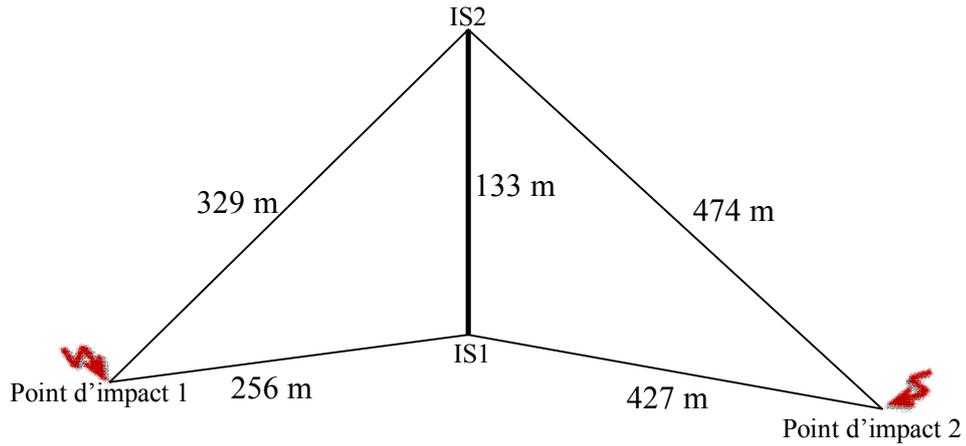


Figure IV-16 Vue de dessus des positions des coups de foudre et du câble enterré

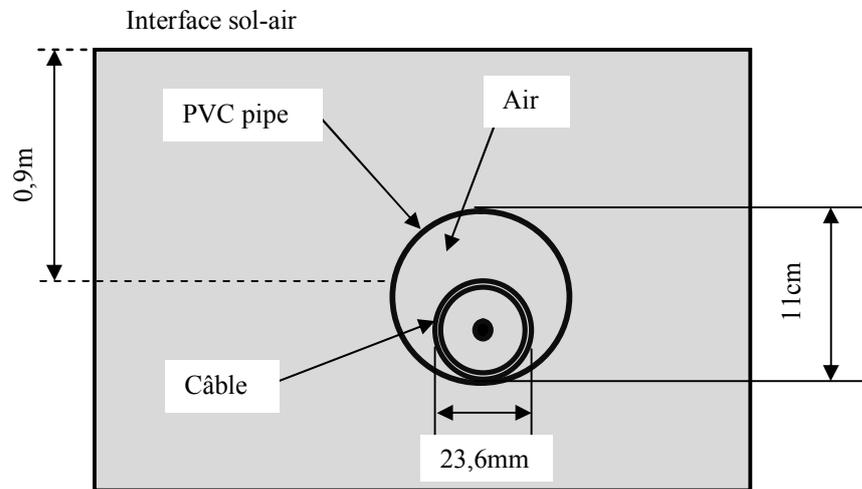


Figure IV-17 Géométrie du câble blindé enfoui

Tableau IV-1 les paramètres utilisés pour reproduire la forme du courant à la base du canal.

	$I_{01}(\text{KA})$	$\tau_{11}(\mu\text{s})$	$\tau_{21}(\mu\text{s})$	n_1	$I_{02}(\text{KA})$	$\tau_{12}(\mu\text{s})$	$\tau_{22}(\mu\text{s})$	n_2
Point d'impact 1	19.8	0.21	7.84	2	10.5	7.86	157	2
Point d'impact 2	23.1	0.28	4.74	5	9.7	5	100	5

Le champ électromagnétique a été calculé en utilisant le modèle MTL, avec une valeur typique de vitesse de l'arc en retour $v=1,3 \times 10^8$ m/s et un taux de décroissance de l'intensité du courant $\lambda=2$ km.

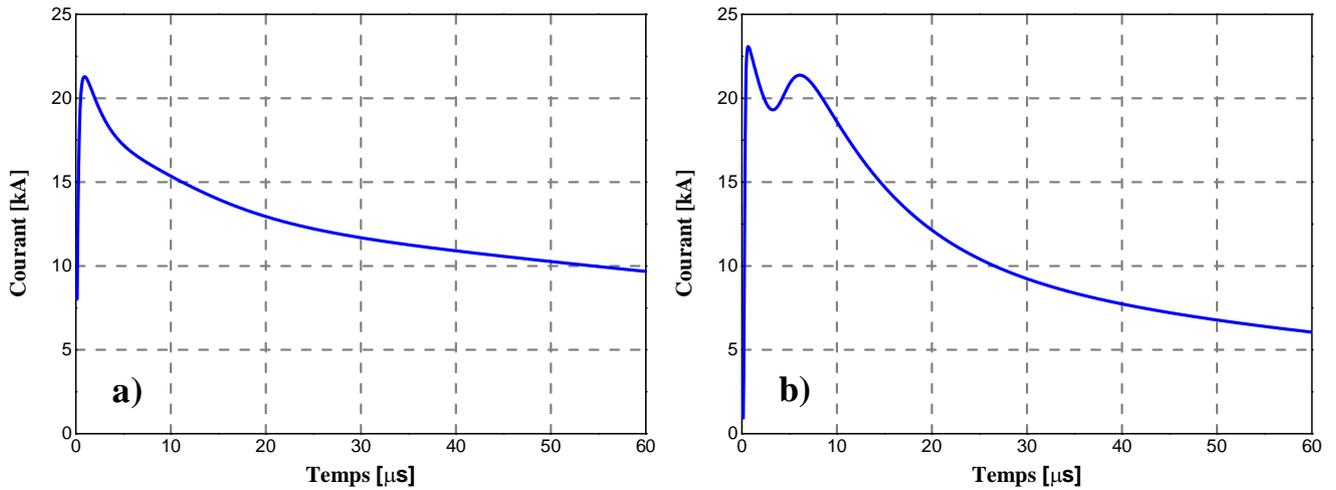


Figure IV-18 Courant de foudre à la base du canal, a) le point d'impact 1, b) le point d'impact 2

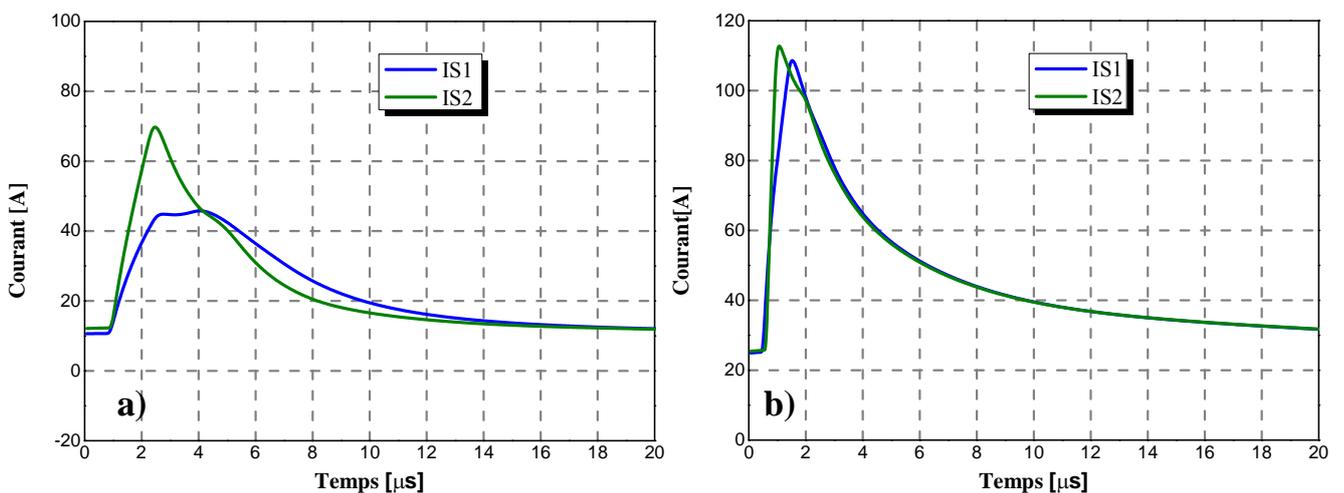


Figure IV-19 Courant induit sur les deux extrémités du blindage, a) le point d'impact 1, b) le point d'impact 2

Les résultats obtenus montrent une bonne concordance entre nos calculs et les mesures publiés dans [18, 75].

