HAL open science

Modélisation haute fréquence des effets électromagnétiques induits dans les câblages aéronautiques

Aymene Chafik

▶ To cite this version:

Aymene Chafik. Modélisation haute fréquence des effets électromagnétiques induits dans les câblages aéronautiques. Electronique. Université de Bordeaux, 2019. Français. NNT : 2019BORD0143 . tel-02465047

HAL Id: tel-02465047

https://theses.hal.science/tel-02465047

Submitted on 3 Feb 2020

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE PRÉSENTÉE

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR DE

L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGENIEUR

SPÉCIALITÉ ELECTRONIQUE

Par **Aymene Chafik**

Modélisation haute fréquence des effets électromagnétiques induits dans les câblages aéronautiques

Soutenue le 20 septembre 2019

Membres du jury :

Mme Geneviève Duchamp	Professeur, Université de Bordeaux	Présidente du jury
Mme. Valérie Vigneras	Professeur, ENSCBP	Directrice de thèse
M. Laurent Oyhenart	Maitre de conférences, Université de Bordeaux	Co-encadrant de thèse
M. Jean Michel Petolat	CEO Algotech informatique	Examinateur
M. Philippe Besnier	Directeur de recherche, CNRS	Rapporteur
M. Alain Reineix	Directeur de recherche, CNRS	Rapporteur

Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier madame Valérie Vigneras, ma directrice de thèse, pour son encadrement, pour la correction détaillée du manuscrit qu'elle a effectuée, pour son aide et ses précieux conseils lors des répétitions de la soutenance, et enfin pour sa confiance, qui m'a permis de partager aujourd'hui le fruit de notre travail.

Je tiens également à adresser mes remerciements à mon encadrant Laurent Oyhenart pour ses précieux conseils et sa disponibilité tout au long de cette thèse. Il m'a apporté une aide considérable lors de la phase de mesure. J'ai aussi beaucoup apprécié son expertise lors de nos discussions autour des différents sujets de cette étude.

Je souhaite aussi remercier Mortaza Zadshakoyan, Caroline Kouadio et Adam Misbah, stagiaires en master, pour leur support lors de la réalisation des mesures.

J'exprime mes grands remerciements à monsieur Jean-Michel Petolat, directeur général de l'entreprise Algotech informatique, pour le soutien qu'il m'a apporté tout au long de cette thèse. Je le remercie aussi pour m'avoir permis de rencontrer des industriels dans le domaine de la CEM à travers des séminaires et des partenariats. Je remercie Maher Alaya qui m'a beaucoup aidé au début de ma thèse en facilitant mon intégration au sein de l'entreprise.

Je remercie monsieur Frank Gobet, le directeur de l'école doctorale, pour son suivi, son soutien et ses encouragements lors de la quatrième année de thèse. Je remercie madame Nathalie Labat, professeur à l'université de Bordeaux, pour son soutien et ses précieux conseils.

J'adresse mes remerciements à monsieur Alain Reineix et monsieur Philippe Besnier pour avoir accepté de rapporter ces travaux de thèse, pour leur analyse du manuscrit ainsi qu'aux correctifs et commentaires qu'ils y ont ajoutés. Je remercie madame Geneviève Duchamp pour avoir participé à cette soutenance en tant que présidente du jury.

Je remercie mes parents et mes amis qui m'ont été d'une grande aide et d'un grand conseil lors des moments les plus délicats.

Table des matières

Table des matières 1

Liste des figures 4

Liste des acronymes 9

Introduction générale 10

Chapitre 1 État de l'art de la modélisation numérique des lignes de transmission 13

1.1 Introduction 13
1.2 La CEM dans les moyens de transport et les câblages 14
1.2.1 Les enjeux de l'étude CEM en amont dans la phase de conception 14
1.2.2 Les sources de perturbations électromagnétiques dans les aéronefs 15
1.2.3 La normalisation en CEM 16
1.2.4 Installation et modélisation des harnais industriels 17
1.2.5 Les interférences électromagnétiques 19
1.3 Résolution numérique des équations de Maxwell 24
1.3.1 Principe de la méthode des moments 24
1.3.2 Principe de la FDTD (Différences finies dans le domaine temporel) 25
1.3.3 Avantages et inconvénients des méthodes 27
1.4 Modélisation des lignes de transmission 28
1.4.1 La ligne monofilaire 28
1.4.2 Les lignes multifilaires 29
1.4.3 La modélisation électrique appliquée aux lignes multifilaires 31
1.5 Topologie EM des réseaux de lignes multifilaires 32
1.5.1 Les paramètres S des jonctions 34
1.5.2 L'équation de la BLT 35
1.6 Conclusion 36

Chapitre 2 Modélisation des réseaux de lignes de transmission 38

2.1 Introduction 38
2.2 La MNA appliquée aux lignes multifilaires 38
2.2.1 Notions sur la MNA 39
2.2.2 Le modèle de lignes multifilaires utilisé par Algotech 40

2.2.3 Exemple de validation 42
2.3 Couplage entre la MNA et la BLT 43
2.3.1 Équations du système hybride 44
2.3.2 Normalisation des paramètres S dans la topologie. 45
2.3.3 Exemple de validation 47
2.4 Application de la méthode de Kron aux lignes de transmission 48
2.4.1 Méthode de Kron 50
2.4.2 Le modèle de Branin 51
2.4.3 Les équations de Vabre du couplage entre les lignes de transmission 52
2.4.4 Intégration de la théorie des lignes dans le formalisme de Kron 54
2.5 Conclusion 59

Chapitre 3 Modélisation haute fréquence des lignes de transmission 61

3.1 Introduction 61
3.2 La MPIE appliquée aux lignes de transmission filaires 62
3.2.1 La théorie des lignes modifiée en haute fréquence 64
3.2.2 Le modèle TLST 66
3.3 Application de la TLST aux cas d'une ligne finie terminée par des risers 69
3.3.1 Segmentation de la ligne de transmission avec des risers 69
3.3.2 Optimisation de la méthode TLST 71
3.4 Modélisation des risers avec la méthode PEEC 76
3.4.1 Introduction 76
3.4.2 Le modèle PEEC 77
3.4.3 Détermination des coefficients partiels pour le cas des fils minces et risers 80
3.4.4 Analogie avec la TLST et le couplage avec la théorie des lignes classique 83
3.4.5 L'intérêt de la correction avec les matrices chaines de la TLST 86
3.4.6 Étude du modèle 87
3.5 Conclusion 91

Chapitre 4 Étude expérimentale des lignes de transmission et application aux goulottes métalliques 94

4.1 Introduction 94
4.2 Validation expérimentale 95
4.2.1 Description du banc de mesure 95
4.2.2 Le cas d'un seul conducteur 96
4.2.3 Le cas de deux conducteurs couplés 100

4.3 La modélisation des plans métalliques finis ... 102
4.3.1 Principe de la méthode ... 102
4.3.2 La résolution avec la méthode MNA-MTL ... 104
4.3.3 Validation sur un plan conducteur fini ... 108
4.4 La modélisation des goulottes métalliques ... 111
4.4.1 Les types de conduits métalliques ... 111
4.4.2 L'intérêt des conduits métalliques d'un point de vue CEM ... 112
4.4.3 Étude du modèle des goulottes ... 113
4.5 Analyse expérimentale des goulottes métalliques ... 118
4.5.1 Terminaisons avec panneaux ... 118
4.5.2 Terminaisons avec risers ... 120
4.5.3 Modélisation des goulottes en haute fréquence ... 125
4.5.4 Bilan et perspectives ... 128
4.6 Conclusion ... 130

Conclusion générale ... 132

Bibliographie ... 136

Annexe A Éléments de calcul de la TLST ... 142
A.1 De la MPIE aux équations générales des télégraphistes ... 142
A.2 Détermination des paramètres linéiques ... 144
A.3 Le calcul des matrizants avec la méthode Volterra ... 146

Annexe B Couplage entre deux conducteurs ... 148
B.1 Terminaisons avec risers ... 148
B.2 Terminaisons avec panneaux ... 150

Liste des figures

Figure 1-1 : Représentation de l'évolution des coûts et des techniques d'intervention selon les phases de développement. [1] 14
Figure 1-2 : Un avion A320 foudroyé [2] 15
Figure 1-3 : Installation des harnais dans un avion [7] 18
Figure 1-4 : Schéma de couplage dans la CEM 19
Figure 1-5 : Mode de couplage par conduction et par rayonnement 19
Figure 1-6 : Couplage par impédance commune 20
Figure 1-7 : Connexion en un point unique (a) liaison série (b) liaison parallèle [1] 22
Figure 1-8 : Connexion repartie au plan de masse [1] 22
Figure 1-9 : Configuration électrique avec plusieurs masses et connexions 23
Figure 1-10 Circuit équivalent d'un tronçon de ligne avec ses paramètres linéiques 28
Figure 1-11 Circuit équivalent de la section droite d'une ligne multifilaire 29
Figure 1-12 : Topologie EM d'un avion [39] 33
Figure 1-13 La propagation des ondes entre les tubes et les jonctions 33
Figure 1-14 : Numérotation des courants et tensions sortants des jonctions 34
Figure 2-1 : Un circuit électrique avec des composants passifs représentés en admittance 39
Figure 2-2 : Affichage de la section droite d'un toron sur Aerodesk 40
Figure 2-3 : Circuit équivalent de deux conducteurs couplés avec deux cellules 41
Figure 2-4 : Matrices équivalentes au circuit de la Figure 2-3 41
Figure 2-5 : Comparaison entre la MNA et la BLT sur le calcul de la tension de télédiaphonie en fonction du nombre de cellules pour une ligne de longueur 2m. (a) 10 cellules, (b) 40 cellules 43
Figure 2-6 : Modèle hybride d'un réseau de lignes multifilaires 44
Figure 2-7 : Ondes de courants réfléchies et incidentes aux extrémités d'une ligne 45
Figure 2-8 : Deux topologies dont les paramètres S sont normalisés par rapport à deux impédances de référence différentes : (a) normalisés à 50 Ω, (b) topologiques 46
Figure 2-9 : Schéma d'un système hybride composé d'un tube connecté à une jonction en MNA 46
Figure 2-10 : Exemple d'une topologie hybride MNA/BLT 47
Figure 2-11 : Comparaison des résultats du calcul de la tension au nœud 5 avec la MNA et la méthode hybride 47
Figure 2-12 : Comparaison des résultats du calcul de la tension au nœud 6 avec la MNA et la méthode hybride 48
Figure 2-13 : Topologie d'un avion composée de plusieurs sous volumes délimités par des frontières physiques [47] 49

Figure 2-14 : Représentation des courants dans l'espace des mailles et l'espace des branches dans le cas d'un réseau avec 2 mailles et 4 branches 50
Figure 2-15 : Modélisation d'une ligne de transmission avec le formalisme de Branin 52
Figure 2-16 : Modélisation du couplage faible entre 2 lignes avec le formalisme de Branin 53
Figure 2-17 : Représentation d'une ligne multifilaire avec un multiport en matrice **Z** 54
Figure 2-18 : Couplage entre 2 lignes avec la théorie des lignes multifilaires sous Kron 56
Figure 2-19 : Schéma de deux lignes couplées 58
Figure 2-20 : Comparaison des méthodes de Branin-Vabre et Branin-MTL dans le calcul de la tension de télédiaphonie de deux lignes couplées distantes de 5cm 58
Figure 2-21 : Comparaison des méthodes de Branin-Vabre et Branin-MTL avec la BLT dans le calcul de la tension de télédiaphonie de deux lignes couplées distantes de 5mm 59
Figure 3-1 : Les modèles de lignes de transmission issus de la MPIE 64
Figure 3-2 : Comparaison des méthodes FDTD et théorie des lignes modifiée pour le calcul de la tension au niveau de la charge d'une ligne de transmission de longueur 2.06m et de hauteur 3cm, alimentée par un générateur tension de 10V 66
Figure 3-3 : Diagramme de processus séquentiel de la TLST 68
Figure 3-4 : Schéma d'une ligne de transmission raccordée au plan de masse par des risers 69
Figure 3-5 : Coordonnées du riser gauche, incluant sa partie verticale et horizontale 70
Figure 3-6 : Décomposition en trois zones d'une ligne de transmission terminée par des risers 72
Figure 3-7 : Partie réelle de l'inductance linéique pour f=1GHz calculée par la TLST et la théorie des lignes classique en fonction de la longueur de l'arc pour 2 longueurs de ligne : L=2.10 m, (b) L=0.5 m 72
Figure 3-8 : Partie imaginaire de l'inductance linéique pour f=1GHz calculée par la TLST et la théorie des lignes classique en fonction de la longueur de l'arc pour 2 longueurs de ligne : (a) L=2.10 m, (b) L=0.5 m 73
Figure 3-9 : Partie réelle et imaginaire du paramètre $B11(1)$ calculées par la TLST et la théorie des lignes classiques en fonction de la longueur de l'arc, pour f = 1 GHz : (a)Partie réelle –(b) Partie imaginaire 74
Figure 3-10 : Raccordement du paramètre $B12(1)$ de la TLST avec la théorie classique. (a) Partie réelle –(b) Partie imaginaire 74
Figure 3-11 : Effet de la fréquence sur le paramètre linéique $B12(1)$ calculée par la TLST et la théorie des lignes classique en fonction de la longueur de l'arc. (a) Partie réelle –(b) Partie imaginaire 75
Figure 3-12 : Effet de la longueur de la ligne sur le paramètre linéique $B12(1)$ à la fréquence de 1GHz. (a) Partie réelle –(b) Partie imaginaire 75
Figure 3-13 : Cellules de courant en bleu et cellules de potentiel en orange 79

Figure 3-14 : Représentation des capacités en régime quasi-stationnaire [62] 79
Figure 3-15 : Circuit équivalent des cellules PEEC dans le modèle « fullwave » 80
Figure 3-16 : Segmentation du riser, Cellules inductives (trait plein), Cellules capacitives (pointillés) 82
Figure 3-17 : Points de source et d'observation sur la partie verticale du riser..... 83
Figure 3-18 : Partie du riser ayant un comportement d'une ligne uniforme (encerclée en bleu) et la partie réelle de son inductance linéique 84
Figure 3-19 : Point de raccordement sur la cellule 6 du riser. (a) Modélisation avec des cellules PEEC. (b) Modélisation avec les matrices chaines de la TLST 84
Figure 3-20 : Parties des lignes ayant les mêmes paramètres linéiques 85
Figure 3-21 : Partie réelle de l'inductance d'un riser et d'une ligne finie..... 85
Figure 3-22 : Suppression des cellules C7 et C8 du circuit PEEC avec les matrices chaines de la TLST 85
Figure 3-23 : Procédure de modélisation d'une ligne de transmission avec risers..... 86
Figure 3-24 : Tension au niveau de la charge d'une ligne de transmission de longueur 2m, de hauteur 3cm et de rayon 75mm en fonction de la fréquence, avec et sans correction par la TLST 86
Figure 3-25 : Validation des modèles avec la MoM, tension au niveau de la charge-L = 2m, hauteur 3cm 87
Figure 3-26 : Comparaison des méthodes PEEC et MoM pour le calcul de la tension au niveau de la charge-L=2m, hauteur 5cm..... 88
Figure 3-27 : Comparaison des tensions de la charge calculées avec 1 coefficient et 4 coefficients de la série de Taylor du terme exponentiel des paramètres linéiques de la méthode PEEC 90
Figure 3-28 Diagramme de flux de l'algorithme du couplage PEEC BLT 93
Figure 4-1 : Banc de test en chambre anéchoïque 95
Figure 4-2 : Terminaisons des lignes de transmission. (a) risers – (b) panneaux..... 96
Figure 4-3 : Configuration de la mesure avec des panneaux aux extrémités 97
Figure 4-4 : Pertes par rayonnement pour différentes dimensions de panneaux..... 97
Figure 4-5 : Rayonnement du champ électrique d'un panneau de dimension 5x5cm..... 98
Figure 4-6 : Rayonnement du champ électrique d'un panneau de dimension 20x20cm..... 98
Figure 4-7 : Comparaison du paramètre S11 simulé en FDTD avec la mesure - Panneaux 20x20cm.. 98
Figure 4-8 : Comparaison du paramètre S_{21} simulé en FDTD avec la mesure - Panneaux 20x20cm... 99
Figure 4-9 : Comparaison des coefficients de transmission S_{21} mesurés pour différentes terminaisons de ligne 99
Figure 4-10 : Tension au niveau de la charge – Ligne de transmission de longueur 2.14m, de hauteur 3cm, de rayon 0.75mm – Comparaison mesures – simulation PEEC 100

Figure 4-11 : Deux conducteurs couplés. (a) terminaison avec panneaux – (b) terminaison avec risers 100
Figure 4-12 : Numérotation des ports des deux lignes de transmission 101
Figure 4-13 : Paramètre S31 mesuré et simulé pour deux lignes couplées distantes de 1cm..... 101
Figure 4-14 : Paramètre S31 mesuré et simulé pour deux lignes couplées distantes de 4cm..... 102
Figure 4-15 : Modélisation d'un plan de masse métallique par un ensemble de câbles..... 103
Figure 4-16 : Structure métallique de dimensions très petites par rapport au rayon d'un plan de masse cylindrique [66] 103
Figure 4-17 : Représentation des courants et tensions aux extrémités des câbles..... 105
Figure 4-18 : Section droite d'un plan de masse fini modélisé avec des câbles..... 109
Figure 4-19 : Simulation d'un plan de masse fini de largeur 10cm en fonction du nombre de conducteurs 109
Figure 4-20 : Effet de la largeur du plan de masse pour une hauteur 3 cm 110
Figure 4-21 : Effet de la largeur du plan de masse pour une hauteur 1 cm 110
Figure 4-22 : Répartition du module du champ électrique à la fréquence 500 MHz – (a) h=3cm – (b) h=1cm 111
Figure 4-23 : Performances CEM des conduits métalliques 112
Figure 4-24 : Impédance de transfert des conduits métalliques [68]..... 112
Figure 4-25 : Classement par niveau de protection des conduits métalliques [69] 113
Figure 4-26 : Réduction de l'aire des boucles de courant avec les conduits [70] 113
Figure 4-27 : Section droite d'une goulotte modélisée avec des câbles et un conducteur centré..... 114
Figure 4-28 : Variation de l'impédance ramenée en fonction de la fréquence..... 114
Figure 4-29 : Pourcentage de variation maximum de la tension entre notre modèle et celui du plan de masse infini dans une goulotte large (10x10cm) en fonction de la position du conducteur à l'intérieur de la goulotte..... 115
Figure 4-30 : Pourcentage de variation maximum de la tension entre notre modèle et celui du plan de masse infini dans une goulotte étroite (5x5cm) en fonction de la position du conducteur à l'intérieur de la goulotte 116
Figure 4-31 : Schéma équivalent du couplage entre deux conducteurs au sein d'une goulotte 116
Figure 4-32 : Hypothèses sur les surfaces métalliques considérées comme un plan de masse infini . 117
Figure 4-33 : Comparaison du modèle avec les deux hypothèses du plan de masse infini 117
Figure 4-34 : Un conducteur à l'intérieur d'une goulotte avec des panneaux aux extrémités 118
Figure 4-35 : Comparaison des pertes par rayonnement entre un plan de masse et une goulotte. 119
Figure 4-36 : Deux positions différentes à l'intérieur d'une goulotte 119

Figure 4-37 : Comparaison des paramètres S_{21} des mesures d'une ligne de transmission de hauteur 3cm avec deux positions : 1cm et 5cm de l'aile gauche, avec ceux de la théorie des lignes (TL) pour deux hauteurs : 1cm et 3cm 119
Figure 4-38 : Module du champ électrique d'un conducteur au sein d'une goulotte. 120
Figure 4-39 : Positions du riser au sein d'une goulotte. (a) à l'extérieur – (b) à l'intérieur 120
Figure 4-40 : Mesures des pertes par rayonnements engendrées par les risers 121
Figure 4-41 : Module du champ électrique pour la configuration riser à l'intérieur-f= 1.5GHz..... 122
Figure 4-42 : Module du champ électrique pour la configuration riser à l'intérieur-f= 1.8GHz..... 122
Figure 4-43 : Paramètres S_{21} mesurés et simulés avec la théorie des lignes (TL) 122
Figure 4-44 : Les différentes largeurs de goulottes expérimentées. 123
Figure 4-45 : Fréquence de coupure des goulottes en fonction de leur largeur..... 123
Figure 4-46 : Géométrie (a) et distribution des champs électrique (b) et magnétique (c) d'un guide d'onde 124
Figure 4-47 : Distribution des champs électrique (a) et magnétique (b) de la goulotte avec les risers à 1.8 GHz..... 124
Figure 4-48 : Vue de face des champs EM de la goulotte avec risers à 1.5 GHz. (a) Électrique-(b) Magnétique 124
Figure 4-49 : Segmentation d'une ligne multifilaire avec un conduit métallique en haute fréquence 126
Figure 4-50 : Positions d'une ligne filaire au sein d'une goulotte avec les risers à l'extérieur 126
Figure 4-51 : Modélisation d'une ligne de transmission au sein d'une goulotte en haute fréquence.. 127
Figure 4-52 : Tension au niveau de la charge R2 - Position 1..... 127
Figure 4-53 : Tension au niveau de la charge R2 - Position 2..... 128
Figure B-1 : Numérotation des ports 148
Figure B-2 : Mesure des pertes par rayonnement de la configuration 1-Risers 149
Figure B-3 : Mesure des pertes par rayonnement de la configuration 2-Risers 149
Figure B-4 : Paramètres S14 de la configuration 2 150
Figure B-5 : Paramètres S14 de la configuration 1 150
Figure B-6 : Pertes par rayonnement de la configuration 1-Panneaux..... 151
Figure B-7 : Pertes par rayonnement de la configuration 2-Panneaux..... 151

Liste des acronymes

B

BLT ..... Baum–Liu–Tesche

C

CEM ..... *Compatibilité électromagnétique*

E

EFIE ..... Electrical field integral equation

EM ..... *Electromagnétique*

F

FDTD ..... *finite difference time domain*

fem ..... *force électromotrice*

FLF ..... *Forward loss factor*

M

MFIE ..... Magnetic field integral equation

MNA ..... Modified nodal analysis

MoM ..... *Method of moment*

MPIE ..... *Mixed potential integral equation*

P

PEEC ..... *Partial element equivalent circuit*

T

TLM ..... *Transmission line matrix*

TLST ..... *Transmission line super theory*

Introduction générale

Ces dernières décennies, l'évolution des équipements électroniques et la prolifération des réseaux de câbles dans les moyens de transport ont favorisé l'augmentation des phénomènes d'incompatibilité électromagnétique. En d'autres termes, la cohabitation de ces équipements dans un même environnement crée des dysfonctionnements ; de nouvelles sources d'émission non intentionnelle d'ondes électromagnétiques sont ainsi provoquées. À cela s'ajoutent également d'autres sources de perturbation, notamment celles d'origine naturelle comme la foudre et les agressions issues de dispositifs externes tels que celles des radars militaires. De ce fait, l'évaluation des seuils de couplages électromagnétiques au sein de ces installations électriques est devenue indispensable pour anticiper les situations critiques générant des dysfonctionnements internes et y remédier.

Dans les industries de transport, les constructeurs se préoccupent de l'identification des risques de CEM en menant une campagne de tests sur les prototypes de véhicules. Cette démarche peut être très onéreuse si les modifications sont effectuées après la phase de production, car les solutions mises en œuvre telles que l'installation des blindages et des filtres vont générer des coûts supplémentaires. De plus, elles introduisent une masse additionnelle et donc influent implicitement sur la consommation du carburant. Face à cette problématique, les industriels ont recours à la modélisation numérique lors de la phase de conception des produits afin d'éviter tout risque d'incompatibilité électromagnétique en amont. En effet, la simulation numérique constitue un outil qui aide à la prédiction des scénarios de dysfonctionnement et cela à moindre coût. Cependant, les temps de calcul peuvent devenir prohibitifs en utilisant des codes de calcul basés sur un maillage tridimensionnel tels que ceux des méthodes des moments et des différences finies. Pour pallier ce problème, le recours aux méthodes analytiques et simplifiées est devenu nécessaire pour aboutir à un outil de simulation rapide offrant une précision acceptable. Aujourd'hui, nous ne pouvons pas nous contenter d'une seule méthode numérique pour la simulation d'un système complexe tel qu'un aéronef en raison de contraintes de temps de calcul ou de précision. De ce fait, on va s'intéresser plutôt au développement des logiciels hybrides, c'est-à-dire que ces derniers reposent aussi bien sur des méthodes numériques 3D que des méthodes simples basées principalement sur des calculs analytiques. Ces outils numériques restent néanmoins rares sur le marché en raison du nombre limité de sociétés spécialisés dans ce domaine.

Les travaux de recherche se sont diversifiés pour étudier les différentes configurations réalistes que nous pouvons rencontrer dans une installation électrique. Nous distinguerons à ce sujet plusieurs thématiques

de recherches : la modélisation haute fréquence, l'aspect non uniforme des lignes de transmission et la modélisation de l'environnement métallique des conducteurs tels que les conduits métalliques.

C'est dans cette perspective que s'inscrivent les travaux de cette thèse CIFRE entre le laboratoire IMS et l'entreprise Algotech Informatique. Cette dernière est un éditeur, distributeur et intégrateur de solutions logicielles à destination des acteurs du bâtiment et de l'industrie. L'entreprise intervient dans plusieurs secteurs d'activité tels que la santé, l'aéronautique et l'énergie. Son domaine d'expertise couvre principalement les métiers de l'électricité, de la gestion des documents techniques et de la gestion patrimoniale. Elle accompagne d'une part les bureaux d'études avec des logiciels qui facilitent le traitement des schémas électriques de manière à ce que l'expérience utilisateur soit la meilleure possible. D'autre part, elle aide les services de maintenance à optimiser les temps d'intervention en mettant à leur disposition une documentation technique simple et efficace. L'entreprise contribue également à la transformation numérique des entreprises en numérisant les anciens schémas électriques sur papier. Ces bases de données leur permettent de mieux gérer les modifications et les mises à jour apportées.
En ce qui concerne les moyens de transport, Algotech dispose d'un logiciel de câblage embarqué qui comporte tous les éléments nécessaires au dessin des schémas électriques incluant une topologie de réseau de harnais et des torons. Dédié à l'industrie aéronautique, automobile et ferroviaire, il se distingue par ses composants, symboles et connectiques spécifiques à ces domaines de transport. En se basant sur son simulateur électrique, le logiciel permet actuellement de simuler les réseaux de câblages en prenant en considération les couplages électromagnétiques entre les conducteurs filaires d'un harnais à l'aide d'une approche circuit. Cependant, cette dernière nécessite des ressources informatiques importantes car les lignes de transmission sont maillées en cellules élémentaires dont la longueur est inférieure au dixième de longueur d'onde. Par ailleurs, la propagation est limitée au mode TEM étant donné que le calcul des paramètres linéiques des lignes de transmission repose sur une approximation quasi-statique. Par conséquent, ces modèles ne sont plus valables lorsque la hauteur de la ligne est de l'ordre de la longueur d'onde. C'est dans ce contexte que les contributions de cette thèse portent d'une part sur l'optimisation des temps de calcul en utilisant des méthodes adaptées aux lignes multifilaires et qui ne nécessitent pas un maillage en cellules élémentaires. En outre, nous nous affranchirons des limitations en fréquence en développant un modèle de ligne de transmission qui prend en compte les effets hautes fréquences tels que les pertes par rayonnement issues des extrémités et des géométries non uniformes. D'autre part, nous modéliserons d'autres configurations réalistes de conditions aux limites métalliques, différentes des plans de masse infinis, et que nous retrouvons dans les installations électriques, en l'occurrence les goulottes métalliques et les plans de masse finis.

