

وزارة التربية الوطنية
MINISTRE DE L'EDUCATION NATIONALE

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

المدرسة الوطنية المتعددة التخصصات
BIBLIOTHEQUE — المكتبة
Ecole Nationale Polytechnique

DEPARTEMENT

Génie Electrique

PROJET DE FIN D'ETUDES

SUJET

*Etude du couplage
d'une onde de foudre avec
une ligne aérienne*

Proposé par :

M^r NEZLI.A

Etudié par :

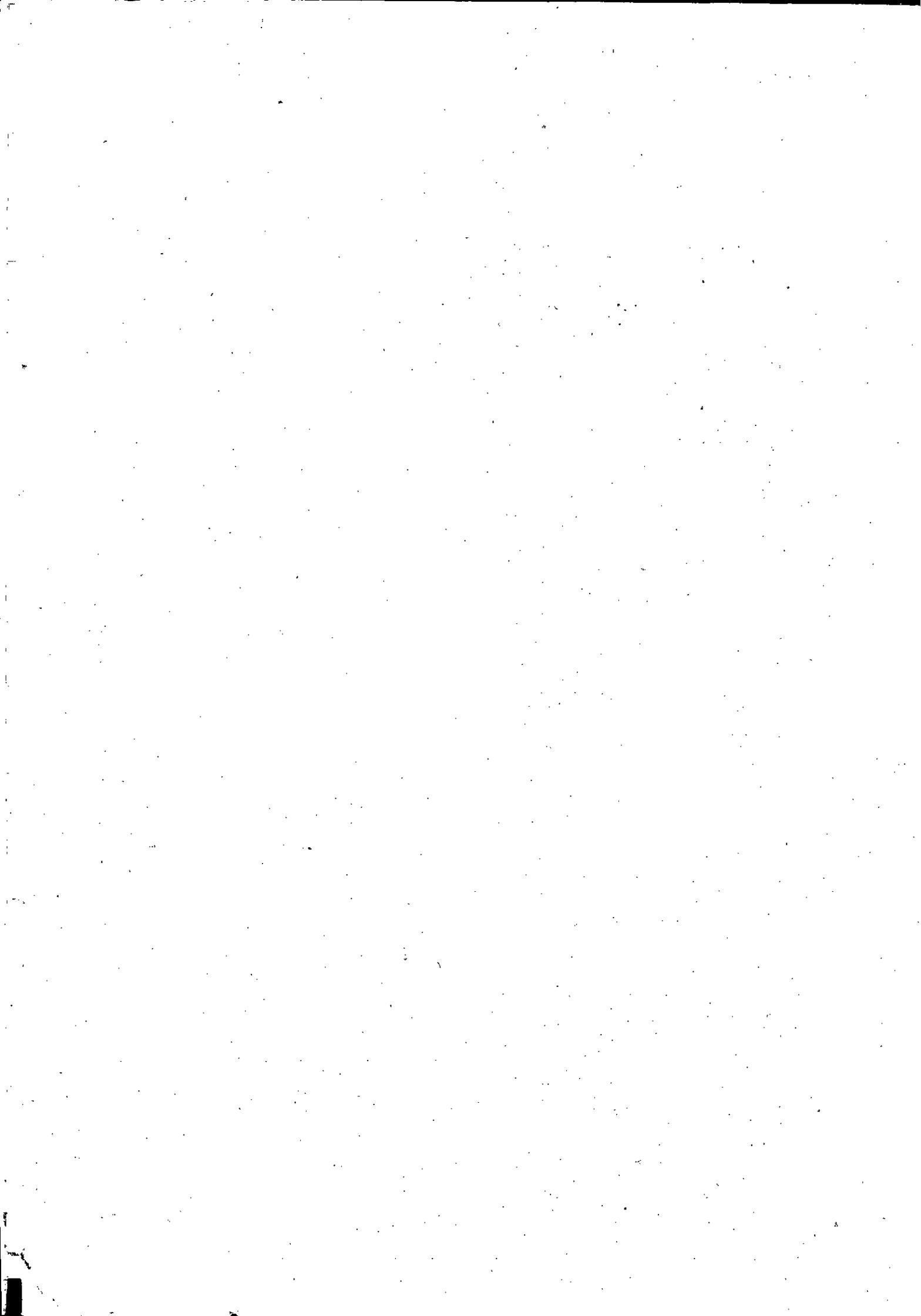
CHENOUF. DJ
DJAÂDJAÂ. DJ

Dirigé par

M^r NEZLI.A

PROMOTION

Juillet 1993



الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

وزارة التربية الوطنية
MINISTERE DE L'EDUCATION NATIONALE

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
BIBLIOTHEQUE — المكتبة
Ecole Nationale Polytechnique

DEPARTEMENT

Génie Electrique

PROJET DE FIN D'ETUDES

SUJET

*Etude du couplage
d'une onde de soudre avec
une ligne aérienne*

Proposé par :

M^r NEZLI.A

Etudié par :

CHENOUF. DJ
DJAÂDJAÂ. DJ

Dirigé par

M^r NEZLI.A

PROMOTION

Juillet 1993

Je dédie ce travail à:

- Ma très chère famille en particulier à ma mère et mes frères en leurs souhaitant une longue et heureuse vie.
- à tous mes amis.

CHENOUF DJAMEL

Je dédie ce modeste travail à:

- Mon pays et tous ses patriotes.
- Mes parents , mon père et ma mère , à mes frères et soeurs et toute la grande famille en leurs souhaitant une vie pleine de joie et de succès.
- à tous mes chères amis, en particulier AISSA.

DJÂADJÂ DJAMEL.

Remerciement

Nous tenons à remercier vivement notre promoteur M^{er} NEZLIA pour ses conseils bénéfiques et judicieux et ses critiques pertinentes.

Nous remercions également tous les gens qui nous ont aidé de près ou de loin pour l'élaboration de ce modeste travail en particulier M^{er} BOUBAKEURA pour ses clarifications.

Le présent mémoire traite des méthodes de calcul fréquentielles des niveaux de perturbations induites par couplage des champs électromagnétiques, générés par le rayonnement d'un coup de foudre sur les lignes aériennes de moyennes tension des réseaux de distribution.

Il y présente une analyse des caractéristiques du courant de foudre et son mode de couplage avec une ligne aérienne monofilaire, dont le conducteur de retour est le sol, en faisant appel à l'approximation basée sur la théorie des lignes de transmission.

Le contenu de ce mémoire envisage les points suivants:

1- Un modèle basé sur la théorie des lignes de transmission à constantes réparties, qui permettra de calculer le courant de foudre en fonction de la fréquence, le passage dans le domaine temporel se fait en utilisant la transformée de LAPLACE inverse et d'interpréter ainsi son allure en fonction des paramètres du modèle proposé.

2- Les équations régissant le rayonnement d'un arc de foudre, en donnant les expressions des champs électromagnétiques générés par ce rayonnement en particulier celui d'un coup de foudre lointain.

3- Les équations régissant le couplage entre une onde générée par un coup de foudre et une ligne aérienne monofilaire, en se basant sur le modèle des lignes de transmission.

4- Et en fin, les méthodes de résolution dans le domaine fréquentiel des équations générales de propagation des ondes de tensions et de courants induits par une onde de foudre sur la

ligne, en supposant en premier temps le sol parfaitement conducteur, puis en deuxième temps un sol de conductivité finie, le passage au domaine temporel se fait en utilisant les transformées de FOURIER rapides, directes et inverses.

- Résumé -

Le calcul des effets du couplage des champs électromagnétiques rayonnés par un coup de foudre avec une ligne aérienne, qui permet de prévoir l'ordre de grandeur des tensions et des courants induits est une étape importante dans la conception des lignes aériennes de moyenne tension d'une façon appropriée, cependant dans ce but, il est intéressant d'exposer des techniques de calcul qui utilisent généralement le domaine fréquentiel comme domaine de résolution pour tenir compte de la dépendance en fréquence de la résistance du sol et des caractéristiques non linéaires des éléments de protection.

Nous présentons ici, une analyse de l'interaction des champs électromagnétiques générés par le rayonnement d'un coup de foudre avec une ligne aérienne de moyenne tension, correspondant à un cas significatif dans le but d'illustrer le danger représenté par ce rayonnement sur les réseaux électriques à moyenne tension .

Nous décrivons d'abord, les caractéristiques de la source de rayonnement, puis nous effectuons une étude sur le couplage des champs générés par ce rayonnement sur une ligne monofilaire dont le conducteur de retour est le sol. Et en fin, nous donnons quelques méthodes de résolution dans le domaine fréquentiel des équations de propagation d'ondes de tensions et de courants induits par ce mode de couplage, en faisant appel aux transformées de FOURIER directes et inverses pour faire le passage au domaine temporel.

TABLE DES MATIÈRES

Résumé.....	3
Table de matière.....	4
1- Introduction.....	6
2- Modélisation de la décharge de foudre.....	8
2.1- Pourquoi modélisation de la foudre.....	8
2.2- Mécanisme physique de la foudre.....	8
2.3- Modèle proposé.....	9
2.3.1- Schéma du modèle.....	9
2.3.2- Circuit électrique.....	10
2.3.3- Mise en équation.....	13
2.4- Exemples de résultats et interprétations.....	15
3- Champ électromagnétique rayonné par la foudre.....	21
3.1- Notions préliminaires.....	22
3.2- Ondes électromagnétiques.....	22
3.3- Calcul du champ électromagnétique rayonné par un dipôle de HERTZ.....	23
3.3.1- Zone proche.....	26
3.3.2- Zone lointaine.....	28
3.4- Application au calcul des champs rayonné par la foudre..	29
3.4.1- Mise en équations.....	30
3.4.2- Résultats et interprétations.....	31
4- Étude du couplage d'une onde de foudre avec les lignes aériennes.....	32
4.1- Cas d'un sol parfaitement conducteur.....	33
4.1.1- Hypothèses de travail.....	33

4.1.2- Schéma du modèle.....	34
4.1.3- Calcul des équations du couplage.....	36
4.1.4- Introduction des conditions aux limites.....	41
4.1.5- Action des fils de descente.....	42
a- Calcul des impédances caractéristiques équivalentes..	43
b- Conditions aux limites.....	44
c- Expression analytique du courant induit.....	44
4.1.6- Exemple montrant l'influence de la modification de la ligne.....	47
4.1.6.a- Cas où les fils de descente sont négligés..	48
4.1.6.b- Prise en compte des fils de descente.....	52
4.1.7- Étude dans le domaine temporel.....	58
a- Fils de descente négligés.....	59
b- Prise en compte des fils de descente.....	62
4.2- Cas d'un sol de conductivité finie.....	65
4.2.1- Hypothèses de travail.....	65
4.2.2- Schéma de la ligne.....	66
4.2.3- Équations du couplage ondes-lignes.....	67
4.2.3.a- Dans le domaine temporel.....	67
4.2.3.b- Dans le domaine fréquentiel.....	68
4.2.4- Résolution des équations de couplage.....	69
4.2.4.a- L'utilisation des fonctions de GREEN.....	69
4.2.4.b- Solutions par intégrales de convolution....	71
4.2.4.c- Résultats et interprétation.....	71
Conclusions générales.....	76
Annexe.....	78
Bibliographie.....	87

1- Introduction

L'extension actuelle des réseaux d'énergie électrique et de télécommunication et l'introduction de protection et de gestion à électronique sensible a rendu ceux-ci plus vulnérables aux perturbations électromagnétiques, en particulier celles d'origine externe provenant d'un rayonnement d'une décharge de foudre.

Des mesures des surtensions induites par les champs électromagnétiques rayonnés par un coup de foudre sur les lignes aériennes, ont montrées que ces surtensions peuvent dépasser largement le niveau d'isolement des équipements reliés aux extrémités de ces lignes, plus particulièrement celles de moyennes tension des réseaux de distribution.

Vue que les amplitudes de ces surtensions ne présentent pas un grand danger pour les lignes de haute-tension (ligne de garde, niveau de tension très élevé...), alors que les lignes de basse-tension sont généralement localisées dans les villes, ce qui leur procure une protection efficace contre ces perturbations (faradisées par les bâtiments environnant, diversité de protections moins coûteuses et simples à remplacer lors de destruction).

Dans un aspect important de la compatibilité électromagnétique (A.1) d'un système électrique [1] et dans le but de bien dimensionner les dispositifs de protection, en essayant de prévoir les niveaux des surtensions induites par ces champs électromagnétiques, plusieurs études théoriques utilisant des techniques numériques ont été effectuées en se basant essentiellement sur deux points:

Chapitre-1

1- La modélisation de la décharge de foudre et la distribution spatio-temporelle du courant, ainsi que le calcul des champs électromagnétiques émis.

2- La modélisation basée sur la théorie des lignes de transmission pour le calcul du couplage électromagnétique champs-lignes .

Dans le but de simuler les surtensions induites par une onde de foudre sur une ligne aérienne de moyenne tension, notre travail se propose de présenter quelques techniques numériques appliquées dans ce calcul qui utilisent le domaine fréquentiel comme domaine de résolution, en analysant d'abord les caractéristiques de la source de rayonnement, en suite nous déduisons les expressions des champs électriques rayonnés et en fin nous entamons le calcul du couplage de ces champs avec les lignes aériennes en présence du sol, en supposant en premier lieu le sol parfaitement conducteur et puis un sol à conductivité finie.

2- Modélisation

de la décharge de foudre

Avant de procéder dans le calcul des surtensions induites par une décharge de foudre sur les lignes aériennes, la technique numérique effectuée dans ce but nécessite la connaissance des caractéristiques de cette décharge. Cependant, plusieurs modèles du courant de foudre ont été élaborés, dans ce chapitre on propose un modèle simple généralement utilisé, basé sur la théorie des lignes de transmission à constantes réparties.

2.1- Pourquoi modélisation d'une décharge de foudre

Les perturbations engendrées par la foudre jouent un rôle croissant et constituent des nuisances généralement incontrôlables dans les réseaux électriques, donc il est nécessaire de bien connaître le phénomène pour parvenir à contrôler ces nuisances qu'il engendre.

Malheureusement vu que la foudre est un phénomène perturbateur non seulement inévitable, mais aussi de nature aléatoire, son étude devient donc très délicate, pour s'en passer on utilise des techniques d'étude numériques basées sur la modélisation de ce type de perturbation qui vont nous permettre de connaître la forme du courant de foudre et ces caractéristiques suivant les paramètres de l'étude présentée (la résistance du sol, la hauteur du canal...) et en estimant ainsi une approche au coup de foudre réel.

2.2- Mécanisme physique de la foudre

Le nuage orageux est en général constitué en partie haute de cristaux de glace chargés positivement et en partie basse de gouttelettes d'eau chargées négativement, cette séparation

de charges due au mouvement d'air, crée une différence de potentiel à l'intérieur du nuage et entre le nuage et le sol, lorsque cette différence de potentiel est suffisante il se produit une décharge entre le nuage et le sol. c'est ce qu'on appelle la foudre .

Les coups de foudre les plus fréquents sont généralement les coups de foudre descendant (80%) [2] négatif .

Lorsque la foudre est dans le voisinage d'une ligne aérienne , la circulation d'un courant très intense entre le nuage et le sol rayonne des champs électromagnétiques qui vont induire des surtensions. Vu leurs amplitudes, ces surtensions sont à prendre en considération surtout pour les lignes de moyenne tension des réseaux de distribution.

2.3- Modèle proposé

Ce modèle du courant du coup de foudre proposé [3] est basé sur le fait qu'un courant de foudre résulte de la décharge d'un condensateur chargé représentant le système nuage-sol et il est constitué de :

- Un condensateur qui représente le système nuage-sol .
- Une ligne de transmission à constantes réparties qui représente le canal de foudre formé d'air ionisé de conductance négligeable.
- Une résistance d'injection qui représente la résistance du sol.
- Une résistance de décharge qui représente la résistance du nuage.

2.3.1- Schéma du système

Chapitre-2

Le système nuage-sol est modélisé par un condensateur d'armatures circulaires de diamètre D , séparées d'une distance h , le canal de foudre est formé d'un cylindre d'air ionisé, que prend l'arc de foudre pendant la décharge, de diamètre D , d'impédance Z , de capacité C et de résistivité ρ .

Selon ce schéma (voir figure.2.1) on a:

R :représente la résistance d'injection du sol.

R_1 :représente la résistance du nuage.

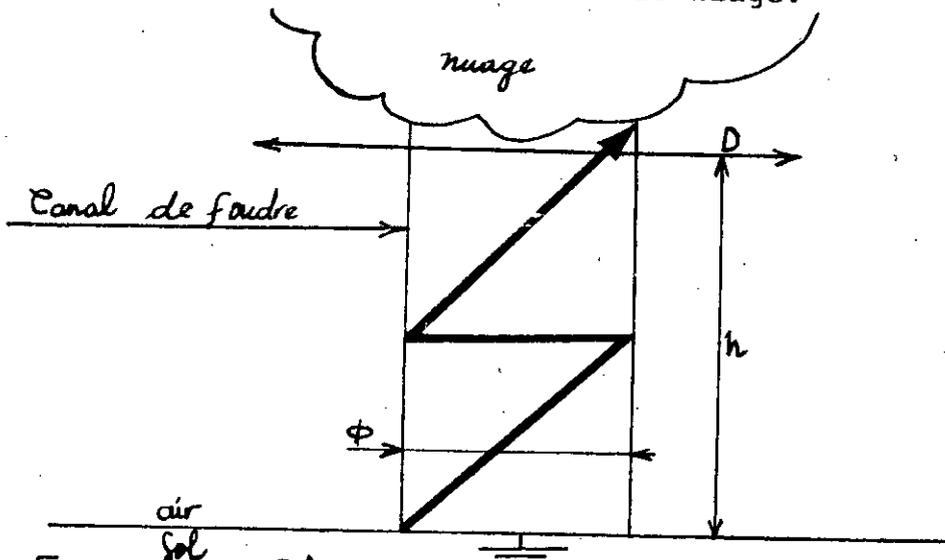


Fig. 2.1 - Schéma du modèle d'une décharge de foudre.

2.3.2- Circuit électrique

Ce circuit est constitué (voir figure 2.2) de:

- un interrupteur K , qui correspond à l'établissement de la décharge de foudre à travers la résistance du nuage
- une capacité C_1 , elle est assimilée à la capacité d'un condensateur plan d'armatures supposées deux disques de diamètre D séparées d'une distance h .

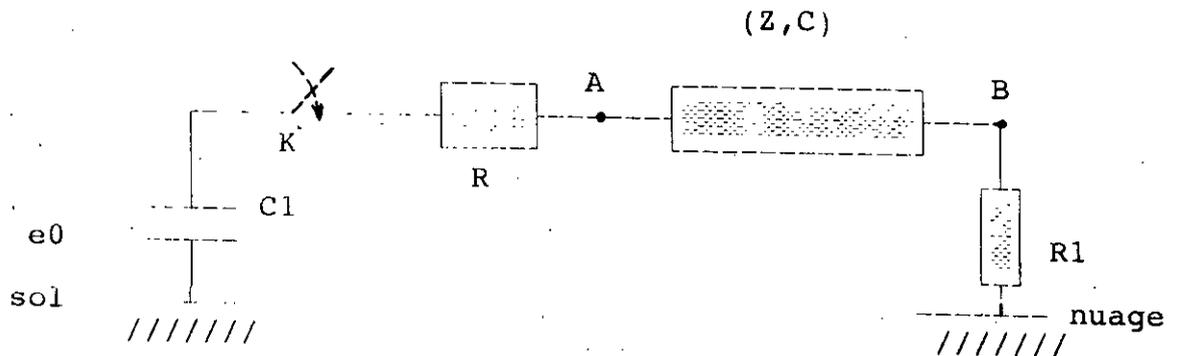


Fig.2.2- Circuit électrique équivalent à une décharge de foudre

On a :

$$C_1 = \epsilon_0 \frac{S}{h} = \epsilon_0 \pi \frac{D^2}{4h} \quad (2-1)$$

avec S = section de l'armature

c) une résistance de décharge du nuage R_1 , elle peut prendre des valeurs de 0.5 à 5 k Ω suivant les coups de foudre produits.

d) une impédance du canal de foudre .

Vue les hautes fréquences et les courants induits du phénomène étudié, la ligne de transmission (canal de foudre) doit présenter une impédance dite impédance opérationnelle qui tient compte du courant qui circule au milieu du canal et de l'existence d'effet de peau en même temps : $Z = R_T + jL\omega$
par unité de longueur la résistance d'effet de peau est [4]:

$$R_{eff} = \sqrt{\mu_0 \epsilon \frac{j\omega}{(\Phi\pi)^2}} \quad (2-2)$$

et la résistance linéique indépendante de la fréquence est :

$$R_l = \rho \frac{4}{\pi \phi^2}$$

$$R_T = \sqrt{\left(\frac{4\rho}{\pi\phi^2}\right)^2 + R_{eff}^2} = \frac{4\rho}{\pi\phi^2} \sqrt{1 + \frac{\mu_0\phi^2 j\omega}{16\rho}} \quad (2-3)$$

l'inductance du canal de foudre L peut être calculée à partir de l'impédance caractéristique Z_c de l'onde de courant propagée à haute fréquence dans le canal de foudre.

Pour une ligne de transmission on sait que:

$$Z_c = \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}}{C}$$

avec C: capacité de l'air, assimilé à un système de deux câbles coaxiaux de diamètre intérieur et extérieur respectivement ϕ et D tel que:

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0}{\log\left(\frac{D}{\phi}\right)}$$

et:

$$L = \frac{\epsilon_0\mu_0}{C} = \frac{\mu_0}{2\pi} \log\left(\frac{D}{\phi}\right) \quad (2-5)$$

donc:

$$Z = \frac{4\rho}{\pi\phi^2} \sqrt{1 + \frac{\mu_0\phi^2 j\omega}{16\rho}} + \frac{\mu_0}{2\pi} j\omega \log\left(\frac{D}{\phi}\right) \quad (2-6)$$

e) résistance d'injection du sol R.

Pour faciliter l'étude du modèle proposé, on suppose que l'impédance du sol est une résistance d'injection pure indépendante de

la fréquence et de valeur moyenne 100 Ω .

2.3.3- Mise en équations:

Le problème revient à étudier le courant qui circule dans le circuit électrique du modèle proposé lorsque l'interrupteur K se ferme.

Initialement, le condensateur sol-nuage est supposé chargé à une ddp e_0 tel que: $e_0 = E \cdot h$ avec E: champ électrique au niveau du sol, pris entre 10 et 30 kv/m.

Suivant le circuit équivalent de la figure précédente on a:
au point A:

$$e_A = e_0 - \frac{1}{C_1} \int i dt + Ri \quad (2-7)$$

au point B:

$$e_B = Ri_{R_1} \quad \text{avec:} \quad i_{R_1} = i - i_C \quad (2-8)$$

Pour la résolution du problème, représenté par les équations de circulation du courant (2-7) et (2-8), on fait appel à la transformée de LAPLACE, qui permet une résolution dans le domaine fréquentiel, en remplaçant $j\omega$ par l'opérateur laplacien p . Dans ce cas, on peut faire recourt aux équations des télégraphistes d'une ligne de transmission à constantes réparties [5]

on aura alors au point A:

avec $I(0)$ est la transformée de LAPLACE du courant à l'entrée du canal de foudre et qui vaut:

$$E_A = E_0 - \left(R + \frac{1}{C_1 p} \right) I(0) \quad (2-9)$$

$$I(0) = \frac{E_A}{Z_E}$$

avec

Z_E : impédance d'entrée du canal de foudre, qui peut être calculée à partir des équations des télégraphistes appliquée à ce canal.