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons opté pour la modélisation d'une interaction entre une onde électromagnétique émise par une décharge orageuse et un câble blindé (aérien ou souterrain), ce qui nous a conduits vers le calcul des surtensions et surintensités induites qui nécessite une évaluation de la composante tangentielle du champ électrique produit par la foudre le long du câble.

Nous avons tout d'abord introduit la notion de l'impédance de transfert, nous avons ensuite présenté une méthode fréquentielle permettant une modélisation aisée de notions comme l'impédance du sol ou l'impédance de transfert des câbles blindés. Par contre, la représentation d'éléments plus complexes comme les dispositifs non linéaires de protections reste délicat, à l'inverse des méthodes temporelles.

Les résultats de calcul du courant induit aux extrémités du blindage et de l'âme par les deux formalismes (fréquentiel et temporel) présentent une meilleure ressemblance. Nous avons aussi déduit une manière de protection qui consiste à introduire un écran conducteur.

Conclusion Générale

Cette thèse se situe dans le contexte de la compatibilité électromagnétique, thème demeure d'actualité à la vue de traiter au mieux la cohabitation électromagnétiques des systèmes électriques et électroniques. L'ampleur des perturbations électromagnétiques survenant dans les réseaux électriques impose de manière impérative l'élaboration d'un système de protection fiable et efficace. En effet, La compatibilité électromagnétique des systèmes électriques est conditionnée par l'environnement électromagnétique, ce dernier est connu par l'identification et la quantification des sources de perturbation par la mesure ou le calcul, en déduisant leur impact en matière de pollution électromagnétique. Delà, nous avons focalisé l'objectif de notre travail qui était l'analyse et la modélisation du couplage électromagnétique entre un champ rayonné par un arc en retour d'un coup de foudre et un réseau maillé aérien et souterrain pour déterminer et minimiser les dégât que subirait le réseau électrique. Ceci implique pour le réseau de transmission de l'énergie ou de l'information :

- Une connaissance préalable des perturbations auxquelles tout réseau aérien ou souterrain risque d'être soumis.
- Une connaissance de l'interaction entre la perturbation et la structure filaire (ligne ou câble).

Dans le cas particulier de la foudre, les travaux concernent en premier la modélisation du courant de l'arc en retour d'un coup de foudre, ensuite, le calcul du champ électromagnétique émis par le canal de foudre, et enfin, les perturbations induites sur des dispositifs généralement à géométrie filiforme. Pour cela, nous avons consacré le premier chapitre de ce travail à la modélisation du courant de l'arc en retour d'où il existe une relation relativement simple entre la distribution du courant le long du canal et le courant à sa base, ce dernier peut être mesuré ou calculé par des expressions analytiques développées dans la littérature. Les techniques de la notion CEM, et une description brève du phénomène de la décharge orageuse ont été aussi présentées dans ce chapitre.

Dans le deuxième chapitre nous avons présenté la modélisation et le calcul analytique du champ électromagnétique rayonné par une décharge de foudre à plusieurs distances du point d'impact, hauteurs du canal, conductivités du sol, profondeurs du point d'observation (le cas du champ EM dans le sol), et quelques paramètres du courant de l'arc en retour. La non disponibilité d'un banc

d'essai nous a poussé de comparer nos résultats de simulation par des résultats expérimentales et de simulation publiés dans la littérature et nous avons trouvé qu'ils sont en bon accord.

Il a été démontré que :

- L'hypothèse d'un sol parfaitement conducteur est une approximation raisonnable pour le calcul du champ EM au-dessus d'un sol à des distances ne dépassant pas quelques kilomètres. Cependant, et au-delà de la distance dite proche du point d'impact, la conductivité finie du sol affecte considérablement la composante horizontale du champ électromagnétique.
- L'approximation de Cooray-Rubinstein (au-dessus du sol), et la formule simplifiée de Cooray (au-dessous du sol) présentent des résultats très satisfaisants à toutes distances du canal de foudre.

Le troisième chapitre abordait le problème de l'interaction entre le champ électromagnétique généré par la foudre et une structure filaire. Dans ce but, un modèle de couplage basé sur la théorie des lignes de transmission et à partir des équations de Maxwell a été adopté et appliqué. Il a été montré que ce modèle de couplage peut être exprimé par trois systèmes d'équations tout à fait équivalents [61, 62, 63]. Dans le premier système les termes de source se trouvent nettement simplifiés et ne font intervenir que les composantes du champ électrique; dans le second, les termes source sont en fonction des champs électriques et magnétiques excitateurs, et le dernier système d'équations proposé a comme originalité d'exprimer les termes source uniquement en fonction du champ magnétique.

Cette étude présentée au niveau de ce chapitre nous a néanmoins permis de comprendre le mécanisme des surtensions induites par une décharge de foudre ainsi que les méthodes de résolution possible, sachant que ces surtensions peuvent être dangereuses non seulement pour l'électronique et la transmission de données, mais aussi pour l'équipement au niveau moyenne tension des réseaux de distribution. En outre, il a été dévoilé que les surtensions induites sont affectées par :

- La variation de la valeur de crête, la distance du point d'impact, et la vitesse de l'arc en retour.
- La présence d'autre conducteur constituant le système multiphasé.
- La présence du câble de garde.
- La prise en compte de la conductivité finie du sol.

- Ainsi que la présence des jonctions et de nombre de branches formant le réseau maillé.

Dans le quatrième chapitre, nous avons opté pour la modélisation d'une interaction entre une onde électromagnétique émise par une décharge orageuse et un câble blindé (aérien ou souterrain), ce qui nous a conduits vers le calcul des surtensions et surintensités induites qui nécessite une évaluation de la composante tangentielle du champ électrique produit par la foudre le long du câble.

Pour des raisons de comparaison, nous avons effectué le calcul des phénomènes induits sur un câble blindé en utilisant :

- Une méthode fréquentielle permettant une modélisation aisée de notions comme l'impédance du sol ou l'impédance de transfert des câbles blindés.
- Une méthode temporelle permettant la prise en compte souple des éléments non linéaires tels que la présence des dispositifs de protection.

Cette comparaison nous a permis d'avoir des résultats très proches. Par la suite, nous avons étudié bien évidemment l'effet de la qualité du blindage sur le courant induit dans l'âme du câble. L'introduction d'une autre couche conductrice entre l'âme et le blindage du câble « l'écran » a présenté une diminution remarquable du courant induit sur l'âme du câble.

Les calculs effectués dans cette thèse peuvent être utilisés pour la conception et la coordination des systèmes de protection des réseaux électriques contre les perturbations électromagnétiques d'origine orageuse.

L'idéal serait de pouvoir traiter ces phénomènes induits en prenant en compte de la stratification du sol, ainsi que la présence d'un objet surélevé par rapport au sol qui peut attirer la foudre à proximité immédiate d'une ligne, ce qui peut engendrer des surtensions de très fortes amplitudes.

Cette dernière observation peut faire l'objet de perspectives de notre travail.

Annexe A.1

Les normes internationales de la CEM

A.1.1. Essais normatifs

Il serait fastidieux de tous les citer, d'autant plus que l'évolution du paysage normatif est très rapide notamment concernant les normes de produits. Nous indiquons ci-après les principaux textes de référence pour la conduite des essais.