Ce manuscrit de thèse sera composé de quatre chapitres. Notre étude comportera une partie consacrée à la modélisation numérique et une autre aux mesures expérimentales. Le premier chapitre aborde la

notion de CEM et les modèles de lignes de transmission dans les moyens de transport. Il résume dans un premier temps le contexte de normalisation en CEM et les organismes qui régissent les normes de sécurité. Il présentera dans un second temps les modes de couplage et les problèmes liés à la masse. Puis, nous décrirons d'une part brièvement les méthodes numériques 3D utilisées dans la simulation électromagnétique. D'autre part, nous nous intéresserons à la présentation des modèles analytiques qui reposent sur la théorie des lignes.

Le deuxième chapitre est consacré aux modèles hybrides des réseaux de lignes multifilaires. Nous nous focaliserons particulièrement sur les couplages entre méthodes basées sur un calcul analytique des paramètres linéiques. Tout d'abord, nous aborderons la méthode MNA du solveur d'Algotech, son application à la simulation des lignes multifilaires et ses limites en termes de ressources de calcul. Ensuite, nous relaterons les avantages que présentent les modèles hybrides par rapport aux modèles existants. Le troisième chapitre sera dédié à l'étude des modèles de ligne de transmission en haute fréquence. Nous nous intéresserons aux lignes de transmission de géométrie non uniforme, notamment l'aspect fini. À ce titre, nous présenterons dans un premier temps le modèle TLST (Transmission line super theory) puis notre modèle haute fréquence qui consiste à modéliser les parties non uniformes avec la méthode PEEC et les parties uniformes avec la théorie des lignes. Ensuite, nous le validerons à travers une comparaison avec la méthode des moments en exposant ses performances de calculs et ses avantages.

Le quatrième et dernier chapitre portera sur la validation expérimentale des modèles de lignes de transmission détaillés dans les chapitres précédents, ainsi que sur l'étude des goulottes métalliques et des plans de masse finis. Dans ce chapitre, nous présenterons notre modèle basse et haute fréquence d'un conducteur à l'intérieur d'une goulotte et au-dessus d'un plan de masse fini. Les résultats de notre modèle seront confrontés à ceux du modèle de plan de masse infini et à la méthode FDTD. Enfin, nous nous intéresserons à l'effet de la goulotte métallique à travers une étude expérimentale. Nous déterminerons ainsi les modes de propagation existants à l'intérieur de cette dernière en changeant quelques paramètres tels que les extrémités des conducteurs et leurs positions au sein de celle-ci.

Chapitre 1

État de l'art de la modélisation numérique des lignes de transmission

1.1 Introduction

Ce chapitre a pour objet de présenter un aperçu général de l'aspect CEM des câblages dans les moyens de transport. À ce titre, nous exposerons brièvement les différents points permettant d'appréhender la problématique des câblages dans le contexte de l'aéronautique tels que la complexité des harnais industriels et les types d'interférences. L'objectif est de pouvoir présenter dans un premier temps les concepts généraux de la CEM afin d'aborder les différentes méthodes de modélisations de câblages. La première partie de ce chapitre vise à présenter le contexte de la CEM dans les transports et notamment en aéronautique. Nous montrerons dans un premier temps l'importance de l'étude CEM en amont lors de la phase du design et son avantage en termes de coûts. De plus, nous listerons par la suite les types de sources de perturbations électromagnétiques auxquelles sont exposés les aéronefs. Ensuite, nous évoquerons la complexité des harnais industriels, en nous focalisant sur les changements que subissent ces derniers lors de la phase d'installation. D'un point de vue réglementaire, nous synthétiserons les enjeux de la normalisation CEM en donnant quelques exemples de normes aéronautiques et militaires.
La deuxième partie présente les différentes méthodes de modélisation des lignes de transmissions. Nous décrirons dans un premier temps les méthodes numériques classiques, de simulations électromagnétiques telles que la méthode des Différences Finies dans le Domaine Temporel (FDTD) et la Méthode des Moments (MoM) en mentionnant leurs avantages et leurs inconvénients. Par la suite, nous aborderons les méthodes analytiques simplifiées qui permettent une réduction du temps de calcul, mais au prix d'un domaine de validité restreint. Ces méthodes constituent le socle des modèles présentés dans le reste de la thèse. Nous conclurons ce chapitre avec la modélisation électrique des lignes multifilaires en démontrant ses points forts et ses limites, ce qui nous amènera à envisager de nouvelles méthodes couplées plus rapides et plus performantes que celles existantes.

1.2 La CEM dans les moyens de transport et les câblages

1.2.1 Les enjeux de l'étude CEM en amont dans la phase de conception

Plusieurs incidents ont montré ces dernières années que la présence de plusieurs équipements électroniques dans un même environnement peut engendrer des dysfonctionnements. Ces derniers proviennent des couplages parasites qui sont dus à l'énergie rayonnée ou conduite dans cet environnement. Face à la prolifération de ce genre de problèmes, l'étude de la compatibilité électromagnétique (CEM) est devenue une discipline qui prend de plus en plus d'importance dans le domaine de l'électronique. C'est une étude qui consiste à assurer qu'un équipement est apte à fonctionner proprement dans son écosystème, sans perturber ni être perturbé par son environnement. Nous distinguons deux aspects importants de la CEM, les émissions ou perturbations, et la susceptibilité ou immunité. Les émissions désignent les signaux (volontaires ou non) dont la propagation est de nature à nuire au bon fonctionnement des objets placés à proximité. La susceptibilité décrit un seuil à partir duquel l'équipement connait un fonctionnement altéré en raison d'une agression. Ces deux seuils permettent d'introduire la marge de compatibilité électromagnétique ou ce qu'on appelle également la marge de sécurité. Tous ces seuils restent relatifs, étant donné qu'ils sont fournis par rapport à une série d'événements, que nous supposons reproductibles dans un environnement donné.

De la phase de conception à la phase de production d'un produit, nous distinguons deux types d'interventions possibles pour résoudre les problèmes de CEM : l'intervention en amont et l'intervention en aval. L'intervention en amont consiste à étudier les couplages parasites, lors de la phase de conception à l'aide d'un outil de simulation. La deuxième intervention se situe à la dernière phase de développement, c'est-à-dire la phase de production. Durant celle-ci, les équipements sont installés dans leur environnement et des tests CEM sont réalisés pour vérifier s'ils présentent des dysfonctionnements.

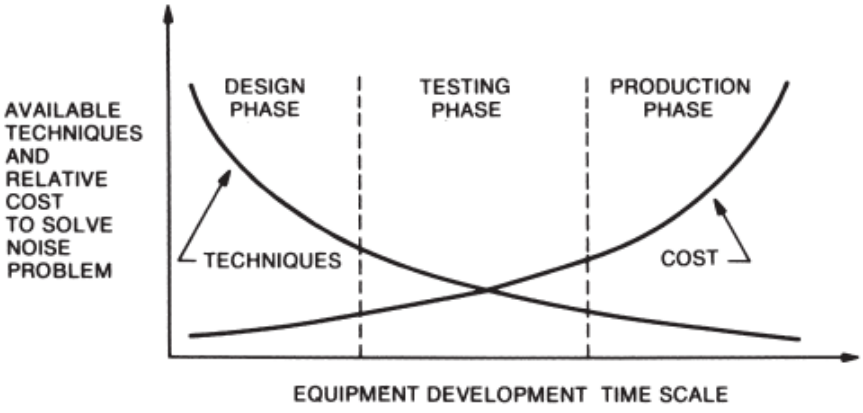


Figure 1-1 : Représentation de l'évolution des coûts et des techniques d'intervention selon les phases de développement. [1]

Dans l'affirmative, la solution de dépannage se fait sur le terrain en ajoutant des dispositifs physiques tels que des blindages supplémentaires et des filtres de suppression des signaux parasites. Ce dernier

type d'intervention, engendre une perte de temps conséquente et des coûts importants. Si les problèmes de CEM sont pris en considération lors des premières phases de conception par les ingénieurs, il en résultera un gain de temps important, et d'un point de vue économique une diminution des coûts de développement (Figure 1-1). Tous ces critères, ont poussé les différents acteurs intervenant dans la CEM, que ce soient les ingénieurs ou les fournisseurs de logiciels, à recentrer leurs intérêts vers la phase de conception. Par ailleurs, face à la pression des réglementations strictes imposées par les directives, le respect des normes CEM n'est plus une option, mais une obligation.

1.2.2 Les sources de perturbations électromagnétiques dans les aéronefs

Les aéronefs modernes comportent des équipements électroniques issus des technologies récentes, afin d'offrir d'une part le confort aux passagers et d'autre part assurer une protection contre les défaillances de leurs systèmes. En effet, l'électronique embarquée pilote désormais la majorité des fonctions mécaniques de l'avion, ce qui constitue un réel progrès dans l'automatisation des tâches, qui étaient auparavant manuelles. Cependant, la coexistence de ces équipements n'est pas sans conséquence sur leurs fonctionnements, étant donné qu'ils constituent des voies de propagation des perturbations électromagnétiques. La communication entre ces derniers se fait soit par voie filaire, soit à travers des ondes radio sans fil. À l'instar des organes de communication, le nombre de conducteurs est également en pleine croissance. Ces conducteurs, souvent regroupés entre eux sous forme de toron ou harnais, favorisent l'apparition du phénomène de diaphonie. La maitrise de ces modes de communication d'un point de vue CEM est requise afin d'éviter les incidents tels que les dysfonctionnements des équipements ou la destruction de leurs composants électroniques.

Figure 1-2 : Un avion A320 foudroyé [2]

Le type de perturbation évoqué ci-dessus relève des perturbations électromagnétiques internes aux moyens de transport, en l'occurrence les aéronefs. Il existe par ailleurs, d'autres types d'agressions provenant de l'extérieur, les sources de bruit naturelles telles que la foudre [3] et les sources de bruit

issues d'équipements électroniques qui peuvent être non intentionnelles telles que les radars de surveillance ou intentionnelles telles que les armes à impulsion électromagnétique de forte puissance [4]. Observons qu'avec l'évolution de la technologie et les installations électriques complexes, il y aura de plus en plus d'incidents dus aux perturbations non intentionnelles des équipements.

Pour cela, tous les problèmes liés à la CEM sont régis par des normes strictes imposées par des directives. En revanche, la prédiction de tous les cas de dysfonctionnement est quasi impossible, dans le sens où il faut être capable de recenser tous les chemins et les sources de couplage possibles. De plus, avec l'augmentation du nombre d'équipements électroniques, il est difficile de modéliser tout ce qui se trouve à l'intérieur d'un moyen de transport.

1.2.3 La normalisation en CEM

La sécurité des humains, le respect de la nature et l'ouverture des marchés dans un contexte international font partie des enjeux de la réglementation CEM. Ce sont des lois qui définissent les conditions à respecter pour un bon fonctionnement des produits. Cela certes demande une procédure en plus, qui consiste à répondre à un cahier des charges strict mentionnant les normes à respecter, mais d'un autre côté, cela permet d'éviter plusieurs problèmes. Parmi ses avantages, nous retrouvons la facilité des échanges avec les marchés extérieurs, la mise en valeur des produits et la standardisation des tests. Pour décrire brièvement les acteurs principaux de la réglementation CEM, nous présenterons les organismes et les termes les plus cités par les ouvrages de la CEM [1] [5]. En Europe, c'est la directive CEM (la dernière directive est la 2014/30/UE) qui cite les lois indiquant les conditions à respecter, pour qu'un équipement puisse être commercialisé en Europe. Ce sont des textes généraux qui définissent les protocoles et les moyens d'essais en émission et immunité. Elle concerne tous les types d'équipements sauf ceux qui disposent d'une directive spécifique, notamment les produits de l'automobile ou l'aéronautique.

L'industrie de l'aéronautique dispose de ses propres normes CEM, qui sont similaires aux normes militaires. Ces normes sont appliquées à une variété d'engins tels que les avions et les hélicoptères. Les organismes chargés de la production de ces normes CEM sont la RTCA (Radio Technical Commission for Aeronautics) aux États-Unis et l'EUROCAE (European Organisation for civil Aviation Electronics) en Europe. La norme DO-160 (Environmental Conditions and Test procedures for Airbone Equipment), décrit les procédures de test appliquées aux équipements aéronautiques. Cette dernière est issue d'une coopération entre les deux organismes. Sa dernière version est la DO-160 G, sortie en 2010. Les standards traitent plusieurs problématiques de la CEM aéronautique telles que la résistance aux champs forts, la foudre, les couplages entre les câbles, les émissions radiofréquences. Ces normes sont souvent regroupées en deux catégories : les normes basses fréquences et les normes hautes fréquences. Comme la norme DO-160, comporte presque le même contenu de la norme militaire MIL-STD-461 [6], nous présenterons quelques caractéristiques de cette dernière. Les deux normes universelles appliquées au

domaine militaire sont la MIL-STD-461 et la MIL-STD-462. La première mentionne les limites et les seuils à ne pas dépasser pour la susceptibilité et l'émission des équipements, tandis que la deuxième décrit la procédure de test à appliquer pour la première. Elles ont fusionné en 2008 pour donner la dernière version MIL-STD-461F. Cette dernière comporte à peu près 18 tests dont certains sont présentés à titre d'illustration dans le Tableau 1-1.

Tests de la MIL-STD-461F	Nature des tests	Gamme de fréquence
CS109	Susceptibilité conduite (Tests avec des conducteurs de longueur inférieure à 3m)	60Hz-100kHz
RE102	Emission rayonnée du champ électrique	10KHz-18 GHz
CS114	Susceptibilité conduite, Bulk Cable Injection	100MHz-200MHz
RS103	Susceptibilité rayonnée, champs électriques	2MHz-40GHz

Tableau 1-1 : Quelques tests de la norme MIL-STD-461F [5] [6]

Ces tests CEM couvrent une bande de fréquence allant de 30 Hz jusqu'à 40 GHz. Les normes de l'aéronautique ne sont pas régies par les lois de la commission européenne, ce sont davantage des exigences contractuelles qui sont négociables.

1.2.4 Installation et modélisation des harnais industriels

L'installation électrique interne d'un aéronef contient un réseau de torons et harnais qui sert à relier les différents équipements. Les harnais industriels sont très complexes, car ils sont composés de plusieurs conducteurs et leurs longueurs sont de l'ordre de centaines de kilomètres bout à bout. La nature des conducteurs que composent ces derniers diffère selon le type de signaux à propager. Nous retrouvons d'une part les conducteurs des signaux numériques avec de petits diamètres, et d'autre part les conducteurs de puissance avec de grands diamètres. Le fait de les mettre ensemble va générer des couplages parasites dans un seul sens, étant donné que les signaux de puissance créent un champ électromagnétique de forte intensité à l'encontre des signaux de communication numériques.

Ces conducteurs sont souvent entourés de gaines diélectriques afin de les protéger contre le feu et éviter les risques de court-circuit et d'électrocution. De même, pour qu'ils soient protégés contre les agressions électromagnétiques externes, ils sont entourés par un blindage. Cependant, ce dernier rajoute une masse supplémentaire conséquente, ce qui entraine l'augmentation de la masse globale de l'aéronef. De la fabrication à l'installation de ces harnais dans un aéronef, il existe plusieurs étapes intermédiaires telles que le découpage et le cheminement des câbles, qui contribuent au changement de leurs géométries. Ainsi, il en résulte une modification de leurs longueurs et une apparition de courbures non prévues lors de la phase de conception. De ce fait, il est difficile de reproduire la même architecture électrique de départ qui a été utilisée lors des simulations. De plus, ces aspects favorisent les couplages parasites

incontrôlés. Afin de réduire l'encombrement (Figure 1-3), les câbles sont fixés à l'aide de serre-câbles et de gaines spiralées et raccordés dans des armoires électriques.

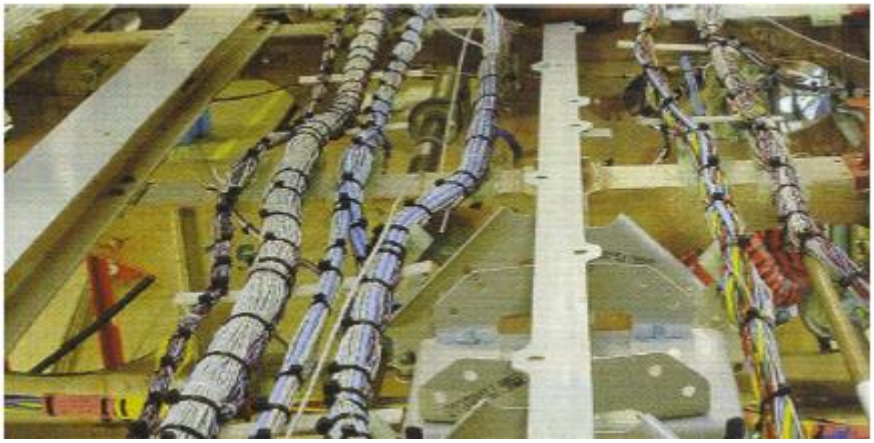


Figure 1-3 : Installation des harnais dans un avion [7]

La CEM des câblages est un sujet qui remonte à plusieurs années, et de nombreuses théories ont été appliquées à la modélisation des lignes multifilaires. La majorité des modèles analytiques [8] [9] considère une géométrie uniforme de la section droite. Ces derniers reposent essentiellement sur les équations des télégraphistes, dans le domaine temporel [10] et dans le domaine fréquentiel [8]. Le recours à ces modèles reste inefficace face aux changements de position des câbles, et les approximations sont effectuées tels les plans de masse infinis parfaits. Afin d'améliorer les modèles, les lignes multifilaires ont été segmentées de manière à ce que chaque segment dispose d'une section droite qui le caractérise [11] [12] [13]. Cependant, ces modèles consomment beaucoup de temps de calcul. Plusieurs hypothèses ont été établies dans le but de simplifier le modèle d'un harnais, en considérant par exemple que le changement de position d'un conducteur par rapport à la référence est similaire à celui d'une paire torsadée. De même, afin de réduire le nombre de conducteur dans un toron ou harnais lors des modélisations, G. Andrieu a introduit la notion du conducteur équivalent [14] [15]. D'autres chercheurs se sont orientés vers l'utilisation des méthodes numériques [16] [17], bien qu'elles soient rigoureuses et précises, elles ne sont pas adaptées au contexte des harnais industriels en raison des temps de calcul trop importants.

Parmi les travaux qui ont suscité l'intérêt des industriels, nous retrouvons ceux de JP. Parmentier [18] [19] qui s'est inspiré des études de Carl E.Baum [20], l'un des auteurs de la méthode BLT [Baum, Liu Tesche]. Il a modélisé les réseaux de lignes multifilaires en se basant sur le formalisme des lignes de transmission. Ces travaux ont donné naissance à la topologie électromagnétique, qui consiste à découper une structure électromagnétique en plusieurs volumes afin de mettre en exergue les différentes interactions entre ces derniers. Par ailleurs, face à la complexité des torons et harnais, il est difficile de quantifier les incertitudes inhérentes aux paramètres d'entrée notamment les positions de câbles. Pour pallier ce problème, ce sujet a été abordé par une approche statistique en considérant à titre d'exemple les paramètres linéiques des câbles comme des variables aléatoires. Plusieurs modèles ont été

développés [21] [22] [23], ils ont pu diminuer les temps de calcul par rapport aux méthodes de Monte Carlo en offrant également une précision acceptable. Ce qui permet d'avoir une bonne estimation des niveaux de tensions et courant à l'entrée des équipements. Nous retrouvons également les travaux de C. Jullien [24] [25] qui a étudié les positions aléatoires des conducteurs dans les harnais industriels. Bien que cette approche soit très prometteuse, les réseaux de câbles ne disposent pas d'une représentation standard car chaque modèle repose sur des approximations spécifiques. De plus, la réduction de la marge d'erreur nécessite la maîtrise de toutes les variables d'entrée, ce qui est compliqué à réaliser. Pour cela, il faut trouver le bon compromis entre la précision recherchée et le degré de simplification d'une topologie de câbles complexe.

1.2.5 Les interférences électromagnétiques

1.2.5.1 Les modes de couplage

Une situation de couplage parasite est décrite par trois éléments: la source, la victime et le mode de couplage. La source est le dispositif qui émet la perturbation électromagnétique, la victime est susceptible aux perturbations générées par la source et le mode de couplage décrit la transmission de la perturbation de la source vers la victime (Figure 1-4).

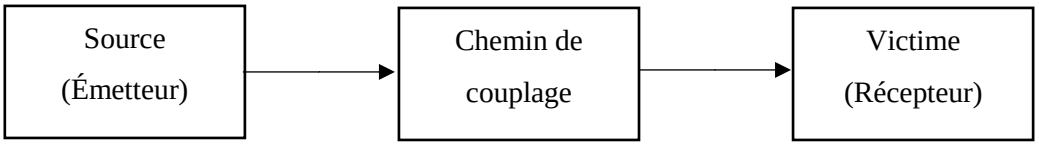


Figure 1-4 : Schéma de couplage dans la CEM

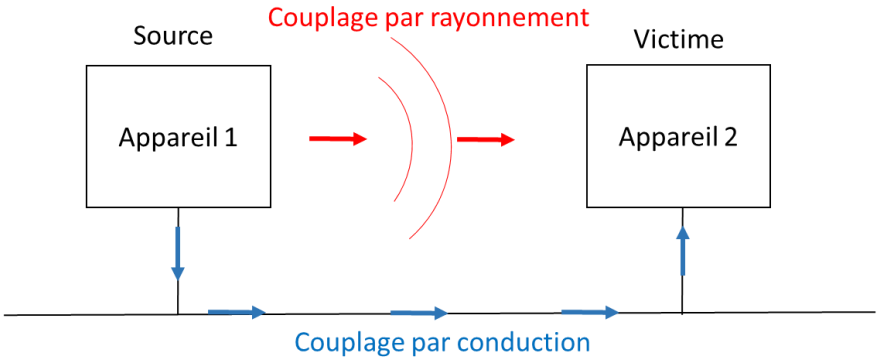


Figure 1-5 : Mode de couplage par conduction et par rayonnement

Trois modes de couplage (figures 1-5 et 1-6) sont possibles entre la source et la victime : le couplage par conduction, le couplage par rayonnement et le couplage par impédance commune. Le couplage par conduction est dû à la transmission des signaux parasites par des conducteurs.

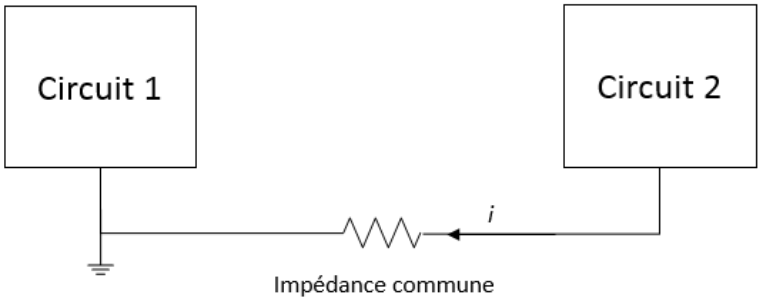


Figure 1-6 : Couplage par impédance commune

Par exemple, un câble qui récupère une onde EM parasite peut la transmettre aux équipements auxquels il est relié, ou un équipement connecté à un réseau peut émettre involontairement des signaux issus de composants non linéaires. Le couplage par rayonnement apparait lorsque la source émet une onde électromagnétique dans l'espace libre à la manière d'une antenne. La victime va généralement récupérer ces émissions soit à l'aide d'une antenne soit à l'aide des conducteurs qui lui sont rattachés. Le mode de couplage par impédance commune (Figure 1-6) est essentiellement lié aux problèmes de potentiels par rapport à la masse. Lorsque les courants des équipements circulent dans une masse commune dont l'impédance n'est pas nulle, cela engendre une différence de potentiel entre les équipements.

1.2.5.2 Les problèmes de CEM liés à la masse

La représentation de la masse dans une architecture manque souvent de rigueur et se contente d'une représentation fonctionnelle simple qui impose un potentiel 0. Beaucoup de phénomènes électromagnétiques sont négligés par les concepteurs, en raison d'approximations qui peuvent être valables en BF et dramatiques en HF. La liaison d'un équipement à la masse est souvent représentée comme un court-circuit sans impédance. De même, la masse est considérée comme équipotentielle en tout point. Elle est symbolisée par une icône sans prendre en compte les éléments qui la composent et ses caractéristiques tels les connecteurs, les liaisons filaires et la conductivité du matériau. Généralement, dans les architectures électriques, nous retrouvons plusieurs structures métalliques qui font office de référence de potentiel. Or ces structures forment en quelque sorte un réseau de masses, qui rend la traçabilité des courants difficile. Si ces réseaux de masses ne sont pas contrôlés, des couplages par impédance ainsi que des boucles de courant peuvent se former. Ces boucles vont également rayonner des champs magnétiques ou les récupérer. Il est important d'étudier les chemins de retour du courant, pour mieux comprendre les couplages. Les chemins de retour du courant sur une masse diffèrent selon l'application, un chemin de retour en basse fréquence est différent de celui en haute fréquence. En effet, le courant opte pour le parcours qui présente l'impédance la plus faible [26].