On a l'impédance d'une ligne, vue à l'entrée est:

$$\begin{aligned} Z_E &= \frac{V(0)}{I(0)} = \frac{E_A}{I(0)} = \frac{V(h) \operatorname{ch}(\gamma h) + Z_c I(h) \operatorname{sh}(\gamma h)}{\frac{V(h)}{Z_c} \operatorname{sh}(\gamma h) + I(h) \operatorname{ch}(\gamma h)} \\ &= \frac{1+x}{1-x} \sqrt{\frac{Z}{Cp}} \end{aligned} \quad (2-10)$$

avec:

$$x = \frac{\lambda - 1}{(\lambda + 1) \exp(2\gamma h)}$$

$$\text{et } \lambda = \frac{Z_s}{\sqrt{\frac{Z}{Cp}}}$$

$$\text{et } \gamma = \sqrt{Z(G + Cp)} = \sqrt{Z Cp}$$

Z_s : impédance de fermeture de la ligne (ici $Z_s = R_1$).

$V(h)$ et $I(h)$: tension et courant à la fin du canal (point B).

Z_c : impédance caractéristique du canal de foudre tel que:

$$Z_c = \sqrt{\frac{R + Lp}{G + Cp}} = \sqrt{\frac{Z}{Cp}}$$

γ : constante de propagation.

Au point B la tension transmise par le canal est (A.2.1):

$$E_B = \frac{2\lambda E_a}{(\lambda+1)e^{(\gamma h)} + \frac{(\lambda-1)}{e^{(\gamma h)}}} \quad (2-11)$$

Donc l'intensité du courant au niveau nuage est:

$$I_R = \frac{E_B}{R_1}$$

I_R : transformée de LAPLACE de i_k .

Pour trouver l'allure de $i_k=f(t)$, où t est le temps, on fait appel à la transformée de LAPLACE inverse.

2.4- Exemples de résultats et interprétations

En élaborant un algorithme de calcul de l'inverse de la transformée de LAPLACE [6], nous avons pu trouver l'allure temporelle du courant de foudre.

Le choix des paramètres du modèle proposé et les commentaires sur les résultats obtenus sont basés sur des enregistrements expérimentaux du courant de foudre effectués durant de longues années [7].

Exemple 1

La figure (2.1.a) nous montre les variations du courant de foudre au niveau du sol en fonction du temps et la résistance du nuage R_1 .

La figure (2.2.a) nous montre le détail du front de montée du même courant.

Dans cet exemple on a pris un cas où le nuage est plus étendu

($D=1000$ m), les résultats obtenus sont donnés pour une résistance de décharge du nuage $R_1=1$ k Ω et 400 Ω .

Nous remarquons que l'allure du courant de foudre obtenue se rapproche du coup de foudre réel [8], avec une durée de montée de 10 μ s et un temps à mi-amplitude de 30 μ s.

Exemple 2

Dans cet exemple les variations du courant de foudre en fonction du temps sont représentées pour un cas où le nuage est plus haut ($H=4000$ m).

Les résultats sont donnés dans les figures (2.1.b) et (2.2.b) pour les mêmes résistances R_1 que précédemment avec une durée de front de 20 μ s, l'allure générale du courant obtenue est insatisfaisante en la rapprochant aux enregistrements expérimentaux [8].

Exemple 3

Cet exemple correspond aux variations du courant de foudre en fonction du temps pour un diamètre du canal ($\varnothing=0.06$ m).

Les résultats pour $R_1=1$ k Ω et 400 Ω sont donnés à la figure (2.1.c); la figure (2.2.c) montre le détail du front .

L'influence du diamètre du canal de foudre nous a permis d'avoir une bonne approche au coup de foudre réel [8] avec une durée du front de l'ordre de 9 μ s et une valeur de crête assez élevée par rapport au courant obtenu dans les exemples traités, elle est de l'ordre de 40 kA.

Exemple 4

On test dans cet exemple en particulier l'influence de la résistivité du canal sur l'allure du courant de foudre .

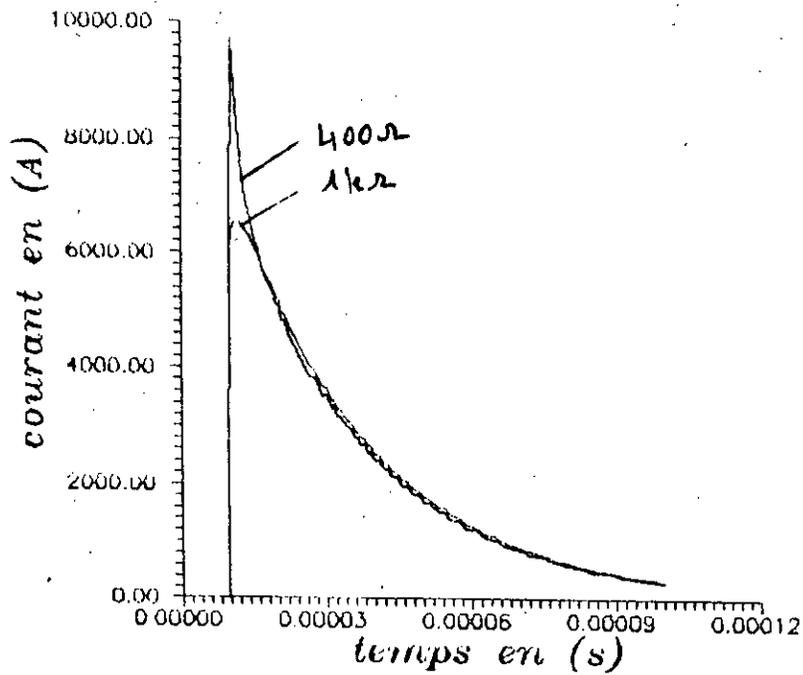
Chapitre-2

Les résultats obtenus pour $R_1=1 \text{ k}\Omega$ et 400Ω sont donnés à la figure (2.1.d) pour un canal de foudre moins résistif

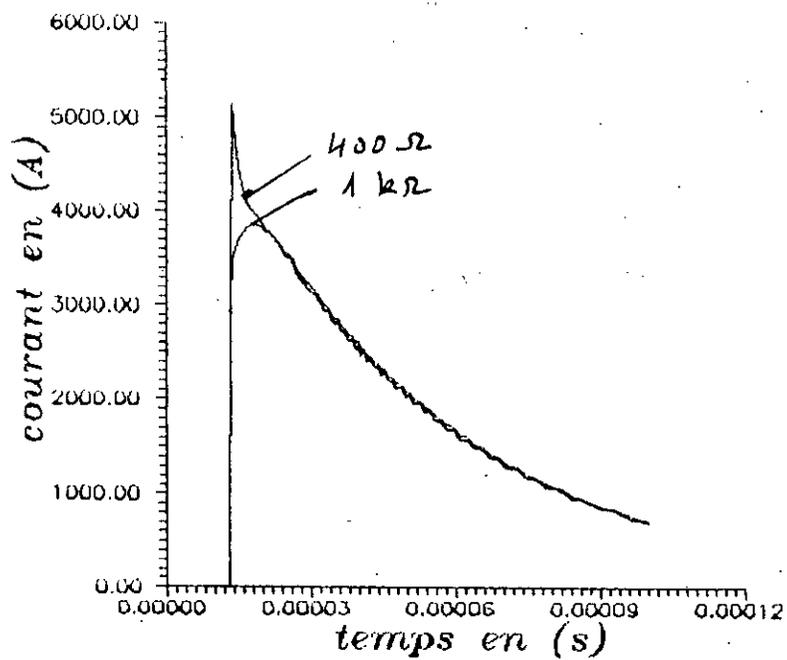
($\rho=3.10^{-3} \Omega$)

Nous remarquons que l'influence de la résistance du canal est principalement remarquée au niveau de la raideur du front (de l'ordre de $30\mu\text{s}$), ce qui est loin d'être proche du coup de foudre réel).

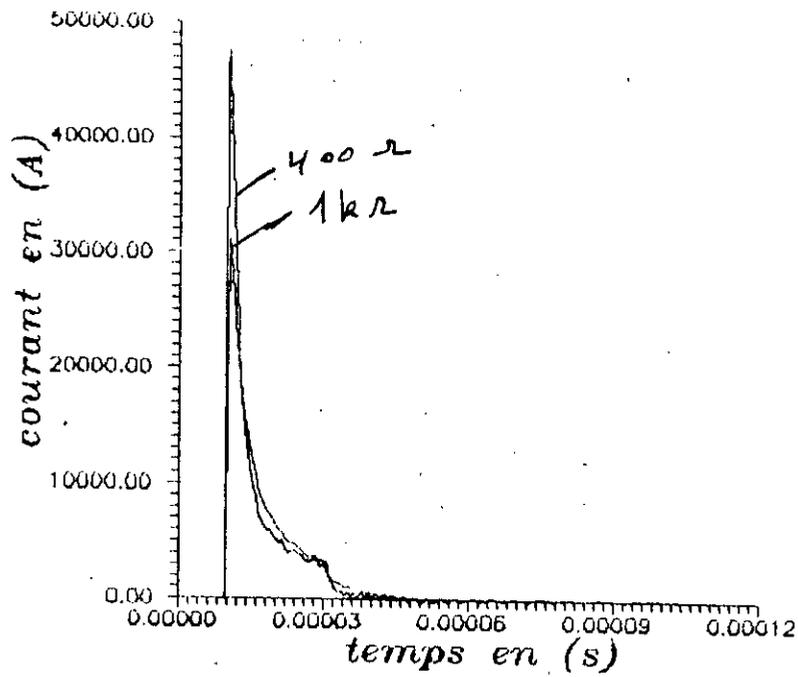
La figure (2.2.d) montre le détail du front de ce courant obtenu.



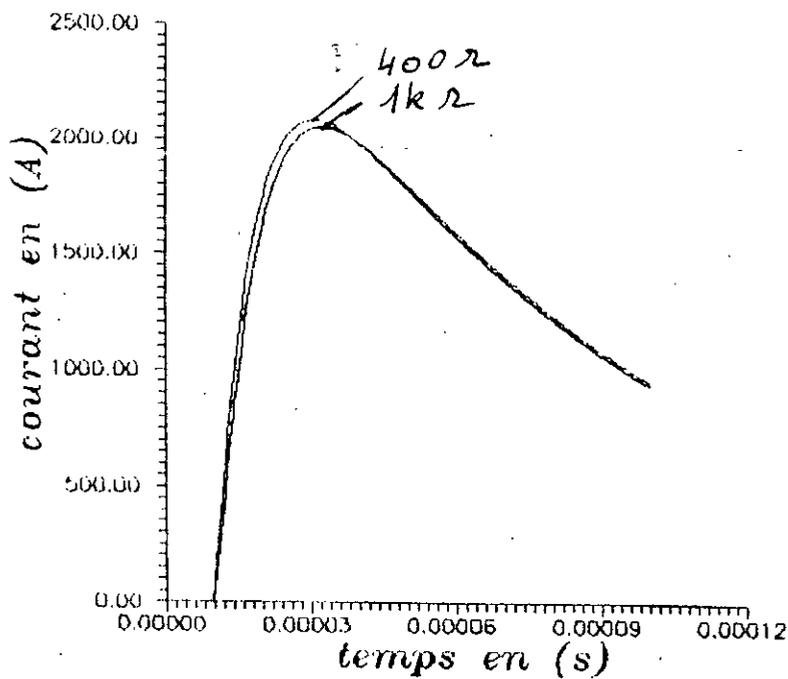
Fig(2.1.a) courbe de variation du courant de foudre au niveau du ~~sol~~ (D=1000 m)
image



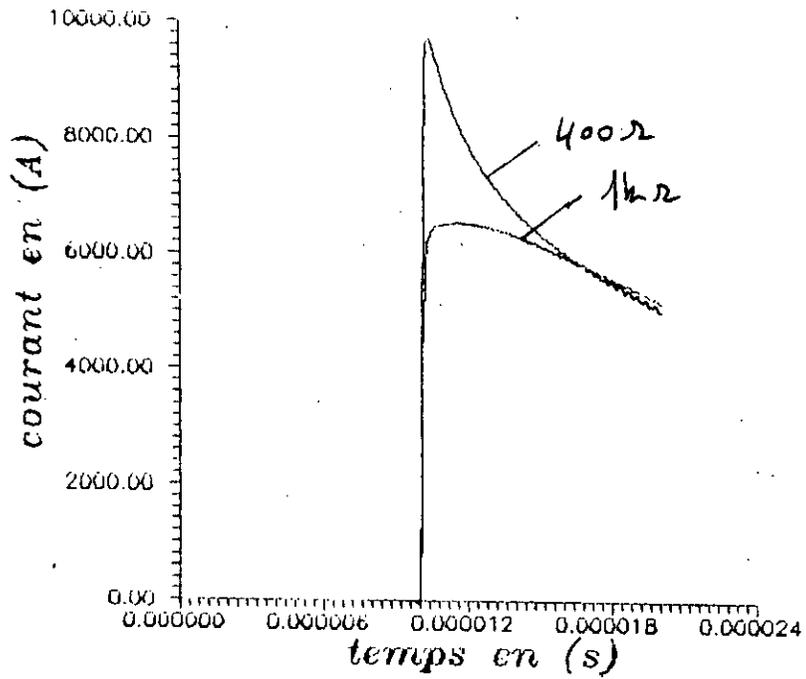
Fig(2.1.b) courbe de variation du courant de foudre au niveau du ~~sol~~ (h=4000 m)
image



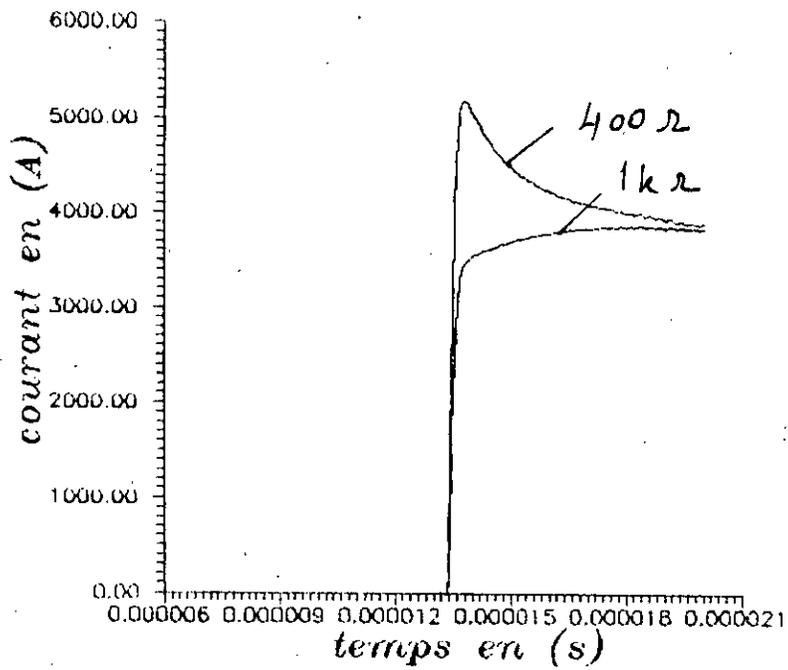
Fig(2.1.c) courbe de variation du courant de foudre au niveau du sol ($d=0.06$ m)
mage



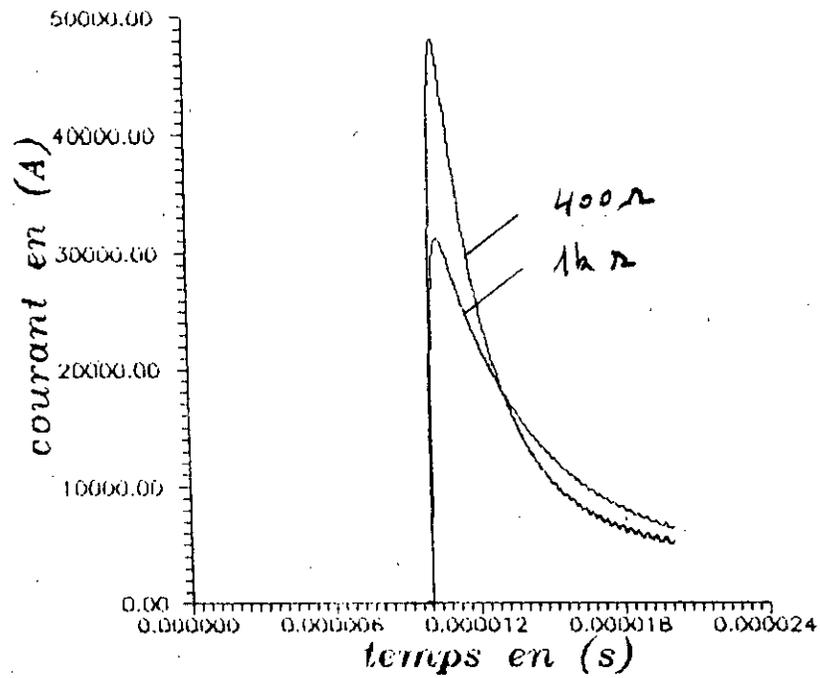
Fig(2.1.d) courbe de variation du courant de foudre au niveau du sol ($\rho_0=3e-3$ OHM.m)
mage



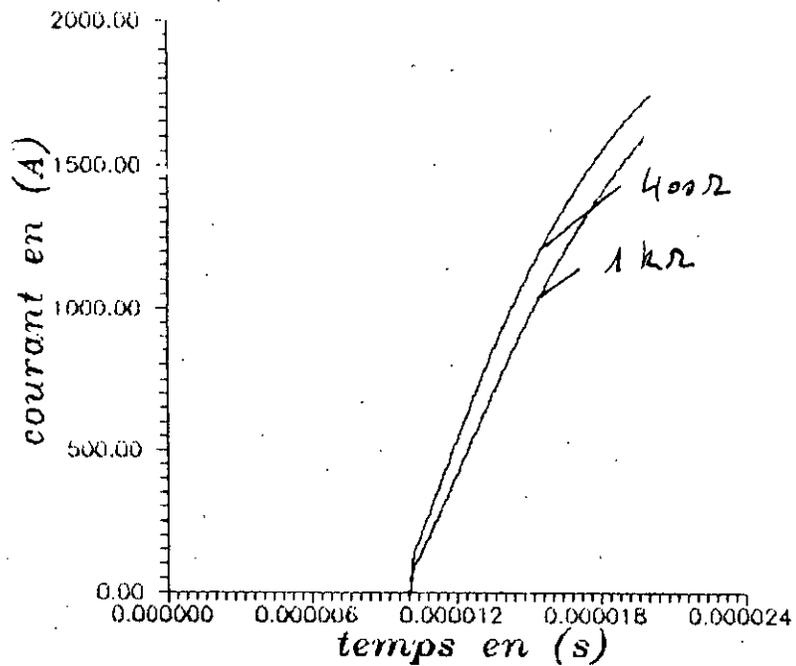
Fig(2.2.a) detail du front de montée du courant de foudre ($D=1000$ m)



Fig(2.2.b) detail du front de montée du courant de foudre ($h=4000$ m)



Fig(2.2.c) detail du front de montée du courant de foudre ($d=0.06$ m)



Fig(2.2.d) detail du front de montée du courant de foudre ($\rho=3e-3$ OHM.m)

En comparant les résultats obtenus par ces exemples traités, on constate que:

1- La résistance du nuage R_1 influe beaucoup sur la valeur de crête du courant de foudre.

2- Entre l'ajustement du diamètre du nuage, sa hauteur ou bien le diamètre du canal, le front n'est pas assez modifié, mais la durée de mi-amplitude est sensiblement variable.

3- Le diamètre du canal influe fortement sur la valeur de crête du courant.

Malgré qu'en se basant sur les résultats obtenus par la modélisation d'une décharge de foudre on remarque que le courant présente une grande diversité de forme et d'amplitude, on va utiliser pour ce qui suit un courant de foudre de forme bi-exponentielle avec un temps de montée de l'ordre de 2 à $10\mu s$, une durée de mi-amplitude de l'ordre de 30 à $50\mu s$ et d'une valeur de crête allant jusqu'à $50kA$.

3- Calcul des champs
électromagnétiques
rayonnés par la foudre

Comme nous allons le voir plus tard dans le prochain chapitre, la résolution des équations du couplage champ-lignes nécessite la connaissance des composantes du champ électromagnétique rayonné par le courant de foudre dont la distribution temporelle a été obtenue précédemment.

Dans ce chapitre, avant de procéder dans le calcul des champs électromagnétiques on essaiera de parler brièvement sur les ondes électromagnétiques et sur la notion de rayonnement et on termine avec la présentation d'un modèle simple utilisé pour le calcul de ce champ déduit des équations de MAXWELL appliqué à un dipôle élémentaire de HERTZ.

3.1- Notions préliminaires

En énonçant la réalité du champ électromagnétique, on sous entend qu'une énergie lui est liée.

En subissant des variations, le champ peut céder cette énergie à un phénomène non électromagnétique quelconque ou au contraire absorber de l'énergie. Les champs électromagnétiques sont capables de transporter de l'énergie électromagnétique dans l'espace.

Aussi, est il naturel de considérer que la cause première d'existence du champ électromagnétique est constituée par la transformation d'une énergie non électromagnétique en une énergie électromagnétique. En ce sens les sources du champ sont constitués par des forces extérieures, c'est le courant électrique variable.

La transmission d'énergie par un champ excité par une source est interprétée comme "rayonnement de la source". Par rayonnement on entend le mouvement de l'énergie depuis la source .

3.2- Ondes électromagnétiques

Pour obtenir des ondes électromagnétiques (c'est à dire un champ électromagnétique), il faut créer dans l'espace, un champ électrique assez rapidement variable (courant de déplacement) ou respectivement un champ magnétique variable (courant de conduction), les hypothèses précédentes découlent des équations de MAXWELL .

Les ondes électromagnétiques ont été obtenues pour la première fois en 1888 par H. HERTZ . Pour le rayonnement des O.E.M (ondes électromagnétiques), HERTZ a utilisé un oscillateur appelé oscillateur de HERTZ, il était constitué de deux sphères séparées entre elles par un intervalle de décharges, les deux moitiés de

l'oscillateur étaient chargées depuis une source de haute-tension. Lorsque la ddp entre les éléments de l'éclateur atteignait la valeur de la tension disruptive, une étincelle jaillissait et reliait les deux éléments du doublet qui devenait le siège d'oscillations électriques amorties à hautes fréquences, isolées de la source par des selfs d'arrêt .