A.1.2. Immunité

- ✓ CEI 61000-4-2 [= EN 61000-4-2 = NF EN 61000-4-2 (NF C 91-004-2)] Compatibilité électromagnétique (CEM) Partie 4 : techniques d'essai et de mesure Section 2 : essai d'immunité aux **décharges électrostatiques**
- ✓ CEI 61000-4-3 [= EN 61000-4-3 = NF EN 61000-4-3 (NF C 91-004-3)] Compatibilité électromagnétique (CEM) Partie 4 : Techniques d'essai et de mesure Section 3 : essai d'immunité aux **champs électromagnétiques rayonnés aux fréquences radioélectriques**
- ✓ CEI 61000-4-4 [= EN 61000-4-4 = NF EN 61000-4-4 (NF C 91-004-4)] Compatibilité électromagnétique (CEM) Partie 4 : techniques d'essai et de mesure Section 4 : essais d'immunité aux **transitoires électriques rapides en salves**
- ✓ CEI 61000-4-5 [= EN 61000-4-5 = NF EN 61000-4-5 (NF C 91-004-5)] Compatibilité électromagnétique (CEM) Partie 4 : techniques d'essai et de mesure Section 5 : essai d'immunité **aux ondes de choc**
- ✓ CEI 61000-4-6 [= EN 61000-4-6 = NF EN 61000-4-6 (NF C 91-004-6)] Compatibilité électromagnétique (CEM) Partie 4 : techniques d'essai et de mesure Section 6 : immunité aux **perturbations conduites, induites par les champs radioélectriques**
- ✓ CEI 61000-4-8 [= EN 61000-4-8 = NF EN 61000-4-8 (NF C 91-004-8)] Compatibilité électromagnétique (CEM) Partie 4 : techniques d'essai et de mesure Section 8 : essai d'immunité au **champ magnétique à la fréquence du réseau**
- ✓ CEI 61000-4-11 [= EN 61000-4-11 = NF EN 61000-4-11 (NF C 91-004-11)] Compatibilité électromagnétique (CEM) Partie 4 : techniques d'essai et de mesure Section 11 : essais d'immunité aux creux de tension, coupures brèves et variations de tension
- ✓ CEI 61000-6-3 Compatibilité électromagnétique (CEM) Partie 6 : Normes génériques Section 3 : sur l'émission pour les environnements résidentiels, commerciaux et de l'industrie légère

- ✓ CEI 61000-6-4 Compatibilité électromagnétique (CEM) Partie 6 : Normes génériques
Section 4 : sur l'émission pour les environnements industriels
- ✓ EN 50082-1 [= NF EN 50082-1 (NF C 91-082-1)] Compatibilité électromagnétique (CEM)
Norme générique immunité Partie 1 : résidentiel, commercial et industrie légère
- ✓ EN 50082-2 [= NF EN 50082-2 - (NF C 91-082-2)] Compatibilité électromagnétique (CEM)
Norme générique immunité Partie 2 : environnement industriel Cahier Technique Schneider
N° 149 / p.31

A.1.3. Emission

- ✓ CISPR 11 [= EN 55011 = NF EN 55011 (NF C 91-011)] Limites et méthodes de mesure des caractéristiques de perturbations radioélectriques des appareils industriels, scientifiques et médicaux (ISM) à fréquence radioélectrique
- ✓ CISPR 14 [= EN 55014 = NF EN 55014 (NF C 91-014)] Limites et méthodes de mesure des perturbations radioélectriques produites par les appareils électrodomestiques ou analogues comportant des moteurs ou des dispositifs thermiques, par les outils électriques et par les appareils électriques analogues (partie émission conduite)
- ✓ CISPR 22 [= EN 55022 = NF EN 55022 (NF C 91-022)] Limites et méthodes de mesure des caractéristiques de perturbations radioélectriques produites par les appareils de traitement de l'information
- ✓ EN 50081-1 [= NF EN 50081-1 (NF C 91-081-1)] Compatibilité électromagnétique (CEM)
Norme générique émission Partie 1 : résidentiel, commercial et industrie légère
- ✓ EN 50081-2 [= NF EN 50081-2 (NF C 91-081-2)] Compatibilité électromagnétique (CEM)
Norme générique émission Partie 2 : environnement industriel

A.1.4. Normes spécifiques

- ✓ Centres de télécommunications I 12-10, 1993 éditée par le Comité des Spécifications des Equipements (CSE) France Télécom. Environnement électromagnétique des équipements des centres. (partie immunité aux perturbations rayonnées et partie perturbations rayonnées et conduites)
- ✓ Militaires GAM - EG -13 essais généraux en environnement des matériels fascicules 62 et 63
- ✓ MIL STD 461/462 Electromagnetic emission and susceptibility requirements for the control of electromagnetic interference

Annexe A.2

Les modèles de couplage électromagnétique

A.2.1. Équation de couplage en fonction du champ électrique excitateur

(Modèle d'Agrawal, Price, et Gurbaxani en 1980)

Les deux équations de couplage présentées par Agrawal, price et Gurbaxani [61], ont été obtenues en intégrant les équations du Maxwell le long du chemin d'intégration définies dans la figure A.2-1, et en utilisant l'approximation des lignes de transmission. Elles sont exprimées en termes de tension diffractée comme suit :

$$\frac{\partial u^s(x,t)}{\partial x} + Ri(x,t) + L' \frac{\partial i(x,t)}{\partial t} = E_x(x,h,t) \quad (\text{A.2.1})$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + Gu^s(x,t) + C' \frac{\partial u^s(x,t)}{\partial t} = 0 \quad (\text{A.2.2})$$

Ou :

L' et C' : sont l'inductance et la capacité linéique de la ligne.

$E_x(x,h,t)$: est la composante horizontale du champ incident le long de l'axe "x" à la hauteur du conducteur.

$u^s(x,t)$: est la tension diffractée ('scattered voltage'), définie par :

$$u^s(x,t) = -\int_0^h E_z^s(x,h,t) dz \quad (\text{A.2.3})$$

Ou:

$E_z^s(x,h,t)$: est la composante verticale du champ électrique diffracté.

Pour obtenir la tension totale à un point donnée le long de la ligne, il faut additionner à la tension diffractée, qui correspond à la solution de (A.2.1) et, (A.2.2), la tension excitatrice $u^e(x,t)$ est définie par :

$$u^e(x,t) = -\int_0^h E_z^e(x,h,t) dz \approx -hE_z^e(x,0,t) \quad (\text{A.2.4})$$

Les conditions aux limites de la tension diffractée sont données sous la forme suivante :

$$U^s(0) = -Z_A I(0) + \int_0^h E_z^e(0, z) dz \quad (\text{A.2.5})$$

$$U^s(L) = Z_B I(L) + \int_0^h E_z^e(L, z) dz \quad (\text{A.2.6})$$

Z_A et Z_B : sont les impédances de terminaisons.

L : est la longueur de la ligne.

Selon le modèle d'*Agrawal*, la composante horizontale du champ électrique excitateur le long de la ligne qui apparaît comme terme de source dans les équations de couplage (A.2.1) et, (A.2.2).

Il est à noter que dans ces équations apparaît aussi comme terme de source, la composante verticale du champ électrique excitateur représentant le couplage avec les conducteurs de descente verticaux. La figure ci-dessous A2-1 montre le schéma équivalent de la ligne étudiée (supposée sans pertes) en présence d'un champ électromagnétique perturbateur.

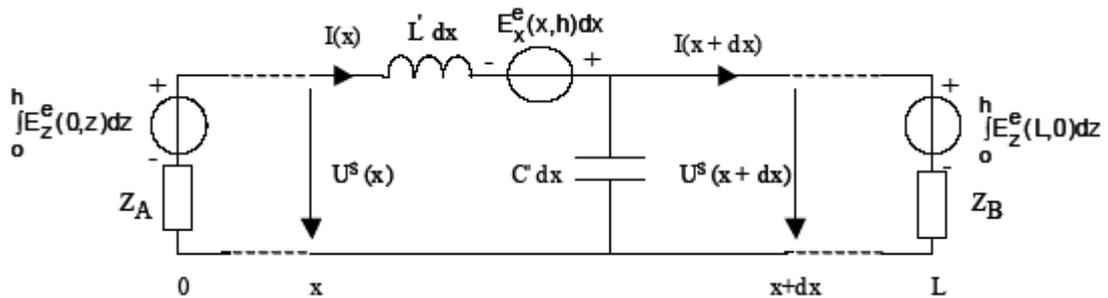


Figure A2-1 schéma équivalent de la ligne étudiée selon la formulation d'Agrawal.