1.2.5.3 Impédance de la masse

Dans la réalité, il est impossible de trouver un plan de masse qui assure le même potentiel en tout point de ce dernier. Les carrosseries métalliques des voitures et les parties métalliques du fuselage d'un avion ont une conductivité finie, et une épaisseur peut être de l'ordre de l'épaisseur de peau. Cette grandeur représente la profondeur de pénétration d'une onde dans le matériau. En basse fréquence, cela peut poser un problème, car l'épaisseur de peau aura le même ordre de grandeur que l'épaisseur de la tôle métallique et donc le courant circulera sur toute l'épaisseur. L'effet de peau peut être modélisé par une impédance supplémentaire au plan de masse dont la formule ci-dessous donne une approximation [26] :

$$Z = \frac{\frac{1}{\sigma\delta}(1+j)}{\tanh\left(\frac{1}{2}\left(\frac{t}{\delta}\right)(1+j)\right)} \begin{cases} \delta \text{ epaisseurdepeau} \\ \sigma \text{ conductivite} \\ t \text{ epaisseur} \end{cases} \tag{1-1}$$

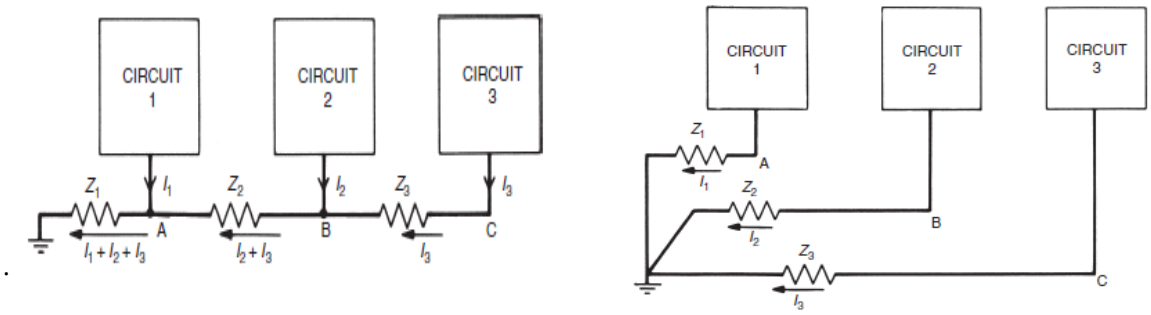
L'évolution de cette impédance en fonction de la fréquence et de la conductivité du matériau a été étudiée par Fabrice Duval dans sa thèse [26]. Il a montré que l'évolution de l'impédance de la masse est proportionnelle à la fréquence à partir des kiloHertz, ce phénomène est engendré principalement par l'effet de peau.

1.2.5.4 Les réseaux de masses

Dans une architecture électrique, la masse joue un rôle important dans la protection des équipements, mais elle joue aussi le rôle de conducteur de retour des courants. Les chemins de retour non contrôlés sont souvent des problèmes rencontrés en basse fréquence. La partie résistive étant supérieure à la partie inductive, le courant va choisir en fonction des impédances du circuit des boucles indésirables au lieu de choisir le chemin le plus court auquel nous pensons naturellement [26]. Par ailleurs, il existe plusieurs types de connexion à la masse. Le choix du type de connexion présente des avantages et des inconvénients selon la gamme de fréquences de l'application. Un type de connexion adapté en basse fréquence présente souvent des inconvénients en haute fréquence. Aussi, nous présentons quelques exemples de connexion à la masse ainsi que les couplages parasites dans les réseaux de masse.

1.2.5.4.1 Les types de connexion à la masse

Les topologies de connexion des équipements à la masse sont nombreuses ; seules les plus pertinentes et les plus classiques sont présentées. Nous distinguerons deux types de connexion : les liaisons en un point unique et les liaisons réparties. Le premier type impose que la connexion des équipements soit faite au même point de la masse. Nous préférons ce type de liaison en basse fréquence, étant donné qu'il oriente le courant vers l'emplacement voulu. De plus, il évite la création des boucles indésirables de courant. La connexion en un point unique peut se faire de deux façons différentes : en série ou en parallèle (Figure 1-7)



(a) (b)

Figure 1-7 : Connexion en un point unique (a) liaison série (b) liaison parallèle [1]

La liaison parallèle présente des avantages par rapport à la première. La liaison série additionne toutes les résistances et les courants des conducteurs de connexion à la masse, ce qui engendre au niveau des nœuds un potentiel différent de 0 tandis que la liaison parallèle implique aussi un potentiel différent de 0, mais qui ne dépend que du conducteur propre à l'équipement, ce qui diminue largement la différence de potentiel. Cependant, dans les deux cas, les longueurs des conducteurs varient selon la position des équipements par rapport au point de connexion unique. En haute fréquence, lorsque la longueur du conducteur est de l'ordre de la longueur d'onde, nous pouvons assister à un phénomène de perte par rayonnement tel que celui d'une antenne. De plus, le boitier ou la masse locale de l'équipement va introduire une capacité parasite avec le plan de masse de la structure. Étant donné que le courant choisit le chemin ayant la plus faible impédance, il choisira le passage par la capacité parasite. Ce qui veut dire qu'en haute fréquence, il est difficile d'adopter une connexion en point unique, la connexion est plutôt répartie (Figure 1-8). Chaque équipement est connecté au point de masse le plus proche, ce qui va réduire la longueur des conducteurs de connexion, et donc minimiser l'impédance.

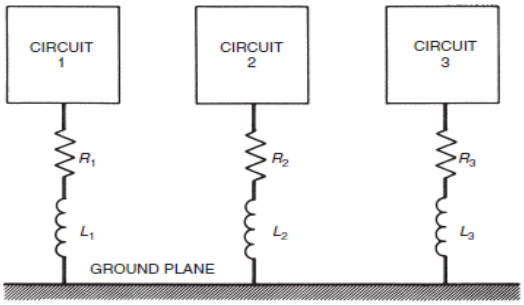
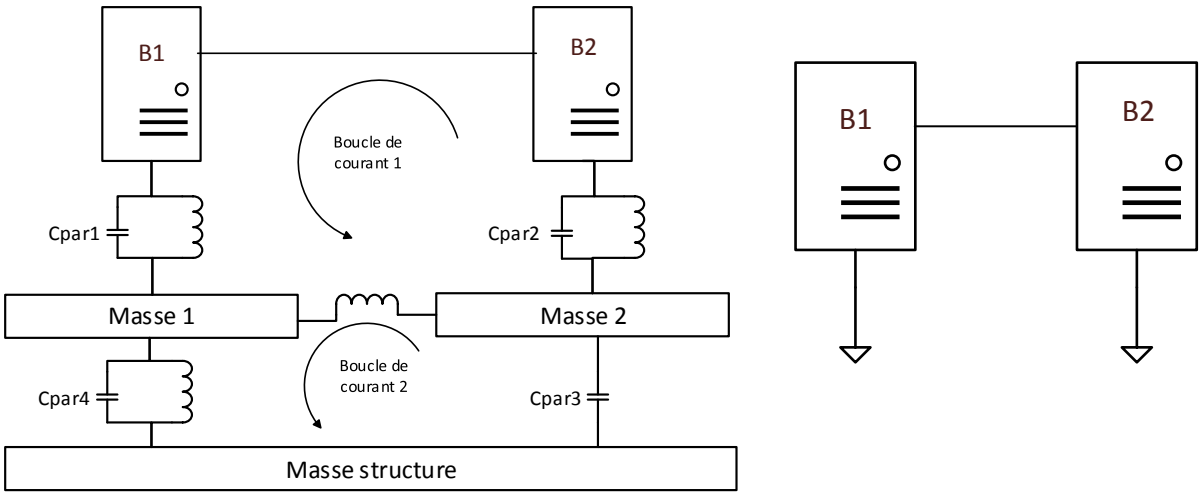


Figure 1-8 : Connexion repartie au plan de masse [1]

1.2.5.4.2 Les couplages parasites dans les réseaux de masses

Dans une configuration électrique contenant plusieurs équipements, la masse n'est pas forcément commune entre ces derniers. Chaque équipement peut disposer de sa propre structure métallique, considérée comme une masse. Ce concept fait apparaitre la notion des masses distribuées, c'est-à-dire que les masses sont soit séparées électriquement soit connectées par un conducteur. Généralement, les

masses « structure » sont aussi présentes dans les configurations électriques, telles que les carrosseries des véhicules de transport ou la terre pour le bâtiment. Elles sont également souvent connectées aux masses distribuées pour évacuer les courants de fuite en cas de problèmes. Afin de bien présenter une configuration électrique avec un regard orienté CEM, il ne faut pas négliger les positions des blocs de masse dans l'espace ainsi que les caractéristiques des conducteurs qui les relient. La Figure 1-9 (b) montre deux boitiers B1 et B2 connectés respectivement aux masses 1 et 2. Dans cet exemple, les deux équipements communiquent en mode différentiel à l'aide d'une ligne bifilaire. L'inductance représente le circuit équivalent du fil conducteur qui relie le boitier de l'équipement à la masse ou d'une masse à une autre.



(a) Configuration physique (b) Modèle simplifié et erroné

Figure 1-9 : Configuration électrique avec plusieurs masses et connexions

En haute fréquence, nous constatons l'apparition des capacités parasites (Cpar) qui vont constituer un chemin de courant non contrôlé. Par ailleurs, nous constatons que la masse 2 est suspendue par rapport à la masse-structure, c'est-à-dire qu'il n'y a aucune liaison électrique entre les deux. Cependant, elles forment une capacité parasite qui va créer une boucle de courant indésirable en haute fréquence. Les boucles de courants qui se sont formées peuvent induire des couplages en mode commun dans les deux sens (émission et récupération). Plus la boucle est grande, plus les couplages parasites sont conséquents. De même, le circuit formé au-dessous des équipements ne garantit donc plus le potentiel 0 de référence. Lorsque tous ces aspects sont négligés et ne sont pas pris en compte lors de la conception de ce circuit, le modèle électrique simplifiée est erroné (Figure 1-9 (b)).

En haute fréquence, les phénomènes de propagation font que les conducteurs de liaisons doivent être modélisés avec l'une des méthodes de ligne de transmission. De même, la masse n'est plus considérée comme un simple nœud, elle doit être remplacée par son circuit équivalent. De la même manière que les fils conducteurs, les masses peuvent être couplées entre elles avec des inductances et des capacités mutuelles.

1.3 Résolution numérique des équations de Maxwell

Il existe de nos jours une variété de logiciels de simulation électromagnétique, qui offre aux ingénieurs CEM la possibilité d'utiliser une multitude de méthodes numériques. Bien que toutes ces méthodes permettent la résolution des équations de Maxwell, le choix réfléchi d'une méthode particulière est déterminant. En effet, chaque problème CEM possède ses propres caractéristiques et diffère d'un cas à un autre. La méthode choisie doit donc être parfaitement adaptée au contexte. Dans le cas contraire, il se peut que la résolution du problème soit très coûteuse en termes de temps de calcul et de mémoire, notamment avec la croissance du nombre d'inconnues et les problèmes de convergence. Nous distinguons deux approches différentes pour la résolution des problèmes électromagnétiques. La première est basée sur les équations de Maxwell sous leurs formes intégrales (MoM- Method of Moments), en l'occurrence les équations intégrales du champ électrique et magnétique. Dans ce cas, le domaine d'étude est limité aux emplacements intégrant des sources, et le maillage est très souvent surfacique. Ce type d'approche est adapté aux problèmes ouverts en espace libre. La deuxième approche est basée sur des opérateurs différentiels comme la FDTD (Finite Difference Time Domain) ou la FEM (Finite Element Method). Les champs sont calculés dans tout l'espace, préablement délimité par des conditions aux limites. Ce sont des méthodes dites volumiques, car l'échantillonnage se fait dans un espace tridimensionnel.

Les méthodes sont en général scindées en deux domaines : le domaine temporel (FDTD, TLM) et le domaine fréquentiel (MoM, FEM). Après avoir résolu le problème dans un domaine donné, le passage vers l'autre domaine se fait à l'aide des transformées de Fourier. Par ailleurs, les procédures de résolution diffèrent selon la méthode utilisée. Par exemple, les systèmes d'équations linéaires ont tendance à être résolus par des inversions de matrice dans le domaine fréquentiel, et par un calcul itératif dans le domaine temporel. Contrairement aux méthodes fréquentielles, les méthodes temporelles permettent également de traiter les systèmes non linéaires. Dans cette partie, nous avons choisi de présenter les principes de bases de deux méthodes qui se distinguent par leur approche et par leur domaine, la MoM et la FDTD, que nous utiliserons dans la suite du manuscrit pour le développement de modèles ainsi que pour la validation des mesures.

1.3.1 Principe de la méthode des moments

La méthode des moments (MoM) est une procédure générale de résolution des équations du type [27] :

$$L\varphi = g \tag{1-2}$$

L est un opérateur linéaire, g représente l'excitation et φ est la fonction inconnue. Cette méthode a connu un grand succès depuis les années soixante où elle a été appliquée pour la première fois aux problèmes électromagnétiques, à travers les travaux de Harrington [28]. Son champ d'application est large, elle a

été appliquée aux antennes et aux lignes de transmission filaires et à tout ce qui relève de la propagation des ondes électromagnétiques. La résolution de ce type d'équation nécessite quelques étapes à suivre. Dans un premier temps, nous choisissons l'équation intégrale (1-2) appropriée au contexte. Il existe trois types d'équations intégrales connues : l'EFIE (electrical field integral equation), la MFIE (Magnetic field integral equation) et CFIE (compound field integral equation). La structure doit être maillée en petites surfaces élémentaires, de dimensions petites devant la longueur d'onde.

La fonction inconnue φ est développée sous forme d'une série de fonctions de base de la façon suivante :

$$\varphi = \sum_{i=1}^{N} \alpha_i f_i \tag{1-3}$$

Les f_i sont les fonctions de base et les α_i sont les coefficients inconnus. Le choix des fonctions de base dépend d'une part, de l'opérateur linéaire employé, et d'autre part, du fait que leur comportement doit s'approcher de la solution attendue. Une série de fonctions test, linéaires et indépendantes, est également choisie w_i (i=1,2...M). En appliquant le produit scalaire de chacune de ces fonctions w_j avec les équations (1-2) et (1-3) on obtient le système d'équations suivant :

$$\begin{pmatrix} \langle w_1, L(f_1)\rangle & \langle w_1, L(f_2)\rangle & \cdots & \langle w_1, L(f_N)\rangle \\ \langle w_2, L(f_1)\rangle & \langle w_2, L(f_2)\rangle & \cdots & \langle w_2, L(f_N)\rangle \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \langle w_M, L(f_1)\rangle & \langle w_M, L(f_2)\rangle & \cdots & \langle w_M, L(f_N)\rangle \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \vdots \\ \alpha_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \langle w_1, g\rangle \\ \langle w_2, g\rangle \\ \vdots \\ \langle w_M, g\rangle \end{pmatrix} \tag{1-4}$$

α_i sont les inconnues du système issues de la série de fonctions de base. $\langle w_i, g\rangle$ sont les sources d'excitation. Les termes de la matrice $\langle w_i, L(f_n)\rangle$ définissent les interactions entre les inconnues du système. Les inconnues de la méthode MoM sont les densités de courants ou de charges, ce qui permet d'en déduire les champs électromagnétiques partout dans l'espace. La résolution de l'équation (1-4) est basée sur l'inversion de la matrice d'interaction.

Il est à noter que ces dernières années, la méthode des moments a été améliorée grâce à de nouvelles techniques et algorithmes tels que la FMM (Fast Multipole Method) [29] et la ACA (adaptive cross approximation) [30]. Ainsi, elle permet de résoudre efficacement les problèmes de grandes dimensions en diminuant les temps de calcul et l'espace mémoire requis.

1.3.2 Principe de la FDTD (Différences finies dans le domaine temporel)

La FDTD est adaptée à une multitude de problèmes électromagnétiques en raison de son efficacité et de sa simplicité. C'est une résolution directe des équations de Maxwell dans le domaine temporel. L'algorithme de la FDTD a été proposé la première fois par Yee [31] en 1966. Durant ces dernières années, elle a connu plusieurs extensions et améliorations. Le maillage se fait souvent dans un repère cartésien de sorte que les cellules peuvent être sous une forme carrée dans un espace 2D ou cubique

dans un espace 3D. La résolution de la FDTD dans un espace tridimensionnel se résume à la résolution des équations d'Ampère et de Faraday dans le domaine temporel sous forme d'un système à six équations :

Équations d'Ampère	Équations de Faraday
$\boldsymbol{\varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z}}$	$\mu \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y}$
$\boldsymbol{\varepsilon \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x}}$	$\mu \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z}$
$\boldsymbol{\varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y}}$	$\mu \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x}$

Tableau 1-2 : Equations d'Ampère et Faraday

La résolution de ces six équations aux dérivées partielles se fait en approximant les dérivées sous forme de différences finies centrées :

$$\frac{\partial f(x_i)}{\partial x} = \frac{f(x_i + \Delta x) - f(x_i - \Delta x)}{2\Delta x} \tag{1-5}$$

Avec Δx le pas de discrétisation suivant l'axe x. La méthode des différences finies est appliquée aux dérivées temporelles et aux dérivées spatiales. À titre d'exemple, nous l'appliquons à l'équation d'Ampère sur le champ. Ex de la façon suivante :

$$\varepsilon \frac{E_x \Big|_{x_{j+1/2}}^{n+1} - E_x \Big|_{x_{j+1/2}}^{n}}{\Delta t} = \frac{H_z \Big|_{y_{j+1/2}}^{n+1/2} - H_z \Big|_{y_{j-1/2}}^{n+1/2}}{\Delta y} - \frac{H_y \Big|_{z_{j+1/2}}^{n+1/2} - H_y \Big|_{z_{j-1/2}}^{n+1/2}}{\Delta z} \tag{1-6}$$

Δt est le pas temporel. $|_r$ représente les coordonnées suivant l'axe R et $|^n$ représente l'instant $t = n\Delta t$.

Les différentes composantes des champs électriques et magnétiques sont calculées sur un maillage appliqué au domaine de calcul contenant la structure modélisée. Ces dernières représentent les inconnues du système et sont résolues par itération temporelle successive, appelée « saute-mouton ». La FDTD ne maille pas seulement la structure modélisée, mais elle maille également tout son environnement. Cela peut poser problème, lorsque l'étude est faite dans l'espace libre par exemple. L'espace mémoire d'un calculateur ne permet pas de calculer les champs électromagnétiques dans un volume infini. Afin de limiter le domaine de calcul, des conditions aux limites sont imposées, de façon à ce qu'un espace infini soit virtuellement créé. L'une des solutions possibles est de placer des couches absorbantes à la frontière du domaine afin d'éviter la réflexion des ondes [32].

En ce qui concerne la modélisation des lignes de transmission avec la FDTD, plusieurs modèles ont été développés afin de simplifier le problème et optimiser les temps de calcul. On retrouve par exemple le modèle de Holland qui permet la modélisation des fils minces en les discrétisant sous forme de segments 1D [33]. Cependant, ce dernier est limité aux fils qui sont parallèles aux arrêtes du maillage cartésien. Ce modèle a été ensuite amélioré pour pouvoir prendre en compte les fils obliques [34]. Toutefois, ces modèles ne sont pas adaptés aux lignes multifilaires. La distance entre les fils étant très petite, il est difficile de garder un seul fil dans une maille.

1.3.3 Avantages et inconvénients des méthodes

Dans le but d'en optimiser l'utilisation, il est important de connaitre les points forts et les points faibles des différentes méthodes. Il faut prendre en compte d'une part, le maillage, l'algorithme de résolution du système d'équations utilisé car ils engendrent des coûts numériques radicalement différents.

Méthodes	Avantages	Inconvénients
MoM	- Domaine de calcul limité aux endroits contenant des sources seulement. - Ne nécessite pas des conditions aux limites absorbantes. - Adaptée au domaine fréquentiel	- N'est pas adaptée aux structures électriquement larges - Inversion de matrice, Singularité des fonctions de Green - Calcul des champs EM en post processing.
FDTD	- Méthode itérative, algorithme simple - Phénomènes transitoires, adaptée aux problèmes large bande - Facile à utiliser dans les milieux hétérogènes intégrant plusieurs diélectriques	- Maillage de tout l'environnement de la structure - Conditions aux limites - N'est pas adaptée aux géométries avec des courbures

Tableau 1-3 : Avantages et inconvénients des méthodes MoM et FDTD

D'autre part, les problèmes de singularités, de rapidité de convergence de l'algorithme en fonction de la taille du maillage. Pour expliciter plus précisément les critères de choix, un tableau récapitulatif est donné ci-dessous pour les méthodes MoM et FDTD.

1.4 Modélisation des lignes de transmission

1.4.1 La ligne monofilaire

La présence des lignes de transmission dans un environnement composé de systèmes électriques nécessite une étude CEM dans le but d'instaurer les bonnes conditions de fonctionnement. La théorie des lignes de transmission classique est la plus utilisée lors des modélisations électriques, étant données sa simplicité et sa rapidité. Elle suppose que les lignes opèrent dans le mode TEM seulement, c'est-à-dire que les champs électriques et magnétiques sont perpendiculaires à la direction de la propagation. Le recours à cette approximation entraine la simplification des formules des paramètres linéiques qui décrivent les propriétés physiques de la ligne, permettant ainsi une résolution analytique du problème.

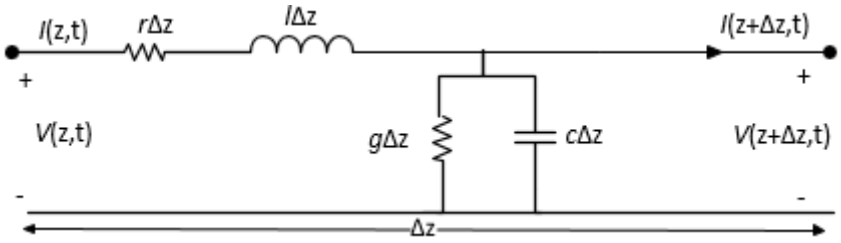


Figure 1-10 Circuit équivalent d'un tronçon de ligne avec ses paramètres linéiques

Nous considérons le cas le plus simple, celui d'une ligne de transmission au-dessus d'un plan de masse parfait. La ligne est découpée en plusieurs tronçons de longueurs très petites devant la longueur d'onde. La Figure 1-10 représente un tronçon de ligne de transmission de longueur Δz, avec les paramètres linéiques r, l, c et g qui sont respectivement la résistance, l'inductance, la capacité et la conductance linéique de la ligne.

En appliquant les lois de Kirchhoff au circuit équivalent dans le domaine fréquentiel, nous obtenons les équations différentielles du second ordre suivantes :

$$\frac{d^2V(z)}{dz^2} = ZYV(z) \tag{1-7}$$

$$\frac{d^2I(z)}{dz^2} = YZI(z) \tag{1-8}$$

Z et Y sont respectivement l'impédance et l'admittance linéique de la ligne.

$$Z = R + j\omega L \tag{1-9}$$

$$Y = G + j\omega C \tag{1-10}$$

Les solutions générales des équations (1-7) et (1-8) sont données par

$$V(z) = V^{+}e^{-\gamma z} + V^{-}e^{\gamma z} \tag{1-11}$$

$$I(z) = I^{+}e^{-\gamma z} + I^{-}e^{\gamma z} \tag{1-12}$$

Avec V^{+},V^{-} et I^{+},I^{-} les amplitudes des ondes de tensions et de courants, incidentes et réfléchies. γ est la constante de propagation telle que

$$\gamma = \sqrt{ZY} \tag{1-13}$$

1.4.2 Les lignes multifilaires

Le cas multifilaire suit le raisonnement du cas monofilaire. Ses équations sont similaires au niveau de la forme, sauf que cette fois-ci, les variables et les paramètres linéiques sont des vecteurs et des matrices. Cette théorie convient bien à la résolution des problèmes de CEM, étant donné qu'elle prend en compte les couplages entre les lignes de transmission. Basée sur les mêmes approximations, elle suppose que les lignes soient parallèles, uniformes et disposent d'un conducteur de retour. La configuration des lignes respecte les conditions du mode TEM où les dimensions de la section droite des conducteurs doivent être très petites par rapport à la longueur d'onde.

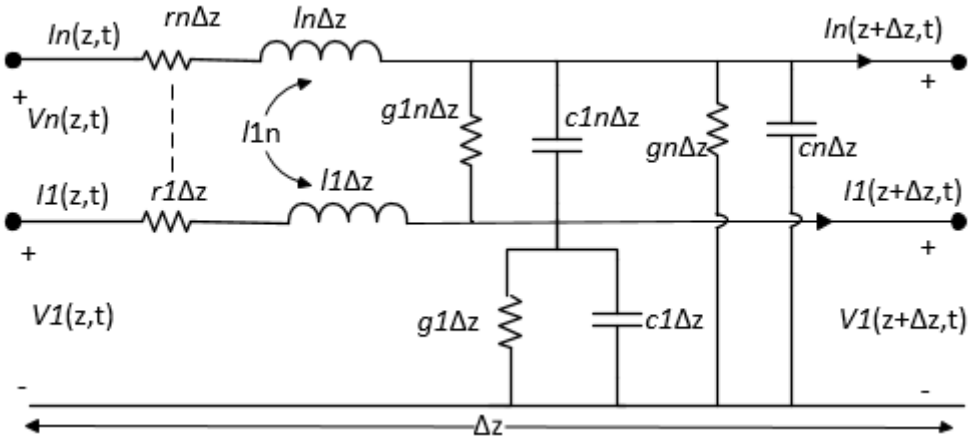


Figure 1-11 Circuit équivalent de la section droite d'une ligne multifilaire

De la même manière, la ligne multifilaire est découpée en plusieurs tronçons de lignes de longueur Δz. Le circuit équivalent (Figure 1-11) des tronçons est composé des paramètres linéiques de la section droite, en incluant des termes de couplage entre les lignes. Nous distinguons alors les deux types de paramètres linéiques, ceux qui sont propres à la ligne et ceux qui sont issus d'un couplage mutuel.

En s'adaptant au contexte des lignes multifilaires, les deux équations différentielles (1-7) et (1-8) sont réécrites de la façon suivante :

$$\frac{d^2\boldsymbol{V}(z)}{dz^2} = \boldsymbol{ZYV}(z) \tag{1-14}$$

$$\frac{d^2\boldsymbol{I}(z)}{dz^2} = \boldsymbol{YZI}(z) \tag{1-15}$$

Z et **Y** sont respectivement les matrices d'impédance et d'admittance, les éléments diagonaux représentent les paramètres linéiques propres et les éléments extra diagonaux représentent les paramètres linéiques mutuels. **V** et **I** sont les vecteurs de tension et courant, incluant les tensions et les courants de chaque ligne.