Pour la détection des ces ondes, HERTZ a utilisé un doublet identique au doublet d'émission, sous l'action des O.E.M que ce doublet collecte par couplage, les électrons commencent à effectuer des oscillations forcées, ci bien qu'on obtient un courant et une tension développés au sein des deux éléments de ce dernier. Lorsque les dimensions du doublet de réception sont égales a celles du doublet d'émission, ces courants et ces tensions sont maximums du fait que pour ce cas il se produit un phénomène de résonance au niveau de la réception (on va voir lors de l'étude du couplage O.E.M-lignes qu'il y'a apparition de ce phénomène pour des fréquences particulières).

La mesure et l'étude du champ électromagnétique généré par cet arc miniature pourrait à priori donner une idée sur le champ électromagnétique généré par un arc de foudre du fait que les champs rayonnés sont proportionnels au courant.

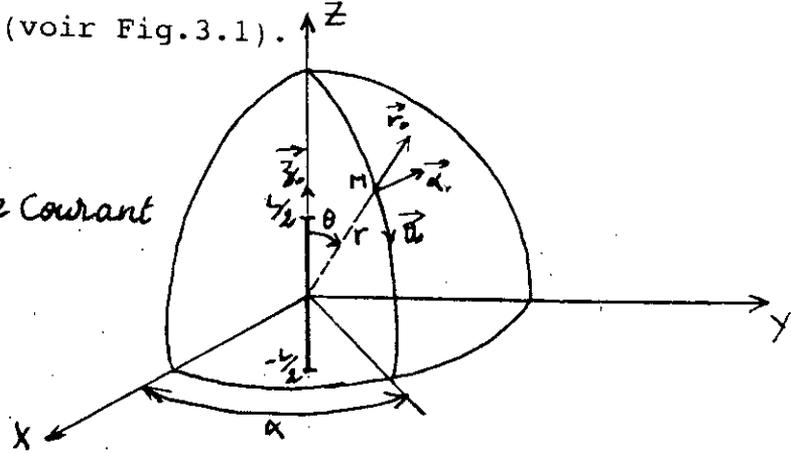
Plusieurs auteurs [9,10], lors de l'étude des champs rayonnés par la foudre, assimilent le foudre comme la somme d'un très grand nombre de dipôles de HERTZ .

3.3- Calcul du champ électromagnétique rayonné par un dipôle de HERTZ

Pour le calcul, considérons un élément de courant rectiligne

circulant le long d'un petit tronçon $(-1/2, 1/2)$, cet élément de courant qui est très mince, vérifie le fait que la densité du courant J^{ext} est constante (voir Fig.3.1).

Fig. 3.1 - Élément de courant rectiligne.



On peut écrire d'après les équations de MAXWELL dans le domaine fréquentiel pour cette distribution du courant [1] que l'expression des équations de MAXWELL sera:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \vec{H} - \frac{\epsilon_0 \mu_0}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} &= -\text{rot} \vec{J} \\ \nabla^2 \vec{E} - \frac{\epsilon_0 \mu_0}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} &= \frac{1}{\epsilon_0} \Delta \rho + \mu \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} \end{aligned} \quad (3-1)$$

avec rho: densité de charge dans le volume v.

ϵ et μ : permittivité et perméabilité du vide (ou l'air).

c: célérité de la lumière.

Donc pour déterminer le champ électromagnétique transportant l'énergie, il faut trouver la solution des deux équations précédentes avec introduction du retard que met l'onde électromagnétique pour parcourir la distance depuis la source

$$\Delta t = \frac{|z-r|}{c} \quad \text{retard vect direct}$$

On obtient la solution [11] en terme de potentiel retardé de LORENTZ:

$$\vec{H}(r, t) = \frac{1}{4\pi} \int \frac{\text{rot} \vec{j}^{\text{ext}}|_{t-\frac{|r-r'|}{c}}}{|r-r'|} dv \quad (3-2)$$

avec $c = \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}^{-1}$

On suppose par là qu'en déterminant le champ $H(r, t)$, on doit tenir compte du retard de chaque élément de la source à l'instant précédente ($t-dt$) ou dt est le retard.

En utilisant les formules différentielles de l'analyse vectorielle et le théorème de GREEN, on peut éviter le calcul de $\text{rot}(\vec{j}_{\text{ext}})$ à cause de sa complexité (A.3.1), on a alors:

$$\vec{H}_m(r) = \frac{1}{4\pi} \int_{V'} \left(\frac{1}{|r-r'|^2} + \frac{jk}{|r-r'|} \right) [\vec{j}^{\text{ext}}(r'), \vec{r}'_0] e^{-jk|r-r'|} dv \quad (3-3)$$

D'après cette formule, on peut dire que si la distribution du courant extérieur est connue, la formule permet de déterminer directement le champ magnétique de rayonnement.

Le champ électrique est ensuite calculé à l'aide du système d'équations de MAXWELL.

Revenons à notre élément de courant (dipôle élémentaire de HERTZ), d'après sa configuration la variation du courant est essentiellement suivant l'axe z de l'élément (voir fig.3.1), d'où on peut écrire que:

$$[\vec{j}^{\text{ext}}, \vec{r}'_0] = I_m^{\text{ext}} [\vec{z}_0, \vec{r}'_0] = \vec{\alpha}_0 \sin(\theta)$$

On trouve en remplaçant dans l'expression de $H(r,t)$ précédente:

$$\vec{H}_m(r) = \vec{\alpha}_0 \frac{I_m^{ext} l}{4\pi} \left(\frac{1}{r^2} + j \frac{k}{r} \right) e^{-jkr} \sin(\theta) \quad (3-4)$$

α_0 : vecteur directeur indiqué dans la figure (3.1)

k : exposant de propagation.

Donc, c'est un champ magnétique de rayonnement dirigé suivant le vecteur directeur tangentiel à la sphère de rayonnement.

D'après les équations de MAXWELL on trouve que:

$$\vec{E}_m = - \frac{j}{\omega \epsilon_0} \text{rot} \vec{H}_m$$

après calcul du rotationnel (A.3.2)

$$\begin{aligned} \vec{E}_m = - \frac{I_m^{ext} l}{4\pi \epsilon_0 \omega} & \left[\vec{r}_0 \frac{2}{r^2} \left(\frac{j}{r} - k \right) \cos(\theta) \right. \\ & \left. + \vec{\theta}_0 \frac{1}{r} \left(\frac{j}{r^2} - \frac{k}{r} - jk^2 \right) \sin(\theta) \right] e^{-jkr} \end{aligned} \quad (3-5)$$

car remarquons que ce champ a deux composantes l'une dirigée suivant r_0 l'autre suivant θ_0 .

On voit bien que $H_m(r)$ et $E_m(r)$ sont perpendiculaires, on peut dès lors définir deux champs électromagnétiques, l'un caractéristique des zones proches (distance très petite devant la longueur d'onde) l'autre des zones lointaines (distance très grande devant la longueur d'onde).

3.3.1- Zone proche

$$\begin{aligned} \text{donc} \quad & r \ll \lambda \\ & kr = \frac{2\pi}{\lambda} r \approx 0 \\ & e^{-jkr} \approx 1 \end{aligned}$$

en remplaçant dans les équations du champ :

$$\vec{H}_m(r) = \vec{\alpha}_0 \frac{I_m^{ext} l}{4\pi r^2} \sin(\theta) \quad (3-6)$$

$$\vec{E}_m(r) = -\frac{I_m^{ext} l}{4\pi\epsilon_0\omega} \frac{j}{r^3} [\vec{r}_0 2\cos(\theta) + \vec{\theta}_0 \sin(\theta)] \quad (3-7)$$

Remarquons que dans la zone proche, les deux champs sont déphasés entre eux de $\pi/2$ (l'existence de j dans l'expression de E et son absence dans celle de H). Dans cette zone le champ électrique à chaque instant a la structure du champ produit par un dipôle électrostatique alors que le champ magnétique a la structure du champ quasi-stationnaire trouvé à l'aide de la loi de BIOT-SAVART, car pour les distances proches de la source l'effet du retard n'est pas ressenti, on se considère alors dans le cas du régime stationnaire pour le champ électrique et quasi-stationnaire pour le champ magnétique .

3.3.2- Zone lointaine

en négligeant $1/r^3$ et $1/r^2$ devant $1/r$ on aura:

$$r \gg \lambda$$

$$\vec{H}_m = \vec{\alpha}_0 \frac{I_m^{ext} l}{4\pi} \frac{k}{r} \sin(\theta) e^{-jkr} \quad (3-8)$$

$$\vec{E}_m = +\vec{\theta}_0 j \frac{I_m^{ext} l}{4\pi\epsilon_0\omega} \frac{k^2}{r} \sin(\theta) e^{-jkr} \quad (3-9)$$

Remarquons que pour ce cas, E et H ont mêmes phases temporelles et sont perpendiculaires entre eux, c'est à dire qu'il y'a rayonnement de l'énergie dans la zone lointaine.

Remarquons aussi, qu'on faisant le rapport E/H on trouve:

$$\frac{E_m}{H_m} = \frac{k}{\omega \epsilon_0} = W \quad (3-10)$$

ici W représente l'impédance d'onde ce qui est caractéristique d'une onde localement plane mais plutôt inhomogène car E et H sont variables à la surface du front.

Remarque:

De ce qui précède, on a pu remarquer qu'un petit élément de courant pouvait rayonner une énergie électromagnétique proportionnelle

au courant, donc plus le courant est intense plus la valeur de cette énergie (caractérisée par E et H) devient grande donc son influence.

Aussi suivant l'équation(3-10) dans la zone lointaine on peut considérer que l'onde de rayonnement est plane, et c'est ce qui va être utilisé plus tard dans la modélisation de l'onde de foudre lointaine avec une bonne approximation.

3.4- Application aux calculs des champs rayonnés par une décharge de foudre

La notion d'élément de courant et la zone lointaine vus précédemment sont utilisés pour le calcul du champ électromagnétique émis par la foudre [9,10], le principe repose sur le fait qu'on peut considérer un canal de foudre comme la

somme d'un très grand nombre de dipôles de HERTZ, dont la forme du courant est une bi-exponentielle.

Le champ électromagnétique total émis par la foudre s'obtient en sommant la contribution de chaque doublet constituant la foudre suivant la hauteur H du canal de foudre (on utilise l'expression du champ dans la zone lointaine, car généralement l'onde de foudre est prise comme plane et aussi pour avoir des expressions simples qui peuvent donner des résultats avec de bonnes approximations et minimiser le temps de calcul et ça en faisant des comparaisons avec des résultats expérimentaux).

Pour l'application numérique, on remarque que les expressions des champs calculées précédemment sont exprimés dans le domaine fréquentiel, ce qui veut dire que des transformations à l'aide des transformées de FOURIER directes et inverses sont nécessaires pour le passage au domaine temporel.

3.4.1- Mise en équations

En considérant un élément de courant dh on aura dans la zone lointaine

$$\vec{E}_m = \vec{\theta}_0 \frac{j I k^2}{4\pi\epsilon_0\omega r} \sin(\theta) e^{-jkr} dh \quad (3-11)$$

De plus en considérant un courant de forme bi-exponentielle se propageant à vitesse constante v dans le canal, l'expression est obtenue dans le domaine fréquentiel par la transformée de FOURIER tel que:

$$I = I_0 \frac{(\alpha - \beta)}{(\alpha + j\omega)(\beta + j\omega)} e^{-j\frac{h}{v}}$$

avec I_0 : valeur de crête du courant de foudre.

v : vitesse de l'arc en retour.

En un point donné de l'espace, le champ total rayonné par le canal de foudre sera obtenu par intégration numérique du champ émis par chaque doublet élémentaire, équation (3-11) depuis $h=0$ jusqu'à la hauteur totale H du canal.

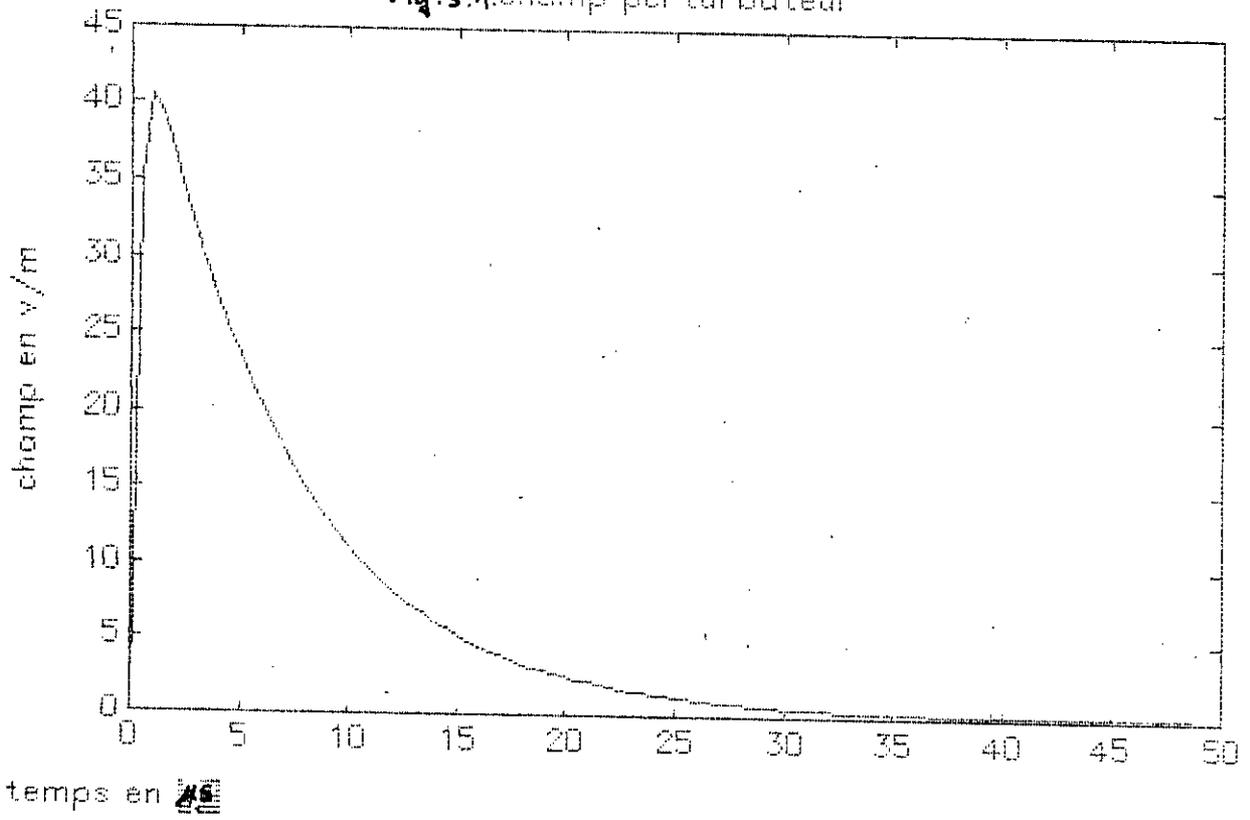
$$E = \int_0^H E_m dh$$

3.4.2- Résultats et interprétations:

Pour la numérisation, on doit d'abord appliquer la transformée de FOURIER à l'expression du courant de foudre pour l'avoir dans le domaine fréquentiel, on calcul après l'intégrale de l'expression du champ rayonné de l'élément suivant la hauteur $H=3$ km, puis on passera à la transformée de FOURIER inverse pour passer au domaine temporel.

Après numérisation du champ total rayonné par le canal de foudre où on a pris un courant de forme bi-exponentielle et une ligne située à une distance de 3 km pour pouvoir considérer l'onde comme plane, les résultats obtenus (figure.3.4.) étaient satisfaisant, en particulier la forme bi-exponentielle du champ qui est en accord avec la distribution du courant, ceci va justifier le fait qu'on a pris dans ce qui suit une expression bi-exponentielle du champ.

Fig. 3.4. champ perturbateur



4. Étude du couplage d'une onde de foudre aux lignes aériennes

Dans ce chapitre, il s'agit de traiter le couplage d'onde rayonnée par un coup de foudre aux lignes aériennes en présence du sol en supposant tout d'abord un sol parfaitement conducteur puis à conductivité finie.

L'étude de la distribution de courant perturbateurs se propageant sur des lignes de transmission et provoqués par une source naturelle, a fait l'objet de multiples travaux.

Pour des lignes de grandes dimensions, on utilise généralement la théorie des lignes de transmission plus adaptée à ce type de problème.

Avant de procéder dans la résolution de ce type de problème, il est nécessaire de mettre en évidence quelques hypothèses, qui vont nous permettre de modéliser ce mode de couplage.

Les tensions et les courants induits sont calculés pour chaque cas traité, en se basant sur les résultats obtenus dans les chapitres précédents.

1- La ligne aérienne est unifilaire formée d'un conducteur parallèle à la surface du sol, on peut donc espérer une méthode approchée à l'approximation basée sur la théorie des lignes de transmission. Celle-ci permet d'aborder le problème du couplage de deux manières équivalentes.

a- Les équations de couplage sont écrites en termes de tensions diffractées et courants induits sur la ligne.

b- Ces équations sont écrites en termes de tensions et courants

induits sur la ligne.

- À une distance du point d'impact du coup de foudre supérieur à 3 km, l'onde électromagnétique rayonnée peut être assimilée à une onde plane [12], malgré qu'elle ne l'est pas réellement.

Aussi on peut considérer toute onde quelconque comme la superposition d'ondes planes.

3- Lors du rayonnement, le champ électromagnétique rayonné possède deux composantes du champ électrique, et comme il a été démontré précédemment pour le dipôle élémentaire, on suppose qu'à grande distance seule la composante verticale du champ électrique contribue à la transmission d'énergie, de ce fait l'onde de champ incident sur la ligne prend les valeurs de l'expression du champ lointain.

4.1- Cas d'un sol parfaitement conducteur:

4.1.1- Hypothèses de travail

Dans ce cas, nous ajoutons aux hypothèses citées précédemment les suppositions suivantes:

1- Nous supposons un plan de masse est parfaitement conducteur, ce qui veut dire le cas idéal. Nous rappellerons les principes de base pour déterminer la répartition des courants induits, nous étudierons aussi l'influence des connexions à la masse sur ces courants parasites engendrés à chaque extrémité de la ligne.

2- Si E^i est le champ incident (perturbateur) et E^d le champ électrique diffracté par la ligne, connaissant l'impédance de surface Z_f qui tient compte de l'effet de peau (profondeur de pénétration du champ électromagnétique au niveau du

conducteur) [11,13], on a les conditions aux limites (appelées conditions aux limites de LÉONTOVITCH) tel que [13]:

$$E^i + E^d = Z_f I$$

On n'a pas tenu compte du champ magnétique car comme on le verra plus tard ce champ n'intervient pas dans le cas de notre étude.

3- Nous supposons un cas particulier d'onde plane à polarisation perpendiculaire dont le plan d'incidence est perpendiculaire à la surface du sol, ce qui veut dire que le champ électrique incident est parallèle au fil horizontal, ceci permet une bonne étude

du couplage tout en utilisant des expressions analytiques simples.

4- Vu le type de perturbation externe et la haute fréquence du phénomène, le modèle de ligne de transmission à constantes réparties est utilisé en imaginant un schéma équivalent où la perturbation externe est introduite sous forme de tension équivalente en série et d'une source de courant équivalente en parallèle.

5- La résolution des équations de couplage est faite dans le domaine fréquentiel en utilisant la transformée de FOURIER.

4.1.2- Schéma du modèle.

En considérant un sol parfaitement conducteur et une onde incidente E^{ip} et en utilisant la méthode des images, on tiendra compte de

la réflexion de cette onde au niveau du sol E^{re} .

On aura voire figure(4.1):

$$E^{re}(-h) = -E^{ip}(h) ; E^{re}(h) = -E^i(-h)$$

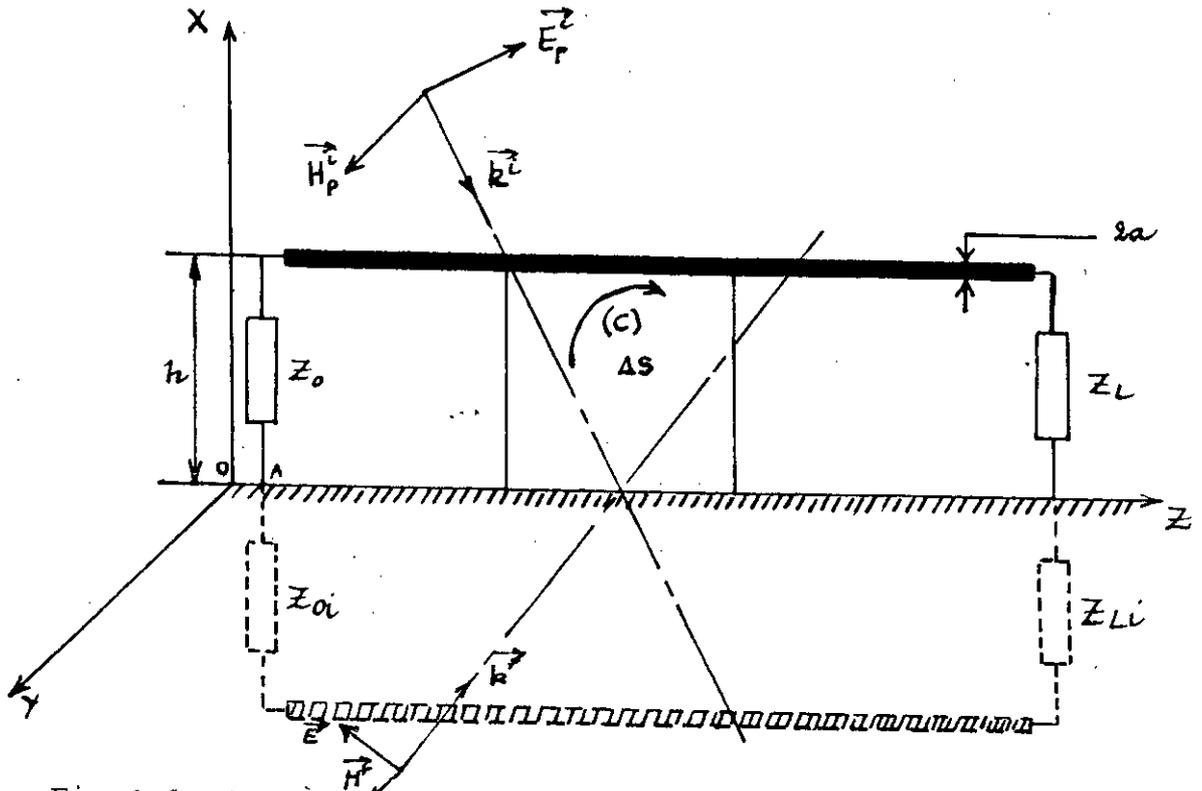


Fig.4.1- Système de coordonnées (application de la théorie des images, Z_{0i} et Z_{Li} sont les images de Z_0 et Z_L).

Dans le cas limite de la ligne parfaitement conductrice, le mode associé est le mode TEM (transverse électromagnétique) [13], donc il n'y a pas de composante E_z dans le conducteur parallèle à l'axe de la ligne, du fait que E_z^i est annulé par le rayonnement local de la ligne, ce qui est une conséquence directe des conditions au passage, le champ à l'intérieur du conducteur est nul, donc le champ incident va induire des courants qui vont d'après la loi de LENZ produire un champ qui va s'opposer au champ inducteur.