A.2.2. Équation de couplage en fonction du champ électrique et magnétique excitateur (Modèle de Taylor, Satterwhite, et Harrison, 1965)

Une autre formulation des équations de couplage équivalente au modèle d'*Agrawal et al*, avait été proposée par *Taylor, Satterwhite, et Harrison, en 1965* [62] où les équations de couplage sont exprimées en terme du courant et la tension induits totaux et en négligeant la conductance transversale G'

$$\frac{\partial u(x, t)}{\partial x} + L' \frac{\partial i(x, t)}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial t} \int_0^h B_y^e(x, z, t) dz \quad (\text{A.2.7})$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + C' \frac{\partial u(x,t)}{\partial t} = -C' \frac{\partial}{\partial t} \int_0^h E_z^e(x,z,t) dz \quad (\text{A.2.8})$$

Les conditions aux limites pour la tension sont :

$$U(0) = -Z_A I(0) \quad (\text{A.2.9})$$

$$U(L) = Z_B I(L) \quad (\text{A.2.10})$$

Nous remarquons que dans le modèle de Taylor, le champ électrique vertical excitateur (source de courant) et le champ d'induction magnétique horizontal (transverse) excitateur (source de tension) apparaissent explicitement comme les termes de source.

Le circuit de couplage décrit par les deux équations (A.2.7) et (A.2.8), est représenté dans la figure ci-dessous A2-2

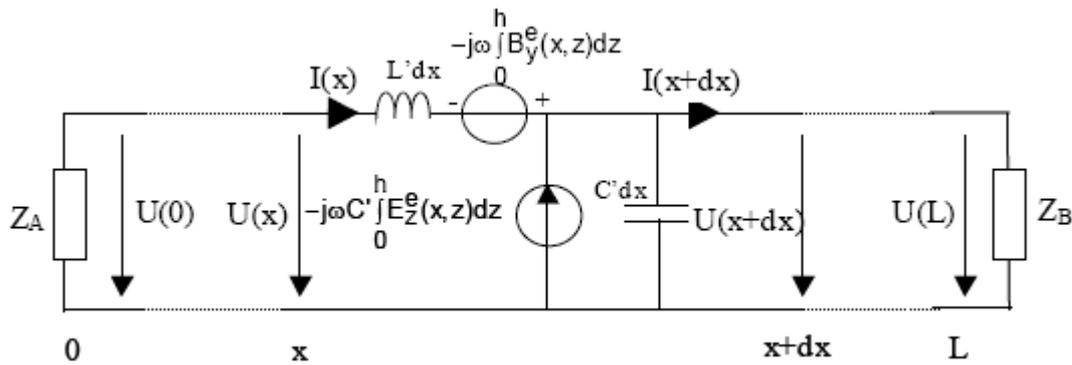


Figure A2-2 schéma équivalent de la ligne étudiée d'après le modèle de Taylor.

A.2.3. Équation de couplage en fonction du champ magnétique excitateur

(Modèle de Rachidi en 1993)

Un modèle de couplage équivalent aux modèles d'"Agrawal" et de "Taylor", a été récemment développé par "Rachidi"[63]. Dans cette formulation, seul le champ magnétique apparaît comme source de courant, elle est décrite comme suit :

$$\frac{\partial u(x,t)}{\partial x} + L' \frac{\partial i^s(x,t)}{\partial t} = 0 \quad (\text{A.2.11})$$

$$\frac{\partial i^s(x,t)}{\partial x} + C' \frac{\partial u(x,t)}{\partial t} = \frac{1}{L'} \int_0^h \frac{\partial}{\partial y} B_x^e(x,z,t) dz \quad (\text{A.2.12})$$

Ou :

$i^s(x,t)$: est le courant diffracté ('scattered current').

$$i(x,t) = i^s(x,t) + i^e(x,t) \quad (\text{A.2.13})$$

$i^e(x,t)$: est le courant d'excitation défini par :

$$i^e(x,t) = -\frac{1}{L'} \int_0^h B_y^e(x,z,t) dz \quad (\text{A.2.14})$$

Les conditions aux limites pour le courant diffracté :

$$i^s(0,t) = -\frac{u(0,t)}{Z_A} - i^e(0,t) \quad (\text{A.2.15})$$

$$i^s(L,t) = \frac{u(L,t)}{Z_B} + i^e(L,t) \quad (\text{A.2.16})$$

Le circuit décrit par les deux équations (A.2.11) et (A.2.12) est représenté dans la figure A.2-3

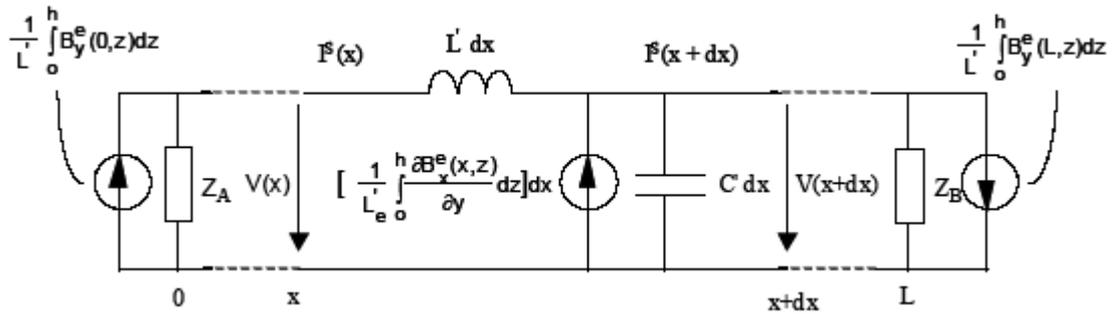


Figure A.2-3 schéma équivalent de la ligne étudiée selon la formulation de Rachidi

A.2.4. La méthode des différences finies à points centrés (FDTD)

La méthode de "FDTD" est une technique approchée pour résoudre les équations aux dérivées partielles. Elle consiste à remplacer ces dérivées (spatiales et temporelles) par des différences finies [21, 22].

On va considérer le cas d'une ligne à un seul conducteur, sans dépendance fréquentielle (c à dire les paramètres linéiques sont calculés à une fréquence donnée).

$$\frac{\partial u^s(x,t)}{\partial x} + R i(x,t) + L' \frac{\partial i(x,t)}{\partial t} = E_x^e(x,h,t) \quad (\text{A.2.17})$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + G u^s(x,t) + C \frac{\partial u^s(x,t)}{\partial t} = 0 \quad (\text{A.2.18})$$

La méthode des différences finies à points centrés est illustrée par la figure ci-dessous (IV-5). Le conducteur est subdivisé alternativement en nœuds de courant et de tension, deux nœuds de même type sont séparés par un intervalle Δx , et les deux extrémités de la ligne sont définies comme des nœuds de tension.

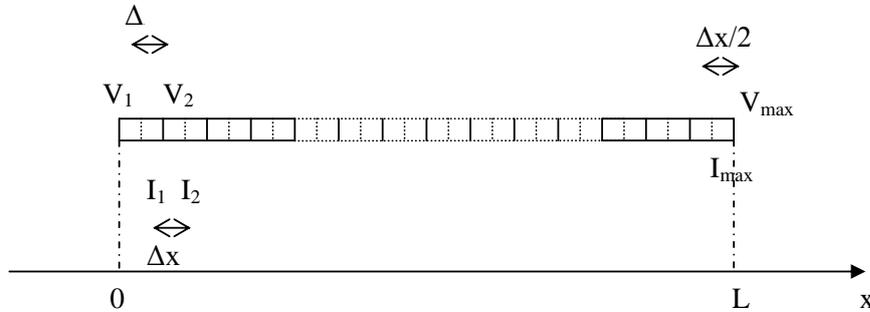


Figure 3-1 principe de discrétisation d'une structure filaire

La discrétisation spatiale et temporelle se fait de la manière suivante :

$$\begin{aligned} (u^s)_k^n &= u^s((k-1)\Delta x, n\Delta t) \\ (i)_k^n &= i((k-1)\Delta x, n\Delta t) \\ (E_x^e)_k^n &= E_x^e((k-1)\Delta x, n\Delta t, z=h) \end{aligned} \quad (\text{A.2.19})$$

$$\text{Avec } L = (k_{\max} - 1)\Delta x, t_{\max} = n\Delta t \quad (\text{A.2.20})$$