1.4.2.1 Résolution modale

Les équations différentielles du second ordre de (1-14) et (1-15) sont couplées entre elles, car les matrices **Z** et **Y** ne sont pas diagonales et ne peuvent pas être résolues à la manière du cas monofilaire. Dans le cas de plusieurs conducteurs, la résolution se fait à l'aide de la théorie modale qui consiste à découpler les équations différentielles afin d'obtenir des équations indépendantes simples. Chaque conducteur est parcouru par un mode, cela revient à *n* modes au total. Chacune de ces équations est traitée en suivant le même principe que le monofilaire. Pour découpler les équations (1-14) et (1-15), nous procédons au changement de base afin de passer de la représentation tension-courant naturelle à une représentation tension-courant modale ($\mathbf{V}_m$,$\mathbf{I}_m$). L'intérêt de ce changement de base réside dans la simplification des calculs, notamment le passage d'une matrice de dimension *nxn* dans une base B à une matrice diagonale dans une base B'. Le changement de base se fait à l'aide des matrices de passage $\mathbf{T}_v$ et $\mathbf{T}_i$.

$$\begin{cases} \mathbf{V}(z) = \mathbf{T}_v\mathbf{V}_m(z) \\ \mathbf{I}(z) = \mathbf{T}_i\mathbf{I}_m(z) \end{cases} \tag{1-16}$$

Nous en déduisons la nouvelle écriture des équations (1-14) et (1-15) dans la représentation modale.

$$\frac{d^2\mathbf{V}_m(z)}{\delta z^2} = \mathbf{T}_v{}^{-1}\mathbf{ZYT}_v\mathbf{V}_m(z) \tag{1-17}$$

$$\frac{d^2\mathbf{I}_m(z)}{dz^2} = \mathbf{T}_i{}^{-1}\mathbf{YZT}_i\mathbf{I}_m(z) \tag{1-18}$$

Les matrices $\mathbf{T}_v$ et $\mathbf{T}_i$ sont choisies de telles sortes qu'elles diagonalisent respectivement les matrices **ZY** et **YZ**, leurs colonnes étant les vecteurs propres de ces dernières. La diagonalisation des produits matriciels **ZY** et **YZ**, donne comme résultat leurs valeurs propres, qui représentent les coefficients de propagation des modes associés aux conducteurs. En supposant que les matrices **Z** et **Y** sont symétriques

alors $(\mathbf{ZY})^{\mathbf{t}} = \mathbf{YZ}$. Sachant qu'une matrice et sa transposée ont les mêmes valeurs propres, nous en déduisons (1-19).

$$\boldsymbol{T_v}^{-1}\boldsymbol{ZYT_v} = \boldsymbol{T_i}^{-1}\boldsymbol{YZT_i} = \boldsymbol{\gamma}^2 = \begin{pmatrix} {\gamma_1}^2 & 0 & \cdots & 0 \\ \vdots & {\gamma_2}^2 & \cdots & \vdots \\ \vdots & \cdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \cdots & \cdots & {\gamma_n}^2 \end{pmatrix} \tag{1-19}$$

En remplaçant (1-19) dans les équations (1-17) et (1-18), nous obtenons les équations des télégraphistes pour chaque ligne de transmission indépendamment des autres. De cette façon, la méthode de résolution est similaire à celle du cas monofilaire.

$$\boldsymbol{V}_m(z) = e^{-\boldsymbol{\gamma}z}\boldsymbol{V}_m^+ + e^{+\boldsymbol{\gamma}z}\boldsymbol{V}_m^- \tag{1-20}$$

$$\boldsymbol{I}_m(z) = e^{-\boldsymbol{\gamma}z}\boldsymbol{I}_m^+ - e^{+\boldsymbol{\gamma}z}\boldsymbol{I}_m^- \tag{1-21}$$

Avec

$$e^{\pm\boldsymbol{\gamma}\mathbf{z}} = \begin{pmatrix} e^{\pm\gamma_1 z} & 0 & \cdots & 0 \\ \vdots & e^{\pm\gamma_2 z} & \cdots & \vdots \\ \vdots & \cdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \cdots & \cdots & e^{\pm\gamma_n z} \end{pmatrix} \tag{1-22}$$

$\mathbf{V}_m^+$ et $\mathbf{V}_m^-$ sont respectivement les vecteurs des ondes incidentes et réfléchies de la tension. $\mathbf{I}_m^+$ et $\mathbf{I}_m^-$ sont respectivement les vecteurs des ondes incidentes et réfléchies du courant. Les vecteurs d'ondes $\mathbf{V}_m^+$, $\mathbf{V}_m^-$, $\mathbf{I}_m^+$ et $\mathbf{I}_m^-$ sont désormais les inconnues du système. Pour les calculer, il faut établir les équations des conditions aux limites de la ligne multifilaire aux positions suivantes : z=0 et z=L.

1.4.3 La modélisation électrique appliquée aux lignes multifilaires

En se basant sur les circuits électriques équivalents des lignes de transmission, il est possible de simuler un réseau de lignes multifilaires en prenant en compte tous les couplages entre ces dernières. Cela se fait par une discrétisation des lignes sous forme de tronçons de longueur $\lambda/10$, en leur attribuant un modèle RLC équivalent. Cette démarche consiste à traduire tous les phénomènes électromagnétiques en une représentation circuit. Les paramètres linéiques des conducteurs sont calculés à l'aide de formules analytiques en se basant sur l'approximation quasi-TEM. De plus, les différents types de couplage, capacitifs et inductifs, entre les lignes sont pris en compte. Il est également possible de simuler des lignes de transmission en haute fréquence avec une approche circuit, sans tenir compte de l'approximation quasi-TEM. Cependant, dans la plupart des cas, les paramètres linéiques ne disposent pas de formules analytiques simples, ils sont alors calculés numériquement.

L'entreprise Algotech dispose d'un simulateur électrique qui a comme noyau de calcul la MNA (Modified Nodal Analysis), une méthode de simulation des circuits électriques. L'un des objectifs de ce

simulateur est de fournir un outil qui permet la simulation des installations électriques dans les moyens de transports, de types torons et harnais. Cet outil a pour vocation de prédire le bon fonctionnement d'une configuration donnée (réseau de câbles), dans son environnement électromagnétique. En d'autres termes, Algotech envisage le développement d'un module CEM adapté au contexte des réseaux de câbles dans les moyens de transport. Son outil lui permet de modéliser les lignes de transmission avec leurs circuits électriques équivalents. La MNA est donc appliquée à la modélisation des réseaux de lignes multifilaires de longueur de plusieurs milliers de mètres et comportant un nombre conséquent de conducteurs. À cet égard, en fonction de la gamme de fréquences, nous pouvons nous retrouver facilement avec des circuits contenant des millions de nœuds, voire des milliards. Or, l'exploitation des résultats n'est intéressante que pour les nœuds, se trouvant aux extrémités des lignes de transmission. De plus, la constitution de la matrice demande beaucoup de temps. Par ailleurs, ces modèles pour les composants linéaires et non linéaires ont déjà fait preuve d'efficacité et sont utilisés dans les logiciels tels que SPICE et SABER. À ce titre, il sera judicieux de l'utiliser dans le cadre de la modélisation des circuits de jonctions d'une topologie EM. Ainsi, le développement des méthodes hybrides sera nécessaire pour optimiser les calculs.

1.5 Topologie EM des réseaux de lignes multifilaires

La théorie des lignes multifilaires [35] est rarement utilisée pour le cas d'un seul câble ou d'un seul harnais. En considérant le contexte des moyens de transport, les lignes multifilaires forment souvent des réseaux interconnectés à travers des circuits électriques. Les travaux de Parmentier [19] [36] [37] ont permis de représenter les réseaux de câbles complexes avec une topologie EM. Pour étudier ces derniers, le système complet est divisé en plusieurs sous-systèmes qui interagissent entre eux. En représentant ces systèmes dans un graphe, comme le montre la Figure 1-12, nous obtenons ce que l'on appelle une topologie électromagnétique hiérarchisée. La division est faite de telle sorte que chaque sous-système, en fonction du niveau de blindage et d'écrantage du champ électromagnétique, a une place qui lui est attribuée dans la hiérarchie. L'interaction entre les sous-systèmes, en l'occurrence les lignes multifilaires, peut être en mode conduit ou en mode rayonnée. Le périmètre de chaque sous-système définit sa protection, tel que son blindage ou ses écrans métalliques. L'avantage de cette approche réside dans sa flexibilité, dans la mesure où, chaque sous-système peut être traité avec la méthode qui lui est la plus adéquate [38]. Les configurations simples telles que les lignes uniformes avec une section droite, qui respectent les conditions de propagation du mode TEM, vont se voir attribuer la théorie multifilaire classique. D'autre part, les configurations complexes seront modélisées avec des méthodes numériques ou des mesures selon les outils disponibles.

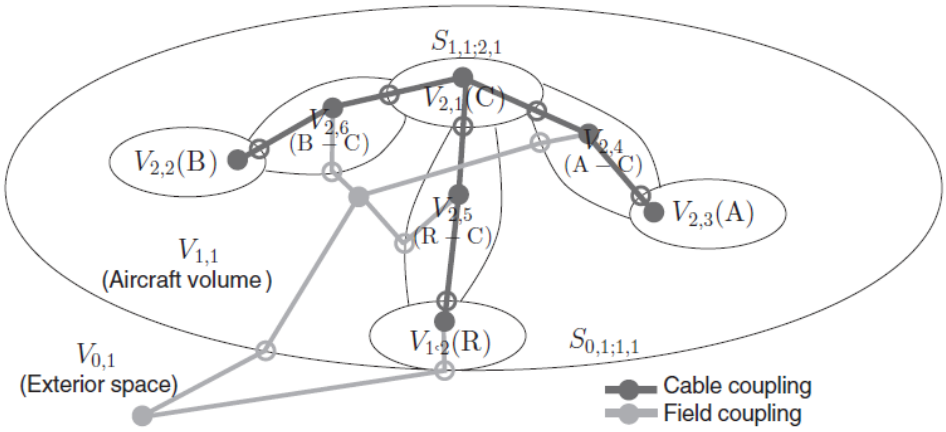


Figure 1-12 : Topologie EM d'un avion [39]

Ce couplage entre méthodes numériques et analytiques présente un avantage en termes de temps de calcul et de ressources. Le formalisme de la topologie EM donné par Parmentier et Paul repose sur les équations de la BLT [Baum, Liu Tesche] [20], qui décrivent la propagation avec une formulation en ondes. En se basant sur la terminologie employée dans les topologies EM, les lignes multifilaires sont décrites par des tubes, les volumes ou les circuits d'interconnexions sont décrits par des jonctions. Nous distinguons deux types de jonction, les jonctions d'interconnexion qui relient plusieurs tubes et les jonctions terminales qui se trouvent à l'extrémité du tube. Face à un raisonnement purement en onde, la topologie est traduite, dans un sens, en un cheminement d'ondes incidentes et réfléchies. Les tubes et les jonctions sont représentés respectivement par des matrices de propagation $\mathbf{T}_i$ et des matrices $\mathbf{S}$.

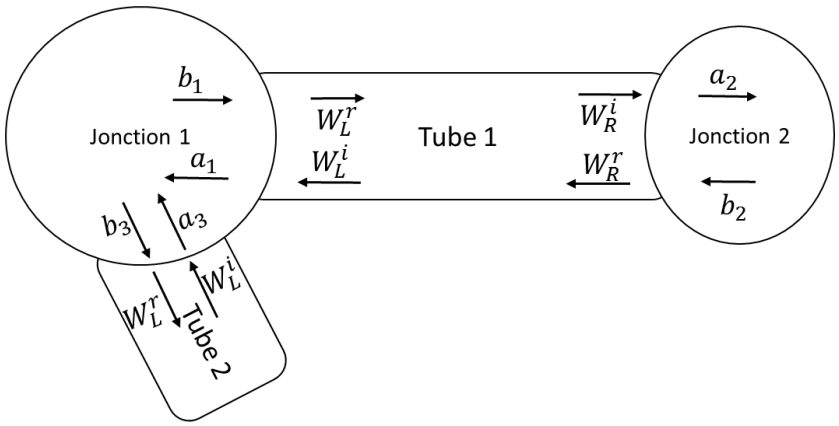


Figure 1-13 La propagation des ondes entre les tubes et les jonctions

Dans cette partie, la composition des matrices ne sera pas détaillée pour chaque cas. De même, concernant les sources de la topologie, nous nous contenterons de mentionner les deux types qui existent. Nous distinguons les sources localisées (sources de tension et courants) et les sources distribuées (agressions EM externes) [40]. La Figure 1-13 illustre les ondes incidentes et les ondes réfléchies aux extrémités d'un tube. D'une part, nous retrouvons les ondes $\mathbf{w}_{L/R}^r$, qui sont celles réfléchies des jonctions

connectées au tube, et d'autre part, les ondes $\mathbf{w}_{L/R}^{i}$ sont celles incidentes aux jonctions connectées au tube. La propagation dans un tube se traduit par l'équation ci-dessous.

$$\begin{pmatrix} \mathbf{w}_L^i \\ \mathbf{w}_R^i \end{pmatrix} = (\mathbf{\Gamma}_i) \begin{pmatrix} \mathbf{w}_L^r \\ \mathbf{w}_R^r \end{pmatrix} \tag{1-23}$$

Avec

$$\mathbf{\Gamma}_i = \begin{pmatrix} 0 & e^{-\sqrt{\mathbf{ZY}}L} \\ e^{-\sqrt{\mathbf{ZY}}L} & 0 \end{pmatrix} \tag{1-24}$$

$\mathbf{\Gamma}_i$ est la matrice de propagation du tube *i*, elle relie les ondes sortantes aux ondes entrantes par rapport aux jonctions connectées à ce dernier. Par ailleurs, au niveau des jonctions, les ondes incidentes et réfléchies sont notées respectivement *a* et *b*, telles que définies plus loin.

1.5.1 Les paramètres S des jonctions

En reprenant la Figure 1-13, les ondes aux extrémités des tubes dépendent de la nature des jonctions qui y sont connectées. Ces terminaisons ou interconnexions sont représentées par des matrices **S**, qui relient de part et d'autre les ondes sortantes aux ondes entrantes. Les matrices **S** des jonctions sont issues de simulations ou bien de mesures. Par ailleurs, les tubes sont représentés comme les multiports de la jonction, ce qui nécessite une cohérence en termes de nombre de ports.

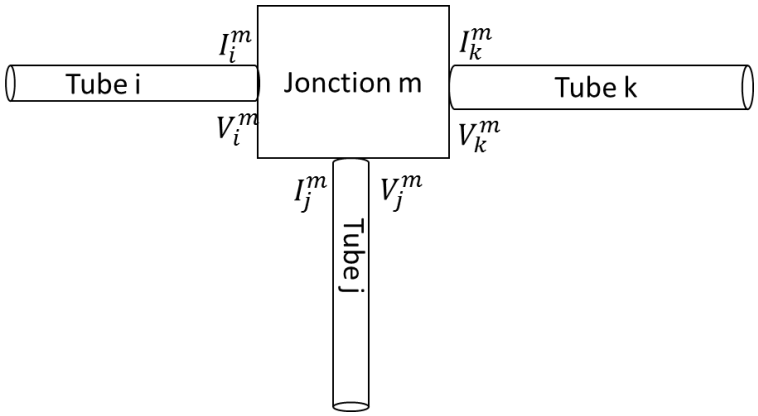


Figure 1-14 : Numérotation des courants et tensions sortants des jonctions

La modélisation d'une jonction, sous forme d'un circuit électrique d'interconnexion, consiste à établir les équations des lois des nœuds et la loi des mailles sur les circuits des jonctions, en mettant en avant les tensions et courants des extrémités des tubes qui y sont connectés. L'équation générale qui décrit les circuits est la suivante :

$$\mathbf{Z}_i^m \mathbf{I}_i^m + \mathbf{Z}_j^m \mathbf{I}_j^m + \mathbf{Z}_k^m \mathbf{I}_k^m = \mathbf{V}_s^m \tag{1-25}$$

Avec

$$\mathbf{Y}_i^m\mathbf{V}_i^m + \mathbf{Y}_j^m\mathbf{V}_j^m + \mathbf{Y}_k^m\mathbf{V}_k^m = \mathbf{I}_s^m \tag{1-26}$$

En prenant comme exemple la jonction m de la Figure 1-14, il s'avère que cette dernière est un circuit d'interconnexion entre trois tubes. Ainsi, l'équation (1-25) regroupe les matrices d'impédances et d'admittances qui décrivent ces trois connexions. Les vecteurs de courants et de tensions comportent les courants et les tensions qui se trouvent au niveau des ports de la jonction m. Les vecteurs $\mathbf{V}_s^m$et $\mathbf{I}_s^m$ sont respectivement les vecteurs de sources de tensions et de courants de la jonction. Les indices supérieurs (m dans notre cas) font référence au numéro de la jonction, tandis que les indices inférieurs sont les numéros des tubes. Après avoir établi les lois de Kirchoff au niveau des jonctions, les tensions et les courants sont transformés en ondes :

$$\mathbf{I}_i^m = \sqrt{\mathbf{Z}_{ci}}^{-1}(\mathbf{a}_i^m - \mathbf{b}_i^m) \tag{1-27}$$

$$\mathbf{V}_i^m = \sqrt{\mathbf{Z}_{ci}}(\mathbf{a}_i^m + \mathbf{b}_i^m) \tag{1-28}$$

Avec $\mathbf{Z}_{ci}$ la matrice d'impédance caractéristique du tube i. $\mathbf{a}_i^m$ et $\mathbf{b}_i^m$ sont respectivement les vecteurs des ondes incidentes et réfléchies par rapport à la jonction m. En substituant les expressions (1-27) et (1-28) des courants et tensions dans les équations (1-25) et (1-26), nous obtenons la matrice S de la jonction telle que

$$\begin{pmatrix} \boldsymbol{b}_i^{mr} \\ \boldsymbol{b}_j^{mr} \\ \boldsymbol{b}_k^{mr} \end{pmatrix} = \boldsymbol{S}^m \begin{pmatrix} \boldsymbol{a}_i^{mi} \\ \boldsymbol{a}_j^{mi} \\ \boldsymbol{a}_k^{mi} \end{pmatrix} + \boldsymbol{P}_s^m \tag{1-29}$$

Avec $\boldsymbol{P}_s^m$ le vecteur des sources de puissances.

1.5.2 L'équation de la BLT

L'équation de la BLT repose essentiellement sur les équations (1-23) et (1-29), qui représentent respectivement la propagation dans les tubes et la répartition des ondes dans les jonctions. Dans le cas d'une topologie EM, on trouve une multitude de jonctions, telles qu'à chacune d'elles, est attribuée une matrice S.

$$\begin{pmatrix} \begin{bmatrix} b_1 \\ \vdots \\ b_n \end{bmatrix}_1 \\ \vdots \\ \begin{bmatrix} b_1 \\ \vdots \\ b_n \end{bmatrix}_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{S}_1 & \cdots & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \cdots & \mathbf{S}_n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ \vdots \\ a_n \end{bmatrix}_1 \\ \vdots \\ \begin{bmatrix} a_1 \\ \vdots \\ a_n \end{bmatrix}_n \end{pmatrix} \tag{1-30}$$

De la même manière, une matrice de propagation est attribuée à chaque tube de la topologie.

$$\begin{pmatrix} \begin{bmatrix} \boldsymbol{w}_L^i \\ \boldsymbol{w}_R^i \end{bmatrix}_1 \\ \vdots \\ \begin{bmatrix} \boldsymbol{w}_L^i \\ \boldsymbol{w}_R^i \end{bmatrix}_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \boldsymbol{\Gamma}_1 & \cdots & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \cdots & \boldsymbol{\Gamma}_n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \begin{bmatrix} \boldsymbol{w}_L^r \\ \boldsymbol{w}_R^r \end{bmatrix}_1 \\ \vdots \\ \begin{bmatrix} \boldsymbol{w}_L^r \\ \boldsymbol{w}_R^r \end{bmatrix}_n \end{pmatrix} \tag{1-31}$$

D'un point de vue macroscopique, le système est représenté sous forme de blocs interconnectés, c'est-à-dire d'une super-matrice de répartition (1-30) et d'une super-matrice de propagation (1-31) regroupant l'ensemble des matrices élémentaires. Dans le but d'obtenir une équation à résoudre pour tout le système, il faut établir une relation entre les ondes de l'équation (1-30) et les ondes de l'équation (1-31). Pour cela, des matrices de connexion [39] sont introduites, $\mathbf{C}_\mathbf{b}^{\mathbf{w}_{L/R}^r}$pour la liaison entre les ondes b et $\mathbf{w}_{L/R}^r$, $\mathbf{C}_\mathbf{a}^{\mathbf{w}_{L/R}^i}$pour la liaison entre les ondes a et $\mathbf{w}_{L/R}^i$. En nous basant sur (1-29), (1-30) et les matrices de connexion, nous en déduisons l'équation de la super-matrice de répartition du système avec les ondes $\mathbf{w}_{L/R}^r$ et $\mathbf{w}_{L/R}^i$, qui s'écrit de la façon suivante [39] :

$$\mathbf{C}_\mathbf{b}^{\mathbf{w}_{L/R}^r} \mathbf{w}_{L/R}^r = \mathbf{S}_\mathbf{T} \mathbf{C}_\mathbf{a}^{\mathbf{w}_{L/R}^i} \mathbf{w}_{L/R}^i + \mathbf{V}_s \tag{1-32}$$

L'équation de la BLT telle qu'elle a été définie par ses auteurs, est donnée en remplaçant (1-31) dans (1-32), de façon à ne garder qu'un seul vecteur comme inconnue $\mathbf{w}_{L/R}^r$.

$$\mathbf{w}_{L/R}^r = \left(\mathbf{C}_\mathbf{b}^{\mathbf{w}_{L/R}^i} - \mathbf{S}_\mathbf{T} \mathbf{C}_\mathbf{a}^{\mathbf{w}_{L/R}^r} \mathbf{\Gamma}_\mathbf{T} \right)^{-1} \mathbf{V}_s \tag{1-33}$$

La BLT se résume donc à une résolution d'un système linéaire avec des matrices très creuses. Le temps de calcul dépend des techniques utilisées pour la résolution de ce système, notamment la suppression des parties creuses et l'inversion des matrices, et d'autre part des méthodes utilisées pour chaque bloc (numériques ou analytiques). La topologie EM est très efficace pour l'étude des réseaux de lignes multifilaires, elle est constamment améliorée et mise à jour afin de répondre aux besoins d'études de systèmes de plus en plus complexes. Cependant, des améliorations sont à apporter, notamment pour la prise en compte des composants non linéaires dans les jonctions [41].

1.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les sources de perturbations électromagnétiques ainsi que les modes de couplage dans le contexte des aéronefs. Nous avons aussi évoqué les problèmes liés à la masse, en mentionnant les différents types de connexions à cette dernière en fonction du cas d'application : HF

ou BF. L'intérêt de l'étude CEM en phase de conception a été démontré, cela évite les interventions très coûteuses qui surviennent après la fabrication des harnais tels que les blindages supplémentaires. Outre les coûts d'intervention, ces derniers induisent une consommation de carburant accrue avec leurs masses ajoutées. Quant aux méthodes de simulation, il est clair que les méthodes numériques usuelles sont mal adaptées à la simulation des harnais industriels étant donné leurs longueurs électriques importantes. Si ces méthodes ont été confrontées plusieurs fois aux résultats de mesures, les méthodes analytiques appliquées aux lignes de transmission n'ont pas encore suscité le même intérêt. L'entreprise Algotech modélise électriquement les réseaux de harnais, en se basant sur la méthode MNA. Cette méthode présente des limites avec l'augmentation du nombre de conducteur et la longueur électrique des câbles. Par ailleurs, nous avons montré que les réseaux de harnais incluent des circuits électriques d'interconnexion ainsi que des équipements aux extrémités. La modélisation de ces derniers avec une méthode circuit telle que la MNA est préférable à la méthode BLT qui est mieux adaptée aux lignes multifilaires. Au chapitre suivant, nous étudierons le couplage entre la méthode MNA et BLT dans le but d'optimiser les performances de calculs tout en gardant les mêmes modèles simplifiés.

Chapitre 2

Modélisation des réseaux de lignes de transmission

2.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons observé que les réseaux de lignes multifilaires étaient généralement représentés par une topologie électromagnétique. Le calcul des courants et tensions se fait à l'aide de la résolution de l'équation de la BLT. Dans ce chapitre, nous allons aborder d'autres méthodes de modélisation de réseaux de câbles telles que la MNA et la méthode de Kron. Dans un premier temps, nous présenterons la méthode MNA appliquée aux lignes de transmission en démontrant ses limites en termes de maillage et de temps de calcul. Ensuite, nous proposons un couplage entre les méthodes MNA et BLT afin d'éviter la discrétisation des lignes de transmission.

Dans la deuxième partie du chapitre, nous aborderons la méthode de Kron et les différents modèles de représentation des lignes de transmission tels que le modèle de Branin et de Vabre. En nous basant sur le même principe du couplage MNA-BLT, nous présenterons un modèle qui consiste à intégrer les lignes multifilaires dans la méthode de Kron sous forme d'impédances. Ces dernières sont calculées à l'aide de la théorie modale vue dans le chapitre précédent. À travers, un exemple de validation, nous démontrerons l'intérêt du modèle et sa précision.

2.2 La MNA appliquée aux lignes multifilaires

Face à la complexité des réseaux de harnais, il est difficile de gérer le cheminement des fils ainsi que les connexions établies avec les équipements. Pour cela, l'entreprise Algotech commercialise le logiciel Aerodesk, un outil de dessin et de gestion des données issues des câblages et de leurs environnements. Il facilite la prise en main d'une architecture électrique par un opérateur, en lui mettant à sa disposition un schéma détaillé des réseaux de harnais et la possibilité de lister les conducteurs qui les constituent. Nous pouvons dessiner des harnais constitués de plusieurs fils de différents types (gainés, blindés) suivant les modèles disponibles dans la bibliothèque. L'outil permet de gérer également toutes les connexions qui existent entre les harnais et leurs environnements (équipements, bornes, armoires).

Le but de ce logiciel est de pouvoir générer automatiquement un réseau complexe de câbles en un minimum de temps. De plus, Algotech cherche à compléter ses travaux en ajoutant un module qui permet la prédiction des perturbations électromagnétiques dans les câblages. Pour cela, les harnais sont modélisés par des circuits électriques, dans la mesure où la majorité des conducteurs peut être représentée par des circuits électriques équivalents.

Dans le cadre de la thèse, nous avons repris l'algorithme de la MNA sur le logiciel Scilab pour l'étudier en détail et montrer ses limites. De plus, cela nous permet de modifier librement ses paramètres. Dans cette section, nous présenterons dans un premier temps le principe de la méthode MNA. Ensuite, nous montrerons comment Algotech utilise cette dernière pour la modélisation des lignes de transmission et des couplages électromagnétiques. Pour illustrer le modèle, nous donnerons un exemple d'application de deux lignes couplées, en le validant avec le simulateur électrique Qucs. Enfin, nous citerons les inconvénients et les limitations de cette méthode lorsqu'elle est appliquée à des réseaux multifilaires complexes.