D'après le schéma ci-dessus, on a supposé que le champ E est contenu dans le plan XZ (plan de la ligne), tandis que H est

dirigé suivant l'axe Y, si tel n'est pas le cas on peut prendre les composantes qui correspondent à la condition ci-dessus, les autres composantes ne jouent aucun rôle perturbateur, car on a:

- Le champ E^i_y ne produit aucune tension du fait qu'il est perpendiculaire au contour C en chaque point, voir figure(4.1), donc:

$$\oint_C E^i \cdot dl = 0$$

- Alors que B^i_z et B^i_x sont tous les deux perpendiculaires à n_s en chaque point de la surface délimitant le contour C, donc leurs flux à travers S sont nuls.

Le champ total est due à la superposition du champ incident et le champ diffracté par la ligne: $E = E^i + E^d$

Puisque dans le modèle que nous développons, le couplage est étudié en considérant un sol parfaitement conducteur, on aura alors d'après la méthode des images: $E^i = E^{ip} + E^{re}$

E^{re} : c'est la composante réfléchi au niveau du sol.

4.1.3- Calcul des équations de couplage

Les équations des lignes sont obtenues à partir de l'intégration des équations de MAXWELL sur le contour fermé C délimitant la surface S, voir figure(4.1), on aura:

$$\text{rot} E = - \frac{\partial B}{\partial t}$$

en utilisant le théorème de STOKES

$$\int_{\Delta S} \text{rot } E \cdot ds = \oint_c E \cdot dl = - \int_{\Delta S} \frac{\partial B}{\partial t} ds$$

Cette équation est formée de deux termes. Pour l'application numérique le calcul de ces deux termes suivant le modèle pris est nécessaire. En appliquant un calcul judicieux au modèle de la ligne présenté ultérieurement, on peut écrire:

$$\int_c E \cdot dl = \int_0^h [E_x(x, 0, z+\Delta z) - E_x(x, 0, z)] dx - \int_z^{z+\Delta z} [E_z(h, 0, u) - E_z(0, 0, u)] du \quad (4-1)$$

Le plan de masse est infiniment conducteur, donc en vertu des conditions au passage, au niveau du sol:

$$E_z(0, 0, u) = 0$$

Alors qu'en utilisant la définition de l'impédance de surface [11,13], qui caractérise la profondeur de pénétration.

on peut écrire : $E_z(h, 0, u) = Z_f I(u)$

Introduisons pour simplifier le calcul, une tension transverse V^d (diffractée) entre le fil et le plan de masse produite par le courant en calculant la circulation du champ électrique créé par le fil dans le plan transversal sans la présence du plan de masse [13].

Il faut noter que V^d est la différence de potentiel associé à la ligne de transmission et ne correspond pas à la différence de potentiel totale entre le fil et le plan de masse, la composante verticale du champ incident n'intervenant pas dans la définition de V^d . L'équation précédente se met ainsi sous la forme

$$V^d = \int_h^0 E_x^d(x, 0, z) dx \quad (4-2)$$

et puisque $E_x = E_x^d + E_x^i$ on aura:

$$\oint E \cdot dl = V^d(z) - V^d(z + \Delta z) + \Delta z \int_0^h \frac{\partial E_x^i}{\partial z} dx - \Delta z Z_f I(z) \quad (4-3)$$

Passons maintenant au calcul du deuxième terme de l'égalité

$$\int B \cdot ds = ?$$

on sait que $B = B^i + B^d$

en utilisant l'expression du rotationnel

$$\text{rot} E = j\omega B_y^i = - \left(\frac{\partial E_z^i}{\partial x} - \frac{\partial E_x^i}{\partial z} \right)$$

on aura

$$\frac{\partial V^d}{\partial z} + Z_f I(z) - j\omega \int_0^h B_y^d dx = E_z^i \quad (4-4)$$

Le terme intégral, proportionnel au courant $I(z)$ traduit l'inductance linéique L_e de la ligne.

En partant de la définition de l'inductance qui est le flux magnétique qu'un circuit engendre et embrasse quand il est parcouru par un courant unité, alors puisque B_y^d est un champ magnétique diffracté par le fil et ayant que l'élément dz est une portion élémentaire

$$\begin{aligned} \int_0^h B_d^y \cdot dx &= \frac{1}{\Delta z} \int_0^h B_d^y dx \cdot \Delta z = \frac{1}{\Delta z} \int_{\Delta s} B_d^y \cdot dS \\ &= \frac{\Phi}{\Delta z} = \frac{L I(z)}{\Delta z} \end{aligned}$$

Donc en définitif

$$\int_0^h B_d^y \cdot dx = L_e I(z) \quad (4-5)$$

L_e et L traduisent respectivement l'inductance lineique et l'inductance de l'élément de la ligne tel que:

$$L_e = \frac{L}{\Delta z}$$

On obtient donc l'équation suivante

$$\frac{\partial V^d}{\partial z} + Z I(z) = E_z^i(h) \quad (4-6)$$

$Z = Z_f + jL_e \omega$ est l'impédance lineique de la ligne.

Une deuxième équation reliant les tensions et courants est obtenue classiquement en introduisant l'admittance lineique Y de la ligne. En partant du principe de la continuité du courant nous pouvons conclure que la somme des courants qui entrent dans la portion délimitée dz et des courants qui en sortent est nulle et considérant la capacité de la ligne et la conductance et leurs définitions on peut écrire:

$$\frac{\partial I(z)}{\partial z} + Y V^d = 0 \quad (4-7)$$

Z et Y sont liés par l'exposant de propagation γ lié à l'onde de courant tel que

$$Z \cdot Y = \gamma^2$$

avec: $\tau_p = \alpha + j\beta$ α : coefficient d'affaiblissement de l'onde courant
 β : nombre d'onde.

donc en définitif on obtient un système de deux équations liant les tensions et les courants induits:

$$\frac{\partial V_d}{\partial z} + Z I = E_z^i(h) \quad (4-8)$$

$$\frac{\partial I}{\partial z} + Y V_d = 0 \quad (4-9)$$

Remarque:

D'après cette formulation des équations de couplage, équations (4-8) et (4-9), on remarque que le terme source dans les équations ne dépend que de la composante E_z^i du champ incident à la hauteur h du fil.

Une autre formulation de ces équations, que l'on verra après, tient compte de B_y^i et E_x^i et qui en fait est exactement équivalente à la précédente.

En dérivant par rapport à z , on aboutit aux équations que doivent vérifier en tout point le courant et la tension sur la ligne:

$$\frac{\partial^2 I}{\partial z^2} - \gamma_p^2 I = -Y E_z^i(h) \quad (4-10)$$

$$\frac{\partial^2 V_d}{\partial z^2} - \gamma_p^2 V_d = \frac{\partial E_z^i(h)}{\partial z} \quad (4-11)$$

les solutions des équations précédentes se mettent sous la forme suivante [10]:

$$I(z) = [K_1 + P(z)] e^{-\gamma_p z} + [K_2 + Q(z)] e^{\gamma_p z} \quad (4-12)$$

$$V^d(z) = Z_c [K_1 + P(z)] e^{-\gamma_p z} - Z_c [K_2 + Q(z)] e^{\gamma_p z} \quad (4-13)$$

Z_c c'est l'impédance caractéristique.

avec K_1 et K_2 sont des constantes déterminées par les conditions aux limites, $P(z)$ et $Q(z)$ sont donnés par:

$$P(z) = \frac{1}{2Z_c} \int_0^z e^{\gamma_p u} E_z^i(h, u) du \quad (4-14)$$

$$Q(z) = \frac{1}{2Z_c} \int_z^L e^{-\gamma_p u} E_z^i(h, u) du \quad (4-15)$$

Pour résoudre le système d'équations il faut introduire des conditions aux limites.

4.1.4- Introduction des conditions aux limites

Cette ligne doit obligatoirement avoir une liaison avec le plan de masse, cette liaison est assurée par ce qu'on appelle les fils de descente.

On suppose que le fil de descente est vertical, dans ce cas un courant pourra être induit par la composante verticale du

champ électrique incident, cependant les équations précédentes sont celle d'un fil horizontal parallèle à l'axe Oz , c'est pourquoi on adoptera les démarches suivantes pour surmonter ce problème.

Le courant induit sur les parties verticales joue un rôle fondamental dès que le champ incident à une composante verticale d'amplitude importante.

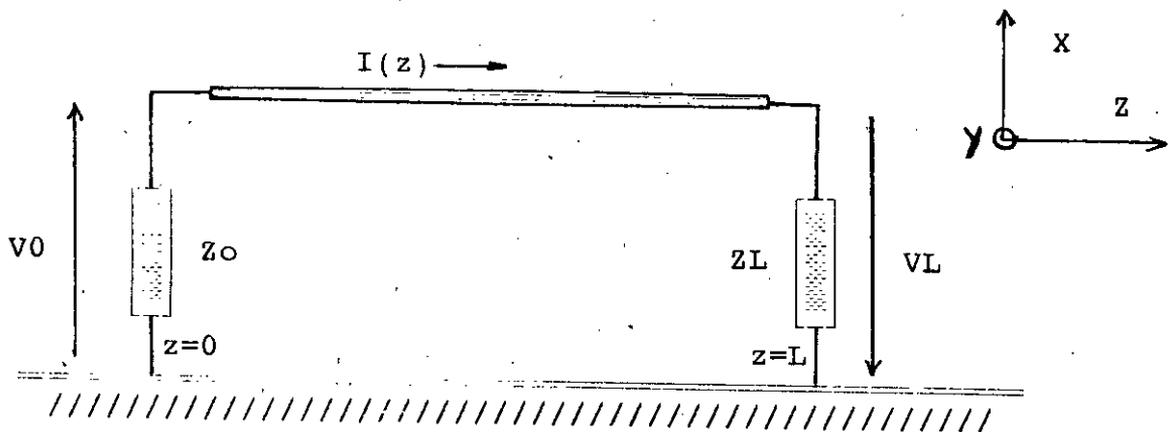


Fig.4.2- Tensions perturbatrices apparaissant aux extrémités de la ligne.

Si la hauteur du fil est petite vis à vis de la longueur d'onde, alors la distribution du courant est constante sur la partie verticale.

En négligeant le rayonnement de ce fil et l'interaction avec les brins horizontaux, on peut d'après les lois fondamentales de l'électricité écrire que la force électromotrice induite aux extrémités de la ligne est:

Voyons maintenant comment influe ces fils de descente sur les valeurs de ces courants induits.

4.1.5- Action des fils de descente

$$\text{en } z=0 \quad V^i(0) = \int_0^h E_x^i(x, 0, 0) dx \quad (4.16)$$

$$\text{en } z=L \quad V^i(L) = \int_0^h E_x^i(x, 0, L) dx \quad (4.17)$$

Le couplage du champ vertical avec les fils de descente provoque une modification de la longueur de la ligne, c'est à dire que la ligne se comporte comme si le champ horizontal se couplait avec une ligne plus longue. Pour que cette variation de la longueur puisse être prise en compte il faut définir une impédance caractéristique équivalente de la partie verticale Z_{cb} .

a- Calcul des impédances caractéristiques équivalentes

Il a été démontré [13] que pour $2h \gg a$ ($2a$ diamètre du fil) Z_{cb} est pratiquement identique à l'impédance caractéristique associée à la ligne horizontale, on peut alors dire que tout se passe comme si la partie horizontale de longueur L était prolongée à chaque côté par un tronçon de longueur h , ou bien on pourrait la rendre comme si on avait une ligne horizontale de longueur L mais chargée avec des impédances équivalentes au tronçon h , ces impédances équivalentes sont Z_{0r} et Z_{1r} vues des points $z=0$ et $z=L$. D'après les équations des télégraphistes et d'après l'expression de l'impédance de la ligne en un point quelconque on a :

$$Z(z) = \frac{V_0 \cos(j\gamma_p z) - jZ_c I_0 \sin(j\gamma_p z)}{I_0 \cos(j\gamma_p z) - j \frac{V_0}{Z_c} \sin(j\gamma_p z)}$$

V_0 : tension à l'origine de la ligne.

I_0 : courant à l'origine de la ligne.

En appliquant ce calcul au fil de descente, figure (4.2) de longueur h , on peut écrire:

$$Z_{0r} = Z_c \frac{Z_0 \cos(j\gamma_p h) - jZ_c \sin(j\gamma_p h)}{Z_c \cos(j\gamma_p h) - jZ_0 \sin(j\gamma_p h)} \quad (4-18)$$

$$Z_{Lr} = Z_c \frac{Z_L \cos(j\gamma_p h) - jZ_c \sin(j\gamma_p h)}{Z_c \cos(j\gamma_p h) - jZ_L \sin(j\gamma_p h)} \quad (4-19)$$

avec Z_0 et Z_L sont les impédances terminales comme indiqué sur la figure (4.2).

En fin, si les fils de descente sont soumis à un champ électrique vertical E_x^i , il y'aura induction de tension V_0^i et V_L^i tel que:

$$V_0^i = \int_0^h E_x^i(x, 0, 0) dx \quad (4-20)$$

$$V_L^i = \int_0^h E_x^i(x, 0, L) dx \quad (4-21)$$

b- Conditions aux limites:

Si un courant $I(z)$ circule sur la ligne et puisque $E_x = E_x^d + E_x^i$, la tension diffractée V^d introduite précédemment s'écrit.

$$V^d(0) = -Z_{0r} I_0 + V^i(0) = -\frac{1}{Y} \left(\frac{\partial I}{\partial z} \right)_{z=0} \quad (4-22)$$

$$V^d(L) = -Z_{Lr} I_L + V^i(L) = -\frac{1}{Y} \left(\frac{\partial I}{\partial z} \right)_{z=L} \quad (4-23)$$

*- l'avantage de cette méthode est l'obtention d'une expression analytique simple du courant $I(z)$ à partir des équations des télégraphistes précédentes.

Dans ces équations les constantes d'intégration peuvent être déterminées à partir des conditions aux limites.

c- Expression analytique des courants:

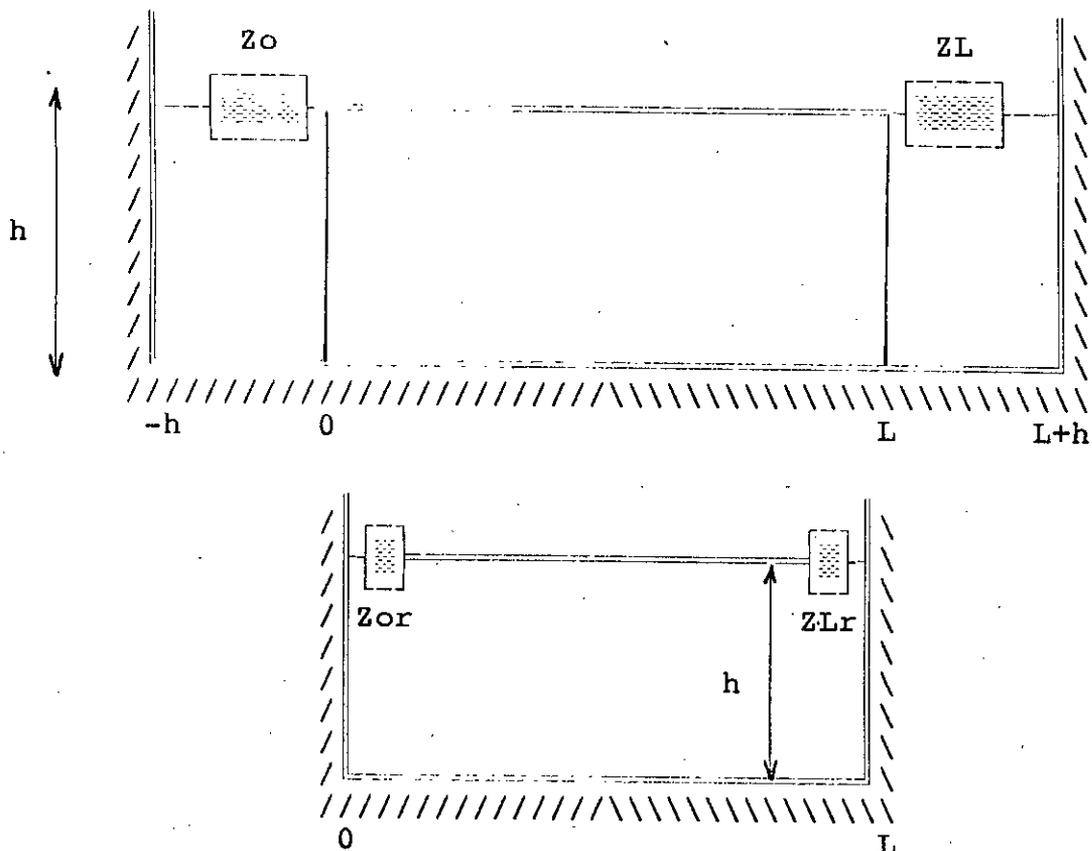


Fig.4.3- Equivalence entre une ligne de longueur $L+2h$ chargée par des impédances Z_0 et Z_L et une ligne de longueur L chargée par les impédances Z_{0r} et Z_{Lr} (voire figure 4.3).

On aura, d'après le calcul de quelque auteurs [13], les expressions des courants I_0 et I_L traversant les impédances terminales

équivalentes:

$$I_0 = \frac{Z_{Lr} \sin(j\gamma_p L) + jZ_c \cos(j\gamma_p L)}{D} \int_0^h E_x^i(x, 0, 0) dx - j \frac{Z_c}{D} \int_0^h E_x^i(x, 0, L) dx \quad (4-23)$$

$$\frac{1}{D} \int_0^h E_z^i(h, 0, z) [Z_{Lr} \sin(j\gamma_p(L-z)) + jZ_c \cos(j\gamma_p(L-z))] dz$$

$$I_L = - \frac{Z_{0r} \sin(j\gamma_p L) + jZ_c \cos(j\gamma_p L)}{D} \int_0^h E_x^i(x, 0, L) dx + j \frac{Z_c}{D} \int_0^h E_x^i(x, 0, 0) dx + \frac{1}{D} \int_0^L E_z^i(h, 0, z) [jZ_c \cos(j\gamma_p z) + Z_{0r} \sin(j\gamma_p z)] dz \quad (4-25)$$

La répartition du courant le long de la ligne est obtenue à partir de la relation suivante:

C'est l'équation générale qui donne la valeur du courant à n'importe quelle abscisse z de la ligne.

Il faut remarquer qu'on aurait pu aboutir au même résultat si au lieu de considérer une ligne horizontale de longueur L chargée par les impédances ramenées (équivalentes) Z_{0r} et Z_{Lr} , on avait envisagé le cas d'une ligne de longueur $L+2h$ terminée par des impédances Z_0 et Z_L . Dans ce cas on ne fait que remplacer Z_{0r} et Z_{Lr} par Z_0 et Z_L dans les expressions de I_0, I_L et $I(z)$ et alors

avec $D = [Z_{0r}Z_{Lr} + Z_c^2] \sin(j\gamma_p L) + jZ_c(Z_{0r} + Z_{Lr}) \cos(j\gamma_p L)$

$$I(z) = I_L \frac{\sin(j\gamma_p z)}{\sin(j\gamma_p L)} - I_0 \frac{\sin(j\gamma_p (z-L))}{\sin(j\gamma_p L)} - \frac{\sin(j\gamma_p (z-L))}{j\gamma_p \sin(j\gamma_p L)} \int_0^z Y E_z^i(h, 0, u) \sin(j\gamma_p u) du - \frac{\sin(j\gamma_p z)}{j\gamma_p \sin(j\gamma_p L)} \int_z^L Y E_z^i(h, 0, u) \sin(j\gamma_p (u-L)) du \quad (4-26)$$

intégrer

pour $dz: h \rightarrow L+h$

$dx: 0 \rightarrow h$

4.1.6- Exemple montrant l'influence de la modification de la longueur de la ligne

Cet allongement de la ligne dû aux fils de descente, est bien souvent négligé. Une des raisons évidentes est que la ligne ayant dans la plupart des cas une longueur L bien supérieur à sa hauteur h , on peut estimer à priori que cette variation de longueur joue un rôle négligeable. Nous allons voir que pour certains cas d'incidence il en est tout autrement et que celle ci peut avoir des conséquences importantes sur la distribution du courant donc sur les dispositifs de protections.

Envisageons, dans un but significatif en vu d'obtenir des expressions analytiques simples qui facilitent le calcul numérique sur ordinateur et permettre une bonne étude de cette influence, le cas d'une ligne excitée par une onde plane dont la direction de propagation est perpendiculaire au plan de masse et à polarisation perpendiculaire.

Pour ce cas, on va faire deux études, l'une avec fils de descente négligés, l'autre tiendra compte des fils de descente et bien sûr pour chacune une interprétation est nécessaire.

4.1.6.a- Cas où les fils de descente sont négligés

Dans ce cas ci $Z_{0r}=Z_0$ et $Z_{Lr}=Z_L$ (on poserait alors $h=0$)

Ayant une ligne parfaitement conductrice, le coefficient d'affaiblissement est nul $\alpha=0$, donc :

$$\gamma_p = j\beta = j \frac{2\pi}{\lambda} \quad (\beta \text{ nombre d'onde})$$

ayant aussi une onde à polarisation perpendiculaire $E_x^i=0$, l'amplitude du courant en $z=0$ (qui correspond à une extrémité de la ligne ce qui représente pour notre cas le générateur et l'autre cas $z=L$ les abonnés public) est donnée dans le cas d'un fil infiniment conducteur par :

$$I(0) = \frac{E_z^i}{\beta D} [jZ_c \sin(\beta L) - Z_L(1 - \cos(\beta L))] \quad (4-27)$$

$$D = -(Z_0 Z_L + Z_c^2) \sin(\beta L) + jZ_c(Z_0 + Z_L) \cos(\beta L)$$

Comme nous l'avons indiqué, E_z^i c'est le champ incident sur la ligne résultant de la superposition du champ primaire incident et de sa réflexion sur le sol parfaitement conducteur. En utilisant cette notion, à une hauteur h une onde va se réfléchir sur le sol et va revenir au niveau de la ligne après un retard $2h/c$, aussi d'après la loi de LENZ, le champ primaire réfléchi aura un sens opposé au champ primaire incident. Le champ total sera :

$$E_z^i = E_z^{ip} - E_z^{re}$$

Soit E_z^{ip} le champ primaire incident, c'est à dire celui qui existerait dans un milieu homogène et infini, donc qui se

réfléchira sur le plan de masse. D'après le théorème du retard le retard mis par l'onde pour se réfléchir est exprimé en utilisant la transformée de FOURIER, ce qui permet d'écrire

$$E_z^i = E_z^{ip} (1 - e^{-j\omega \frac{2h}{c}}) \quad (4-28)$$

c : est la vitesse de phase de l'onde .

h : est la hauteur de la ligne.

On remarque que le champ incident sur la ligne sera très différent du champ primaire.

Numérisation et interprétation des résultats

Dans l'application numérique qu'on va présenter , le champ primaire incident E_z^{ip} est pris égale à 50 v/m, obtenue par un coup de foudre lointain de 5km. Supposons que la ligne soit située à une hauteur de 6m au dessus du sol, que son rayon soit de 5mm et que sa longueur soit de 200m. Prenons pour notre cas des impédances terminales égales $Z_0 = Z_L$.