L'application de la méthode des différences finies à points centrés pour les équations de couplage nous donne :

$$\frac{(u^s)_{k+1}^n - (u^s)_k^n}{\Delta x} + R' \frac{(i)_{(k+1)/2}^{(n+1)/2} - (i)_{(k+1)/2}^{(n-1)/2}}{2} + L' \frac{(i)_{(k+1)/2}^{(n+1)/2} - (i)_{(k+1)/2}^{(n-1)/2}}{\Delta t} = (E_x^e)_{(k+1)/2}^{n+1} \quad (\text{A.2.21})$$

$$\frac{(i)_{(k+1)/2}^{(n+1)/2} - (i)_{(k-1)/2}^{(n+1)/2}}{\Delta x} + G' \frac{(u^s)_k^{n+1} + (u^s)_k^n}{2} + C' \frac{(u^s)_k^{n+1} - (u^s)_k^n}{\Delta t} = 0 \quad (\text{A.2.22})$$

La solution est donnée alors par :

Pour $K=1, \dots, K_{\max} - 1$

$$(i)_{(k+1)/2}^{(n+1)/2} = \left[\frac{R'}{2} + \frac{L'}{\Delta t} \right]^{-1} \left\{ (E_x^e)_{(k+1)/2}^{n+1} - \frac{(u^s)_{k+1}^n - (u^s)_k^n}{\Delta x} + \left[\frac{L'}{\Delta t} - \frac{R'}{2} \right] (i)_{(k+1)/2}^{(n-1)/2} \right\} \quad (\text{A.2.23})$$

Et pour $K=2, \dots, K_{\max} - 1$

$$(u^s)_k^{n+1} = \left[\frac{G'}{2} + \frac{C'}{\Delta t} \right]^{-1} \left\{ \frac{(i)_{(k-1)/2}^{(n+1)/2} - (i)_{(k+1)/2}^{(n+1)/2}}{\Delta x} + \left[\frac{C'}{\Delta t} - \frac{G'}{2} \right] (u^s)_k^n \right\} \quad (\text{A.2.24})$$

Pour des terminaisons résistives R_A , R_B , les conditions aux limites aux deux extrémités de la ligne sont données par :

$$(u^s)_1^{n+1} = \left[\frac{2\Delta x}{R_A} + \frac{C'}{\Delta t} \right]^{-1} \left\{ -\frac{(i)_{1/2}^{(n+1)/2}}{\Delta x} + \left[\frac{C'}{\Delta t} - \frac{2\Delta x}{R_A} \right] (u^s)_1^n \right\} \quad (\text{A.2.25})$$

$$(u^s)_{k_{\text{max}}}^{n+1} = \left[\frac{2\Delta x}{R_B} + \frac{C'}{\Delta t} \right]^{-1} \left\{ -\frac{(i)_{(k_{\text{max}}-1)/2}^{(n+1)/2}}{\Delta x} + \left[\frac{C'}{\Delta t} - \frac{2\Delta x}{R_B} \right] (u^s)_{k_{\text{max}}}^n \right\} \quad (\text{A.2.26})$$

Remarque :

La stabilité de la méthode exige que la condition suivante soit respectée :

$\Delta t < \Delta x/v_p$ ou : v_p : est la vitesse de propagation dans le milieu.

La méthode des différences finies à points centrés est très utilisée à cause de ses différents avantages :

- ✓ *Pas de transformation de Fourier,*
- ✓ *Les non linéarités dues à la présence d'éléments de protection ou de phénomènes, tel que l'effet de couronne est facilement pris en compte.*

Malgré ces avantages, la méthode a aussi des inconvénients qui se présentent dans la difficulté de la prise en compte des dépendances fréquentielles.

Annexe A.3

Calcul des paramètres linéiques d'un câble

A.3.1. La matrice impédance [Z]

Pour un câble mono-âme qui se compose d'une âme, d'un écran et d'un blindage, sa matrice impédance est donnée par l'expression suivante [76] :

$$[Z] = [Z_i] + [Z_0] \quad (\text{A.3.1})$$

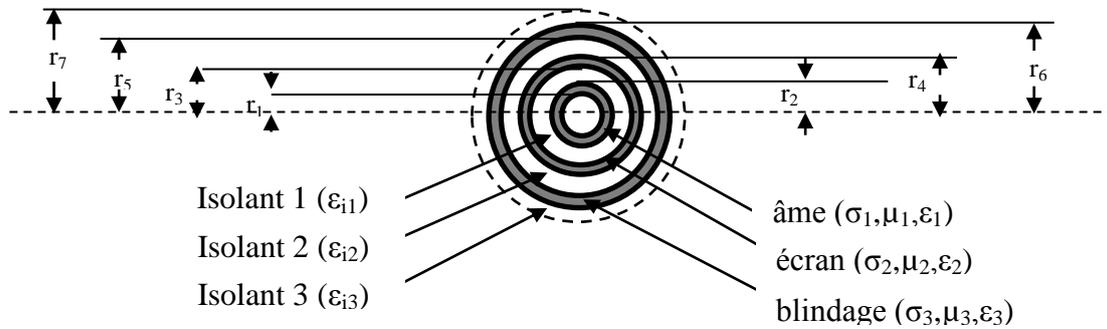


Figure A.3-1 section transversale d'un câble mono-âme blindée

Avec

$$[Z_i] = \begin{bmatrix} Z_{cc} & Z_{cs} & Z_{ca} \\ Z_{cs} & Z_{ss} & Z_{sa} \\ Z_{ca} & Z_{sa} & Z_{aa} \end{bmatrix} : \text{matrice impédance interne propre du câble mono-âme}$$

$$[Z_0] = \begin{bmatrix} Z_0 & Z_0 & Z_0 \\ Z_0 & Z_0 & Z_0 \\ Z_0 & Z_0 & Z_0 \end{bmatrix} : \text{matrice impédance du retour par la terre}$$

Avec :

Z_{cc} : Impédance propre de l'âme

$$Z_{cc} = Z_{cs} + Z_{sa} + Z_{a4} - 2Z_m - 2Z_{3m} \quad (\text{A.3.2})$$

Z_{ss} : Impédance propre de l'écran

$$Z_{ss} = Z_{sa} + Z_{a4} - 2Z_{3m} \quad (\text{A.3.3})$$

Z_{aa} : Impédance propre du blindage

$$Z_{aa} = Z_{a4} \quad (\text{A.3.4})$$

Z_{cs} : Impédance mutuelle entre l'âme et l'écran

$$Z_{cs} = Z_{sa} + Z_{a4} - Z_{2m} - 2Z_{3m} \quad (\text{A.3.5})$$

Z_{ca} : Impédance mutuelle entre l'âme et le blindage

$$Z_{ca} = Z_{a4} - Z_{3m} \quad (\text{A.3.6})$$

Z_{sa} : Impédance mutuelle entre l'écran et le blindage

$$Z_{sa} = Z_{a4} - Z_{3m} \quad (\text{A.3.7})$$

Où :

$$Z_{cs} = Z_{11} + Z_{12} + Z_{2i} \quad (\text{A.3.8})$$

$$Z_{sa} = Z_{20} + Z_{23} + Z_{3i} \quad (\text{A.3.9})$$

$$Z_{a4} = Z_{30} + Z_{34} \quad (\text{A.3.10})$$

Les expressions analytiques des différentes impédances linéiques suscitées sont comme suit :

$$Z_{11} = \left(\frac{j\omega\mu_0\mu_1}{2\pi} \right) \cdot \left(\frac{1}{x_2 D_1} \right) \cdot \{I_0(x_2) \cdot K_1(x_1) + I_1(x_1) \cdot K_0(x_2)\} \quad (\text{A.3.11})$$

Z_{11} : impédance interne de la surface externe de l'âme ;

$$Z_{12} = \left(\frac{j\omega\mu_0\mu_1}{2\pi} \right) \cdot \ln\left(\frac{r_3}{r_2}\right) \quad (\text{A.3.12})$$

Z_{12} : impédance de l'isolant externe de l'âme ;

$$Z_{2i} = \left(\frac{j\omega\mu_0\mu_2}{2\pi} \right) \cdot \left(\frac{1}{x_3 D_2} \right) \cdot \{I_0(x_3) \cdot K_1(x_4) + I_1(x_4) \cdot K_0(x_3)\} \quad (\text{A.3.13})$$

Z_{2i} : impédance interne de la surface interne de l'écran ;

$$Z_{2m} = \left(\frac{1}{2\pi r_3 r_4 \sigma_2 D_2} \right) \quad (\text{A.3.14})$$