2.2.1 Notions sur la MNA

La MNA est une méthode universelle de simulation des circuits électriques, elle est utilisée par la plupart des logiciels de simulation, tels que SPICE. Cette approche nodale décrit un circuit à travers les lois de Kirchhoff (loi des mailles et loi des nœuds), en établissant des équations au niveau de chaque nœud. Les inconnues du système sont les tensions des nœuds du circuit, d'où un nombre d'équations égal au nombre de nœuds. Au niveau de chaque branche, les composants passifs tels que les résistances, les inductances et les capacités sont représentés par leurs admittances (Figure 2-1).

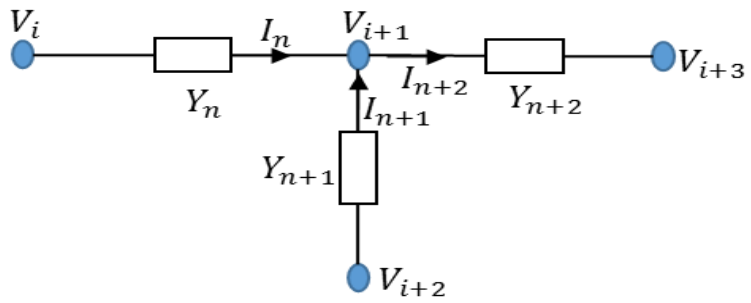


Figure 2-1 : Un circuit électrique avec des composants passifs représentés en admittance

La MNA repose essentiellement sur la loi des nœuds. Les courants I_n des branches numéro n sont obtenus à l'aide de l'équation (2-1) de la loi d'Ohm, le potentiel de chaque nœud est référencé par rapport à un nœud de référence nommé V_0, le potentiel de référence.

$$(V_i - V_{i+1})Y_n = I_n \tag{2-1}$$

Avec Y_n l'admittance de la branche n et V_i le potentiel du nœud i. Un circuit électrique de N nœuds au total, sans compter le nœud de référence, implique la résolution de N équations. Il en résulte un système d'équations linéaires avec N inconnues. Lors de l'utilisation des sources de tension, leurs courants sont considérés également comme des inconnues. La description d'un circuit électrique est alors exprimée sous une forme matricielle de la façon suivante :

$$\begin{pmatrix} \boldsymbol{G} & \boldsymbol{B} \\ \boldsymbol{C} & \boldsymbol{D} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \boldsymbol{V} \\ \boldsymbol{I} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \boldsymbol{I_S} \\ \boldsymbol{V_s} \end{pmatrix} \tag{2-2}$$

La matrice **G** regroupe les admittances des composants du circuit, elle est de dimension NxN (N étant le nombre de nœuds). Chaque coefficient G_{ij} comporte l'admittance de l'élément qui se trouve entre le nœud i et j, si les nœuds i et j ne forment pas une branche, alors le coefficient $G_{ij} = 0$. La matrice **B**, est la matrice de sélection des courants des branches ayant des inductances mutuelles.

La matrice **D** comporte les termes $j\omega L$ des inductances propres et mutuelles du circuit (Figure 2-3). Observons que ces dernières ne sont pas prises en compte dans la matrice **G** lorsque les inductances sont couplées entre elles. La matrice **C** est la transposée de la matrice **B**, elle représente la matrice de sélection des nœuds.

Les vecteurs des inconnues du système **V** et **I** sont respectivement les vecteurs des tensions des nœuds et des courants de sources de tensions, notamment les sources localisées et les sources issues des inductances mutuelles. De même, les deux vecteurs $\mathbf{I_s}$ et $\mathbf{V_s}$, sont respectivement les vecteurs de sources de courant et de tension.

2.2.2 Le modèle de lignes multifilaires utilisé par Algotech

En se basant sur les circuits électriques équivalents des lignes de transmission multifilaires, il est possible d'étudier les couplages entre les conducteurs avec la méthode MNA. La section droite des lignes permet dans un premier temps de définir les paramètres linéiques, propres et mutuels.

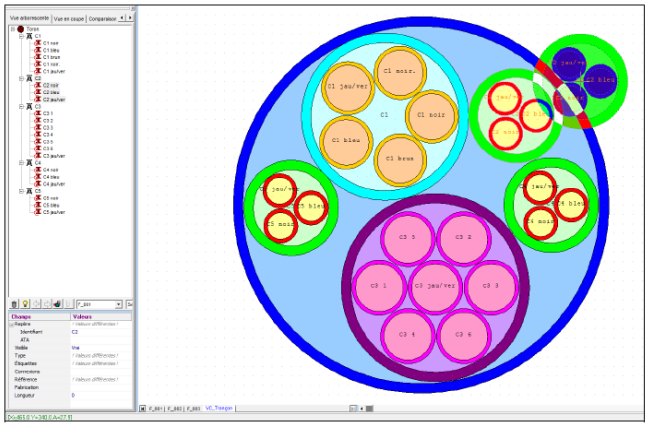


Figure 2-2 : Affichage de la section droite d'un toron sur Aerodesk

Pour cela, Algotech dispose d'une interface graphique dans son logiciel de DAO Aerodesk qui permet de générer la section droite d'un toron (Figure 2-2). Étant donné que ces paramètres linéiques reposent sur une approximation quasi statique, ils sont insérés dans le circuit équivalent d'un tronçon de longueur maximum $\lambda/10$. Au-dessous de cette longueur on considère que le courant est constant. En fonction de la longueur des lignes, le circuit du tronçon est répété n fois en cascade. Par ailleurs, quand la ligne change de géométrie au niveau de sa section droite, un nouveau circuit équivalent est constitué.

Afin d'illustrer la méthode présentée, nous donnerons l'exemple de deux conducteurs couplés, discrétisés en 2 cellules. La Figure 2-3 présente le circuit équivalent de ces deux lignes, qui se terminent sur des résistances. Le couplage des 2 lignes est modélisé au travers des inductances mutuelles L_m et les capacités mutuelles C_m. La ligne alimentée par le générateur de tension représente la ligne perturbatrice, tandis que l'autre ligne joue le rôle de la victime.

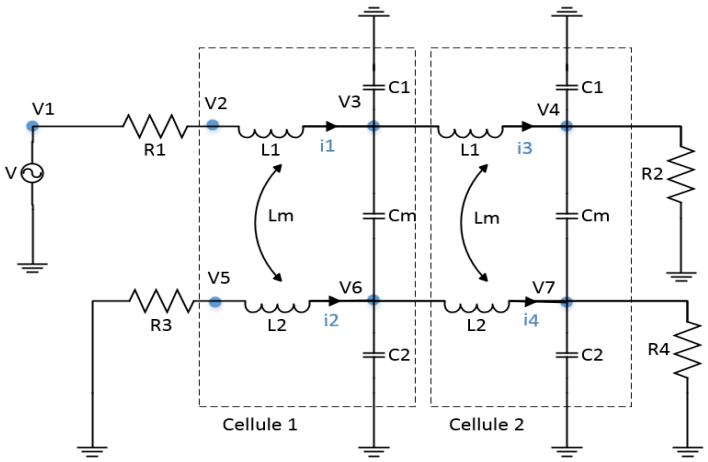


Figure 2-3 : Circuit équivalent de deux conducteurs couplés avec deux cellules

Les éléments du circuit vont nous permettre d'avoir une idée des dimensions des matrices de l'équation (2-2). En nous basant sur le nombre de nœuds du circuit, nous déduisons la dimension 7x7 de la matrice **G.** D'un autre côté, nous dénombrons cinq sources de tension dont quatre sont issues des couplages mutuels entre les inductances, ce qui conduit à une matrice **D** est de dimension 5x5.

Matrice **G** Matrice **B**

$$\left(\begin{array}{ccccccc|ccccc}
\frac{1}{R_1} & -\frac{1}{R_1} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
-\frac{1}{R_1} & \frac{1}{R_1} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & j\omega C_1 + j\omega C_m & 0 & 0 & -j\omega C_m & 0 & 0 & -1 & 0 & 1 & 0 \\
0 & 0 & 0 & j\omega C_1 + j\omega C_m + \frac{1}{R_2} & 0 & 0 & -j\omega C_m & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{R_3} & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\
0 & 0 & -j\omega C_m & 0 & 0 & j\omega C_2 + j\omega C_m & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 1 \\
0 & 0 & 0 & -j\omega C_m & 0 & 0 & j\omega C_2 + j\omega C_m + \frac{1}{R_4} & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 \\
\hline
1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -j\omega L_1 & -j\omega L_m & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 1 & -1 & 0 & 0 & -j\omega L_m & -j\omega L_2 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -j\omega L_1 & -j\omega L_m \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & -1 & 0 & 0 & 0 & -j\omega L_m & -j\omega L_2
\end{array}\right)
\begin{pmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \\ V_4 \\ V_5 \\ V_6 \\ V_7 \\ I_V \\ I_1 \\ I_2 \\ I_3 \\ I_4 \end{pmatrix}
=
\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ V \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

Matrice **C** Matrice **D**

Figure 2-4 : Matrices équivalentes au circuit de la Figure 2-3

Pour expliciter le problème, nous représentons sur la Figure 2-4 les matrices **G**, **B**, **C** et **D** correspondantes au circuit de la Figure 2-3. Les 7 premières lignes sont les équations de courants (loi

des nœuds) au niveau de chaque nœud et les cinq dernières lignes sont les équations des branches incluant des générateurs de tensions.

Les inconnues du circuit sont les tensions des nœuds V_i et les courants des sources de tension I_n. Le vecteur des sources contient la seule source de tension localisée *V* disponible dans le circuit. L'exemple ci-dessus montre que l'on peut modéliser les lignes multifilaires avec leur circuit électrique équivalent en utilisant la méthode MNA. Par ailleurs, nous constatons que le nombre d'inconnues est lié principalement au nombre de nœuds du circuit.

2.2.3 Exemple de validation

Afin d'étudier le modèle MNA d'Algotech, mais aussi pour en définir ses limites, nous proposons une comparaison avec la méthode BLT. Nous nous proposons de modéliser deux lignes couplées de longueurs L=2 m et de rayon r=0.75mm, à une hauteur $\mathrm{h}_1 = \mathrm{h}_2 = 3$ cm par rapport à un plan de masse parfait, et distantes l'une de l'autre de d=1cm. Les deux lignes sont chargées par des charges de 50Ω sur les deux extrémités, et la ligne perturbatrice est alimentée par un générateur de tension de 10 V.

Dans cet exemple, nous supposerons que les dimensions de la section droite telles que la hauteur, le rayon et la distance séparant les lignes sont très petites par rapport à la longueur d'onde de la fréquence maximale. En tenant compte de ces hypothèses, les paramètres linéiques des conducteurs sont calculés avec les expressions analytiques de la théorie des lignes classique. Les inductances linéiques propres L et mutuelles L_m sont données par les relations suivantes [35] :

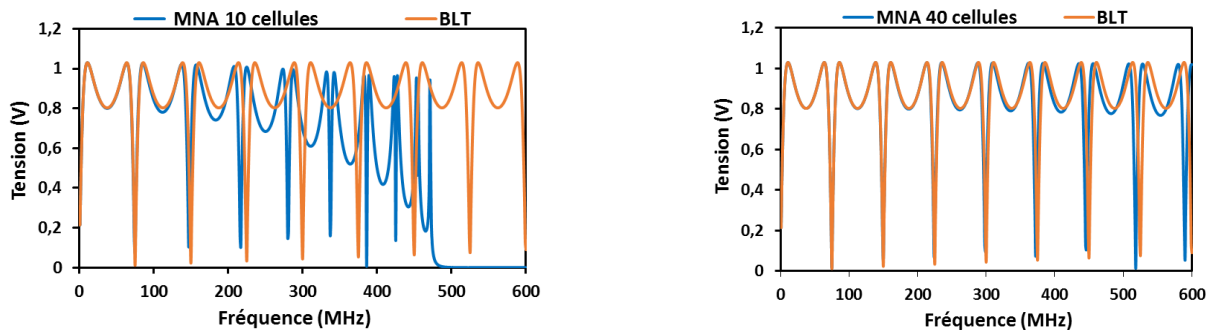
$$L = \left(\frac{\mu_0}{2\pi}\right) \ln\left(\frac{2h}{r}\right) \tag{2-3}$$

$$L_m = \left(\frac{\mu_0}{4\pi}\right) \ln\left(1 + 4\left(\frac{h_1 h_2}{d^2}\right)\right) \tag{2-4}$$

Nous supposons également que les conducteurs se trouvent dans un milieu diélectrique homogène. De ce fait, la matrice des capacités linéiques est déduite directement de l'inverse de la matrice d'inductance **L** [35]**.**

$$\boldsymbol{C} = \mu_0 \varepsilon_0 \boldsymbol{L}^{-1} \tag{2-5}$$

μ_0 et ε_0 sont respectivement la perméabilité magnétique et la permittivité diélectrique du vide. Dans le but de montrer l'impact du maillage sur la précision du modèle, nous allons présenter les résultats pour deux maillages différents : 10 cellules et 40 cellules pour une même longueur de 2 m. La Figure 2-5 montre la tension de télédiaphonie au niveau de la ligne victime. La télédiaphonie dans les lignes de transmission correspond au signal récupéré par la ligne perturbée, au niveau de l'extrémité opposée au générateur.



(a) (b)

Figure 2-5 : Comparaison entre la MNA et la BLT sur le calcul de la tension de télédiaphonie en fonction du nombre de cellules pour une ligne de longueur 2m. (a) 10 cellules, (b) 40 cellules

On constate que pour un maillage de 10 cellules, les résultats affichés ne sont plus valables au-delà de la fréquence de 150 MHz. Pour un maillage de 40 cellules, nous arrivons à obtenir des résultats qui concordent avec ceux de la BLT jusqu'à 600 MHz. Ainsi, le premier maillage, valable jusqu'à la fréquence 150 MHz correspond à un $\lambda_{\min} = 2$ m, tandis que le deuxième, valable jusqu'à la fréquence 600 MHz correspond à un $\lambda_{\min} = 0{,}5$ m. Par conséquent, les cellules élémentaires doivent être de longueur inférieure ou égale à $\lambda_{min}/10$ pour obtenir de bons résultats.

Ainsi, nous démontrons l'importance d'un maillage $\lambda/10$ au minimum lors de la modélisation en mode circuit ; nous en déduisons également que la précision des résultats dépend du maillage. Cependant, l'augmentation du nombre de cellules, conduit à une matrice de grande dimension. De ce fait, l'inconvénient majeur de la modélisation des lignes de transmission avec la MNA réside dans son maillage en cellules de longueur $\lambda/10$, qui peut s'avérer difficile à traiter dans les cas complexes tels que les harnais industriels. Il est donc judicieux de s'affranchir de toutes ces contraintes, en nous focalisant davantage sur le choix de la méthode de modélisation qui permet d'éviter le maillage des lignes. Pour cela, il existe des modèles qui sont fiables et efficaces pour le traitement des lignes multifilaires. Ces derniers ne requièrent pas une discrétisation des lignes, ce qui présente un avantage en termes de temps de calcul par rapport à la MNA.

2.3 Couplage entre la MNA et la BLT

Dans le chapitre précèdent, nous avons présenté la topologie électromagnétique des réseaux de câbles ainsi que la résolution avec l'équation de la BLT. Cette dernière évite la discrétisation des lignes sous forme de cellules élémentaires, en diminuant ainsi le temps de calcul. Comme nous l'avons souligné précédemment, la résolution de ce type de problème peut se faire également à l'aide de la MNA, malgré les limitations de cette méthode.

Afin d'améliorer le solveur d'Algotech, nous proposons un couplage entre la MNA et la BLT en modélisant d'une part les réseaux de câbles avec la BLT et d'autre part les circuits électriques avec la MNA, mais tout en gardant la possibilité d'intégrer les paramètres S des jonctions. Ainsi, certaines

jonctions difficiles à modéliser, peuvent être représentées à l'aide des paramètres S issus des mesures ou des simulations numériques. De plus, les circuits non linéaires peuvent être modélisés avec la MNA, contrairement à la BLT qui est limitée aux circuits linéaires. Par ailleurs, des études similaires ont été menées par Brancik [42] [43], qui a développé un modèle qui couple la théorie des lignes multifilaire (MTL) à la MNA.

2.3.1 Équations du système hybride

La Figure 2-6 représente une topologie qui se compose de trois types de blocs : les circuits électriques, les lignes multifilaires et les multiports modélisés en paramètres S. Les multiports et les circuits électriques peuvent être soit des jonctions terminales ou des jonctions d'interconnexions. Dans ce modèle hybride, il existe deux types de représentations : une représentation en onde et une représentation courant-tension. L'idée est de rendre la coexistence de ces différents blocs possible, malgré leurs différentes représentations.

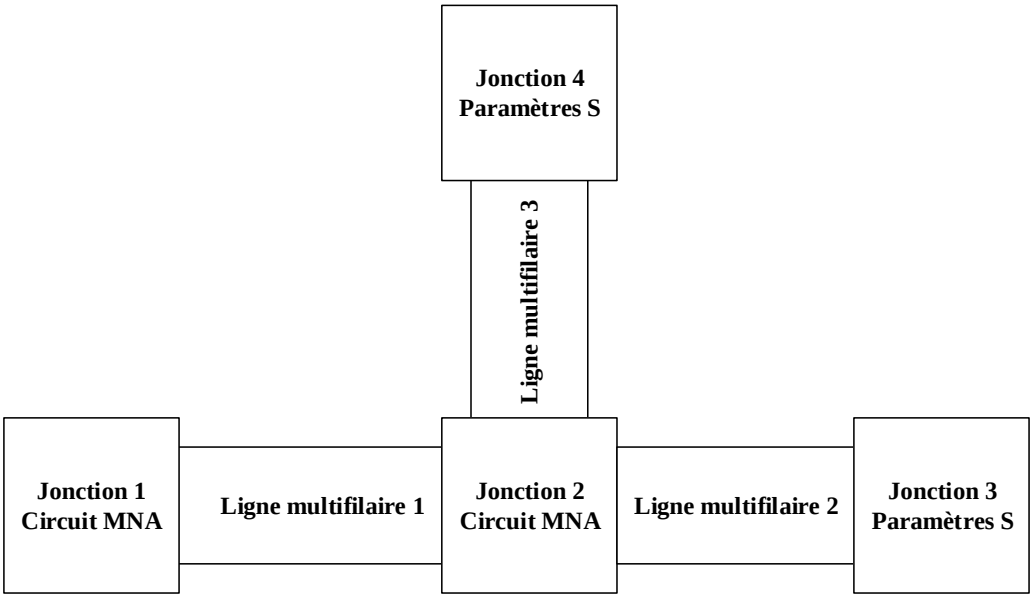


Figure 2-6 : Modèle hybride d'un réseau de lignes multifilaires

La partie du circuit électrique est modélisée avec la méthode MNA, l'équation générale de cette dernière dans le domaine fréquentiel est donnée sous la forme suivante :

$$\begin{cases} \boldsymbol{GV} + \boldsymbol{BI} + \boldsymbol{B'I'} = \boldsymbol{I_s} \\ \boldsymbol{CV} + \boldsymbol{DI} = \boldsymbol{V_s} \end{cases} \tag{2-6}$$

Avec $\mathbf{I'}$ le vecteur des courants aux extrémités du toron qui sont connectés au circuit électrique. La matrice $\mathbf{B'}$ de sélection permet de connecter ces derniers aux nœuds du circuit électrique. Les lignes multifilaires sont modélisées avec la théorie des lignes de transmission (Figure 2-7). En nous basant sur

la BLT, la représentation en matrice de propagation **S** (2-7) permet de relier les ondes incidentes a ; aux ondes réfléchies b ; des jonctions connectées à la ligne multifilaire de longueur L.

$$\begin{pmatrix} \boldsymbol{b}_1 \\ \boldsymbol{b}_2 \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} 0 & e^{-\sqrt{\boldsymbol{ZY}}L} \\ e^{-\sqrt{\boldsymbol{ZY}}L} & 0 \end{pmatrix}}_{Matrice\ de\ propagation\ \boldsymbol{S}} \begin{pmatrix} \boldsymbol{a}_1 \\ \boldsymbol{a}_2 \end{pmatrix} \tag{2-7}$$

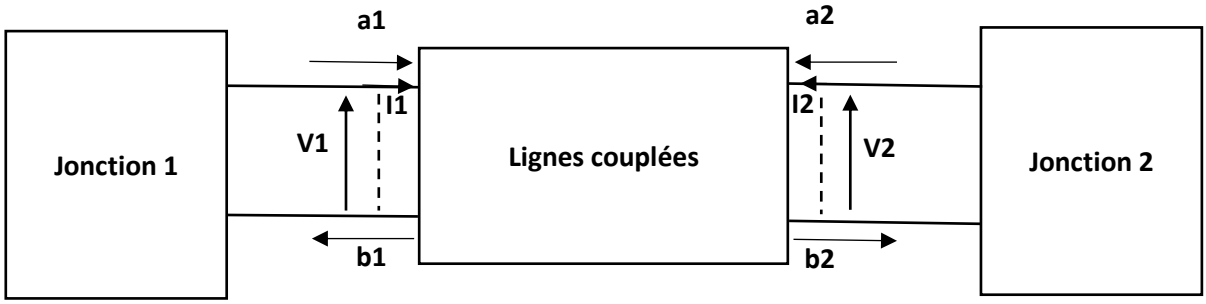


Figure 2-7 : Ondes de courants réfléchies et incidentes aux extrémités d'une ligne

La connexion de la partie circuit à la partie ligne multifilaire se fait à l'aide de la transformation des ondes incidentes et réfléchies aux extrémités de chaque ligne de transmission en tension-courant. Soit $\mathbf{Z}_c$, la matrice d'impédance caractéristique correspondant à une ligne multifilaire et **Z** la matrice impédance des jonctions connectées à cette dernière. Rappelons l'expression qui relie ces deux matrices de la façon suivante :

$$\mathbf{Z}\mathbf{Z_c}^{-1} = (\mathbf{E} - \mathbf{S})^{-1}(\mathbf{E} + \mathbf{S}) \tag{2-8}$$

Avec **E** la matrice identité. À partir de l'équation (2-8), on en déduit la relation qui relie les courants aux tensions des extrémités des lignes multifilaires.

$$\mathbf{V}' = (\mathbf{E} - \mathbf{S})^{-1}(\mathbf{E} + \mathbf{S})\mathbf{Z_c}\mathbf{I}' \tag{2-9}$$

$\mathbf{V}'$ est le vecteur des tensions des nœuds du circuit, connectés aux extrémités des lignes multifilaires. Afin de résoudre le système d'équations matriciel (2-6), on remplace le vecteur de courant $\mathbf{I}'$par son expression (2-9).

2.3.2 Normalisation des paramètres S dans la topologie.

Le calcul des paramètres S des multiports est généralement normalisé par rapport à une impédance de référence. Les logiciels de simulation électromagnétiques et les analyseurs de réseau vectoriels utilisent par défaut une impédance de référence de 50 Ω sur tous les ports d'excitation (Figure 2-8 (a)).

Dans le cas des lignes multifilaires, généralement l'impédance caractéristique des lignes couplées $\mathbf{Z}_c$ est considérée comme une impédance de référence, de même pour les jonctions qui y sont connectées (Figure 2-8 (b)).

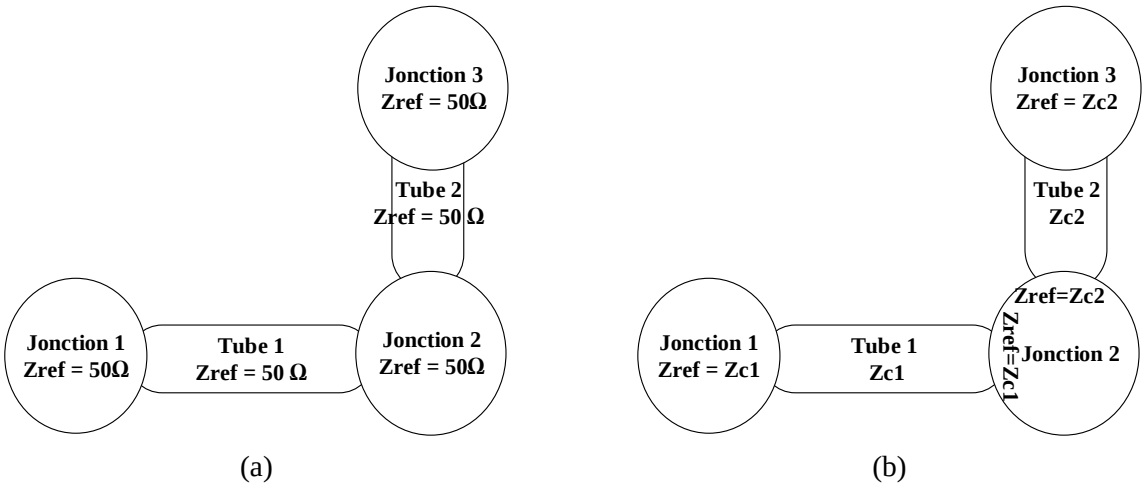


Figure 2-8 : Deux topologies dont les paramètres S sont normalisés par rapport à deux impédances de référence différentes : (a) normalisés à 50 Ω, (b) topologiques

Une topologie électromagnétique basée sur la BLT, dépend des paramètres S topologiques, c'est-à-dire qu'elle est basée sur l'impédance caractéristique des lignes multifilaires du réseau. Dans les cas du système hybride proposé dans ce chapitre (Figure 2-9), nous imposons l'utilisation des paramètres S topologiques, en raison de la présence des circuits électriques modélisés par la MNA.

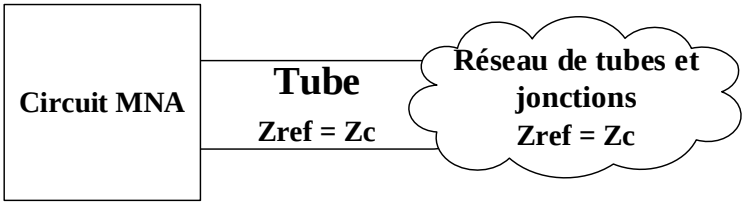


Figure 2-9 : Schéma d'un système hybride composé d'un tube connecté à une jonction en MNA

Pour intégrer des paramètres S provenant d'un analyseur de réseau ayant une impédance de référence scalaire de 50 Ω, dans une topologie EM basée sur des paramètres S topologiques, une renormalisation en deux étapes est nécessaire : nous transformerons dans un premier temps la matrice **S** en matrice impédance $\boldsymbol{Z_{eq}}$ équivalente avec l'équation ci-dessous :

$$\mathbf{Z}_{eq} = (\mathbf{E} - \mathbf{S_{50}})^{-1}(\mathbf{E} + \mathbf{S_{50}})\mathbf{Z_{c50}} \tag{2-10}$$

E est la matrice identité. Ensuite, on transforme la matrice $\boldsymbol{Z_{eq}}$ obtenue en matrice $\mathbf{S}_{Zc}$ normalisée avec la matrice d'impédance caractéristique $\mathbf{Z}_c$ de la ligne multifilaire qui y sera connectée.

$$\mathbf{S}_{Zc} = \left(\mathbf{Z}_{eq} - \mathbf{Z}_c\right)\left(\mathbf{Z}_{eq} + \mathbf{Z}_c\right)^{-1} \tag{2-11}$$

Ces relations sont valables lors de l'importation ou l'exportation des paramètres S.