On a supposé :

- Sol et ligne à conductivité infinie donc $R=0$ (résistance nulle)
- diélectrique parfait donc $G=0$ (conductance nulle)

Les courbes ont été tracées pour un spectre de fréquence très large car les courant de foudre ont des fréquences très variées et très élevées. Différent cas ont été étudiés.

Tout d'abord lorsque la ligne est court-circuitée ($Z_0 = Z_L = 0 \Omega$)

figure (4.4.a), on remarque d'après les courbes que la valeur du courant induit ne dépend pas de la fréquence et présente alors une valeur constante et est donné par l'expression suivante obtenue en remplaçant dans l'équation du courant $Z_0=Z_L=0 \Omega$.

$$I = \frac{E^i}{\beta Z_c} = \frac{E^i}{Z} \quad (4-29)$$

ce qui explique l'absence de résonance ou d'antirésonance.

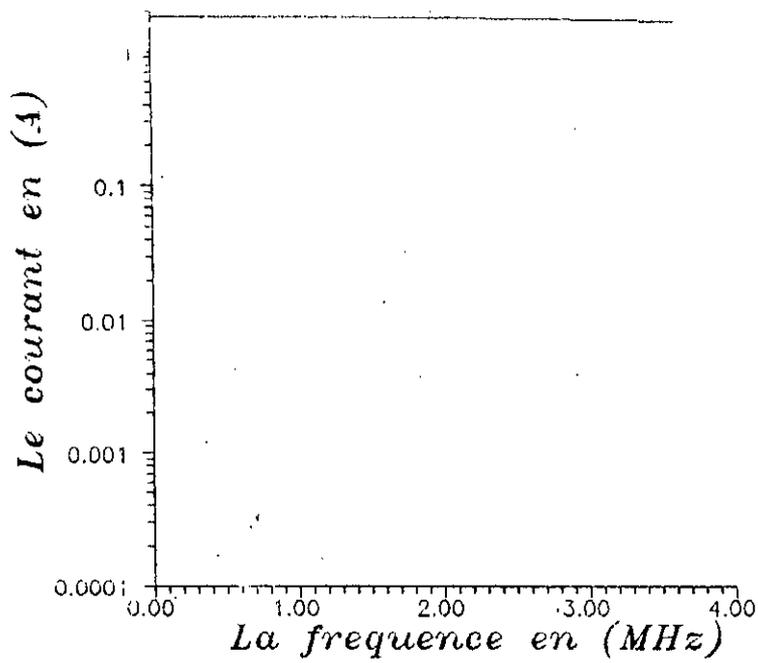
L'interprétation que l'on pourrait donner à ce phénomène est que la ligne court-circuitée avec le sol parfaitement conducteur se comporte comme une boucle magnétique (spire), son impédance varie alors linéairement en fonction de la fréquence ($L\omega$). Cependant la force électromotrice due au phénomène d'induction est également proportionnel à la fréquence.

Dans un deuxième cas, on a pris des impédances terminales non nulles figures (4.4.b,c,d), on remarque alors que quelque soit la valeur de ces impédances le courant dans la ligne présentait des minimums pour des fréquences correspondantes aux longueurs d'ondes égales à k/L (L c'est la longueur de la ligne, $k=1,2,3\dots$), ces minimums (comme on peut d'ailleurs les prévoir d'après l'équation de $I(0)$), correspond aux cas d'antirésonances (cas où le courant s'annule pour une tension non nulle).

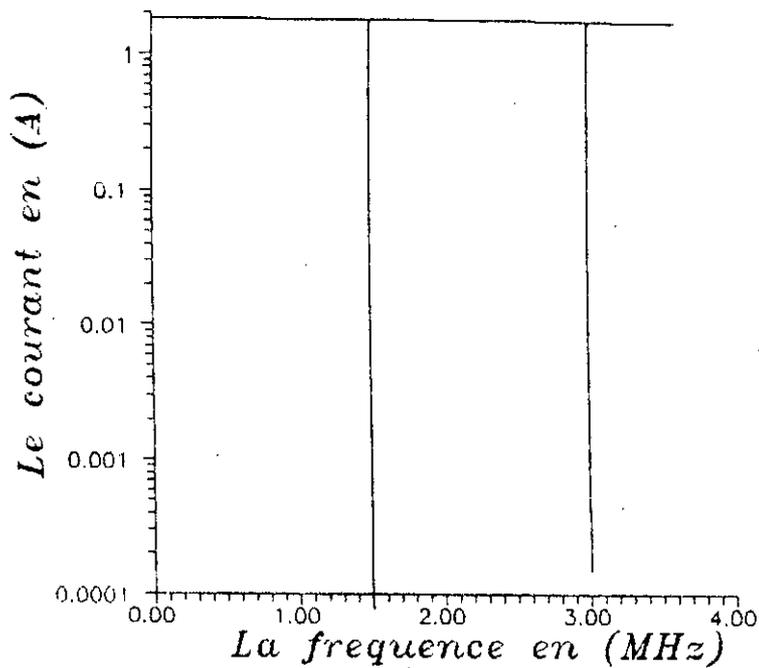
D'autre part le courant dans tout les cas d'impédances ne dépassent jamais la valeur obtenue dans le cas de court-circuit, ce qui est normale vu que plus l'impédance est grande

Chapitre-4

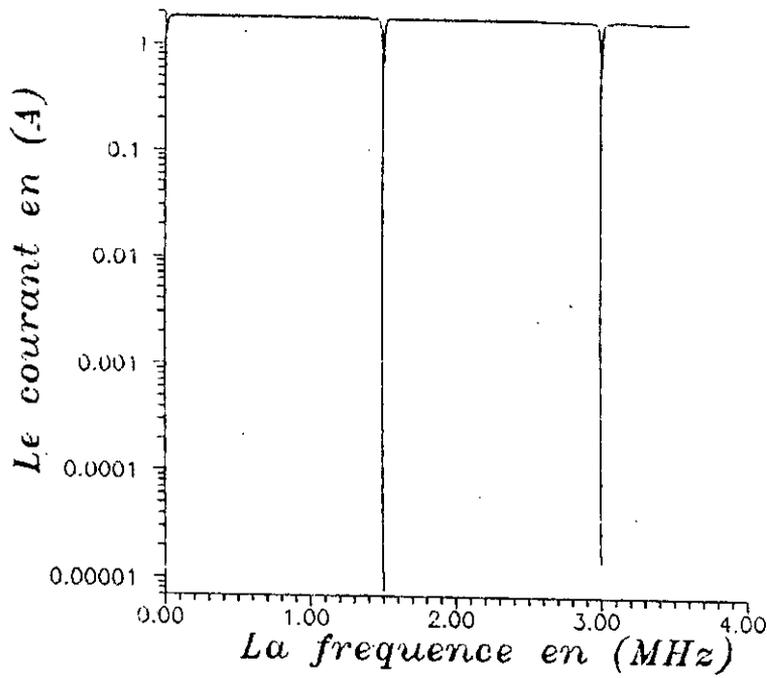
plus la valeur du courant pour une même tension diminue.



Fig(4.4.a) variation du courant induit en fonction de la fréquence pour une ligne sans descente court-circuitée $Z_0=Z_L=0$ (OHM)



Fig(4.4.b) variation du courant induit en fonction de la fréquence pour une ligne sans descente chargée $Z_0=Z_L=1$ (OHM)



Fig(4.4.c) variation du courant induit en fonction de la fréquence pour une ligne sans descente chargée $Z_0=Z_L=10(\text{OHMs})$

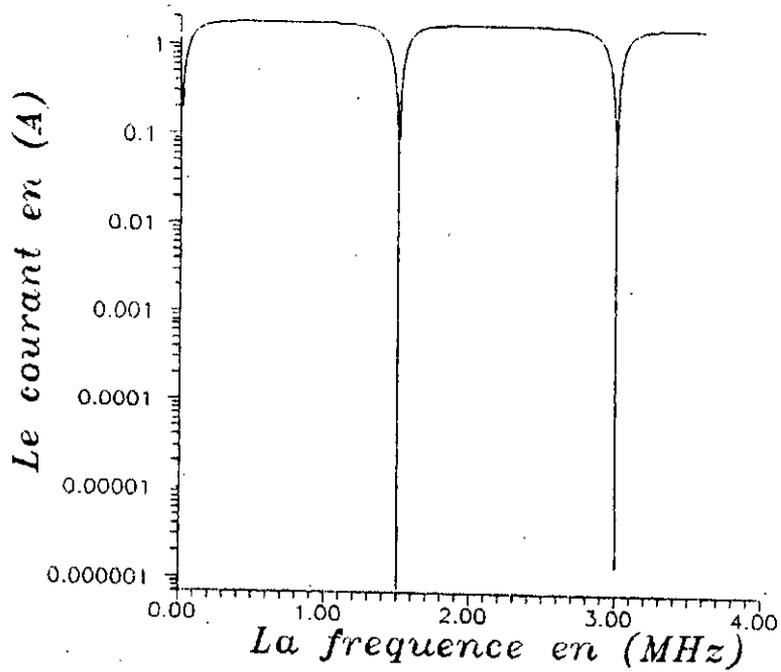


Fig (4.4.d) variation du courant induit en fonction de la fréquence pour une ligne sans descente chargée $Z_0=Z_L=100(\text{OHMs})$

On peut dire pour ce cas d'étude, que si on a une source de perturbation à une fréquence donnée, un choix judicieux de la longueur de la ligne éviterait toute influence de cette source sur la ligne.

Cependant, si la configuration de la ligne précédente est mise en équation en tenant compte des fils de descente (ou bien par la théorie de antennes [13]), on constate qu'il existe des fréquences de résonance qui n'ont pas été prévues par la théorie des lignes de transmission telle qu'elle a été mise en oeuvre précédemment, ceci provient du fait que la ligne a été interrompu en $z=0$ et $z=L$ pour l'écriture des conditions aux limites et par conséquent la continuité du courant entre la partie horizontale et verticale de la ligne a été ignoré, c'est à dire qu'on a négligé les impédances équivalentes Z_{0r} et Z_{0L} qui permettraient de tenir compte des fils de descente.

4.1.6.b- Prise en compte des fils de descente

On est toujours dans le cas de polarisation perpendiculaire, on choisit pour cette étude l'approche basé sur un allongement de la ligne, voire figure (4.5), car elle permet d'obtenir des expressions analytiques simples.

En remplaçant dans les équations de $I_0, I_L, I(z)$ on doit

pour dz : intégrer h ----> $L+h$

dh : intégrer 0 ----> h et $L+h$ ----> $L+2h$

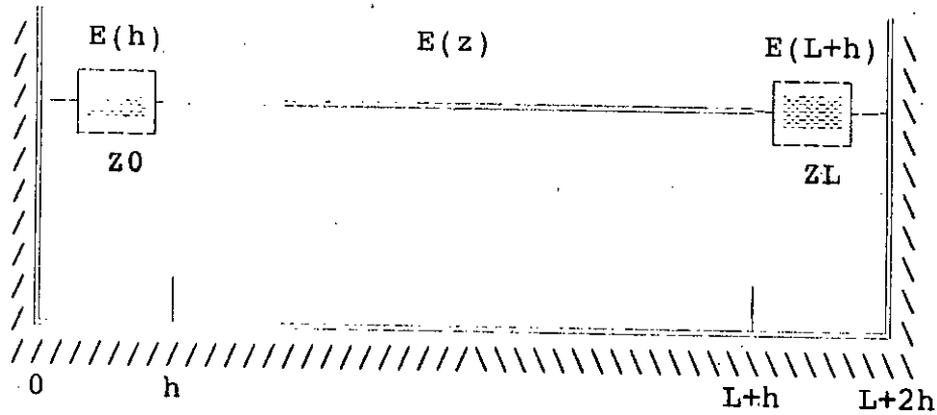


Fig.4.5- Couplage avec les parties horizontales et verticales d'une ligne au-dessus d'un plan de masse.

La distribution du courant ainsi obtenue à une abscisse z de la partie illuminée s'écrit sous la forme

$$\begin{aligned}
 I(z) = & I_L \frac{\sin(\beta z)}{\sin(\beta(L+2h))} - I_0 \frac{\sin(z-(L+2h))}{\sin(\beta(L+2h))} \\
 & + j \frac{E^i \sin(\beta(z-L+2h))}{Z_c \beta \sin(\beta(L+2h))} [\cos(\beta z) - \cos(\beta h)] \\
 & + j \frac{E^i \sin(\beta z)}{Z_c \beta \sin(\beta(L+2h))} [\cos(\beta h) - \cos(\beta(z-(L+2h)))]
 \end{aligned} \tag{4-30}$$

avec

$$\gamma = j\beta ; \quad Y \cdot Z = \gamma^2 ; \quad Y = -\frac{\beta}{Z_c}$$

En revenant aux équations précédentes, les expressions des courants dans les fils de descente sont donnés par

$$I_0 = -\frac{E^i}{\beta D} [Z_L (\cos(\beta h) - \cos(\beta(L+h))) - jZ_c (\sin(\beta(L+h)) - \sin(\beta h))] \quad (4-31)$$

$$I_L = -\frac{E^i}{\beta D} [-Z_0 (\cos(\beta(L+h)) - \cos(\beta h)) - jZ_c (\sin(\beta(L+h)) - \sin(\beta h))] \quad (4-32)$$

Or dans notre cas on a $Z_0 = Z_L$ ce qui veut dire que $I_0 = I_L$ avec :

$$D = -(Z_0 Z_L + Z_c^2) \sin(\beta(L+2h)) + jZ_c (Z_0 + Z_L) \cos(\beta(L+2h))$$

Remarquons que dans ce cas aussi on n'a pas fait usage de Z_{0r} et Z_{0L} dans les équations du courant induit, ceci est dû au fait que le schéma considéré et les équations mentionnées plus haut tiennent compte directement de ces impédances.

Bien sûr, on aurait pu obtenir le même résultat si on a pris une ligne horizontale de longueur L , chargée aux extrémités par ces impédances équivalentes, alors dans ce cas z va devoir varier de 0 jusqu'à L , et les générateurs de tensions traduisant le couplage avec les parties horizontales seront exprimés par

Numérisation et interprétation des résultats

Comme précédemment, les courbes ont été tracées dans le domaine

$$V^i(0) = \int_0^h E_x^i(x, 0, 0) dx \quad (4-33)$$

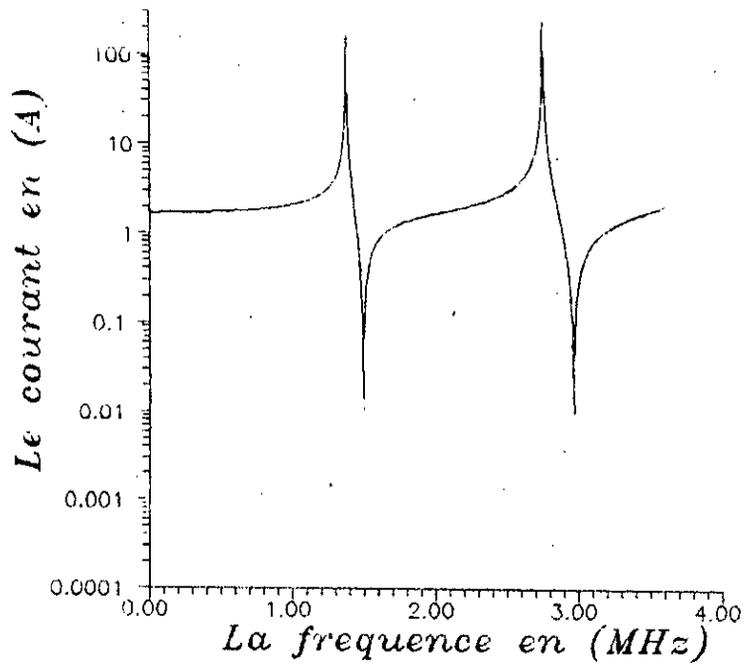
$$V^i(L) = \int_0^h E_x^i(x, 0, L) dx \quad (4-34)$$

fréquentiel pour des impédances terminales identiques $Z_0=Z_L$ et traduisant la variation du courant aux extrémités de la branche horizontale ($z=h$).

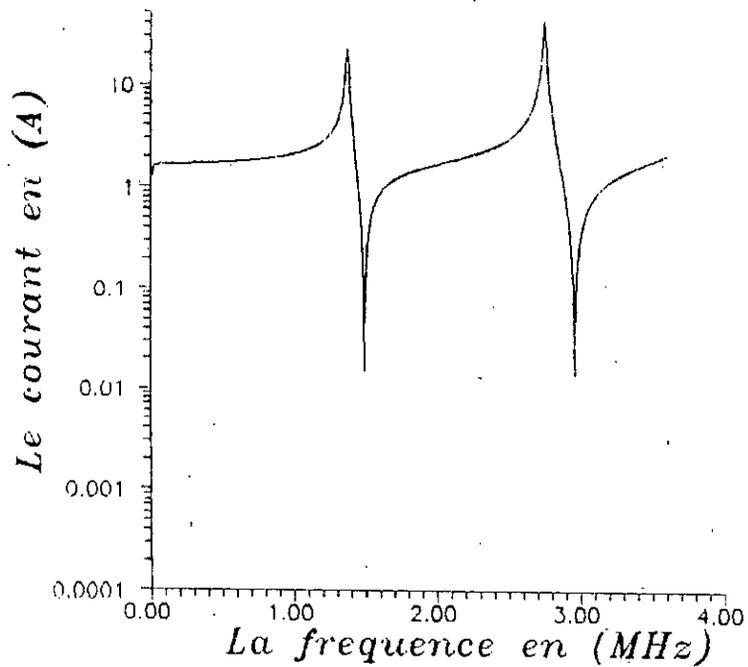
Remarquons dès le début que l'expression analytique de $I(z)$ prévoit des résonances pour $L+2h$ multiple entier de la longueur d'onde puisque d'après l'expression du courant le dénominateur s'annule pour ce cas (ce qui n'est pas le cas lors de la négligence des fils de descente), ce qui correspond à des fréquences telle que

$$L+2h=k\lambda_r \Rightarrow f_r=k\frac{c}{L+2h} \quad (k=1,2,\dots)$$

Les courbes obtenues après numérisation sont en accord avec l'interprétation analytique précédente, elles montrent l'existence de résonances pour la fréquence égale à f_r , on remarque aussi d'après ces courbes que plus les impédances terminales Z_0 et Z_L sont petites plus la valeur du courant induit à la résonance est grand, voir figure(4.6.a,b,c,d) , ceci revient au fait que plus ces impédances sont petites plus le coefficient de réflexion est petit



Fig(4.6.a) courbe de variation du courant de la fréquence pour une ligne avec descente chargée $Z_0=Z_L=1(\text{OHM})$



Fig(4.6.b) courbe de variation du courant en fonction de la fréquence pour une ligne avec descente chargée $Z_0=Z_L=10(\text{OHM})$

et le coefficient de transmission est grand.

Il y'a aussi des cas d'antirésonances pour des fréquences $f_1 = k.c/L$, ceci ne paraît pas évident vu la complexité de l'expression de $I(z)$, une méthode de mettre en évidence cette fréquence est de considérer le cas d'une ligne adaptée $Z_0 = Z_L = Z_c$, voir figure(4.6.d), on peut alors montrer facilement que

$$I(z) = \frac{E^i}{2jZ_c\beta} [2 - e^{-j\beta(h-z)} - e^{-j\beta(L+h-z)}] \quad (4-35)$$

En s'intéressant aux extrémités de la ligne ($z=h, z=L+h$), cette formule montre bien que des minimums se produisent pour $f_1 = k.c/l$

Remarques

Du fait que la théorie des lignes de transmission néglige les phénomènes de rayonnement des lignes et notamment celui de la partie verticale sur la partie horizontale, cette théorie présente pour le cas de court-circuit, en la comparant à des résultats obtenues par la théorie des antennes qui donne l'expression du courant en utilisant des intégrales dites intégrales de SOMMERFELD[10], une certaine limitation car elle prévoit les résonances mais elle est incapable de déterminer l'amplitude du courant induit car pour le cas du court-circuit un calcul exact montre que le rayonnement est prépondérant sur le phénomène de

résonnance, c'est à dire que le courant calculé n'est pas le courant total, c'est pourquoi on n'a pas présenter la courbe pour le cas du court-circuit. Cependant dès que les impédances terminales deviendront de l'ordre de quelques OHMs c'est l'inverse qui se produit, dans ce cas la théorie des lignes de transmission rendra bien compte de la distribution réelle du courant.

Une remarque est faite pour le cas d'une ligne adaptée $Z_0 = Z_L = Z_c$, figure(4.6.d), où on voit l'absence totale de résonnances ce qui normal du fait de l'absence de réflexions aux extrémités de la ligne.

Remarques générales

Cette étude montre bien le rôle que joue les parties verticales de la ligne dans le phénomène de couplage et les négligés veut dire négliger les phénomènes de résonnances qui peuvent, comme le montre les courbes précédentes, causer de graves dangers sur les équipements.

Ces fils de descente s'ils étaient obliques, comme c'est le cas généralement, au lieu d'être verticaux et si on avait pas pris une onde à polarisation perpendiculaire, pouvaient alors se coupler avec d'autres composantes du champ autre que la composante verticale et donnerai d'autres valeurs du courant.

Aussi peut-on remarquer que ces fils de descente ne peuvent influencer la valeur du courant induit qu'au voisinage des fréquences de résonnances, pour les autres cas le courant présente les mêmes valeurs qu'avec les fils de descente négligés.