Z_{2m} : impédance mutuelle de l'écran ;

$$Z_{20} = \left(\frac{j\omega\mu_0\mu_2}{2\pi} \right) \cdot \left(\frac{1}{x_4 D_2} \right) \cdot \{I_0(x_4) \cdot K_1(x_3) + I_1(x_3) \cdot K_0(x_4)\} \quad (\text{A.3.15})$$

Z_{20} : impédance interne de la surface externe de l'écran ;

$$Z_{23} = \left(\frac{j\omega\mu_0\mu_2}{2\pi} \right) \cdot \ln\left(\frac{r_5}{r_4}\right) \quad (\text{A.3.16})$$

Z_{23} : impédance de l'isolant externe de l'écran ;

$$Z_{3i} = \left(\frac{j\omega\mu_0\mu_3}{2\pi} \right) \cdot \left(\frac{1}{x_5 D_3} \right) \cdot \{I_0(x_5) \cdot K_1(x_6) + I_1(x_6) \cdot K_0(x_5)\} \quad (\text{A.3.17})$$

Z_{3i} : impédance interne de la surface interne du blindage ;

$$Z_{3m} = \left(\frac{1}{2\pi r_5 r_6 \sigma_3 D_3} \right) \quad (\text{A.3.18})$$

Z_{3m} : impédance mutuelle du blindage ;

$$Z_{30} = \left(\frac{j\omega\mu_0\mu_3}{2\pi} \right) \cdot \left(\frac{1}{x_6 D_3} \right) \cdot \{I_0(x_6) \cdot K_1(x_5) + I_1(x_5) \cdot K_0(x_6)\} \quad (\text{A.3.19})$$

Z_{20} : impédance interne de la surface externe du blindage ;

$$Z_{34} = \left(\frac{j\omega\mu_0\mu_3}{2\pi} \right) \cdot \ln\left(\frac{r_7}{r_6}\right) \quad (\text{A.3.20})$$

Z_{34} : impédance de l'isolant externe du blindage ;

Avec :

$$D_1 = I_1(x_2) \cdot K_1(x_1) \cdot I_1(x_1) K_1(x_2) \quad (\text{A.3.21})$$

$$D_2 = I_1(x_4) \cdot K_1(x_3) \cdot I_1(x_3) K_1(x_4) \quad (\text{A.3.22})$$

$$D_3 = I_1(x_6) \cdot K_1(x_5) \cdot I_1(x_5) K_1(x_6) \quad (\text{A.3.23})$$

I_0, I_1 : fonctions de Bessel modifiées du première espèce d'ordre 0 et d'ordre 1 ;

K_0, K_1 : fonctions de Bessel modifiées du deuxième espèce d'ordre 0 et d'ordre 1 ;

$$x_k = \beta_k \sqrt{j\omega} \quad (\text{A.3.24})$$

$$\beta_2 = r_2 \sqrt{\sigma_1 \mu_0 \mu_1} \quad (\text{A.3.25})$$

$$\beta_3 = r_3 \sqrt{\sigma_2 \mu_0 \mu_2} \quad (\text{A.3.26})$$

$$\beta_4 = r_4 \sqrt{\sigma_2 \mu_0 \mu_2} \quad (\text{A.3.27})$$

$$\beta_5 = r_5 \sqrt{\sigma_3 \mu_0 \mu_3} \quad (\text{A.3.28})$$

A.3.2. Impédance du retour par la terre dans le cas d'un câble aérien

Si le câble est situé au-dessus d'un sol de conductivité finie, le terme de correction introduit par le retour par ce plan de masse (référence) s'exprime comme suit :

$$Z_0 = Z_e + Z_g \quad (\text{A.3.29})$$

Avec :

$Z_e = \left(\frac{j\omega\mu_0}{2\pi} \right) \cdot \ln\left(\frac{2h}{r_7}\right)$ est l'impédance propre externe du circuit formé par le câble et le sol

(parfaitement conducteur) où h est la hauteur du câble par rapport au sol.

Z_g est l'impédance du sol donnée par l'équation suivante :

$$Z_{gii} = \frac{j\omega\mu_0}{\pi} \int_0^\infty \frac{\exp(2h_ix)}{\sqrt{x^2 + \gamma_g^2} + x} dx \quad (\text{A.3.30})$$

A.3.3. Impédance du retour par le sol dans le cas d'un câble souterrain

Si nous considérons que le câble est disposé parallèlement à l'interface air-sol à une profondeur $h > r_7$, dans ce cas $Z_0 = Z_g$.

Dans la littérature plusieurs expressions analytiques sont proposées.

a) Expression de Pollaczek

$$Z_g = \frac{j\omega\mu_0}{2\pi} \left[K_0\left(\frac{r_7}{p}\right) - K_0\left(\frac{2h}{p}\right) + J \right] \quad (\text{A.3.31})$$

Avec : $J = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp\left[-2h\sqrt{\beta^2 + \frac{1}{p^2}}\right]}{|\beta| + \sqrt{\beta^2 + \frac{1}{p^2}}} \exp(j\omega b) d\beta$ est l'intégral de Pollaczek, p est l'épaisseur

de peau complexe $p = 1/\sqrt{j\omega\mu_0\sigma_g}$

b) Expression de Vance

$$Z_g = \frac{\omega\mu_0}{2\pi r_7 \gamma_g} \frac{H_0^{(1)}(j\gamma_g r_7)}{H_1^{(1)}(j\gamma_g r_7)} \quad (\text{A.3.32})$$

Où $H_0^{(1)}$ et $H_1^{(1)}$ sont les fonctions de Hankel.

c) Expression de Semlyen et Wedepohl

$$Z_g = \frac{j\omega\mu_0}{2\pi} \ln \left[\left(r_7 + \frac{1}{mr_7} \right) \right] \quad (\text{A.3.33})$$

Où $m = \sqrt{j\omega\mu_0\sigma_g}$ est la constante de propagation en négligeant les courants de déplacement.

d) Expression de Saad, Gaba et Giroux

$$Z_g = \frac{m^2}{2\pi\sigma_g} \left[K_0(mr_7) + \frac{2}{4+(mr_7)^2} \exp(-2mh) \right] \quad (\text{A.3.34})$$

e) Expression de Bridges

$$Z_g = -\frac{j\omega\mu_0}{2\pi} \ln \left[\left(\gamma_g r_7 + \frac{\Gamma}{2} \right) \right] \quad (\text{A.3.35})$$

Où $\Gamma = 1.7811\dots\dots$ et $\gamma_g \approx \sqrt{j\omega\mu_0\sigma_g}$

f) Approximation logarithmique de E. Petrache et al

$$Z_g = \frac{j\omega\mu_0}{2\pi} \ln \left[\frac{1+\gamma_g r_7}{\gamma_g r_7} \right] \quad (\text{A.3.36})$$

A.3.4. La matrice admittance [Y]

Le calcul de la matrice d'admittance du câble passe par le calcul de la matrice des coefficients de potentiel :

$[Y] = j\omega [P]^{-1}$ où $[P]$ est la matrice des coefficients de potentiel.

a- Câble aérien

$$[P] = [P_I] + [P_O] \quad (\text{A.3.37})$$

b- Câble souterrain

$$[P] = [P_I] \quad (\text{A.3.38})$$

Avec :

$$[P_i] = \begin{bmatrix} P_c + P_s + P_a & P_s + P_a & P_a \\ P_s + P_a & P_s + P_a & P_c \\ P_a & P_a & P_a \end{bmatrix} \text{ est la matrice des coefficients de potentiel interne du}$$

câble mono-âme ;

Tel que :

$$P_c = \left(\frac{1}{2\pi\epsilon_0\epsilon_{i1}} \right) \cdot \ln \left(\frac{r_3}{r_2} \right) \quad (\text{A.3.39})$$

$$P_s = \left(\frac{1}{2\pi\epsilon_0\epsilon_{i2}} \right) \cdot \ln \left(\frac{r_5}{r_4} \right) \quad (\text{A.3.40})$$

$$P_a = \left(\frac{1}{2\pi\epsilon_0\epsilon_{i3}} \right) \cdot \ln\left(\frac{r_7}{r_6}\right) \quad (\text{A.3.41})$$

Et

$$[P_o] = \begin{bmatrix} P_0 & P_0 & P_0 \\ P_0 & P_0 & P_0 \\ P_0 & P_0 & P_0 \end{bmatrix} \text{ est la matrice des coefficients de potentiel de l'espace (air) ;}$$