2.3.3 Exemple de validation

L'objectif de ce paragraphe est de valider le couplage MNA-BLT présenté ci-dessus. Pour cela, nous avons développé un code sur Scilab qui reprend les équations du couplage définies précédemment. À travers un exemple, une comparaison sera faite entre notre méthode hybride et la méthode MNA présentée précédemment.

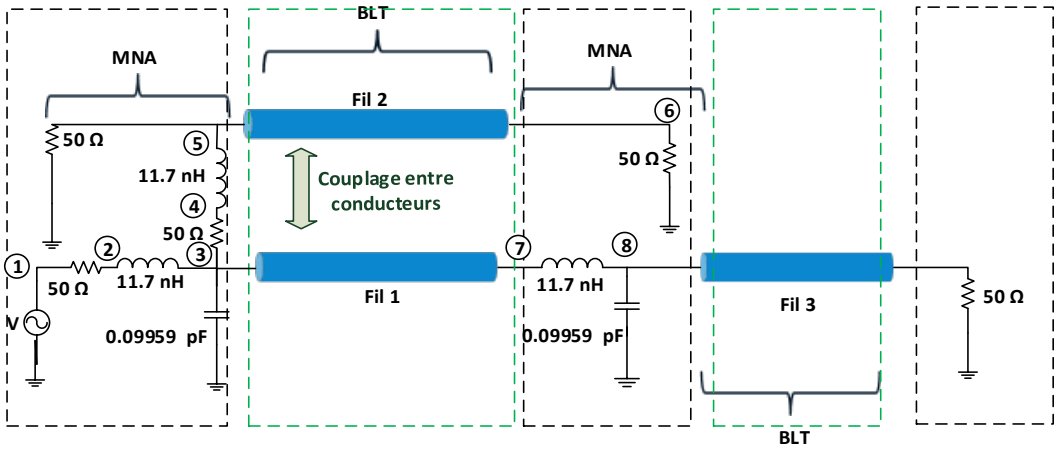


Figure 2-10 : Exemple d'une topologie hybride MNA/BLT

Cet exemple est constitué de cinq blocs au total (Figure 2-10). Trois d'entre eux représentent des circuits électriques modélisés en MNA et les deux autres sont des lignes de transmission. Concernant la topologie électromagnétique, les blocs de circuits électriques sont des jonctions terminales ou des interconnexions permettant de connecter deux tubes, en l'occurrence les deux blocs de lignes de transmission.

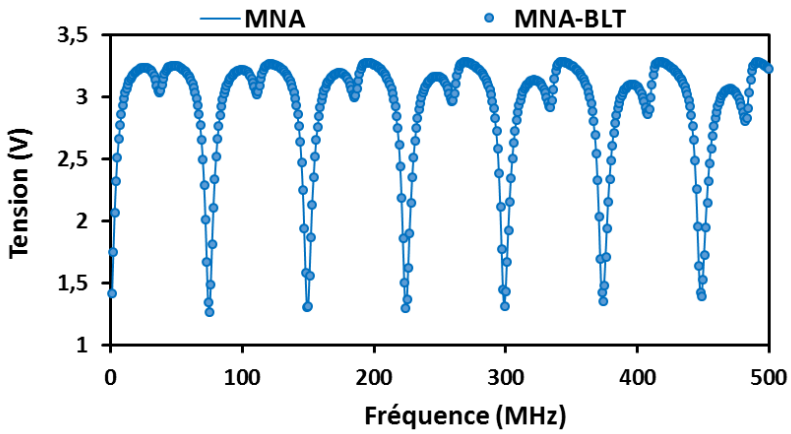


Figure 2-11 : Comparaison des résultats du calcul de la tension au nœud 5 avec la MNA et la méthode hybride

Notons qu'avec la méthode MNA, les lignes de transmission sont maillées avec des cellules de longueur $\lambda/10$ au minimum. Le premier tube est composé de deux lignes couplées (fil 1 et fil 2) de longueur 2m

et de rayon 0.75mm, placées à une hauteur de 3 cm par rapport au plan de masse et distantes de 1cm. Le deuxième tube est constitué d'une seule ligne monofilaire (fil 3) dont les caractéristiques sont similaires à celles des lignes précédentes. Le fil 1 qui représente la ligne perturbatrice est excité par un générateur de tension de 10 V.

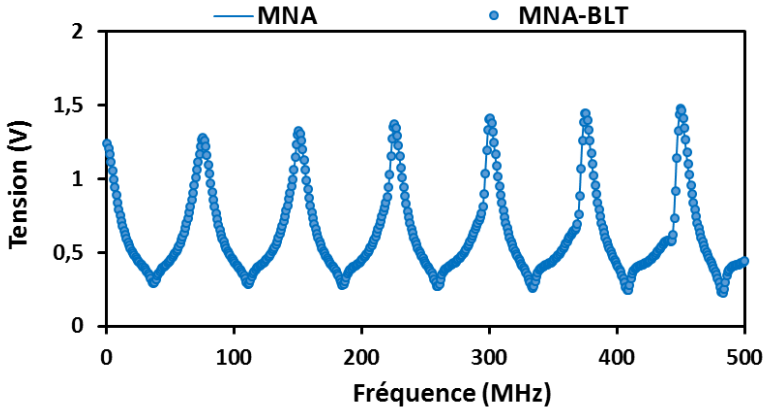


Figure 2-12 : Comparaison des résultats du calcul de la tension au nœud 6 avec la MNA et la méthode hybride

Les figures 2-11 et 2-12 affichent les tensions au niveau des nœuds 5 et 6 qui sont respectivement les tensions de paradiaphonie et de télédiaphonie. Les résultats sont obtenus par notre code MNA-BLT et par le simulateur électrique.

D'après ces deux figures, remarquons la bonne adéquation entre les résultats des deux simulations, ce qui nous permet de valider notre méthode. À travers cet exemple, on en déduit que le couplage nous permet de nous affranchir du maillage des lignes de transmission en réduisant ainsi le temps de calcul.

2.4 Application de la méthode de Kron aux lignes de transmission

L'analyse tensorielle des réseaux introduite par Kron [44] permet d'analyser les réseaux électriques, quelle que soit la complexité du système. Elle a été appliquée également aux problèmes CEM pour les grands systèmes, et est plus connue sous le nom de la MKCE (Méthode de Kron appliquée à la Compatibilité électromagnétique) dans la communauté CEM. Cette méthode a été introduite la première fois en France par Olivier Maurice [45], et bénéficie de tous les avantages dont dispose l'analyse tensorielle, dans le sens où n'importe quel problème physique peut être représenté mathématiquement. La MKCE a été concrètement appliquée aux problèmes de CEM dans les travaux de thèse de Leman [46], qui a étudié les couplages entre les lignes de transmission ainsi que la modélisation de plusieurs structures électromagnétiques telles que des antennes et des cavités. Il a démontré le caractère multiéchelle de cette méthode qui ne se limite pas seulement aux problèmes de CEM.

Ce formalisme mathématique repose sur la théorie des graphes, et requiert au préalable un schéma pour bien décrire les phénomènes physiques ainsi que les interactions entre les sous-systèmes, il est de ce fait adapté aux topologies électromagnétiques. De même, l'utilisation du principe des cordes permet

également la modélisation des couplages qui existent entre les différents volumes d'un grand système. Dans un graphe, une corde représente une interaction entre deux éléments telle que le couplage électrique entre deux branches et le couplage magnétique entre deux mailles [46]. À titre d'exemple, Leman et Reineix ont appliqué la méthode de Kron à un avion [47], en décrivant sa topologie en plusieurs niveaux et volumes (Figure 2-13). Chaque volume est représenté par son circuit électrique équivalent, les interactions entre ces derniers sont représentées par des forces électromotrices ou des impédances de couplage. Dans la MKCE, une structure électromagnétique est modélisée par son circuit électrique équivalent, et il en découle une résolution des équations de courants et tensions.

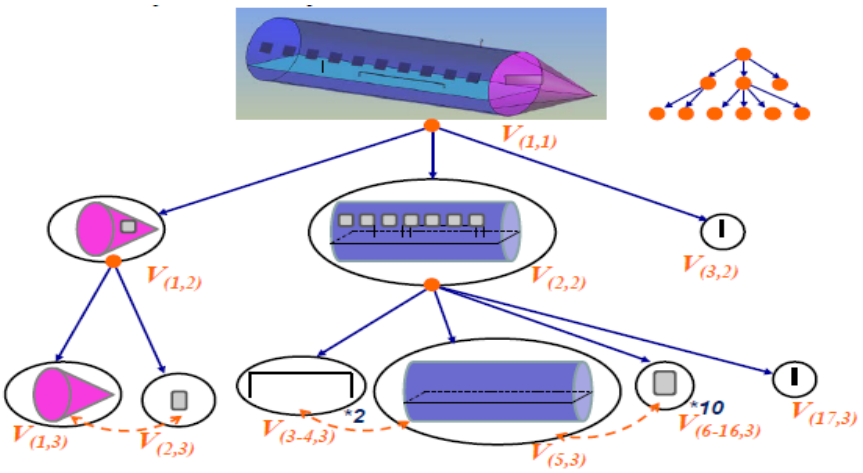


Figure 2-13 : Topologie d'un avion composée de plusieurs sous volumes délimités par des frontières physiques [47]

La MKCE est une sorte de « plateforme » qui peut englober plusieurs méthodes de simulations. L'intégration des méthodes PEEC (Partial Element Equivalent Circuit Method) et MoM (Method of Moment) dans ce formalisme est naturelle, car ces dernières sont représentées d'emblée en impédance. Cependant, l'intégration de la BLT reste non triviale et très théorique, et plusieurs écritures d'équations ont été introduites en faisant l'analogie entre les représentations en ondes et les représentations courants-tensions. Des exemples sont donnés pour une seule ligne, il manque néanmoins des cas concrets pour l'étude des lignes multifilaires, d'autant plus qu'il faut valider l'intégration de la BLT dans la MKCE en la comparant à des modèles de référence.

Comme avec la MNA, les lignes de transmission sont modélisées dans la MKCE par une approche de type circuit [46] [48]. La ligne est représentée par des cellules élémentaires qui comportent des composants électriques localisés de type inductances, capacités et résistances. Comme la MNA, le nombre de cellules devient rapidement prohibitif avec la montée en fréquence ou l'augmentation du nombre de conducteurs. Afin d'éviter la discrétisation des lignes, une amélioration a été apportée à l'aide du modèle de Branin [49] qui décrit la propagation avec des éléments localisés de type impédance et des forces électromotrices seulement aux extrémités des lignes seulement. Pour prendre en compte les

couplages entre les lignes, le modèle de Branin est alimenté avec les équations de Vabre [50], dans l'hypothèse de couplages faibles et dans un seul sens.

Pour s'appuyer sur les modèles de référence de lignes de transmission existantes [35] qui ne nécessitent pas de discrétisation et prennent en compte tous les couplages, nous présenterons dans ce paragraphe l'intégration des théories des lignes classiques qui utilisent des matrices chaines, dans le formalisme de Kron sous forme d'impédances.

Nous présenterons dans un premier temps quelques notions de la MKCE telles que les changements d'espace et les changements de base. Ensuite, nous allons présenter brièvement la modélisation de Branin ainsi que les équations de Vabre. Dans le cadre de la modélisation des lignes multifilaires, nous allons présenter notre modèle qui permet l'insertion des lignes multifilaires dans le formalisme de Kron sous forme d'une matrice impédance **Z**. Pour conclure, nous donnerons un exemple de validation du modèle qui traduit le couplage entre deux lignes de transmission.

2.4.1 Méthode de Kron

La méthode de Kron permet la représentation d'un réseau électrique dans plusieurs espaces topologiques tels que les espaces de branches, de mailles et de moments. Les changements d'espace se font facilement à l'aide des matrices de connectivités. L'intérêt de ces changements est de simplifier la mise en équation du système en réduisant le nombre d'inconnues. L'un des changements d'espace qui nous sera utile dans cette étude est le passage de l'espace des branches à l'espace des mailles. Pour la simulation d'un système électrique, ce dernier permet une réduction du temps de calcul. Le réseau est tout d'abord décrit dans l'espace des branches, avec ses forces électromotrices et ses impédances. Ensuite, le changement d'espace est effectué à l'aide d'une matrice de connectivité **C**, qui permet de relier les courants des branches et les courants des mailles. Cette fois-ci, la matrice de connectivité n'est pas carrée, car les deux bases, d'arrivée et de départ ne sont pas de mêmes dimensions.

Figure 2-14 : Représentation des courants dans l'espace des mailles et l'espace des branches dans le cas d'un réseau avec 2 mailles et 4 branches

Pour illustrer ce changement d'espace, la Figure 2-14 représente les courants dans l'espace des mailles et l'espace des branches. L'exemple donné est celui d'un circuit électrique composé de deux mailles,

chacune d'elles est composée de deux branches. Il est représenté dans l'espace des branches avec les courants i^k , les impédances z^k et les forces électromotrices e^k de la façon suivante :

$$\begin{pmatrix} e^1 \\ e^2 \\ e^3 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} z^1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & z^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & z^3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & z^4 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i^1 \\ i^2 \\ i^3 \\ i^4 \end{pmatrix} \tag{2-12}$$

Le changement d'espace va engendrer de nouvelles impédances Z^k, courants I^k et forces électromotrices E^k dans l'espace des mailles. Pour retrouver tous ces paramètres à partir de ceux de l'espace des branches, il suffit de passer par la matrice de connectivité **C**.

$$\boldsymbol{E} = \boldsymbol{C^t e} \tag{2-13}$$

$$\boldsymbol{Z} = \boldsymbol{C^t z C} \tag{2-14}$$

Avec

$$\boldsymbol{C} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 1 & 0 \\ 0 & 1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{2-15}$$

Dans l'espace des mailles, l'équation matricielle (2-16) montre bien que le nombre d'inconnues a été divisé par 2, par rapport à celle de l'espace des branches.

$$\begin{pmatrix} I^1 \\ I^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z^1 & 0 \\ 0 & Z^2 \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} E^1 \\ E^2 \end{pmatrix} \tag{2-16}$$

Les mailles par définition, sont des connexions de branches qui créent une circulation de courant fermée. L'un des avantages de cette approche en CEM, est la représentation pratique du couplage magnétique entre les boucles électriques fermées. L'utilisation de la méthode de Kron permet d'adapter la modélisation de chaque sous-système en fonction du contexte de l'étude. Les changements d'espaces et de bases permettent de changer le point de vue sur le problème. Il n'y a pas de règles précises à appliquer pour chaque situation. Le choix du graphe qui correspond le mieux à la description du problème dépend de notre compréhension du sujet.

2.4.2 Le modèle de Branin

Le modèle de Branin [49] est l'un des modèles de lignes de transmission les plus appliqués sous le formalisme de Kron. C'est un modèle basé sur la théorie des lignes avec un raisonnement en ondes, il prend en compte le phénomène de propagation dans la ligne. La ligne est représentée par deux mailles, qui symbolisent ses deux extrémités. Chaque maille inclut l'impédance caractéristique de la ligne Z_c.

Les interactions entre les deux extrémités sont transmises sous forme de forces électromotrices, en l'occurrence e_1 et e_2. La Figure 2-15 montre une ligne de transmission, caractérisée par son impédance caractéristique Z_c . Les forces électromotrices transmises du côté gauche au côté droit e_2 et du côté droit au côté gauche e_1 sont données par les formules suivantes :

$$e_1 = (V_2 - Z_c i^3)e^{-j\omega\tau} \tag{2-17}$$

$$e_2 = (V_1 + Z_c i^2)e^{-j\omega\tau} \tag{2-18}$$

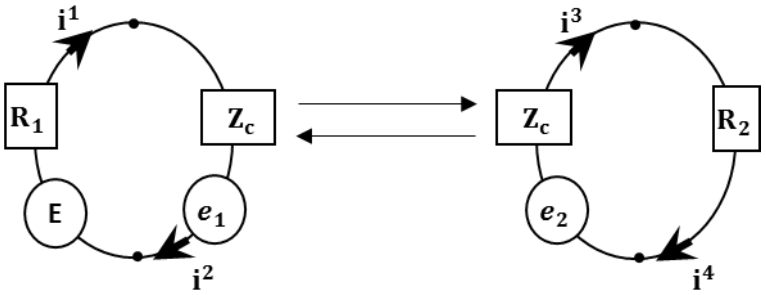


Figure 2-15 : Modélisation d'une ligne de transmission avec le formalisme de Branin

Une fois les forces électromotrices calculées, nous procédons comme précédemment pour le passage vers l'espace des mailles. Le système matriciel sera résolu à l'aide de l'équation (2-16). Enfin, nous en déduisons les courants des branches avec la matrice de connectivité.

2.4.3 Les équations de Vabre du couplage entre les lignes de transmission

À ce stade, le modèle de Branin n'est valable que pour une seule ligne de transmission, car il n'inclut pas les couplages entre les lignes comme ceux des lignes multifilaires. Pour cela, Vabre [51] a développé les équations qui permettent la répartition des tensions de couplage aux extrémités de la ligne victime. Ses expressions sont valables dans l'hypothèse d'un couplage faible. Ce qui veut dire que la ligne victime n'influencera pas la ligne perturbatrice ; le couplage ne se fait que dans un seul sens. La Figure 2-16 montre deux lignes couplées modélisées avec le formalisme de Branin. En plus des forces électromotrices e_3 et e_4 appartenant à ce dernier, la ligne victime est alimentée à chaque extrémité par des forces électromotrices issues du couplage avec la ligne perturbatrice, en l'occurrence e_5, e_6 e_7 et e_8. Vabre a donné les expressions de couplage en paradiaphonie (2-19) et en télédiaphonie (2-20), de la façon suivante :

$$e_7 = \frac{\alpha}{2}\frac{1+\gamma_0}{1-\gamma_0\gamma_L e^{-2j\omega\tau}}\frac{1-\Gamma_0}{1-\Gamma_0\Gamma_L e^{-2j\omega\tau}}\left[\frac{K+1}{4}\left(1-e^{-2j\omega\tau}\right)\left(1+\gamma_L\Gamma_L e^{-2j\omega\tau}\right) - \frac{K-1}{2}(\gamma_L+\Gamma_L)j\omega\tau e^{-2j\omega\tau}\right]V_s \tag{2-19}$$

$$e_6 = \frac{\alpha}{2}\frac{1+\gamma_L}{1-\gamma_0\gamma_L e^{-2j\omega\tau}}\frac{1-\Gamma_0}{1-\Gamma_0\Gamma_L e^{-2j\omega\tau}}\left[\frac{K+1}{4}\left(1-e^{-2j\omega\tau}\right)(\gamma_0+\Gamma_L) - \frac{K-1}{2}\left(1+\gamma_0\Gamma_L e^{-2j\omega\tau}\right)j\omega\tau\right]V_s e^{-j\omega\tau} \tag{2-20}$$

Avec

$$\mathrm{V_s} = \mathrm{V_1} + \mathrm{Z_{c1}}\mathrm{i_2} \tag{2-21}$$

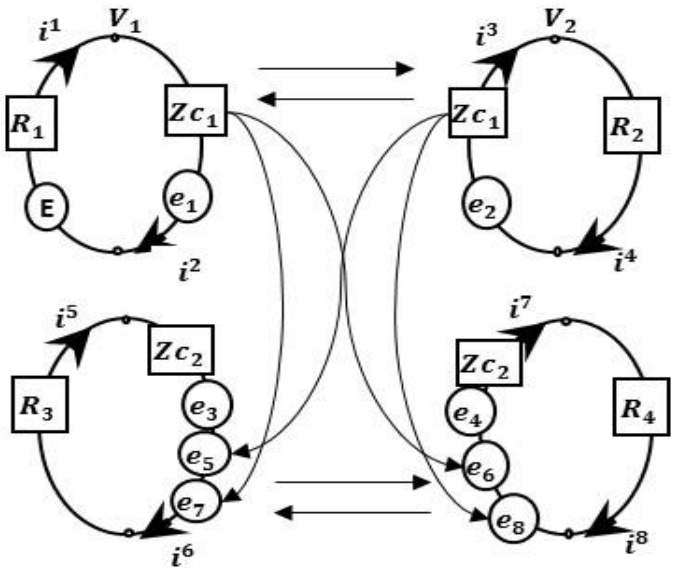


Figure 2-16 : Modélisation du couplage faible entre 2 lignes avec le formalisme de Branin

Contrairement à la télédiaphonie, la paradiaphonie représente le signal couplé sur la ligne victime du côté de l'émission du signal. Γ_0 et Γ_L sont respectivement les coefficients de réflexion du côté source et du côté charge de la ligne perturbatrice. De même, γ_0 et γ_L sont respectivement les coefficients de réflexion du côté source et du côté charge de la ligne perturbée. τ est le retard de la ligne. K et α sont des coefficients de couplage, définis de la manière suivante :

$$\mathrm{K} = \frac{\mathrm{M}(\mathrm{C}+\gamma)}{\mathrm{L}\gamma} \tag{2-22}$$

$$\alpha = \frac{\gamma}{(\mathrm{C}+\gamma)} \tag{2-23}$$

M et γ sont respectivement l'inductance mutuelle et la capacité mutuelle entre les deux lignes. L et C représentent l'inductance propre et la capacité propre de la ligne.

De la même manière, nous calculons les FEM e_5 et e_8 issues du côté droit de la ligne perturbatrice en remplaçant V_s par la relation suivante :

$$V_s = V_2 - Z_{c2} i_3 \tag{2-24}$$

2.4.4 Intégration de la théorie des lignes dans le formalisme de Kron

Dans la section précédente, nous avons présenté les différents modèles de lignes multifilaires qui ont été adoptés dans la méthode de Kron en nous focalisant sur le modèle de Branin avec les équations de Vabre pour prendre en considération le phénomène de diaphonie. Cependant, les formules supposent que le couplage soit faible, c'est à dire qu'il ne se fait que dans un seul sens. L'autre méthode consiste à modéliser les lignes multifilaires avec des tronçons élémentaires de longueur $\lambda/10$ [47] comme avec la méthode MNA. Par exemple, Leman [46] a modélisé dans sa thèse une ligne de transmission en changeant le nombre de cellules afin de voir l'impact de ce dernier sur le résultat. Cette méthode est efficace, mais présente les mêmes inconvénients que ceux cités pour la MNA.

Dans cette section, nous allons présenter la technique permettant d'intégrer intuitivement la théorie des lignes de transmission ou plus précisément la théorie des lignes multifilaires dans le formalisme de Kron. L'un des avantages de la théorie des lignes réside dans le fait qu'elle modélise les lignes multifilaires comme des systèmes multiports. Comme expliqué dans le chapitre 1, la théorie modale permet de modéliser ces dernières en prenant en compte le couplage dans les deux sens. À l'aide de cette approche, on peut modéliser les lignes multifilaires en restant dans une représentation courant-tension, et qui est compatible avec la théorie de Kron. Par ailleurs, la méthode de Kron s'inscrit dans une logique de représentation des systèmes électriques en impédance. Pour cela, notre choix portera sur la modélisation des lignes multifilaires avec des matrices impédances $\mathbf{Z_{MTL}}$, l'indice MTL désigne les lignes multifilaires. Cette dernière se compose des impédances propres et des impédances de couplages entre les ports du multiport équivalent [Figure 2-17] d'une ligne multifilaire. Les éléments de cette matrice seront par la suite insérés dans les branches de la représentation sous Kron.

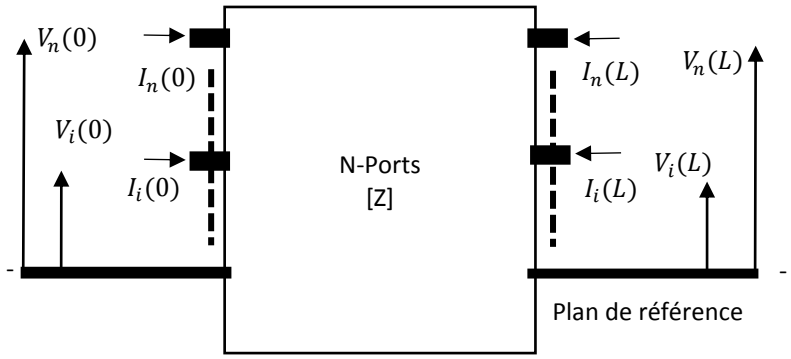


Figure 2-17 : Représentation d'une ligne multifilaire avec un multiport en matrice **Z**

L'insertion des lignes de transmission dans la MKCE se fait en deux étapes : le calcul de la matrice $\mathbf{Z}_{\mathrm{MTL}}$ puis l'insertion de ses différents paramètres dans le formalisme de Kron. Dans un premier temps, nous donnerons les formules de calcul de la matrice impédance qui sont basées essentiellement sur la théorie modale. Ensuite, nous montrerons à l'aide d'un exemple comment introduire les paramètres de la matrice $\mathbf{Z}_{\mathrm{MTL}}$ dans les branches du circuit et la résolution du problème avec Kron.