4.1.7- Étude dans le domaine temporel

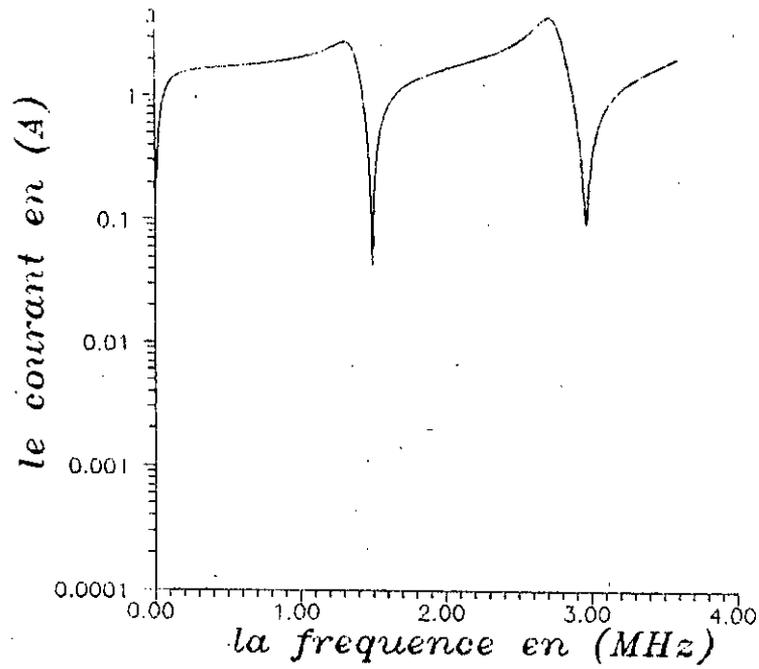


Fig.4.6 courbe de variation du courant en fonction de la frequence pour une ligne avec descente chargee $Z_0=Z_L=100(\text{OHM})$

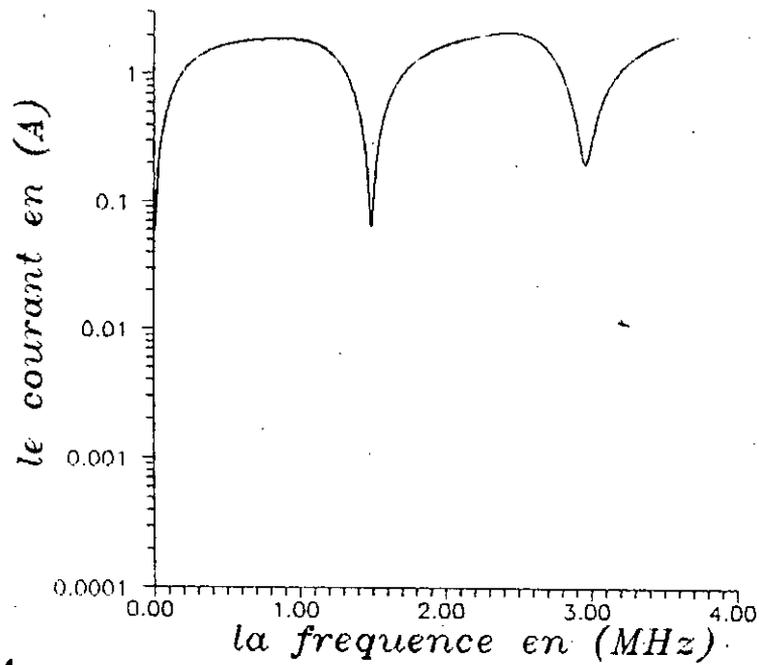


Fig.4.6.A courbe de variation du courant en fonction de la frequence pour une ligne avec descente chargee $Z_0=Z_L=318(\text{OHM})$ impédance caractéristique

Chapitre-4

Dans ce qui a précédé on a vu le comportement de la ligne dans le domaine fréquentiel c'est à dire la variation du courant en fonction de la fréquence. Nous allons maintenant voir de façon un peu succincte cette variation dans le domaine temporel pour mieux rendre compte des temps de piques de courant et les valeurs atteintes. Pour faire le passage dans le domaine temporel, on est amené à utiliser les transformées de FOURIER directes et inverses en choisissant le spectre de fréquence convenable.

La transformée de FOURIER de l'expression du champ électrique pris sous forme d'une bi-exponentielle de la forme est:

$$E^{ip} = E_0 (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t})$$

$$E_0 = 50 \text{ V/m}$$

$$\alpha = 0.15 \cdot 10^6$$

$$\beta = 3 \cdot 10^6$$

l'allure du champ est donnée dans la figure(4.7.a).

Les paramètres de la ligne sont conservés les mêmes que pour le cas de l'étude fréquentielle ($L=200 \text{ m}$; $h=6 \text{ m}$; $a=5 \text{ mm}$; $R=G=0 \text{ } \Omega$; $Z_0=Z_L$).

Résultats et interprétations

a- Fils de descente négligés

Nous remarquons que dans ce cas le courant a la même forme que le champ perturbateur figure(4.7.b,c,d), ceci est dû au fait que la ligne est prise équivalente à une ligne parfaitement conductrice sans fils de descente donc en chaque instant le courant présentera

Fig4 7.b- courant induit pour $Z_0=Z_L=0$ ohms

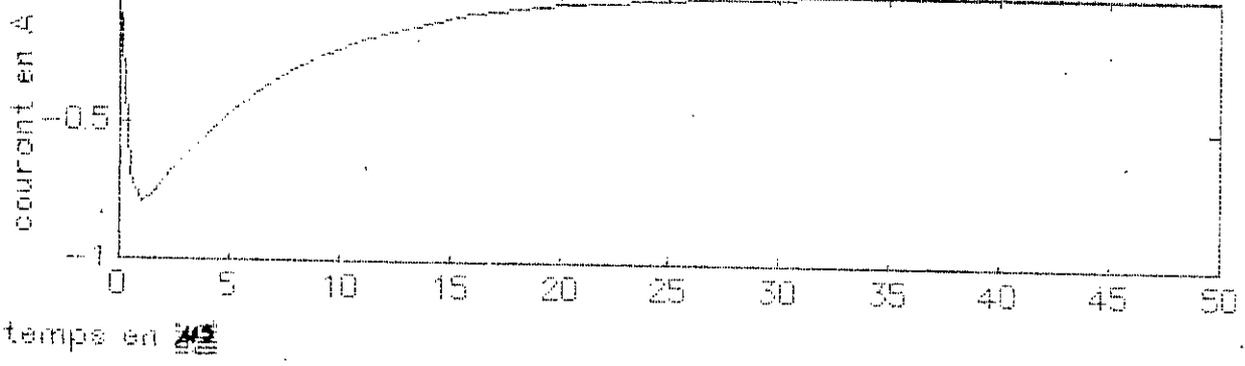


Fig4 7.c- courant induit pour $Z_0=Z_L=10$ ohms

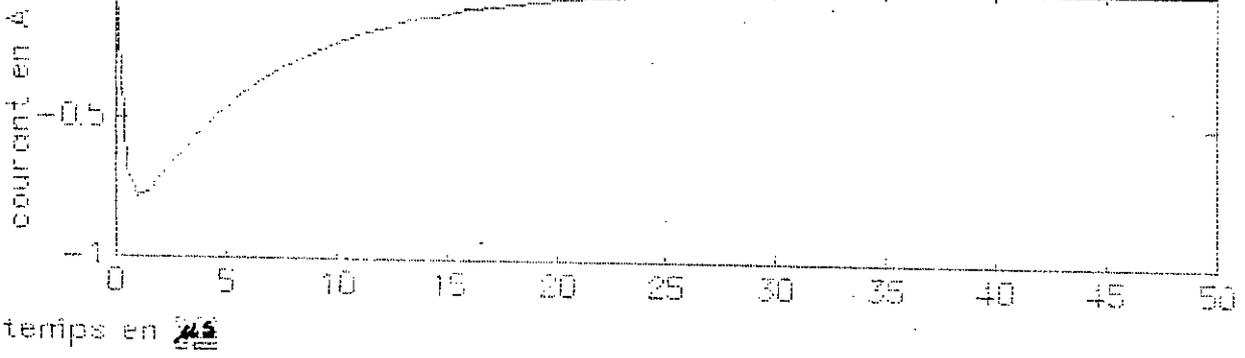


Fig4 7.d- courant induit pour $Z_0=Z_L=100$ ohms

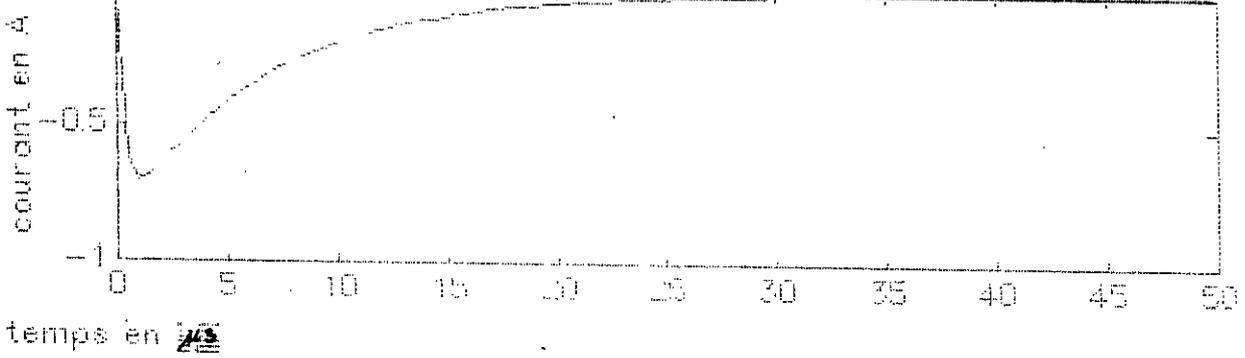
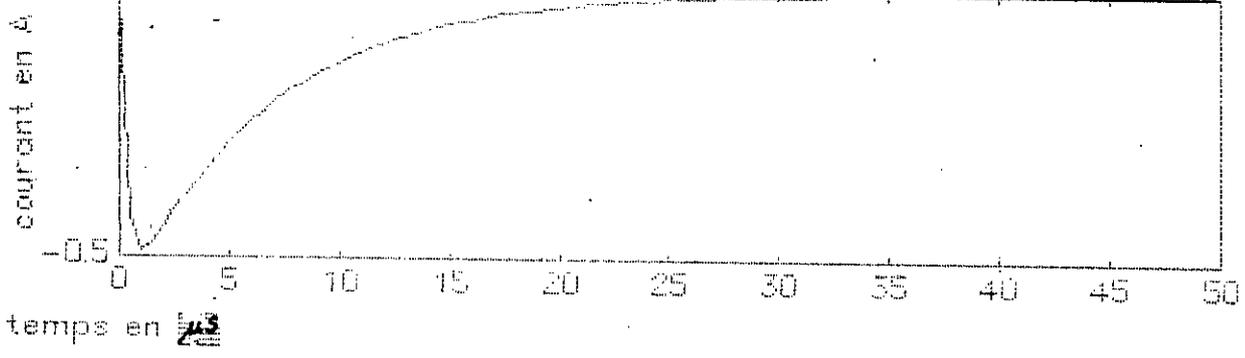


Fig4 7.e- courant induit pour $Z_0=Z_L=318$ ohms

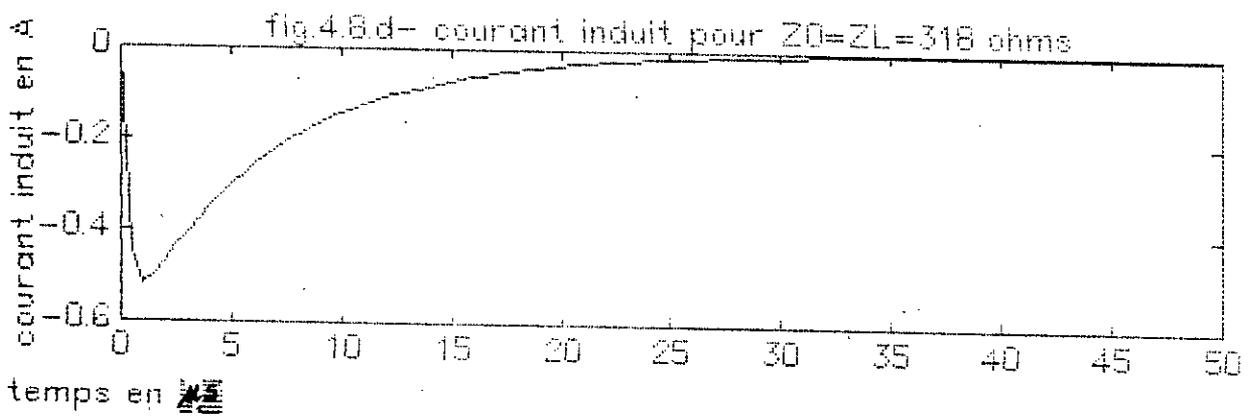
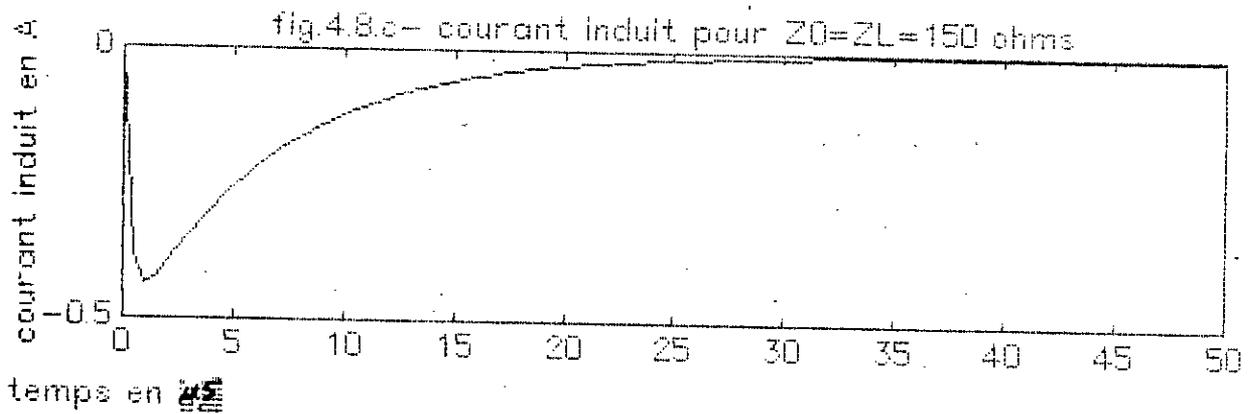


Fils de descente negligés

la même forme que le champ inducteur. On remarque aussi que la valeur du courant est négative, ceci est du aux considérations prise ultérieurement en ce qui concerne le sens de l'intégration. l'amplitude du courant dépend de la valeur de l'impédance, plus l'impédance est grande plus la valeur du courant est petite.

b- Prise en compte des fils de descente

On peut d'après les courbes des figures (4.8.6.d) que pour ce cas les phénomènes de résonnances sont influents et la distribution temporelle du courant est complexe, mais dans tous les cas ce courant présente toujours un pic aux mêmes instants.



Prise en compte des fils de descente.

4.2- Cas d'un sol de conductivité finie

Dans le cas de très longues lignes aériennes parallèles à la surface du sol, le calcul des surtensions apparaissant sur ces lignes nécessite la prise en compte de la conductivité finie du sol à fin de prendre en compte l'affaiblissement du courant induit se propageant le long de la ligne. Donc le modèle basé sur la considération du sol parfaitement conducteur se trouve non satisfaisant pour la résolution de ce type de problème, ce qui nous amène à présenter une deuxième technique adoptée pour le calcul des surtensions induites par rayonnement de foudre, dans ce cas le sol est à conductivité finie, en se basera toujours sur le modèle de lignes de transmission. Une telle approche va nous permettre en effet de prendre en compte facilement les conditions d'excitation de la ligne, sa longueur et les conditions aux limites à ses extrémités.

4.2.1- Hypothèses de travail

Le modèle adopté dans ce cas tient compte principalement des caractéristiques suivantes:

- *- Conductivité finie du sol
- *- La ligne aérienne est soumise à une agression totale, avec la superposition de l'onde incidente et de l'onde réfléchi par le sol.
- *- La polarisation de l'onde incidente est quelconque, elle sera alors définie par un angle caractéristique θ .
- *- La direction de propagation de l'onde incidente est quelconque et sera définie par un angle $(\pi/2 - \psi)$.

*- La direction de l'onde incidente par rapport à la direction de la ligne est définie par un angle (ϕ) pour indiquer la position relative du point d'impact par rapport à la ligne.

4.2.2- Schéma de la ligne

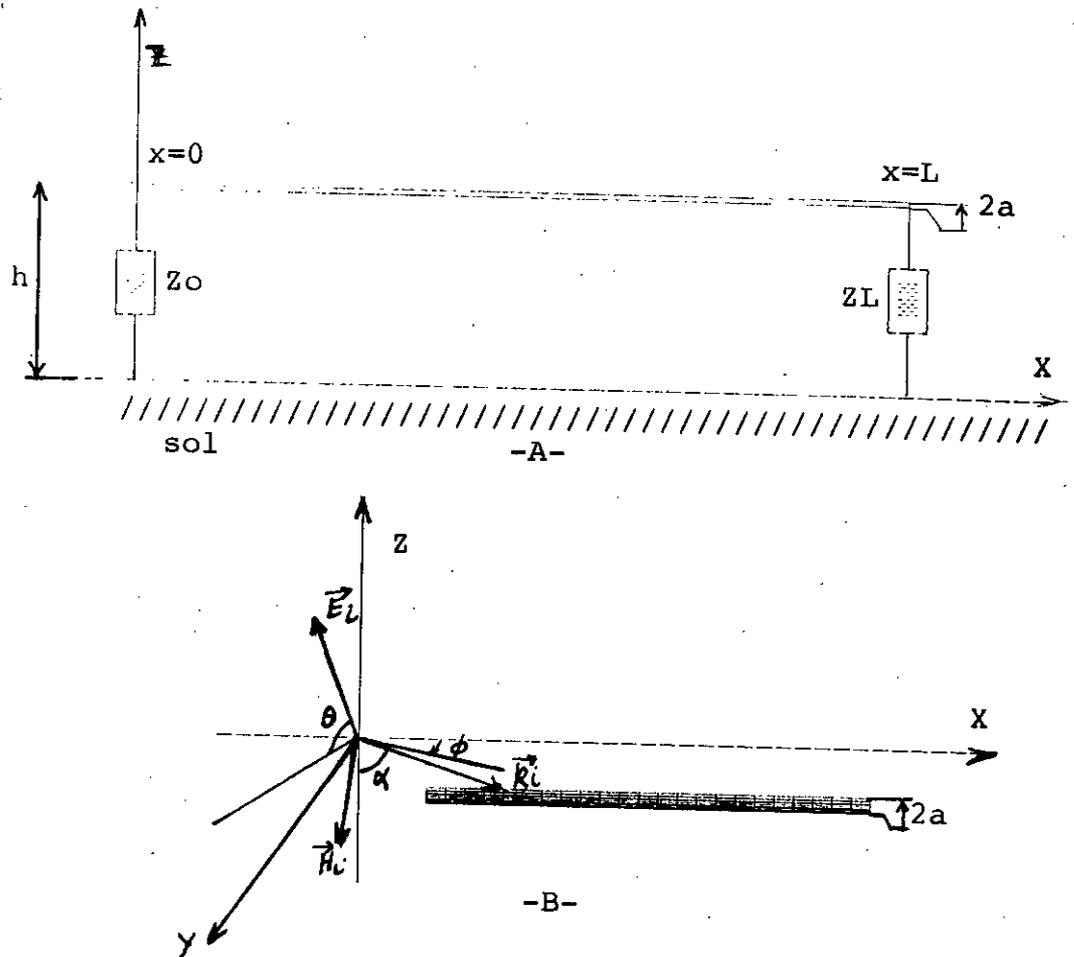


Fig.4.2.- A- Modèle d'une ligne de transmission à un seul conducteur au dessus du sol
B- Direction de l'onde incidente par rapport à la ligne.

La ligne est formée par un conducteur cylindrique de rayon a , de longueur L , à une hauteur h au dessus du sol, l'air de permittivité ϵ_0 , de perméabilité μ_0 , le sol de permittivité ϵ_s et de perméabilité μ_s et de conductivité σ_s .

Le conducteur de rayon a , a pour résistivité RHO .

La direction de l'onde de foudre incidente est définie par l'angle ϕ , le plan de l'incidence est l'axe Y et par l'angle ψ entre la direction de propagation et le plan XY (sol). Et en fin l'angle d'incidence α avec la verticale Z dans le schéma elle vaut $(\pi/2 - \psi)$.

La polarisation de l'onde est définie par un angle θ entre la direction du champ électrique incident E^i et le plan horizontale XY. Donc si $\theta=0$, il s'agit de la polarisation perpendiculaire et si $\theta=90$, il s'agit de la polarisation parallèle, d'où pour un angle θ quelconque, l'onde incidente peut être décomposé en deux ondes, l'une polarisée en parallèle et l'autre en perpendiculaire.

4.2.3- Equation du couplage onde-ligne.

4.2.3.a- Dans le domaine temporel.

Les équations de couplage entre la ligne aérienne formée par le conducteur et le sol à conductivité finie avec l'onde de foudre sont formulées de la manière suivante [15]

$$\frac{\partial v(x, t)}{\partial x} + R i(x, t) + L \frac{\partial i(x, t)}{\partial t} = V_r(x, t) \quad (4-36)$$

$$\frac{\partial i(x, t)}{\partial x} + G v(x, t) + C \frac{\partial v(x, t)}{\partial t} = I_r(x, t) \quad (4-37)$$

Dans l'appendice (A.5.1) on trouve les principales démarches pour trouver les équations des tensions et courants induits par couplage.

$V_r(x, t)$ et $I_r(x, t)$ sont respectivement la tension et le courant induits en un point du conducteur à l'instant t , ils caractérisent le couplage avec la perturbation extérieure.

R, L, C, G sont respectivement la résistance, l'inductance, la

capacité et la conductance, lineiques.

Les sources externes V_r et I_r sont exprimés par

$$V_r(x, t) = -E_x^{i+r}(x, z=0, t) - \frac{\partial}{\partial t} \int_0^h B_y^{i+r}(x, z, t) dz \quad (4-38)$$

$$I_r(x, t) = -C \frac{\partial}{\partial t} \int_0^h E_z^{i+r}(x, z, t) dz \quad (4-39)$$

Où B_y^{i+r} est la composante du champ d'induction perturbateur le long de l'axe Y normal au plan formé par le conducteur et le sol résultant de la superposition de l'onde plane incidente et l'onde réfléchi par le sol.

E_x^{i+r} et E_z^{i+r} sont les composantes du champ électrique perturbateur parallèle au conducteur et normale à la surface du sol et résultant de la superposition de l'onde plane incidente et celle réfléchi par le sol.

4.2.3.b- Dans le domaine fréquentiel.

Dans le domaine fréquentiel, les équations précédentes deviennent:

$$\frac{dV(x)}{dx} + RI(x) + j\omega LI(x) = -E_x^i(x, h) - j\omega \int_0^L B_y^{i+r} dz \quad (4-40)$$

$$\frac{dI(x)}{dx} + GI(x) + j\omega V(x) = -j\omega C \int_0^L E_z^{i+r} dz \quad (4-41)$$

Si on pose $Z=R+jL\omega$ impédance lineique

et $Y=G+jC\omega = jC\omega$ admittance lineique

Pour une polarisation de l'onde incidente rayonnée par un coup de foudre quelconque, les expressions des composantes du champ perturbateur B_y^{i+r} , E_x^{i+r} et E_z^{i+r} sont donnés dans l'appendice (A.5.2)

Les équations (4-40) et (4-41) deviennent (voir A.5.3)

$$\frac{dV(x)}{dx} + Z I(x) = V_r(x) \quad (4-42)$$

$$\frac{dI(x)}{dx} + Y V(x) = I_r(x) \quad (4-43)$$

avec $V_r(x)$ et $I_r(x)$ sont les transformée de FOURIER des sources de perturbatrices $V_r(x,t)$ et $I_r(x,t)$.

Sachant que $B_y^{i+r}(x)$ et $E_z^{i+r}(x)$ sont indépendants de z , on a :

$$V_r(x) = -j\omega h B_y^{i+r}(x) + E_x^{i+r}(x) \quad (4-44)$$

$$I_r(x) = -j\omega h C E_z^{i+r}(x) \quad (4-45)$$

4.2.4- Résolution des équations du couplage

Pour résoudre les équations différentielles inhomogènes du couplage

on fait appel à un moyen très puissant qui fait intervenir les fonctions de GREEN.