Où :

$$P_0 = \left(\frac{1}{2\pi\epsilon_0} \right) \cdot \ln\left(\frac{2h}{r_7}\right) \quad (\text{A.3.42})$$

h = est la hauteur du câble

Références bibliographiques

- [1] Mircea Lanovici, et Jean-Jacques Morf "Compatibilité Electromagnétique" deuxième édition modifiée et corrigée.
- [2] J.-L. Cocquerelle "C.E.M. et Electronique de Puissance" Edition Technip.
- [3] Pierre Degauque et Joël Hamelin "Compatibilité Electromagnétique : Bruits et Perturbations Radioélectriques" Collection Technique et Scientifique des Télécommunications, Edition Dunod, Paris 1990.
- [4] Sanâa Zangui "Détermination et modélisation du couplage en champ proche magnétique entre systèmes complexes", thèse de doctorat de l'Ecole centrale de Lyon, Octobre 2011.
- [5] Nabil Ikhlef "Rayonnement Electromagnétique du Réseau de Transport d'Energie : Couplage Avec Les Structures Filaires, Réduction du Champ Magnétique", mémoire de magister en Electrotechnique du CU de Jijel, 2002.
- [6] Yanick Weens "Modélisation des câbles d'énergie soumis aux contraintes générées par les convertisseurs Electronique de Puissance", thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, Décembre 2006.
- [7] Christophe Vermaelen "Contribution à la modélisation et à la réduction des perturbations conduites dans les systèmes d'entraînement à vitesse variable", thèse de l'école normale supérieure de Cachan, Décembre 2003.
- [8] Mohammed MELIT " Etude des perturbations dans les convertisseurs de l'électronique de puissance ", thèse de l'université blaise pascal – Clermont II, Avril 2008.
- [9] Michel Beltramini " Contribution à l'optimisation de l'ensemble convertisseur/filtres de sortie vis à vis des contraintes CEM avion ", thèse de l'Université Toulouse, Janvier 2011.
- [10] Geneviève Frantz "Approche système pour l'étude de la compatibilité électromagnétique des réseaux embarqués ", thèse de l'Université de Grenoble, Mai 2015.
- [11] Clément Marlier "Modélisation des perturbations électromagnétiques dans les convertisseurs statiques pour des applications aéronautiques", thèse de l'Université de Lille 1, Décembre 2013.
- [12] Ali Jazzar " Modélisation Electromagnétique d'un Choc de Foudre en Aéronautique", thèse de l'université de Grenoble, Novembre 2012.

- [13] Emmanuel Perrin " Modélisation des effets indirects de la foudre sur avion composite", thèse de Limoges, Mai 2010.
- [14] Mario Paolone " Modeling of lightning-induced voltages On distribution networks for the solution Of power quality problems, And relevant implementation In a transient program", thèse de University of Bologna, 2001.
- [15] Davide Pavanello " Electromagnetic radiation from lightning return strokes to tall structures", thèse de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, EPFL 2007.
- [16] Yannick Bourgeois " Modélisation des perturbations électromagnétiques générées sur un réseau de télécommunications par une agression de type foudre", thèse de l'Université de Limoges, Février 2009.
- [17] José-Luis Bermudez "Lightning Currents and Electromagnetic Fields Associated With Return Strokes To Elevated Strike Objects", thèse de doctorat de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, EPFL 2003.
- [18] Emanuel Petrache "Lightning Electromagnetic Field Coupling To Overhead Transmission Line Networks And To Buried Cables", thèse de doctorat de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, EPFL 2004.
- [19] Z.Azzouz, B.Ghemri "Calcul du Champ Electromagnétique Rayonné par un Coup de Foudre", 1ère Conférence Nationale sur l'Electrotechnique et ses Applications CNEA'04, pp 255-260, Sidi Bel-Abbès, Algerie, 24 et 25 Mai 2004.
- [20] B.Ghemri, Z.Azzouz, A.Mimouni "Calcul des Surtensions Induites par un Coup de Foudre sur une Ligne de Transmission", in 1st IEEE International Symposium on Electromagnetism, Satellites and Cryptography (ISESC'05), pp. 194-199, Jijel, Algerie, juin 2005.
- [21] Farhad Rachidi "Effets Electromagnétiques de La Foudre Sur Les Lignes de Transmission Aériennes, Modélisation et Simulation", thèse de doctorat de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, EPFL 1991.
- [22] David Orzan "Couplage externe et interne entre un champ électromagnétique et un réseau de lignes multifilaires", thèse de doctorat de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, EPFL 1998.
- [23] Ghnimi Said " Etude de la Compatibilité Electromagnétique du Réseau GSM avec le Réseau Electrique", thèse de Tunis, Décembre 2010.
- [24] F.A. Fisher, J.A. Plimer and R.A. Perala. " Lightning protection of aircraft", Lightning Technologies, page 499, 1990.

- [25] Laroche.P " La foudre : de la détection à l'agression", Conférence européenne des essais et télémessures (ETTC'95), Chatillon : ONERA, page 9. 1995.
- [26] Heidler.F "Analytical Lightning Current Function for LEMP Calculation", Conference Proceedings. ICLP'85: 18th International Conference on Lightning protection. VDE Verlag, Berlin, West Germany, 453, 1985.
- [27] Berger.K, R.B.Anderson, and H.Kroninger "Parameters of Lightning Flashes", Electra, No. 41, pp. 23-37, 1975.
- [28] Rachidi.F, W.Janischewskyj, A.M.Hussein, C.A.Nucci, S.Guerrieri, B.Kordi, and J.S.Chang "Current and Electromagnetic Field Associated with Lightning Return Strokes to Tall Towers", IEEE Transaction on ElectroMagnetic Compatibility (EMC), Vol. 43, No. 3, 2001.
- [29] Nucci.C.A, F.Rachidi, M.Lanoz, and C.Mazzetti "Lightning Induced Voltage on Overhead Lines", IEEE Transaction on ElectroMagnetic Compatibility (EMC), Vol. 35, 1993.
- [30] Gomes. C, and V. Cooray "Concept of Lightning Return Stroke Models", IEEE Transaction on ElectroMagnetic Compatibility (EMC), Vol. 42, No. 1, pp. 82-96, 2000.
- [31] Nucci. C "Lightning-Induced Voltages on Overhead Power Lines" in Electra, pp. 94-102, 1995.
- [32] Nucci. C, G. Diendorfer, M. Uman, F. Rachidi, M. Lanoz, and C. Mazzetti "Lightning Return Stroke Current Models With Specified Channel-Base Current : A Review and Comparison", Journal of Geophysical Research, Vol 95(D12), pp. 20395-20408, 1990.
- [33] Rakov.V.A "Lightning Return Stroke Modeling: Recent Developpement", in International Conference on Growding and Earthing-Ground, Rio De Janeiro, Brazil, 2002.
- [34] Rakov.V.A, and M.A.Uman "Review and Evaluation of Lightning Return Stroke Models Including Some Aspects of Their Applications", IEEE Transaction on ElectroMagnetic Compatibility (EMC), Vol. 40, No.4, pp. 403-426, 1998.
- [35] Thottappillil.R, R.V.Rakov, and M.Uman "Distribution of Charge along the Lightning Channel: Relation to Remote Electric and Magnetic Field and Return-Stroke Models", Journal of Geophysical Research, Vol 102(D6), pp. 6987-7006, 1997.
- [36] Thottappillil.R, and M.Uman "Comparison of Lightning Return Stroke Models", Journal of Geophysical Research, Vol 98(D12), pp. 22903-22914, 1993.
- [37] Moini.R, B.Kordi, G.Z.Rafi, and V.A.Rakov "A New Lightning Return Stroke Models Based on Antenna theory ", Journal of Geophysical Research, Vol 105 (D24), pp. 29693-29702, 2000.