2.4.4.1 Calcul de la matrice impédance d'une ligne multifilaire

Dans cette partie, la ligne multifilaire est représentée avec un système multiport comme le montre la Figure 2-17. Nous considérons une ligne multifilaire avec une matrice d'impédance linéique **Z** et une matrice d'admittance linéique **Y** :

$$\mathbf{Z} = \mathbf{R} + j\omega\mathbf{L} \quad \text{et} \quad \mathbf{Y} = \mathbf{G} + \mathrm{j}\omega\mathbf{C} \tag{2-25}$$

D'après la théorie modale, nous en déduisons à travers l'équation (2-26) la matrice de la constante de propagation $\boldsymbol{\gamma}$ qui est constituée des valeurs propres du produit matriciel **YZ**.

$$\mathbf{T_i}^{-1}\,\mathbf{YZ}\,\mathbf{T_i} = \boldsymbol{\gamma}^2 \tag{2-26}$$

Avec $\mathbf{T_i}$ la matrice des vecteurs propres du produit matriciel **YZ**, l'indice i fait référence au courant i, car $\mathbf{T_i}$ représente également la matrice de passage des courants de modes aux courants naturels [35]. Généralement, la matrice $\mathbf{Z}_{\mathrm{MTL}}$ est constituée de 4 blocs matriciels : $\mathbf{Z}_{11}$, $\mathbf{Z}_{12}$, $\mathbf{Z}_{21}$et $\mathbf{Z}_{22}$, elle est écrite sous la forme suivante :

$$\mathbf{Z}_{\mathrm{MTL}} = \begin{pmatrix} \mathbf{Z_{11}} & \mathbf{Z_{12}} \\ \mathbf{Z_{21}} & \mathbf{Z_{22}} \end{pmatrix} \tag{2-27}$$

Les matrices $\mathbf{Z}_{11}$ et $\mathbf{Z}_{22}$ relient les tensions aux courants du même côté du multipôle, tandis que les matrices $\mathbf{Z}_{12}$ et $\mathbf{Z}_{21}$ relient les tensions aux courants du côté opposé du multipôle (Figure 2-17). Nous supposons que les lignes sont réciproques, d'où $\mathbf{Z}_{11} = \mathbf{Z}_{22}$ et $\mathbf{Z}_{12} = \mathbf{Z}_{21}$. Les matrices $\mathbf{Z}_{11}$ et $\mathbf{Z}_{12}$ sont données par les relations suivantes [35] :

$$\mathbf{Z}_{11} = \mathbf{Y}^{-1}\mathbf{T}_i\boldsymbol{\gamma}(e^{\boldsymbol{\gamma}L} - e^{-\boldsymbol{\gamma}L})^{-1}(e^{\boldsymbol{\gamma}L} + e^{-\boldsymbol{\gamma}L})\mathbf{T}_i^{-1} \tag{2-28}$$

$$\mathbf{Z}_{12} = 2\mathbf{Y}^{-1}\mathbf{T}_i\boldsymbol{\gamma}(e^{\boldsymbol{\gamma}L} - e^{-\boldsymbol{\gamma}L})^{-1}\mathbf{T}_i^{-1} \tag{2-29}$$

2.4.4.2 L'insertion des impédances dans le formalisme de Kron

La représentation des lignes de transmission sur laquelle nous nous basons dans le modèle proposé est semblable à celle de Branin. Chaque ligne est constituée de deux mailles, qui incluent de part et d'autre

les charges et les sources d'excitation. Par ailleurs, l'intégration des paramètres de la matrice $\mathbf{Z}_{\mathrm{MTL}}$ dans les mailles se fait en deux étapes. La première étape consiste à insérer les impédances propres dans les branches associées à chaque port. La deuxième étape est l'insertion des termes de couplages entre les branches, ces impédances de couplage forment ainsi des forces électromotrices. Dans le but d'expliciter les couplages entre les mailles, nous afficherons davantage les interactions avec des cordes au lieu d'une représentation avec des forces électromotrices (Figure 2-18). Sur cette figure, la démarche à suivre est illustrée en prenant l'exemple 2 lignes de transmission couplées de même longueur. La première ligne est connectée à un générateur de tension chargé sur une résistance R_2, elle joue le rôle de la ligne perturbatrice. La deuxième ligne est celle qui représente la victime, elle est également chargée avec des résistances R_3 et R_4 sur les deux extrémités. Les 2 lignes couplées sont modélisées avec un multipôle (4 ports), dont la matrice impédance $\mathbf{Z}_{\mathrm{MTL}}$ est donnée sous la forme suivante :

$$\mathbf{Z}_{\mathbf{MTL}} = \begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} & Z_{13} & Z_{14} \\ Z_{21} & Z_{22} & Z_{23} & Z_{24} \\ Z_{31} & Z_{32} & Z_{33} & Z_{34} \\ Z_{41} & Z_{42} & Z_{43} & Z_{44} \end{pmatrix} \tag{2-30}$$

La matrice $\mathbf{Z}_{\mathrm{MTL}}$ se compose des impédances propres Z_{ii} et des impédances de couplage Z_{ij}entre les ports. nous supposons que dans chaque branche n circule un courant i^n, et que chaque maille m est parcourue par un courant I^m. En faisant un changement d'espace, on passe des courants de branches i^i aux courants des mailles I^j à l'aide de la matrice de connectivité **C**.

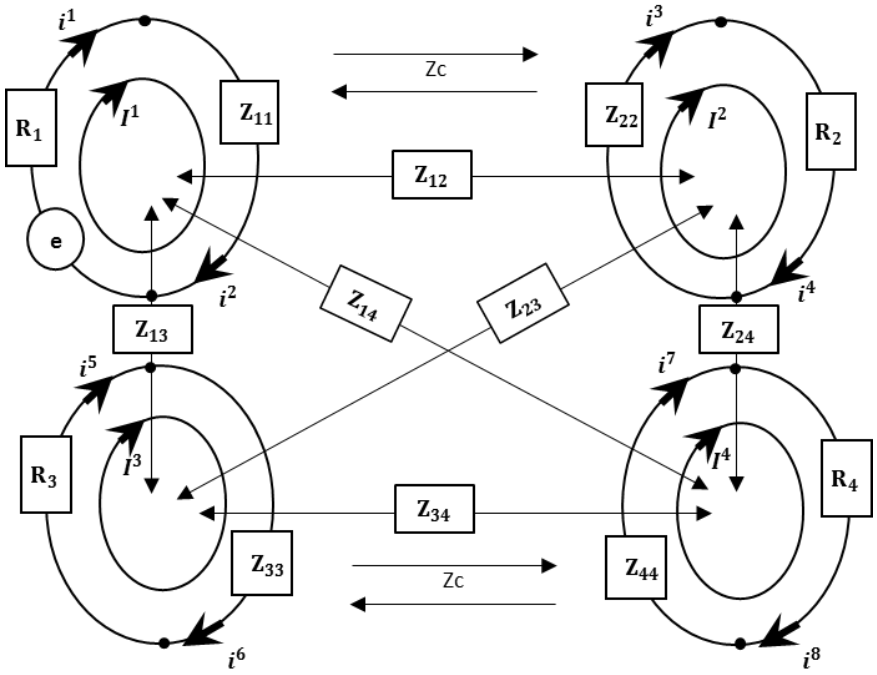


Figure 2-18 : Couplage entre 2 lignes avec la théorie des lignes multifilaires sous Kron

Dans l'espace des branches, la matrice impédance $\mathbf{z_B}$ retranscrit les impédances connectées aux branches du réseau. La matrice des impédances $\mathbf{z_B}$ et le vecteur $\mathbf{e_B}$ des forces électromotrices dans l'espace des branches sont respectivement de dimensions 8x8 et 8x1, 8 étant le nombre de branches.

$$\mathbf{z_B} = \begin{pmatrix} R_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \mathrm{Z}_{11} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \mathrm{Z}_{22} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & R_2 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & R_3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mathrm{Z}_{33} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mathrm{Z}_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & R_4 \end{pmatrix} \; ; \; \mathbf{e_B} = \begin{pmatrix} \mathrm{e}^1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{2-31}$$

Dans l'espace des mailles, les termes extra-diagonaux de la matrice $\mathbf{Z_{MTL}}$ qui représentent les couplages entre les deux lignes sont représentés par la matrice **M**. Ainsi, la matrice $\mathbf{Z_M}$ et le vecteur des sources $\mathbf{E_M}$ de cet exemple sont donnés sous la forme suivante :

$$\mathbf{Z_M} = \boldsymbol{C^t}\,\mathbf{Z_B C} + \mathbf{M} \quad ; \quad \mathbf{E_M} = \begin{pmatrix} \mathrm{e}^1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{2-32}$$

Avec

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} 0 & \mathrm{Z}_{12} & -\mathrm{Z}_{13} & -\mathrm{Z}_{14} \\ \mathrm{Z}_{21} & 0 & -\mathrm{Z}_{23} & -\mathrm{Z}_{24} \\ -\mathrm{Z}_{31} & -\mathrm{Z}_{32} & 0 & \mathrm{Z}_{34} \\ -\mathrm{Z}_{41} & -\mathrm{Z}_{42} & \mathrm{Z}_{43} & 0 \end{pmatrix} \tag{2-33}$$

L'équation (2-32) montre que les termes de couplage Z_{ij} interviennent dans les éléments extradiagonaux de la matrice $\mathbf{Z_M}$, ce qui explicite le couplage entre toutes les mailles du système. De même, nous en déduisons que le couplage se fait dans les 2 sens entre les 2 lignes. L'obtention des courants de mailles I^k se fait à l'aide de la relation (2-34).

$$\mathbf{I} = \mathbf{Z_M}^{-1}\,\mathbf{E_M} \tag{2-34}$$

Ensuite, nous en déduisons les courants i^k des branches avec la matrice **C**.

$$\mathbf{i} = \mathbf{CI} \tag{2-35}$$

Une fois que les courants des branches i^k sont calculés, nous retrouvons les tensions au niveau de chaque nœud de la topologie.

2.4.4.3 Exemple de validation

Nous allons l'illustrer à travers un exemple en le comparant au modèle de Branin incluant les expressions de couplage de Vabre. Pour cela, nous disposerons de deux lignes parallèles de longueur 2m et de rayon 0.75mm, placées à une hauteur de 3cm par rapport au plan de masse et distantes de 5 cm (Figure 2-19). Un générateur de tension de 10 V alimente la ligne perturbatrice. Les extrémités des deux lignes sont connectées à des charges 50Ω. Dans cet exemple, nous respectons l'hypothèse quasi statique en considérant que les dimensions de la section droite de notre configuration sont petites par rapport à la longueur d'onde, ce permet de simplifier les calculs de paramètres linéiques.

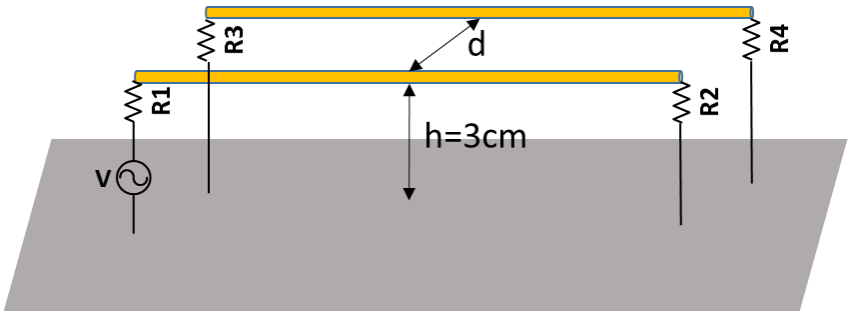


Figure 2-19 : Schéma de deux lignes couplées

Les fem de couplage de Vabre, elles reposent sur l'hypothèse d'un couplage faible, c'est-à-dire que le couplage se fait dans un seul sens, de la ligne perturbatrice vers la ligne perturbée. Dans notre modèle par contre, le couplage est inclus dans les deux sens. La Figure 2-20 affiche la tension de télédiaphonie des deux méthodes proposées. Nous constatons que le résultat issu de notre modèle Branin MTL est similaire à celui de Branin-Vabre. De même, remarquons que l'hypothèse du couplage faible est valable dans ces conditions, étant donné que la distance séparant les lignes est importante.

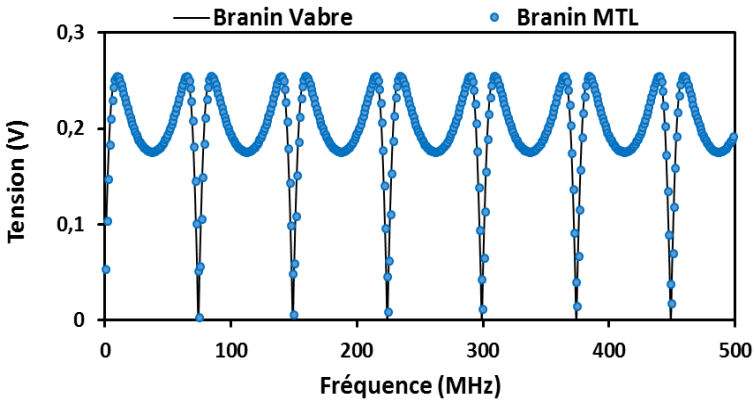


Figure 2-20 : Comparaison des méthodes de Branin-Vabre et Branin-MTL dans le calcul de la tension de télédiaphonie de deux lignes couplées distantes de 5cm

Dans le but de vérifier les limites du modèle et notamment la validité de l'hypothèse du couplage faible, nous rapprochons les deux lignes en gardant une distance de 5 mm seulement. La Figure 2-21, affiche cette fois-ci la tension de télédiaphonie de la nouvelle configuration en incluant aussi les résultats de la BLT, considérée comme le modèle de référence. D'après cette figure, remarquons la bonne adéquation entre les résultats de la BLT et notre modèle Branin MTL. Cependant, le résultat du modèle Branin-Vabre diverge des résultats des deux autres modèles. Cela s'explique par le fait que dans une telle configuration, on est dans une situation de couplage fort et donc l'hypothèse du couplage faible n'est plus valable. Ainsi, les expressions des fem proposées par Vabre ne sont plus précises. Nous pouvons donc en déduire que notre modèle n'est pas limité en termes de nature de couplage (fort, faible) et donne les mêmes résultats que la BLT.

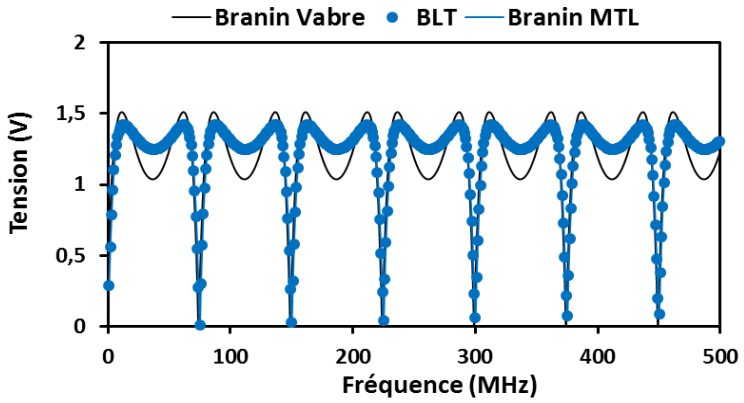


Figure 2-21 : Comparaison des méthodes de Branin-Vabre et Branin-MTL avec la BLT dans le calcul de la tension de télédiaphonie de deux lignes couplées distantes de 5mm

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté dans un premier temps la modélisation des lignes multifilaires avec la méthode MNA. Ensuite, dans le but d'améliorer les performances de cette dernière, nous avons présenté un couplage entre la MNA et la BLT. Ce couplage permet de réduire le temps de calcul, car il évite la discrétisation des lignes de transmission en utilisant la matrice de propagation de la BLT. Aussi, les jonctions simulées par un logiciel externe ou mesurées dans un banc de test peuvent être intégrées facilement dans la topologie avec leurs paramètres S.

Dans la deuxième partie du chapitre, nous avons présenté la méthode de Kron appliquée aux lignes de transmission. Après avoir décrit les différents modèles du phénomène de propagation dans la méthode de Kron tels que les modèles de Branin et de Vabre, nous avons introduit notre modèle qui repose sur la théorie des lignes multifilaires. Ce dernier est adapté au modèle de Branin et ne nécessite donc pas un maillage de lignes de transmission. De plus, il est simple dans le sens où il ne nécessite aucune réécriture des équations de ligne de transmission, il repose sur les modèles existants. Il suffit de faire une transformation en matrice impédance, et de l'intégrer correctement dans le réseau. Nous avons pu voir

à travers un exemple de validation que notre modèle est fiable et ne repose sur aucune hypothèse, il est valable aussi bien pour les couplages faibles que pour les couplages forts.

En comparant les deux modèles développés, nous constatons que le deuxième modèle Kron–MTL présente un avantage par rapport au premier modèle MNA-BLT en termes de nombre d'inconnues du système et donc en temps de calcul. Le modèle MNA BLT est résolu dans l'espace des branches tandis que le modèle Kron-MTL est résolu dans l'espace des mailles, ce qui engendre la division du nombre d'inconnues par deux. Toutefois, dans les chapitres suivants, c'est le modèle MNA-BLT qui est retenu pour la résolution des systèmes de lignes de transmission. En effet, ce choix est justifié par le fait que le solveur de l'entreprise est basé sur la méthode MNA, ainsi son implémentation sera plus facile et plus rapide en comparaison avec le modèle Kron-MTL.

Chapitre 3

Modélisation haute fréquence des lignes de transmission

3.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons étudier la modélisation des lignes de transmission non uniformes en haute fréquence. Les modèles simplifiés disposant de formules analytiques [12] [52], reposent essentiellement sur la théorie des lignes classique, qui ne prend en compte que le mode de propagation TEM. Dans le but d'améliorer ces modèles, des modifications ont été apportées au niveau de leurs équations afin de prendre en compte les effets des extrémités, telles que les risers, et les pertes par rayonnement en haute fréquence, en ajoutant respectivement une impédance caractéristique d'un monopole [53], et une résistance additionnelle [54]. De même, en attribuant une distribution de courant simplifiée [55], d'autres auteurs ont obtenu des paramètres linéiques qui varient en fonction de la géométrie de la ligne, mais qui ne sont valables qu'en basse fréquence. Cependant, ces modèles ne prennent pas en compte les effets des extrémités des lignes de façon rigoureuse, notamment les géométries non uniformes en haute fréquence. Pour pallier cette problématique, des modèles numériques ont été développés en prenant en compte tous les effets évoqués. On retrouve le modèle de Tkachenko [56] qui permet le calcul du courant induit par une onde plane sur une ligne de transmission en haute fréquence. Cependant, l'un de ses inconvénients est le recours au calcul numérique des coefficients de réflexion des extrémités. D'autres modèles [57] [58] [59] se sont basés sur des procédures itératives pour la résolution des équations différentielles des lignes de transmission de longueur finie. Bien que ces modèles soient précis, ils requièrent des temps de calcul importants. C'est dans cette perspective que l'on a développé un modèle de lignes de transmission haute fréquence basé sur des expressions analytiques pour réduire les temps de calcul.

Nous commencerons dans ce chapitre par la démonstration de l'équation de la MPIE (Mixed Potential Integral Equation) qui est à l'origine des méthodes présentées dans les sections suivantes. Nous aborderons la version améliorée de la théorie classique, avec ses paramètres linéiques modifiés [54]. Ensuite, nous allons étudier l'aspect fini et non uniforme des lignes de transmission, qui sont présentes dans les cas réels. L'étude sera faite à l'aide de la TLST [39] (Transmission Line super theory), qui est une méthode Fullwave. Pour illustrer ces modèles, nous allons donner comme exemple une ligne de transmission finie avec des risers aux extrémités. Nous présenterons ensuite le modèle optimisé [60],

combinant la TLST avec la théorie des lignes classique. Les paramètres linéiques des modèles analytiques et numériques seront comparés. Dans la dernière partie du chapitre, nous présenterons notre modèle qui suit la même logique du couplage précèdent, mais cette fois-ci avec la méthode PEEC pour la modélisation des risers. Le dernier point sera consacré à la validation du modèle avec la méthode MoM. Nous conclurons le chapitre par un tableau comparatif des différentes méthodes.

3.2 La MPIE appliquée aux lignes de transmission filaires

Tous les modèles de lignes de transmission reposent directement ou indirectement sur les équations de Maxwell. Cette variété de modèles est issue principalement des approximations et des hypothèses posées au départ, notamment sur la géométrie des lignes et la gamme de fréquences. Nous avons souvent recours aux simplifications car elles permettent éventuellement de trouver des expressions analytiques. Les modèles sans simplifications sont des modèles complets, plus connus sous le terme « Fullwave » en anglais. Ces derniers sont précis sans aucune approximation au préalable, mais présentent l'inconvénient du temps de calcul. Dans cette section, nous présenterons l'équation de la MPIE qui est l'une des équations intégrales telles que la EFIE (Electric-field integral equation) et la MFIE (Magnetic-field integral equation). Elle constitue l'origine des méthodes présentées dans ce chapitre, en l'occurrence les méthodes analytiques et numériques.

L'obtention de la MPIE reposant sur les équations de Maxwell, nous reprenons l'équation qui relie le champ électrique diffracté $\mathbf{E}^s$ au potentiel vecteur $\mathbf{A}$:

$$(\mathbf{E}^s + j\omega\mathbf{A}) = -\nabla\varphi \tag{3-1}$$

Dans le cas d'un matériau conducteur parfait (de conductivité infinie) de surface S, la composante tangentielle du champ électrique total à la surface de ce dernier est nulle.

$$\mathbf{E}_t^s(r_s) = -\mathbf{E}_t^i(r_s) \qquad r_s \in S \tag{3-2}$$

$\mathbf{E}_t^i$ et $\mathbf{E}_t^s$ sont respectivement les composantes tangentielles du champ incident et du champ diffracté. L'équation (3-1) représente la relation de départ pour l'obtention de la MPIE. Après avoir défini l'équation de départ, nous introduisons les densités de charge et les densités de courant qui seront les inconnues de cette dernière. Pour cela, nous reprenons également l'équation d'onde (3-3) avec sa solution (3-5) qui relie le potentiel scalaire électrique à la densité de charge électrique ρ, nous reprenons de l'équation d'onde (3-4) avec sa solution (3-6), qui relie le potentiel vecteur $\mathbf{A}$ à la densité de courant $\mathbf{J}$.

$$\nabla^2\varphi + k^2\varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon} \tag{3-3}$$

$$\nabla^2\mathbf{A} + k^2\mathbf{A} = -\mu\mathbf{J} \tag{3-4}$$

Les solutions des équations (3-3) et (3-4) sont données par les relations suivantes :

$$\varphi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\varepsilon}\int_V G_\varphi(\mathbf{r},\mathbf{r}')\rho(\mathbf{r}')dv' \tag{3-5}$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu}{4\pi}\int_V G_A(\mathbf{r},\mathbf{r}')\mathbf{J}(\mathbf{r}')dv' \tag{3-6}$$

Étant donné qu'on suppose que les conducteurs sont dans l'espace libre, les fonctions de Green G_A et G_φ sont identiques.

$$G_\varphi(\mathbf{r},\mathbf{r}') = G_A(\mathbf{r},\mathbf{r}') = \frac{e^{-jk}|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \tag{3-7}$$

Les coordonnées des vecteurs **r** et **r′**définissent respectivement les positions des points d'observation et des points-sources sur les conducteurs. En insérant (3-5) et (3-6) dans (3-1), nous obtenons l'équation de la MPIE :

$$\nabla\frac{1}{4\pi\varepsilon}\int_V G_\varphi(\mathbf{r}_s,\mathbf{r}')\rho(\mathbf{r}')dv' + j\omega\frac{\mu}{4\pi}\int_V G_A(\mathbf{r}_s,\mathbf{r}')\mathbf{J}(\mathbf{r}')dv' = \mathbf{E}_t^i(\mathbf{r_s}) \tag{3-8}$$

Afin de simplifier le problème et l'adapter au contexte, on fera par la suite l'approximation des fils minces, ce qui suppose que les diamètres des conducteurs sont de très petites dimensions. L'intérêt de cette simplification est de négliger les effets dus aux distributions de courant à l'intérieur des conducteurs tels que l'effet de peau et l'effet de proximité ainsi que les courants azimutaux.

À l'aide de cette hypothèse, les charges et les courants sont localisés au centre des conducteurs tandis que les points d'observation sont situés à la surface de manière à éviter une singularité. En conséquence, les intégrales volumiques de l'équation (3-8) seront remplacées par des intégrales curvilignes. Ensuite, nous appliquons le produit scalaire du vecteur tangentiel **T**(l) au niveau du point d'observation l (sur la surface du conducteur) à l'équation (3-8) pour ne garder que les composantes tangentielles du courant et du champ électrique. En prenant en compte tous ces changements, l'équation (3-8) s'écrira de la façon suivante :

$$\frac{1}{4\pi\varepsilon}\frac{\partial}{\partial l}\int_{l_0}^{l_l} G_\varphi(l,l')\rho(l')dl' + j\omega\frac{\mu}{4\pi}\int_{l_0}^{l_l}\mathbf{T}(l).\mathbf{T}(l')G_A(l,l')i(l')dl' = \mathbf{E}_t^i(l) \tag{3-9}$$

Afin d'introduire les quatre modèles de lignes de transmission employés dans ce chapitre (Figure 3-1), nous allons définir brièvement leurs expressions issues de la MPIE. Parmi ces derniers, nous retrouvons deux modèles analytiques, qui reposent sur des approximations de l'équation (3-8), permettant ainsi de

simplifier les calculs. Tandis que les deux autres sont numériques ou semi-analytiques, et discrétisent l'expression de la MPIE au travers d'un maillage.

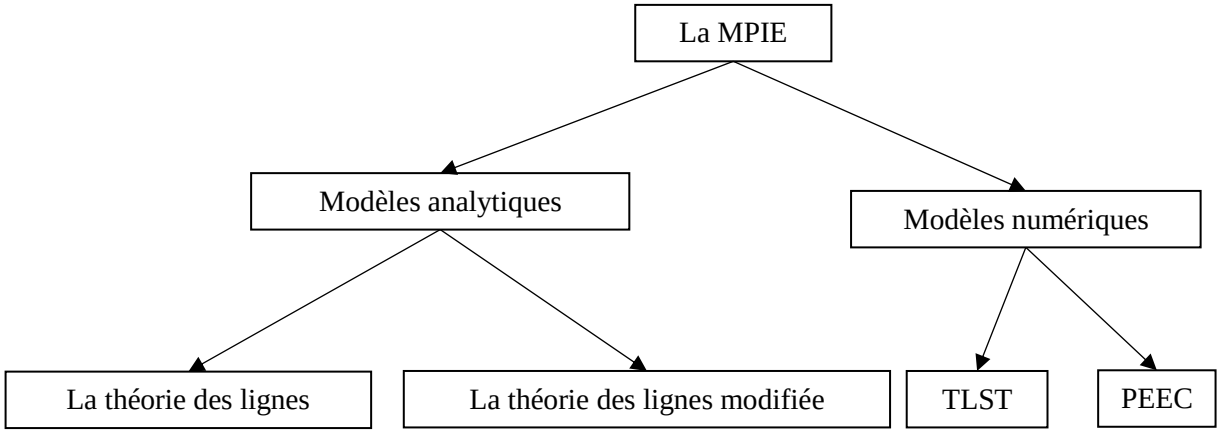


Figure 3-1 : Les modèles de lignes de transmission issus de la MPIE

3.2.1 La théorie des lignes modifiée en haute fréquence

La théorie des lignes classique est limitée au régime quasi stationnaire, qui ne prend en compte que les conditions du mode TEM. Or, le comportement des lignes de transmission en haute fréquence diffère largement de ce modèle simplifié. Face à cette situation, la modélisation des lignes de transmission en haute fréquence a fait l'objet de plusieurs études. Tous les modèles qui ont fait preuve d'efficacité ces dernières années consomment énormément de temps de calcul. Dans cette partie, nous introduirons le modèle de Chabane [54] qui permet de modéliser les pertes par rayonnement des câbles dues à l'apparition d'autres modes de propagation.