4.2.4.a- L'utilisation des fonctions de GREEN de tension et de courant.

Le système (4-42) et (4-43) peut être décomposé en deux systèmes, l'un d'une distribution de tension perturbatrice série $V_r(x)$, l'autre d'une distribution de courant perturbateur en parallèle $I_r(x)$, la solution finale sera obtenue par la superposition des deux solutions des deux sous système.

La méthode des fonctions de GREEN consiste à chercher la réponse d'un système étudié, représenté par les équations différentielles, à une excitation impulsionnelle localisée à $x=d$. Pour déterminer les fonctions de GREEN de tension et de courant on résout les deux systèmes obtenus après décomposition du système d'équations (4-42) et (4-43) où $V_r(x)$ et $I_r(x)$ sont remplacés par des impulsions de DIRAC décalées de $x=d$.

Le premier système est:

$$\frac{dG_{V1}(x, d)}{dx} + ZG_{I1}(x, d) = \epsilon(x-d) \quad (4-46)$$

$$\frac{dG_{I1}(x, d)}{dx} + YG_{V1}(x, d) = 0 \quad (4-47)$$

et le deuxième:

$$\frac{dG_{V2}(x, d)}{dx} + ZG_{I2}(x, d) = 0 \quad (4-48)$$

$$\frac{dG_{I2}(x, d)}{dx} + YG_{V2}(x, d) = \epsilon(x-d) \quad (4-49)$$

avec:

G_{V1} et G_{V2} sont les fonctions de GREEN de tension et de courant pour une source perturbatrice de tension en série.

G_{I1} et G_{I2} sont les fonctions de GREEN de tension et de courant pour une source perturbatrice de courant en parallèle.

$\epsilon(x-d)$ est la transformée de fourier de l'impulsion de DIRAC décalée de $(x-d)$.

L'appendice (A.5.4) donne la forme générale des fonctions de GREEN de tension et de courant en fonction des paramètres de la ligne et les conditions à ces extrémités.

4.2.4.b- Solutions par intégrales de convolutions.

Sachant que la ligne aérienne est soumise à une agression totale du rayonnement électromagnétique, les solutions du système d'équations (4-42) et (4-43) s'obtient en utilisant le calcul des intégrales de convolutions sur toute la longueur L de la ligne. Les fonctions de GREEN associées à la source de perturbation de tension et de courant sont:

$$V(x) = \int_0^L G_{V1}(x, u) V_s du + \int_0^L G_{V2}(x, u) I_s(u) du \quad (4-50)$$

$$I(x) = \int_0^L G_{I1}(x, u) V_s(u) du + \int_0^L G_{I2}(x, u) I_s(u) du \quad (4-51)$$

En utilisant cette technique de résolution on est arrivé a avoir les formes des tension et des courants induits, faciles à manipuler dans le calcul sur ordinateur pour un large spèctre de fréquence.

Pour avoir l'allure des tensions et des courant induits dans le domaine temporel on fait appel aux transformées de FOURIER

-RESULTATS ET INTERPRETATION

Dans le but de montrer l'importance de l'angle d'incidence de l'onde de foudre, des courbes de courants ont été tracées pour les deux extrémités, correspondant à Z_0 et Z_1 pour une polarisation parallèle ($\theta = 90^\circ$) et un angle de position du point d'impact $\alpha = 0^\circ$ (dans la même direction de la ligne).

Les courbes obtenues dans les figures 4.9a et b montrent la forme des courants aux deux extrémités de la ligne pour différents angles d'incidences. On remarque la grande différence de l'amplitude du courant suivant les valeurs de l'angle et en particulier à l'extrémité L pour α égale 20 degrés.

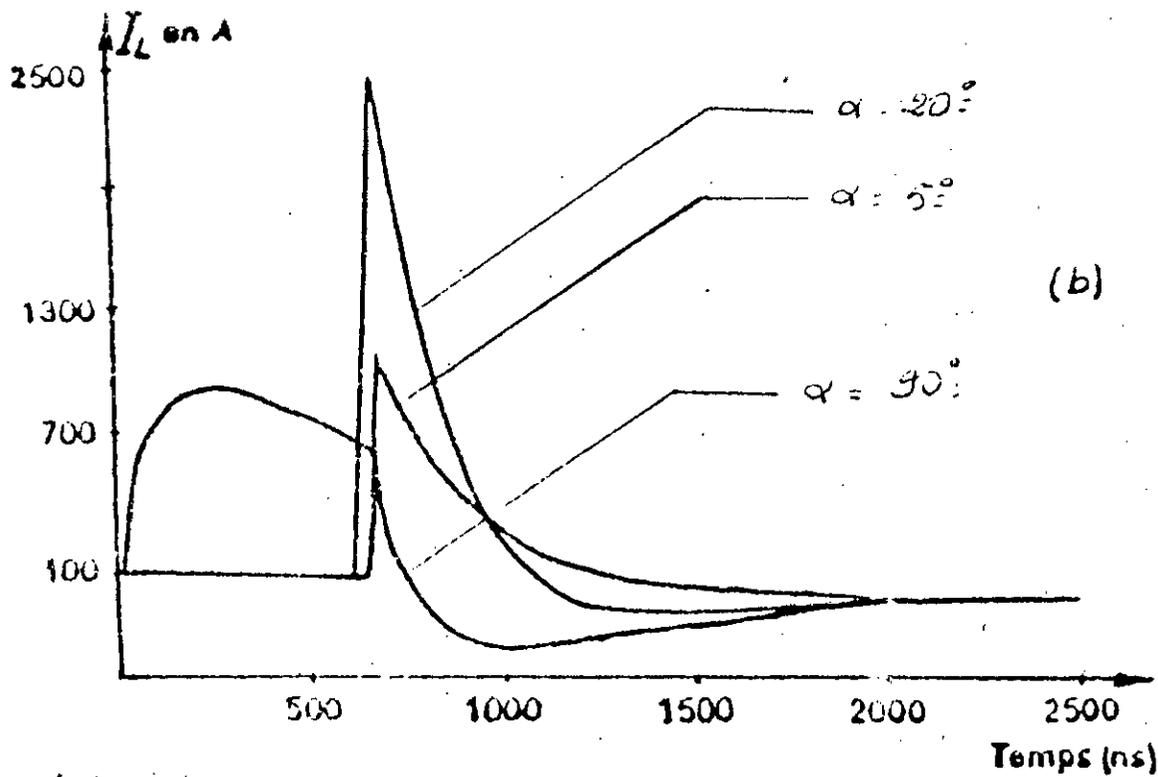


Fig. 3.a - Influence de l'angle d'incidence ($\alpha = \frac{\pi}{2} - \psi$) sur le courant induit à l'extrémité $x=L$ de la ligne pour un champ perturbateur E_i égal $1000 (e^{-0,15 \cdot 10^6 t} - e^{-3 \cdot 10^6 t})$ à une distance ($r = 3 \text{ km.}$)

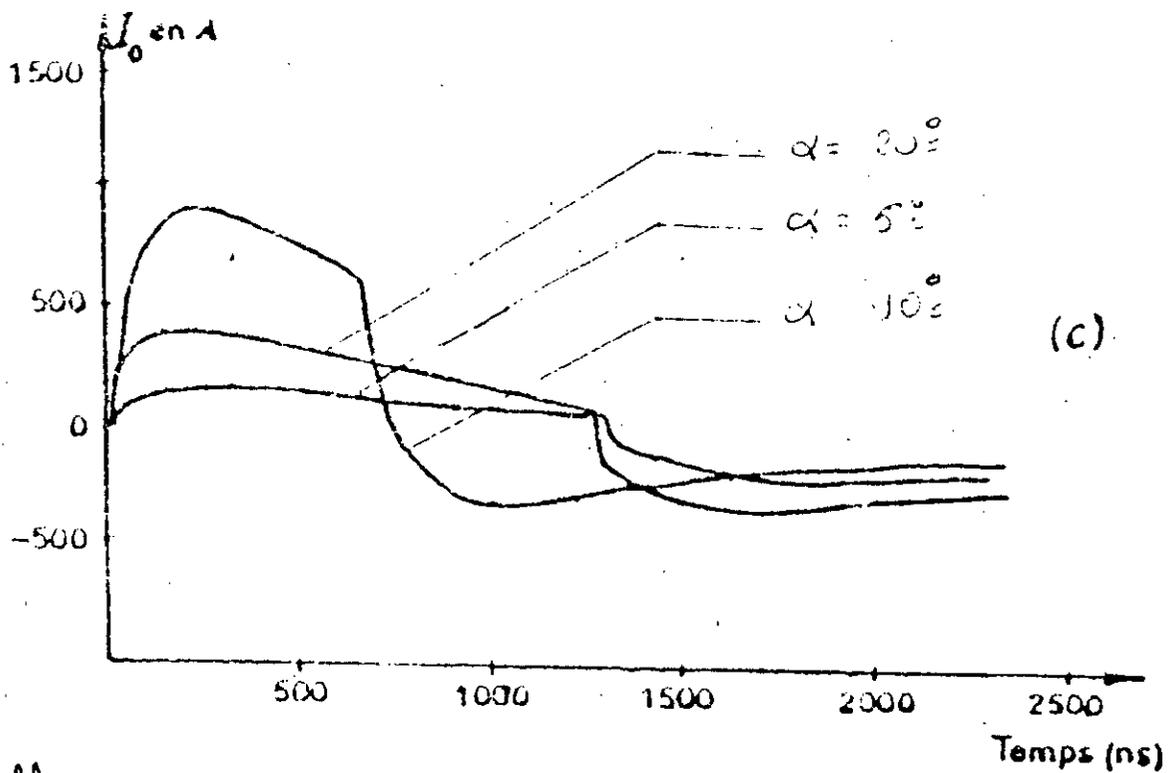


Fig. 4.9.b - Influence de l'angle d'incidence ($\alpha = \frac{\pi}{2} - \psi$) sur le courant induit à l'extrémité $x=0$ de la ligne pour le même champ perturbateur.

Conclusions générales

Nous avons décrit dans ce mémoire quelques techniques basées sur la théorie des lignes de transmission qui traite les étapes qu'il faut suivre pour faire l'étude du couplage d'une onde de foudre avec un ligne aérienne en partant d'une modélisation de la décharge de foudre ,le calcul du champ électromagnétique rayonné et en fin le calcul des surtension et surintensités induites sur une ligne aérienne induite par ce champ.

Concernant la première partie ,en analysant les résultats obtenus on peut dire que le modèle proposé basé sur la théorie des ligne ~~de~~ à constantes réparties apparait une assez bonne approche de la décharge de foudre réelle .

La technique que nous avons adoptée pour le calcul des champs rayonné par la décharge de foudre est basée sur le fait qu'on peut assimiler le canal de foudre à une infinité de dipôles de HERTZ élémentaires,cette technique utilisé par beacoup de chercheurs parait satisfaisante.

Les deux techniques de calcul du couplage champ-lignes présentées,permettent en effet de prendre compte de deux manières différentes ce couplage et de considérer chacune à part l'influence de certains paramètres.(comme l'angle d'incidence,la polarisation du de l'onde....) facilement .

Cette étude est basée sur des méthodes de calcul fréquentiel et

\non temporel ,alors que la formulation des équations de couplage champ-lignes existent dans le domaine temporel,mais vue que les avantages de l'étude fréquentielle dans ce type de problème (temps de calcul,l'espace mémoire,prise en compte de la dépendance en fréquence de certains paramètres...), nous permet de conclure que cette étude est la plus favorisée.

A.1- Compatibilité électromagnétique.

Une bonne approche de la compatibilité électromagnétique d'un système électrique est d'éviter que ce système produise trop de perturbation dans son environnement et de fixer un seuil de compatibilité au dessus duquel le système ne pose aucun problème de fonctionnement lors d'une perturbation électromagnétique.

A.2.1- Formulation des équations des télégraphistes du canal de foudre

D'après la figure(2.2) du circuit électrique de la décharge de foudre, l'équation de la tension au point A du canal est:

$$E_A - V(0) = V(h) \operatorname{ch}(\gamma h) + Z_c I(h) \operatorname{sh}(\gamma h)$$

$$V(h) = E_B \quad \text{et} \quad I(h) = \frac{E_B}{Z_s}$$

Z_s : impédance vue par le canal au point de fermeture B

(c'est à dire $Z_s = R_1$).

D'où on tire la tension au point B tel que:

$$E_B = \frac{E_A Z_s}{Z_s \operatorname{ch}(\gamma h) + Z_c \operatorname{sh}(\gamma h)}$$

$$\text{avec} \quad \operatorname{ch}(\gamma h) = \frac{e^{(\gamma h)} + e^{(-\gamma h)}}{2}$$

pour faciliter le calcul sur ordinateur on utilise forme exponentielle des fonctions hyperboliques:

$$E_B = \frac{2E_A \lambda}{(\lambda+1) e^{(\gamma h)} + \frac{(\lambda-1)}{e^{(\gamma h)}}}$$

$$\text{avec} \quad \lambda = \frac{Z_s}{Z_c}$$

A.2.2- Algorithme de calcul de la transformée de LAPLACE inverse

La transformée de LAPLACE inverse d'une fonction $F(p)$ est:

$$f(t) = \frac{1}{2\pi j} \int_{-\infty}^{+\infty} F(p) e^{pt} dp$$

selon [6], cette intégrale est approché à une somme de la forme générale:

$$f(t) \sim \frac{e^{at}}{T} \left[\frac{1}{2} F(a) + \sum_{k=1}^{\infty} \rho \cos\left(\theta + \frac{k\pi t}{T}\right) \right]$$

avec le choix des paramètres convenables tel que:

$T = 1.5 t$.

$a = 9 / (1.5t)$.

ρ : module de $F(a + jk\pi/T)$.

θ : argument de $F(a + jk\pi/T)$.

$F(a + jk\pi/T)$ = on remplace dans la fonction donnée $F(p)$, p par
 $(a + jk\pi/T)$.

A.5.2.1- Calcul des équations de couplage

champ-lignes en termes de tension et courant induits

Pour le calcul des équations de couplage champ-lignes dans le cas d'un sol à conductivité finie, on a choisit la deuxième formulation des équations en termes de tension et courant induits sur la ligne par l'excitation externe.

On adopte les mêmes démarches décrites dans la première méthode présente pour la formulation de ces équations en termes de tension diffractée V^d et courant induit tel que:

1- Pour la formulation de la première équation de couplage :*

a- On applique les équation de MAXWELL et le théorème de STOKES sur un contour (C) délimitant un surface S d'un tronçon de ligne, voir figure(4.1).

b- Vu que le tronçon dx de la ligne est infiniment petit, on fait entrer la notion de limites $dx \rightarrow 0$ tel que:

$$\frac{\partial V(x)}{\partial x} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta x} \int_a^{h-a} [E_z(x+\Delta x, z) - E_z(x, z)] dz$$

et

$$RI(x) + L_i \frac{\partial I(x)}{\partial t} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta x} \int_x^{x+\Delta x} [E_x(x, h-a) - E_x(x, a)] dx$$

en décomposant le champ magnétique B_y en deux termes incident extérieur B_y^i et propre au système B_y^p on aura:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_a^{h-a} B_y^i(x, z) dz + L_e \frac{\partial I(x)}{\partial t} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta x} \int_x^{x+\Delta x} \frac{\partial}{\partial t} \int_a^{h-a} B_y(x, z) dz dx$$

en regroupant les deux termes de l'équation on obtient donc la première équation de couplage:

$$\frac{\partial V(x)}{\partial x} + RI(x) + L \frac{\partial I(x)}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial t} \int_a^{h-a} B_y^i(x, y) dz$$

où $L = L_i + L_e$

avec $V(x), i(x)$: tension et courant induit .

L_i et L_e : respectivement inductance lineique interne et externe.

B_y^i : champ d'excitation incident.

2- Pour la formulation de la deuxième équation de couplage on utilise l'équation de MAXWELL tel que:

$$\text{rot } \vec{B} = \left(\frac{\partial}{\partial t} (\epsilon \vec{E}) + \vec{j} \right) \mu$$

j =densité du courant

En décomposant E_z en deux termes propre et incident on obtient:

$$E_z = E_z^i + E_z^p \quad \text{et} \quad B_y = B_y^i + B_y^p \quad \text{et en dérivant en obtient alors:}$$

$$V(x) = - \int_a^{h-a} E_z(x, y) dz$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_a^{h-a} B_y^p(x, y) dz = L_e \frac{\partial I}{\partial x}(x)$$

$$- \frac{\partial V(x)}{\partial t} = \frac{1}{\mu \epsilon} L_e \frac{\partial I(x)}{\partial x} - \int_a^{h-a} \frac{I_z}{\epsilon} dz + \frac{\partial}{\partial z} \int_a^{h-a} E_z^i dz$$

$$L_e C = \mu \epsilon \quad \text{et} \quad I_z = G_{V(x)} = I_z(2\pi a)$$

on obtient la deuxième équation de couplage:

$$\frac{\partial I(x)}{\partial x} + G_{V(x)} + C \frac{\partial V(x)}{\partial t} = -C \frac{\partial}{\partial t} \int_a^{h-a} E_z^z(x, z) dz$$

A.5.2- Expressions des composantes du champ

perturbateur B_y^{i+r} , E_x^{i+r} , et E_z^{i+r} .

En projetant les champs incidents sur les axes X, Y et Z (voir figure 4.2 b), on obtient les expressions des composantes du champ perturbateur en fonction des angles d'incidences ψ , de position ϕ et de la polarisation θ et fonction du champ perturbateur incident E^i [9] tel que:

$$B_y^{i+r} = \frac{\mu_0}{\eta_0} E^i e^{-j\beta x} \left(-(1+\rho_1) \cos(\phi) \sin(\theta) + (1-\rho_2) (\sin(\phi) \sin(\psi) \cos(\theta)) \right)$$

$$E_x^{i+r} = E_i e^{-j\beta x} \left((\rho_1 - 1) \cos(\phi) \sin(\theta) \sin(\psi) - (1+\rho_2) \sin(\phi) \cos(\theta) \right)$$

$$E_z^{i+r} = E_i e^{-j\beta x} \sin(\theta) \cos(\psi) (1+\rho_1).$$

où on a:

$$\eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$$

$$\beta = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \cos(\psi) \sin(\phi)$$

$$\rho_1 = \frac{m \sqrt{n^2 - \sin(\alpha)^2} - n^2 \cos(\alpha)}{m \sqrt{n^2 - \sin(\alpha)^2} + n^2 \cos(\alpha)} \quad \text{avec} \quad m = \frac{\mu_s}{\mu_0}$$

$$\rho_2 = \frac{m \cos(\alpha) - \sqrt{(n^2 - \sin(\alpha)^2)}}{m \cos(\alpha) + \sqrt{(n^2 - \sin(\alpha)^2)}} \quad \text{avec} \quad n^2 = \left(\frac{\epsilon_s - j \frac{\sigma_s}{\omega}}{\mu_0 \epsilon_0} \right) \mu_s$$

A.5.3- Expressions des sources induites

de tension et de courant en un point de la ligne

En remplaçant les expressions des champs de (A.5.2) dans l'équation (4.38) et (4.39), on obtient :

$$V_r(u) = (Aj\omega + B)E_1 e^{-j\beta u}$$

$$I_r(u) = (Cj\omega E_1) e^{-j\beta u}$$

avec

$$A = \frac{h\mu_0}{\eta_0} \left[-(1+\rho_1) \cos(\phi \sin(\theta)) + (1-\rho_2) \sin(\phi) \sin(\psi) \cos(\theta) \right]$$

$$B = -\sin(\phi) \cos(\theta) (1+\rho_2) + (\rho_1 - 1) \cos(\phi) \sin(\psi) \sin(\theta)$$

$$C = -hc \sin(\theta) \cos(\psi) (1+\rho_1)$$

A.5.4- Expressions des reponses impulsionnelles de la ligne

Les solutions particulières du système de fonction de GREEN de tension et de courant, en introduisant les conditions aux limites de la ligne, sont [15]:

$$G_{V1}(x,u) = e^{-j\omega u} [ch(\gamma(x-u))] + a_1 e^{-\gamma x} + b_1 e^{\gamma x}$$

$$G_{I1}(x,u) = e^{-j\omega u} [sh(\gamma(x-u))] + \frac{a_1}{Z_c} e^{-\gamma x} - \frac{b_1}{Z_c} e^{\gamma x}$$

$$G_{V2}(x,u) = e^{-j\omega u} [sh(\gamma(x-u))] + a_2 e^{-\gamma x} - b_2 e^{\gamma x}$$

$$G_{I2}(x,u) = e^{-j\omega u} [ch(\gamma(x-u))] + \frac{a_2}{Z_c} e^{-\gamma x} + \frac{b_2}{Z_c} e^{\gamma x}$$

où:

$$a_1 = \frac{\left(1 - \frac{Z_0}{Z_c}\right) [ch(\gamma(L-u)) + \frac{Z_L}{Z_c} sh(\gamma(L-u))]}{D}$$

$$D = (1 + \frac{Z_0}{Z_c}) e^{\gamma L} - (1 - \frac{Z_0}{Z_c}) e^{-\gamma L} - (1 + \frac{Z_0}{Z_0}) (1 - \frac{Z_0}{Z_0}) - (1 - \frac{Z_0}{Z_0}) (1 + \frac{Z_0}{Z_0})$$

avec:

$$q_2 = \frac{D}{[(\frac{Z_0}{Z_c} + 1) [c h(\gamma) \lambda] + (\frac{Z_0}{Z_0} + 1) s h(\gamma) \lambda] + ((n - \tau) \lambda) \gamma}$$

$$q_1 = \frac{D}{[(\frac{Z_0}{Z_c} + 1) [c h(\gamma) \lambda] + (\frac{Z_0}{Z_0} + 1) s h(\gamma) \lambda] + ((n - \tau) \lambda) \gamma}$$

$$q_n = \frac{D}{[(\frac{Z_0}{Z_c} - 1) [c h(\gamma) \lambda] + (\frac{Z_0}{Z_0} - 1) s h(\gamma) \lambda] + ((n - \tau) \lambda) \gamma}$$

3/93 :

P. 59 p. Fig. Tabl.

Annexe: Bilan. & p.

Mots-clés: Ecoulement de puissance optimal. Méthode de Newton
Méthode de couple

Résumé: Dans un premier temps, nous exposerons la formulation mathématique du problème ainsi que celle des méthodes à présenter, nous verrons leur modèle mathématique et leur procédure.

Les applications aux problèmes de la répartition de puissance optimale dans un réseau électrique seront traitées dans. Nous ferons ensuite les comparaisons et les interprétations des résultats.