- [38] Baba.Y, and M.Ishii "Numerical Electromagnetic Field Analysis of Lightning current in Tall Structures", IEEE Transaction on Power Delivery, Vol.16, No.2, pp. 324-328, 2001.
- [39] Little.P.F "Transmission Line Representation of Lightning Return Stroke", Journal of Geophysical Research, Vol 11 (D13), pp. 1893-1910, 1978.
- [40] Price.G.H, and E.T.Pierce "The Modeling of Channel Current in the Lightning Return Stroke", Radio Science, Vol. 12 (3), pp. 381-388, 1972.
- [41] Bruce.C.E.R, and R.H.Gold "The Lightning discharge", Journal of the Institution of Electrical Engineers, Vol. 88(6), pp. 487-520, 1941.
- [42] Uman.M.A, and D.K.McLain "Magnetic Field of the Lightning Return Stroke", Journal of Geophysical Research, Vol 74 (D28), pp. 6899-6910, 1969.
- [43] Nucci.C.A, C.Mazzetti, F.Rachidi, and M.Lanoz "On the Lightning Return Stroke Models for Lemp Calculation", in the 19th International Conference on Lightning Protection, Graz 1988.
- [44] Rachidi.F, and C.A.Nucci "On the Master, Uman, Lin, Standler and the Modified Transmission Line Lightning Return Stroke Current Models", Journal of Geophysical Research, Vol 95 (D12), pp. 20389-20394, 1990.
- [45] Rakov.V.A, and A.A.Dulzon "Calculated Electromagnetic Fields on the Lightning Return Strokes", Tekhnicheskaya Elektrodinamika, No. 1, pp. 87-89, 1987.
- [46] Nucci.C.A, F.Rachidi "Experimental Validation of a Modification to the Transmission Line Model for LEMP Calculation", in 8th International Symposium on ElectroMagnetic Compatibility (EMC), pp. 6, Zurich, Switzerland, 1989.
- [47] Lin.Y.T, M.A.Uman, and R.B.Standler "Lightning Return Stroke Models", Journal of Geophysical Research, Vol 85 (C3), pp. 1571-1583, 1980.
- [48] Lin.Y.T, M.A.Uman, J.A.Tiller, R.D.Brantley, W.H.Beasley, E.P.Krider, and C.D.Weidman "Characterization of Lightning Return Stroke Electric and Magnetic Field from Simultaneous Two-Station Measurements", Journal of Geophysical Research, Vol 84 (C10), pp. 6307-6314, 1979.
- [49] Heidler.F "Traveling Current Source Model for LEMP Calculation", in 6th Symposium and technical Exhibition on EMC, pp. 157-162, Zurich, Switzerland, 1985.
- [50] Diendorfer.G, and M.A.Uman "An Improved Return Stroke Model with Specified Channel Base Current", Journal of Geophysical Research, Vol 95 (D9), pp. 13621-13644, 1990.
- [51] Rakov.V.A "Lightning Electromagnetic Fields: Modeling and measurements", in 12th Symposium and technical Exhibition on EMC, pp. 59-64, Zurich, Switzerland, 1997.

- [52] Rakov.V.A "Engineering Models of the Lightning Return Stroke", in Proc.of International.Symposium.On Lightning Protection (VII SIPDA), Curitiba, Brazil, 2003.
- [53] Rakov.V.A, A.A.Dulzon "A Modified Transmission Line Model for Lightning Return Stroke Field Calculations", in Proc 9th International Symposium on ElectroMagnetic Compatibility (EMC), pp. 229-235, Zurich, Switzerland, 1991.
- [54] Sommerfeld. A "Über die Ausbreitung des wellen in der drahtlosen Telegraphie". Annal Physics Vol. 28. 1909.
- [55] Uman. M. A, McLain. D. K, Krider. E. P "The electromagnetic radiation from a finite antenna", American Journal of Physics, Vol. 43, pp. 33-38, 1975.
- [56] Leteinturier. C "Champ électromagnétique émis par une décharge orageuse : Modèle théorique intégrant les variations de la résistivité du sol". Edition CNET :Centre National d'Etude des Télécommunications.1980.
- [57] Djébat. B, Hamelin. J, Leteinturier. C, Fontaine. J "Comparison between experimental measurements of the electromagnetic field emitted by lightning and different theoretical madels. Influence of the upward velocity of the return stroke", 4ième Symposium international on EMC, Zürich 1981.
- [58] Cooray. V "Underground electromagnetic field generated by the return strokes of lightning flash". IEEE Transaction on ElectroMagnetic Compatibility (EMC), Vol.43, No.1, pp. 75-84, 2001.
- [59] Nucci.C.A, Mazzetti.C, Rachidi.F, and Lanoz.M "On Lightning Return Stroke Models for LEMP Calculations", Proc, 19th International Conference on lightning protection, Graz 1988.
- [60] Rubinstein.M "An approximate formula for the calculation of the horizontal electric field from lightning at close, intermediate, and long rang", IEEE Transaction on ElectroMagnetic Compatibility (EMC), Vol. 38, No. 2, pp. 531-129, 1996.
- [61] Agrawal.A.K, H.J.Price, and S.H.Gurbaxani "Transient Response of Multiconductor Lines Excited by Nonuniform Electromagnetic Field", IEEE Transaction on ElectroMagnetic Compatibility (EMC), Vol. 22, No. 2, pp. 119-129, 1980.
- [62] Taylor.C.D, R.S.Satterwhite, C.W.Harisson "The Response of a Terminated Two-Wire Transmission Line Excited by Nonuniform Electromagnetic Field", IEEE Transaction on Antenna Propagation, AP-13, 1965.
- [63] Rachidi.F "Formulation of the Field-to-Transmission Line Coupling Equation in Terms of Magnetic Excitation Fields", IEEE Transaction on ElectroMagnetic Compatibility (EMC), Vol. 35, No. 3, 1993.

- [64] Tesche.F.M, M.Lanoz and T.Karlsson "EMC Analysis Methods and Computational Models", John Wiley and Sons, 1997.
- [65] Timotin.A "Longitudinal transient parameters of a unifilar line with ground return", Revue roumaine des sciences techniques- Electrotechnique et énergie", Vol. 12, pp. 523-535, 1967.
- [66] Rachidi.F, Loyka.S.L, Nucci.C.A, and Lanoz.M "A new expression for the ground transient resistance matrix elements of multiconductor overhead transmission line", Electrical power system research, Vol. 65, pp. 41-46, 2003.
- [67] Rachidi.F, C.A.Nucci, M.Lanoz, and C.Mazzetti "Response of Multiconductor Power Lines to Nearby Lightning Return Stroke Electromagnetic Field", IEEE Transaction on Power Delivery, Vol. 12, No. 3, pp. 1404-1411, 1997.
- [68] Aguet.M, Lanoz.M "Haute tension", Traité d'électricité, Vol. XXII.
- [69] Nucci.C.A, "Lightning-Induced over Voltages on overhead power lines. Part 2: Coupling Models for the Evaluation of the Induced Voltages". Cigre paper prepared within the framework of task Force 33.01.01 of the cigre working Group 33.01,1994. Electra N° 162, Octobre 1995.
- [70] Zeddani.A, Degauque.P, "Current and Voltage Induced on a Telecommunication Cable by a Lightning Electromagnetic", Edited by R. L. Gardner, pp. 377-400, Hemisphere Publ. Corp, 1990.
- [71] Vance.E.F, "Coupling with shielded cables", John Wiley and Sons, 1978.
- [72] Zeddani.A, "Couplage d'une onde électromagnétique rayonné par une décharge orageuse à un câble de télécommunication", Ph.D thesis, Université de Lille, 1988.
- [73] Nucci.C.A, and Rachidi.F, "The lightning flash", Chapter 8, edited by G.V, Cooray, IEE, 2003.
- [74] Petrache.E, Rachidi.F, Paolone.M, Nucci.C.A, Rakov.V.A, Uman.M.A, "Lightning Induced Disturbances in Buried Cables-Part I: Theory", IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 47, n° 3, Aug. 2005, pp.498 - 508.
- [75] M. Paolone, E. Petrache, F. Rachidi, C. A. Nucci, V. A. Rakov, M. A. Uman, D. Jordan, K. Rambo, J. Jerauld, M. Nyffeler, and J. Schoene, "Lightning Induced Disturbances in Buried Cables—Part II: Experiment and Model Validation", IEEE Transactions On Electromagnetic Compatibility, Vol. 47, No. 3, pp. 509-520, August 2005.
- [76] Amettani.A "A general formulation of impedance and admittance of cable", IEEE Transaction on Power Apparatus and System, Vol. PAS-99, N° 3, May/Juin 1980.