Fig. 14. Rép. Det. T aux ondes SH

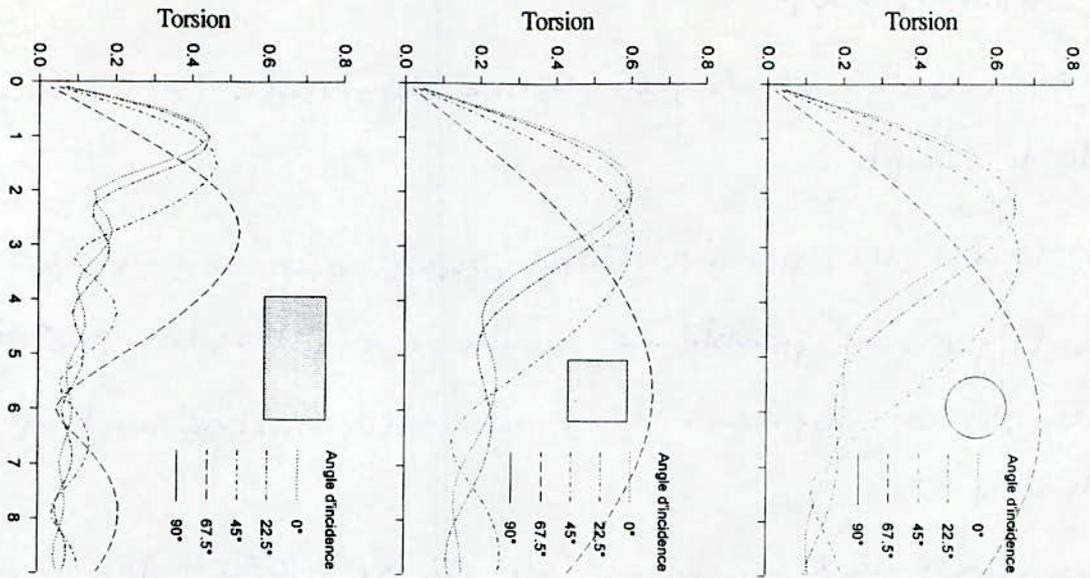


Fig. 15. Rép. Stoch. V aux ondes P

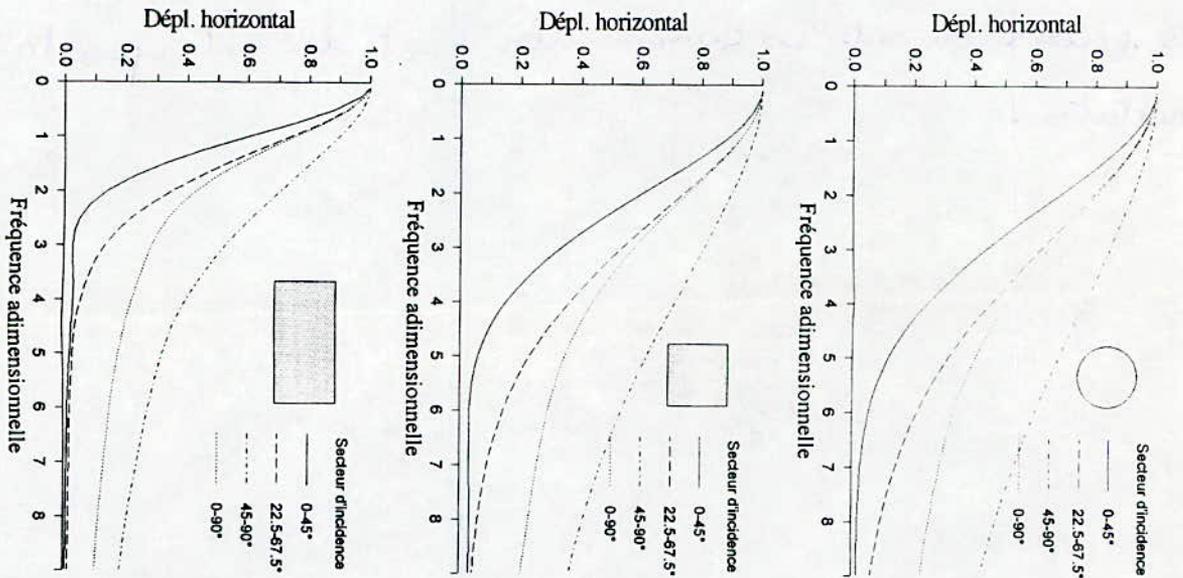
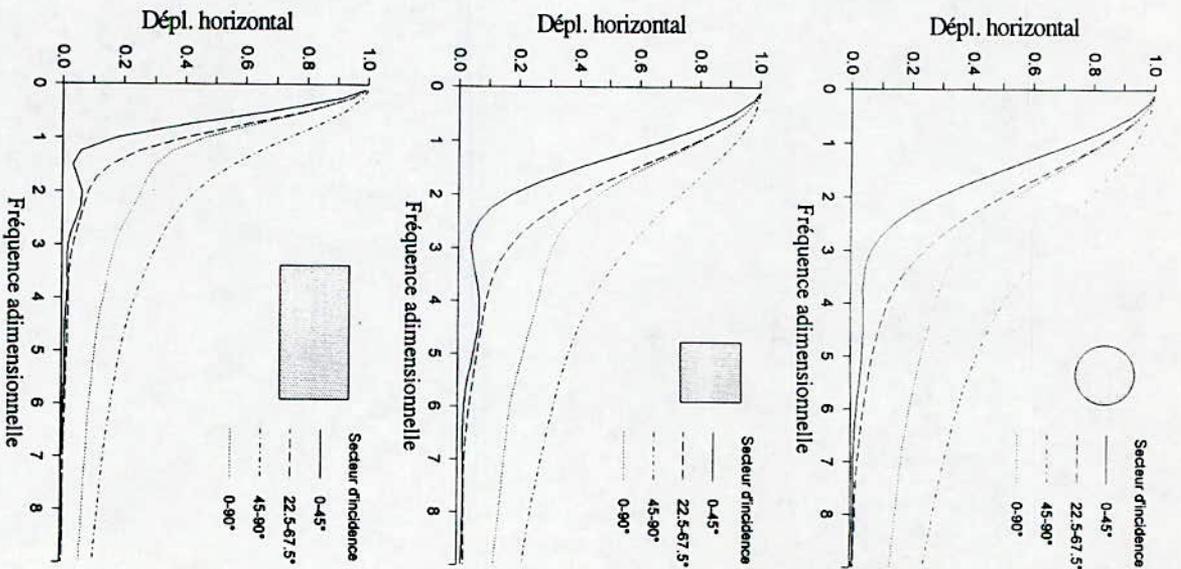


Fig. 16. Rép. Stoch. V aux ondes SV



2/93.

p. 85. Fig. Tab.

Annexe: 86-89 p. Bibliogr.: 90-91 p.

Résumé:

Nous avons essayé dans notre travail d'aborder un sujet, qui est la commande linéarisante des systèmes non linéaires.

Nous avons en premier lieu envisagé un bouclage statique pour lequel on a obtenu un système parfaitement linéaire et découplé.

En suite, on a considéré le moteur synchrones en mode VFC dont le modèle est plus pratique. La linéarisation n'a

pu être faite que par un bouclage dynamique à cause de la singularité de la matrice de découplage.

Mots clés: Commande ^{linéarisante} linéaire - Système non-linéaires. Bouclage non-linéaire - Moteur synchrones - Bouclage statique - Bouclage dynamique.

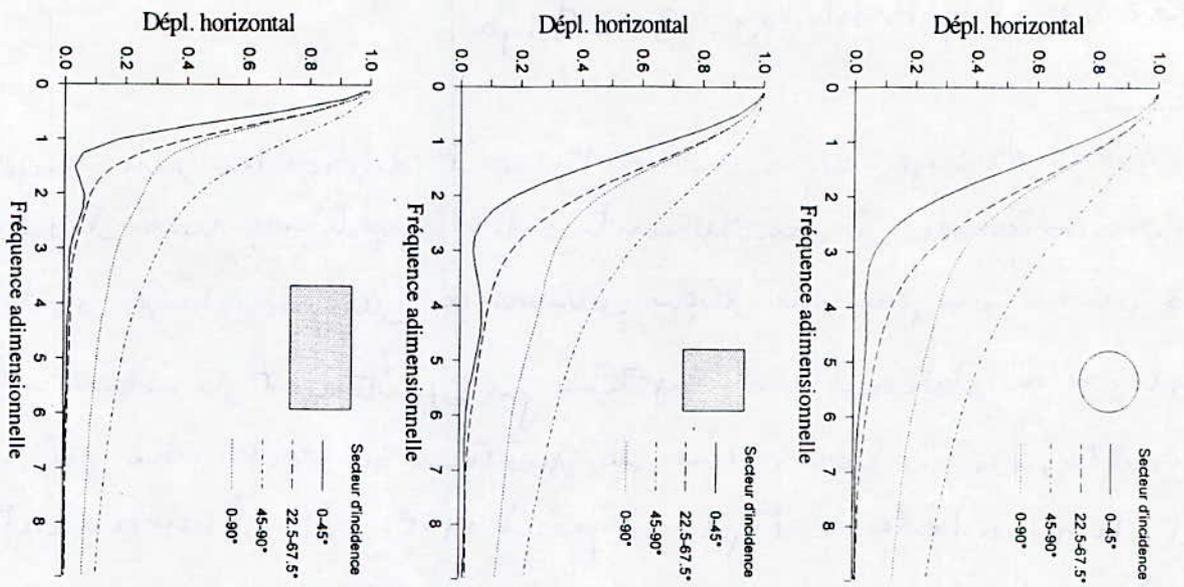


Fig. 17. Rép. Stoch. V aux ondes SH

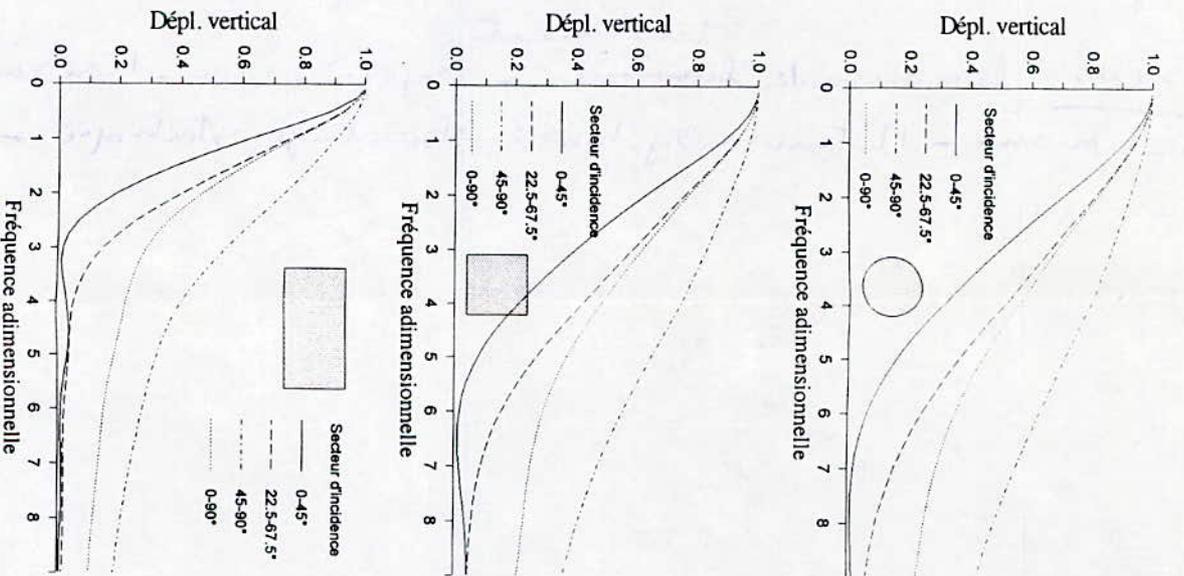


Fig. 18. Rép. Stoch. H aux ondes P

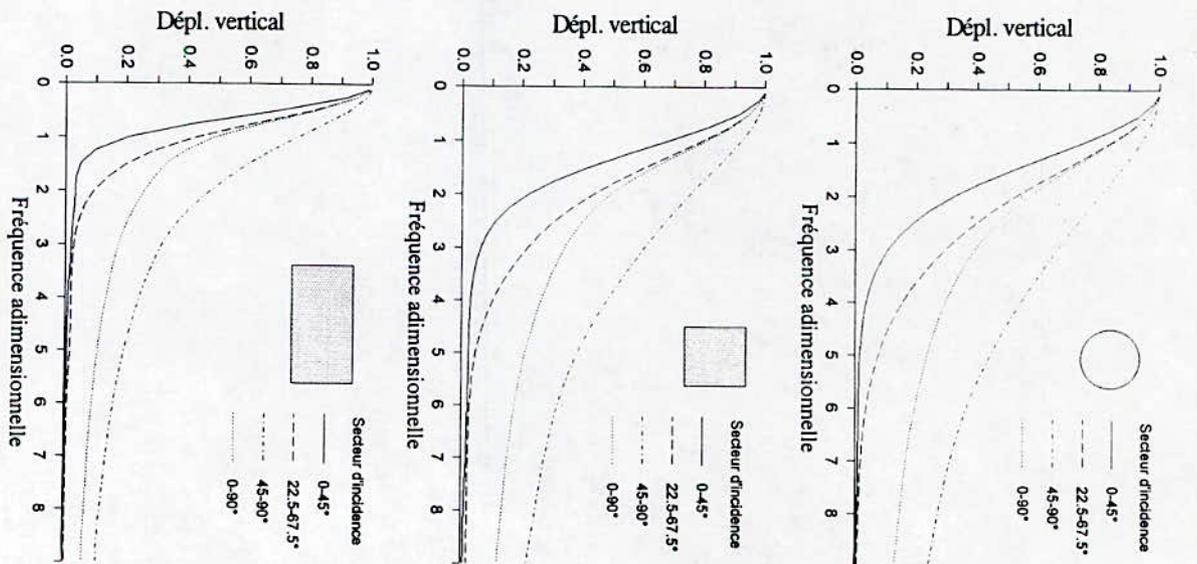


Fig. 19. Rép. Stoch. H aux ondes SV

1193.

P. 84p. Fig. Tabl.

Annexe: 9p. Bibliogr: 2p.

Résumé:

Dans notre étude on s'intéresse aux systèmes d'alimentations qui ont pour fonction de délivrer des tensions continues et qui doivent assurer l'isolation galvanique et la régulation des tensions de sortie en fonction de la charge.

On commence notre étude par l'introduction d'un aperçu sur l'évolution des alimentations à découpage, passant du hacheur classique, à hacheur quasi-résonnant.

Une partie sera consacrée à l'étude du BUCK par la méthode de la moyenne dans l'espace d'état, aboutissant à la détermination des différentes équations régissant le comportement de notre convertisseur.

On procédera au dimensionnement des différents composants du circuit et à la réalisation pratique de notre convertisseur.

Mots clés: Alimentation à découpage - Buck - semi-conducteurs
Dimensionnement - convertisseur.

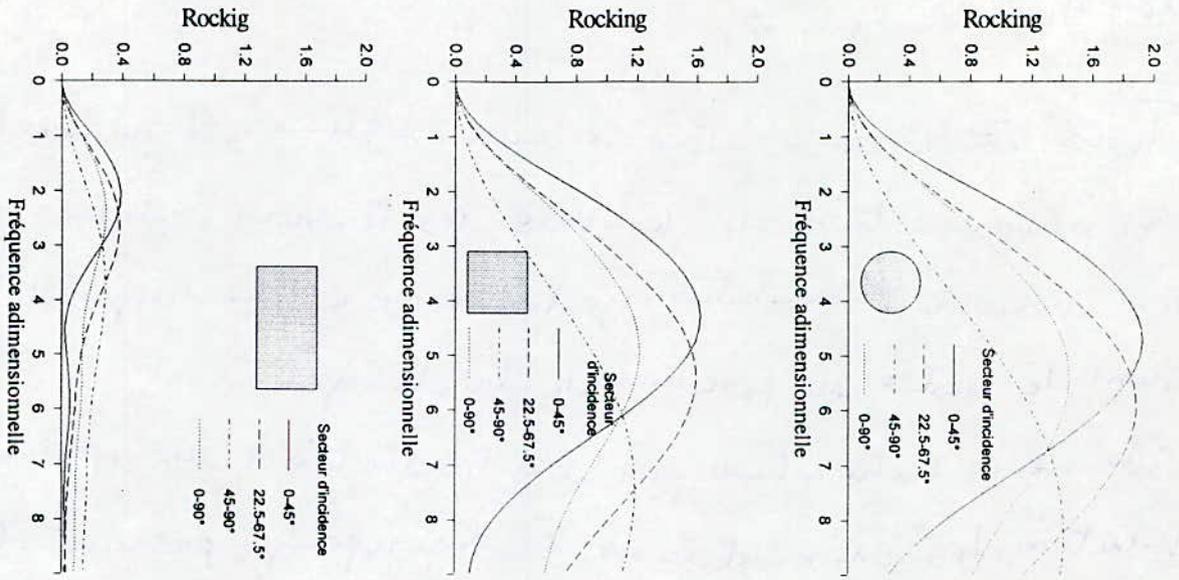


Fig. 20. Rép. Stoch. R aux ondes P

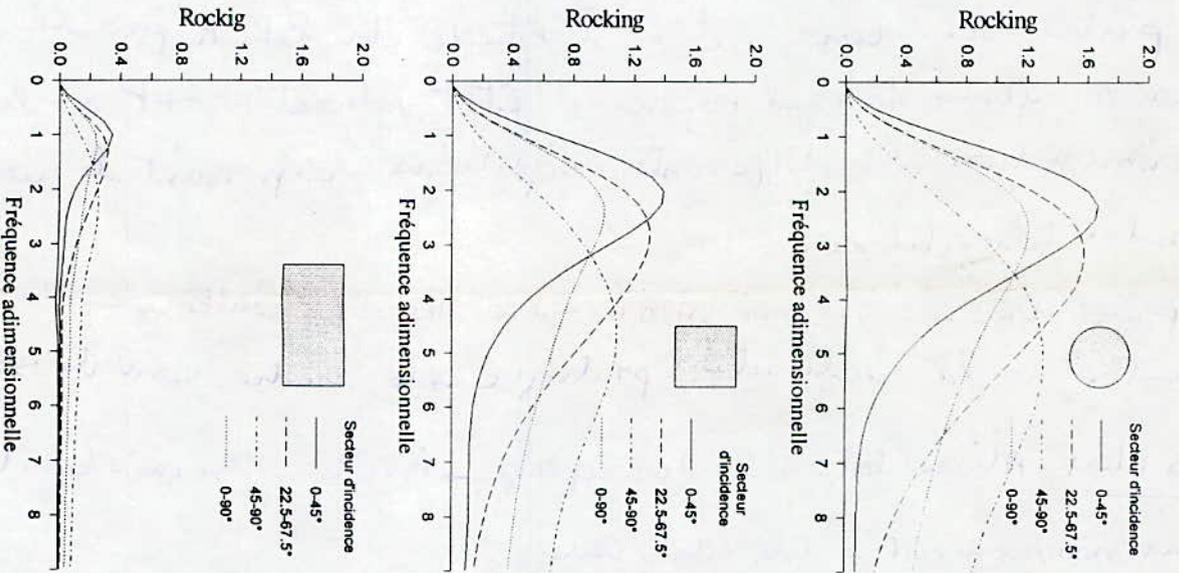


Fig. 21. Rép. Stoch. R aux ondes SV

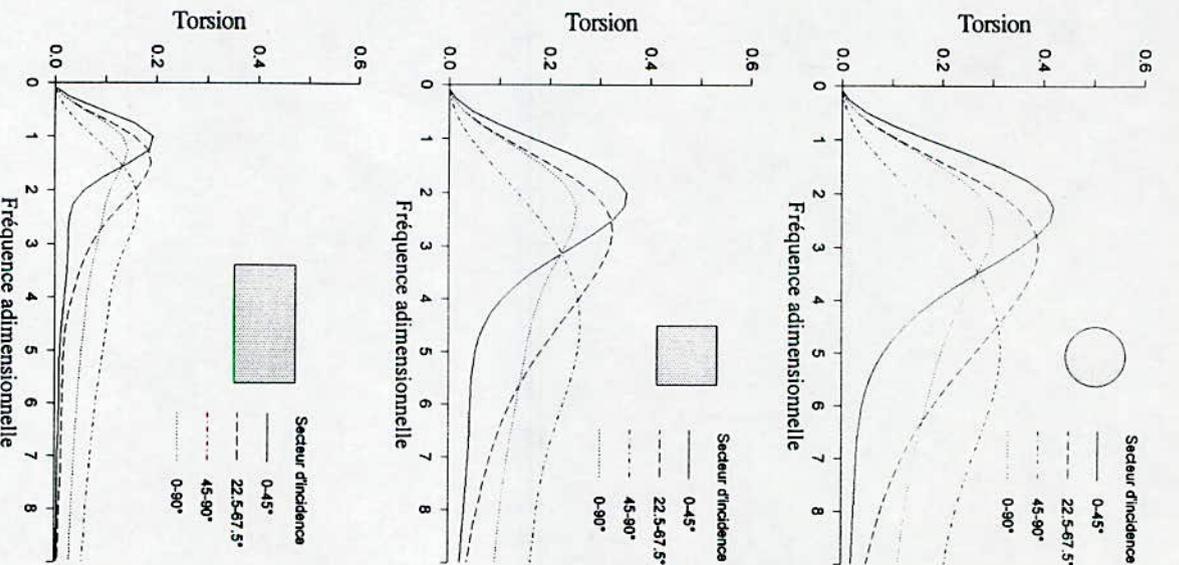


Fig. 22. Rép. Stoch. Taux ondes SH

BIBLIOGRAPHIE

- [1]: MEYNAUD P. Perturbations électromagnétiques et compatibilité. Bulletin de la direction des études et recherches, série B n°3, 1989.

- [2] ROGUIN J, SABOT A. Les moyens d'étude des phénomènes transitoire électrique. epure 14, électricité de france, DER, avril 1987.

- [3] JOHANNET P. Modélisation opérationnelle du canal de foudre, bulletin de la direction des études et recherches, série B n° 3, 1989.

- [4] PELLISSIER R. Propagation des ondes électromagnétiques par une ligne multifilaire. RGE, tome 78 n° 4, avril 1969.

- [5] GRIVET P. Physique des lignes de haute et d'ultra-haute fréquence, édition moscow 1969

- [6] JOHANNET P, DUDOC G, BLEZ B, PICHE F. La transformée de LAPLACE inverse un algorithme performant. Serie B, n° 3, 1989.

- [7] R.G.E n° 3 , 1989.

- [8] GARY L. Propriétés diélectriques de l'air et les très

hautes-tensions. Eyrolles, 1984.

- [9] GARDIOL F. Électromagnétisme. traité d'électricité de l'EPFL, édition GEORGI, 1970.

- [10] ZEDDAM A, DEGAUQUE P. Couplage entre le champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre et une ligne de télécommunication aérienne et enterrée. ANN télécommun ,41 n° 7.8 1986.

- [11] NIKOLSKI , Propagation des ondes radio électriques, édition mir 1980.

- [12] IANOZ , MAZETTI, NUTCCI, RACHIDI. Tension induite par une décharge de foudre sur une ligne aérienne, modélisation et validation expérimentale.

- [13] DEGAUQUE P, HAMELIN J. Compatibilité électromagnétique. collection technique et scientifique des télécommunication. DUNOD.

- [14] TAYLOR .IEEE. transient on electromagnetics 1965...

- [15] AGUET M, IANOZ M. Haute-tension traité d'électricité de l'EPFL, presse polytechnique romande 1987.