Les équations de ce modèle reposent sur une seconde expression de la MPIE, composée de deux équations (3-10) et (3-11), qui sont à l'origine des équations des télégraphistes.

$$\frac{d}{dl}\varphi(l) + j\omega\frac{\mu}{4\pi}\int_{l_0}^{l_l}\mathbf{T}(l).\mathbf{T}(l')G_A(l,l')i(l')dl' = \mathbf{E}_t^i(l) \tag{3-10}$$

$$j\omega 4\pi\varepsilon\varphi(l) + \int_{l_0}^{l_l} G_\varphi(l,l')\frac{d}{dl'}i(l')dl' = 0 \tag{3-11}$$

L'équation (3-11) est obtenue en remplaçant dans l'équation (3-5) la densité de charge $\rho(l')$ par son expression issue de l'équation de continuité :

$$\frac{d}{dl'}i(l) + j\omega\rho(l) = 0 \tag{3-12}$$

En nous basant sur les approximations de la théorie des lignes classique, c'est-à-dire, les lignes sont de géométrie uniforme, de longueur infinie, les équations (3-10) et (3-11) prendront la forme suivante :

$$\frac{dV(z)}{dz} + j\omega\frac{\mu}{4\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} G_A(z-z')_k\, I(z')dz' = \mathbf{E}_t^i(z) \tag{3-13}$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} G_\varphi(z-z')_k \frac{d}{dz'} I(z')dz' + j\omega 4\pi\varepsilon V(z) = 0 \tag{3-14}$$

On suppose que la hauteur du conducteur par rapport au plan de masse est h et son rayon est 'a'. La théorie des lignes modifiée diffère de la théorie classique, car elle ne prend pas en compte l'hypothèse de l'approximation des régimes quasi stationnaires (k=0). À l'instar des équations des télégraphistes, les équations (3-13) et (3-14), s'écrivent sous la forme suivante :

$$\frac{dV(z)}{dz} + (j\omega L_{HF} + R_{HF} + R_+)I(z) = E_z^i \tag{3-15}$$

$$\frac{d}{dz}I(z) + (j\omega C_{HF} + G_{HF})V(z) = 0 \tag{3-16}$$

Avec

$$L_{HF} = \frac{\mu}{4\pi}\,\pi[Y_0(2hk) - Y_0(ak)] \tag{3-17}$$

$$R_{HF} = -\frac{\mu}{4\pi}\,\omega\pi[J_0(2hk) - J_0(ak)] \tag{3-18}$$

$$C_{HF} = Re\left(\frac{4\pi\varepsilon}{\pi[Y_0(2hk) - Y_0(ak)] + j\pi[J_0(2hk) - J_0(ak)]}\right) \tag{3-19}$$

$$C_{HF} = -\omega Im\left(\frac{4\pi\varepsilon}{\pi[Y_0(2hk) - Y_0(ak)] + j\pi[J_0(2hk) - J_0(ak)]}\right) \tag{3-20}$$

J_0 et Y_0 sont respectivement les fonctions de Bessel d'ordre 0 de la première espèce et de la deuxième espèce. Ce modèle présente l'avantage de garder la même structure que la théorie classique (équations (3-15) et (3-16)), ce qui facilite son intégration dans les solveurs existants. Il suppose également que la ligne est uniforme et de longueur infinie, en négligeant les effets de ses extrémités. Par contre, il n'y a plus de limitation sur le rapport de la hauteur de la ligne par rapport à la longueur d'onde. Les nouveaux paramètres linéiques L_{HF}, R_{HF}, C_{HF} et G_{HF}, nommés aussi « paramètres modifiés », varient en fonction de la fréquence et différent des valeurs de la théorie classique, si l'approximation quasi stationnaire n'est plus valable.

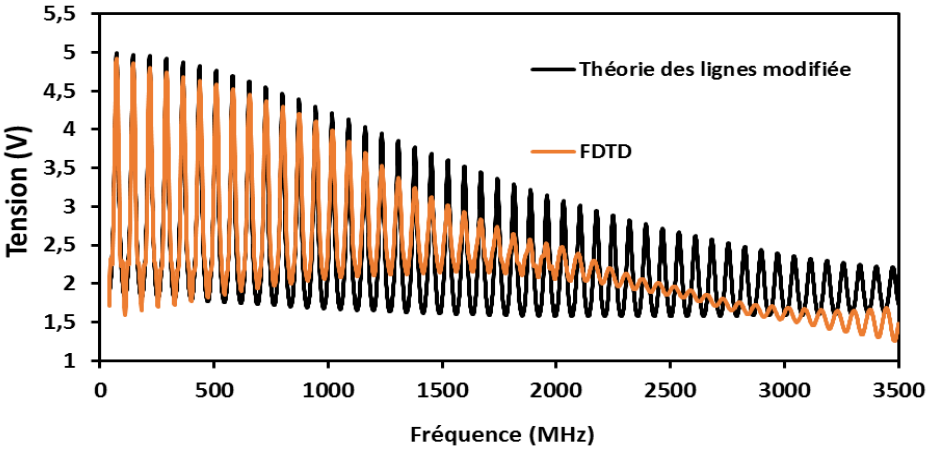


Figure 3-2 : Comparaison des méthodes FDTD et théorie des lignes modifiée pour le calcul de la tension au niveau de la charge d'une ligne de transmission de longueur 2.06m et de hauteur 3cm, alimentée par un générateur tension de 10V

Par ailleurs, les pertes par rayonnement sont représentées par la résistance linéique R_+, dont le calcul est détaillé dans [54]. À travers un exemple de comparaison avec la méthode FDTD (Figure 3-2), nous remarquons que la théorie des lignes modifiée manque de précision en haute fréquence malgré l'atténuation engendrée par la résistance additionnelle. Par conséquent, ce modèle présente des limitations en termes de gamme de fréquences. Nous présenterons dans la suite du chapitre deux modèles rigoureux, dont un qui a été développé dans le cadre de cette thèse. Ces deux modèles nous permettront d'aboutir à une meilleure précision.

3.2.2 Le modèle TLST

Dans la partie précédente, nous avions donné l'expression de la MPIE adaptée aux conducteurs cylindriques. Dans notre cas, nous n'avions pas besoin de sources d'excitation électriques telles que définies dans l'équation (3-9); nous allons donc les supprimer dans toutes les relations qui suivront. Les sources d'excitations utilisées lors de ces travaux sont des sources localisées de tension ou de courant, se trouvant aux extrémités des lignes de transmission. Dans cette partie, nous présenterons un nouveau système d'équations différentielles, appelé la TLST (Transmission Line Super Theory), qui est basé sur la MPIE de l'équation (3-8). Ce système a la même structure que les systèmes d'équations différentielles des télégraphistes. Comme pour la théorie des lignes classique, la TLST est une méthode issue des équations de Maxwell, qui décrit la propagation dans les lignes de transmission. Elle ne repose sur aucune approximation ou simplification, elle est adaptée aux géométries non uniformes des conducteurs et n'est pas limitée en termes de gamme de fréquences.

Afin d'aboutir à l'équation de la TLST, la première étape consiste à sortir nos inconnues i et ρ des intégrales de l'équation (3-9), pour reformuler le problème. Pour cela, nous introduisons une fonction déjà existante pour le courant et la charge linéique et qui correspond à la propagation des ondes dans

une ligne de transmission [39]. Ainsi, nous supposons que les densités de charges et de courants de l'équation (3-9) admettent une représentation sous forme d'un système d'équations différentielles qui s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{d}{dl}\begin{bmatrix}\rho(l)\\ i(l)\end{bmatrix} + j\omega\mathbf{A}(l)\begin{bmatrix}\rho(l)\\ i(l)\end{bmatrix} = \begin{bmatrix}0\\ 0\end{bmatrix} \tag{3-21}$$

Dont la solution est la suivante :

$$\begin{bmatrix}\rho(l')\\ i(l')\end{bmatrix} = M_l^{l'}(-j\omega\mathbf{A})\begin{bmatrix}\rho(l)\\ i(l)\end{bmatrix} \tag{3-22}$$

$M_l^{l'}(-j\omega\mathbf{A})$ est le matrizant de la matrice A (voir Annexe A.3) [39]. En insérant la solution (3-22) dans (3-9), on obtient l'écriture matricielle suivante

$$\begin{bmatrix}j\omega & \frac{d}{dl}\end{bmatrix}\mathbf{I}(l)\begin{bmatrix}\rho(l)\\ i(l)\end{bmatrix} = 0 \tag{3-23}$$

Avec **I** la matrice définie par la relation suivante :

$$\mathbf{I}(l) = \int_a^b \mathbf{K}(l,l')M_l^{l'}(-j\omega\mathbf{A})dl' \tag{3-24}$$

K est la matrice composée des fonctions de Green données par la relation (3-7) :

$$\mathbf{K}(l,l') = \begin{bmatrix}0 & \frac{\mu}{4\pi}\mathbf{T}(l).\mathbf{T}(l')G_A(\mathbf{r}(l),\mathbf{r}(l'))\\ \frac{1}{4\pi\varepsilon}G_\varphi(\mathbf{r}(l),\mathbf{r}(l')) & 0\end{bmatrix} \tag{3-25}$$

En supposant que les paramètres constituant la matrice **I** soient I_{11}, I_{12}, I_{21} et I_{22}, et en développant l'équation (3-23) sous la même forme que l'équation (3-21), nous retrouvons l'expression de la matrice **A** donnée par la relation suivante :

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix}I_{21} & I_{22}\\ 0 & 1\end{bmatrix}^{-1}\begin{bmatrix}I_{11} + \frac{1}{j\omega}\frac{dI_{21}}{dl} & I_{12} + \frac{1}{j\omega}\frac{dI_{22}}{dl}\\ 1 & 0\end{bmatrix} \tag{3-26}$$

En substituant la densité de charge $\rho(l)$ par le potentiel $\varphi(l)$ dans l'équation (3-21), l'équation de la Transmission Line Super Theory en fonction du potentiel φ et du courant i est donnée par la relation suivante [39] :

$$\frac{d}{dl}\begin{bmatrix}\varphi(l)\\ i(l)\end{bmatrix} + j\omega\mathbf{B}^{(1)}(l)\begin{bmatrix}\varphi(l)\\ i(l)\end{bmatrix} = \begin{bmatrix}0\\0\end{bmatrix}$$

Avec (3-27)

$$\mathbf{B}^{(1)}(l) = \begin{bmatrix} I_{11}{I_{21}}^{-1} & I_{12} - I_{11}{I_{21}}^{-1}I_{22} \\ {I_{21}}^{-1} & -{I_{21}}^{-1}I_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B_{11} & B_{12} \\ B_{21} & B_{22} \end{bmatrix}$$

Plus de détails de ce passage sont délivrés dans l'annexe A.2. Les paramètres de la matrice $\mathbf{B}^{(1)}(l)$ sont calculés par itération. D'après l'auteur de cette méthode, une seule itération est suffisante pour converger, après l'itération de départ $\mathbf{I}^{(0)}$, c'est-à-dire l'itération d'ordre 1 : $\mathbf{I}^{(1)}$. L'itération d'ordre zéro $\mathbf{I}^{(0)}$ pour commencer, est calculée avec une approximation d'un régime quasi stationnaire ($k = 0$) (annexe A.2).

La matrice $\mathbf{B}^{(1)}(l)$ regroupe des paramètres linéiques qui caractérisent la ligne de transmission, cette fois-ci, non constants et qui prennent en compte les phénomènes haute fréquence et les non-uniformités. Certains d'entre eux ont déjà été étudiés dans le cadre de la théorie des lignes classique, notamment l'impédance linéique B_{12} et l'admittance linéique B_{21}. Ces derniers sont désormais complexes, incluant ainsi les pertes par rayonnement sous forme de résistances et de conductances supplémentaires.

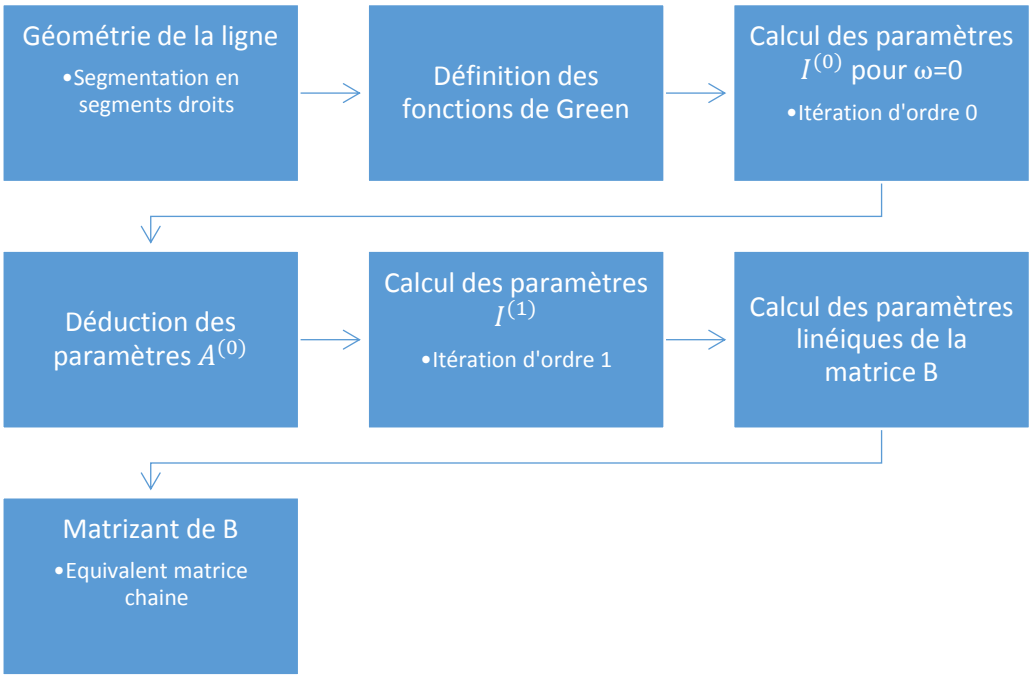


Figure 3-3 : Diagramme de processus séquentiel de la TLST

Ils varient donc en fonction de la fréquence et de la position sur le conducteur. D'autres termes nouveaux apparaissent tels que B_{11}et B_{22}, ils s'annulent lorsque la ligne est uniforme et dépendent de la fréquence. L'interprétation de ces paramètres reste subtile, car sans unité physique, il est difficile de leur attribuer

une signification. En faisant appel à d'autres approches, qui utilisent la même écriture de l'équation (3-27), telles que la « La Maxwellian theory » [61], nous représenterons ces paramètres sous forme de composants électriques : résistances, capacité, générateurs de courants et tensions. Un diagramme récapitulatif des étapes à suivre lors de l'application de la TLST est présenté dans la Figure 3-3. Une illustration avec un exemple d'application sera donnée dans la prochaine section, clarifiant l'intérêt de ces paramètres. Ils permettent la compréhension de ce qui se passe dans une ligne de transmission, lorsque la ligne n'est plus uniforme et que ses dimensions (hauteurs, distances) sont de l'ordre de la longueur d'onde.

3.3 Application de la TLST aux cas d'une ligne finie terminée par des risers

Dans cette partie, nous allons illustrer à travers un exemple, la méthode de modélisation évoquée précédemment dans la section 3.2.2. La configuration choisie est celle d'une ligne de transmission parallèle à un plan de masse avec des risers aux extrémités (Figure 3-4).

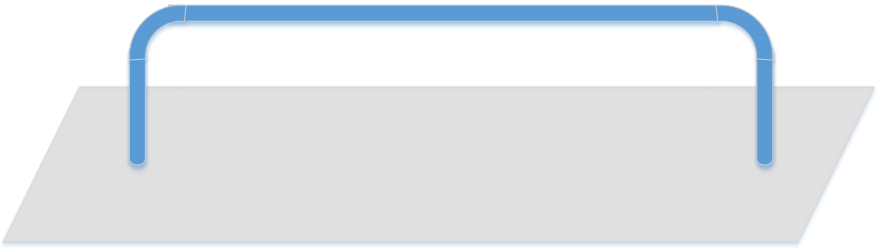


Figure 3-4 : Schéma d'une ligne de transmission raccordée au plan de masse par des risers

Dans toute ligne de transmission dotée d'un mode commun, il existe un chemin de retour du courant, du conducteur vers le plan de masse dont la géométrie varie d'un dispositif à un autre. L'idée à travers cet exemple est de démontrer l'impact que pourraient avoir ces extrémités ou chemins de retour sur la propagation. Nous discuterons de la validité de la théorie des lignes de transmission classique, étant donné qu'elle ne prend pas en compte les effets des extrémités. Nous confronterons également, les paramètres linéiques issus des modèles présentés précédemment, notamment le modèle des paramètres linéiques modifiés de Chabane et ceux de la théorie classique. Pour démontrer la flexibilité de cette méthode, il n'est pas nécessaire de modéliser toute la ligne avec le même modèle, chaque partie de la ligne de transmission sera traitée indépendamment de l'autre.

3.3.1 Segmentation de la ligne de transmission avec des risers

La ligne de transmission terminée par des risers est placée au-dessus d'un plan de masse infini parfait. Nous supposerons également que la configuration est dans l'espace libre. Pour le calcul des paramètres

de la matrice $\mathbf{I}^{(1)}$, la ligne de transmission est préalablement découpée en segments droits, dont le nombre varie selon la non-uniformité des parties. Les paramètres sont calculés au centre de chaque segment. La première étape consiste à calculer les paramètres de $I^{(0)}$ avec les fonctions de Green correspondantes au problème. Dans le cas du riser, nous découpons la ligne en deux parties, la partie verticale et la partie horizontale pour fixer les points d'observation *l*. En prenant en compte les conditions ci-dessus, nous appliquons la théorie des images pour faciliter l'étude du problème. Pour décrire la géométrie du riser (Figure 3-5), on utilisera l'équation paramétrique suivante :

$$\begin{cases} y(l) = l \\ x(l) = 0 \end{cases} \quad 0 < l < h$$
$$\begin{cases} y(l) = h \\ x(l) = l \end{cases} \quad h \le l \le L \tag{3-28}$$

Avec *x (l)* et *y(l)*, les fonctions des coordonnées de la géométrie du riser. Nous notons L_{arc} la longueur de l'arc de la géométrie du riser ($L_{arc} = h + L$) de la Figure 3-5.

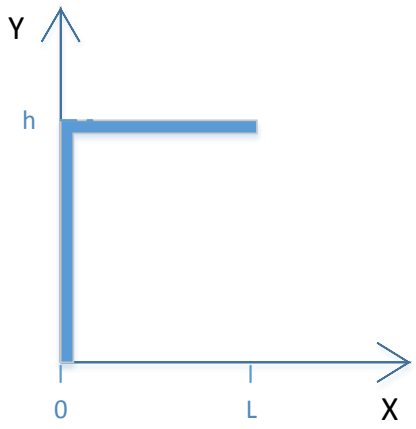


Figure 3-5 : Coordonnées du riser gauche, incluant sa partie verticale et horizontale

En fonction de la position des points d'observation et des points sources, nous allons attribuer une fonction de Green (3-7), en prenant en compte les images des sources. L'indice i indique la position du point d'observation et du point source. Notons que les fonctions de Green du Tableau 3-1 incluent le rayon du conducteur « a » afin d'éviter les problèmes de singularité. De ce fait, nous considérons que les points-sources « *l'* » sont situés au centre du conducteur et que les points d'observation « *l* » sont situés à sa surface. L'indice V signifie que les points d'observation et sources sont sur la partie verticale. L'indice H indique que les points d'observation et sources sont sur la partie horizontale. L'indice $H \rightarrow V$ indique que la source est sur la partie horizontale et l'observation se fait sur la partie verticale.

En reprenant $G_{A_{H\rightarrow V}}(l, l')$ et $G_{A_{V\rightarrow H}}(l, l')$, nous constatons dans le cas des risers, qu'il n'existe pas de couplage inductif entre la partie horizontale et la partie verticale, car $\cos(\mathbf{T}(l).\mathbf{T}(l')) = 0$. Une fois

qu'on a défini les fonctions de Green correspondantes à notre géométrie, nous en déduisons à l'aide de la relation (3-24) les paramètres de la matrice $I^{(0)}$(voir Annexe A.2). Ensuite, de manière itérative nous calculons les paramètres de l'itération d'ordre 1 de la matrice$I^{(1)}$ qui permettent finalement le calcul de la matrice $\mathbf{B}^{(1)}(l)$ de l'équation (3-27).

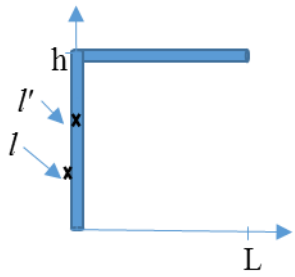
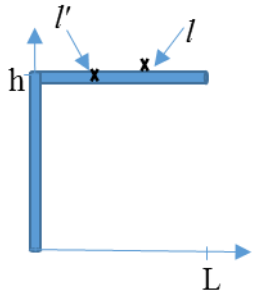
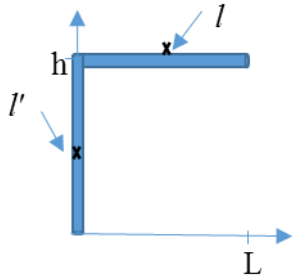
Fonctions de Green	**Point d'observation (*l*) et source (*l'*)**
$G_{A_V}(l,l') = \frac{e^{-jk\sqrt{(l'-l)^2+a^2}}}{\sqrt{(l'-l)^2+a^2}} + \frac{e^{-jk\sqrt{(l'+l)^2+a^2}}}{\sqrt{(l'+l)^2+a^2}}$	
$G_{\varphi_V}(l,l') = \frac{e^{-jk\sqrt{(l'-l)^2+a^2}}}{\sqrt{(l'-l)^2+a^2}} - \frac{e^{-jk\sqrt{(l'+l)^2+a^2}}}{\sqrt{(l'+l)^2+a^2}}$	
$G_{A_H}(l,l') = \frac{e^{-jk\sqrt{(l'-l)^2+a^2}}}{\sqrt{(l'-l)^2+a^2}} - \frac{e^{-jk\sqrt{(l'-l)^2+4h^2}}}{\sqrt{(l'-l)^2+4h^2}}$	
$G_{\varphi_H}(l,l') = G_{A_H}(l,l')$	
$G_{A_{H\to V}}(l,l') = 0$	
$G_{\varphi_{H\to V}}(l,l') = \frac{e^{-jk\sqrt{(l')^2+(h-l)^2}}}{\sqrt{(l')^2+(h-l)^2}} - \frac{e^{-jk\sqrt{(l')^2+(h+l)^2}}}{\sqrt{(l')^2+(h+l)^2}}$	

Tableau 3-1 : Les fonctions de Green en fonction des positions des points sources et d'observation sur le riser

3.3.2 Optimisation de la méthode TLST

Dans cette partie, nous présentons une application numérique illustrant la partie théorique détaillée au début du chapitre. L'analyse de cette section portera sur les paramètres linéiques d'un modèle numérique, ce qui nous permettra d'une part d'appréhender l'aspect de la non-uniformité et d'autre part de former un socle pour la compréhension de la méthode PEEC-TLST, présentée dans la section suivante. Afin de confronter tous les modèles évoqués précédemment, le recours à la comparaison des

paramètres linéiques est l'une des pratiques pertinentes pour la compréhension des différentes approches. Dans notre cas, nous comparerons les paramètres linéiques issus de la méthode numérique TLST à ceux de la théorie classique. Cette dernière se caractérise par des paramètres linéiques constants et ne nécessite pas des ressources importantes pour les calculs. Face à un modèle complet numérique, cette comparaison permettra également de cerner les limites et les conditions de validité des modèles approximatifs.

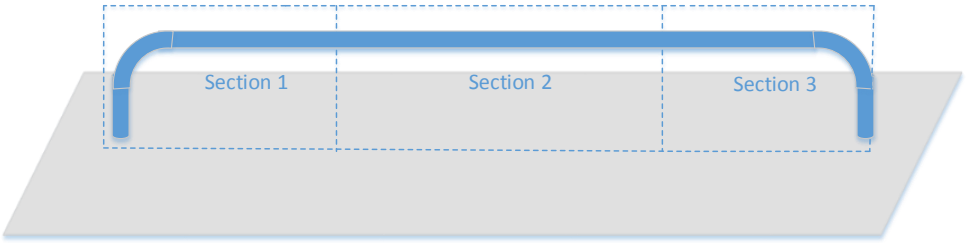
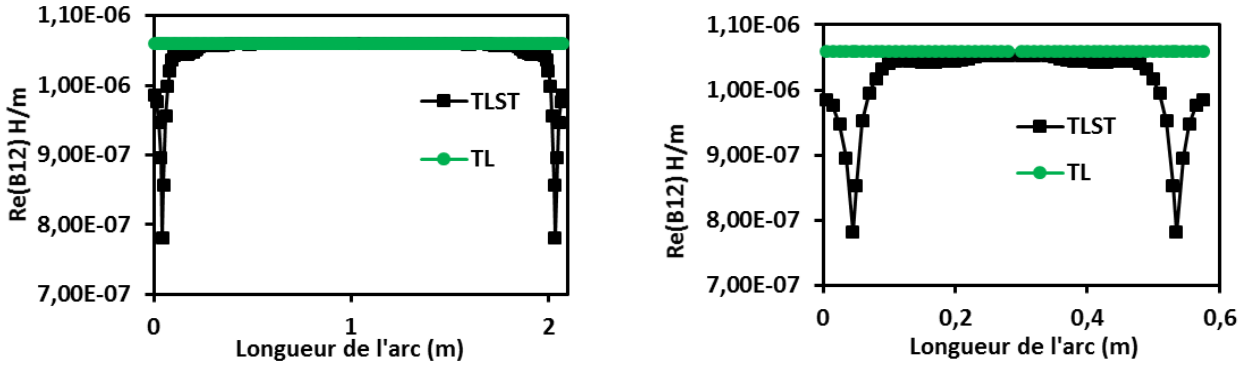


Figure 3-6 : Décomposition en trois zones d'une ligne de transmission terminée par des risers

À titre d'exemple, la ligne est considérée comme un conducteur cylindrique métallique de conductivité infinie, à une hauteur de 5 cm d'un plan de masse parfait et terminé par des risers aux extrémités. Dans cette étude, nous analyserons aussi l'impact de la longueur de la ligne et l'effet haute fréquence. La Figure 3-7, affiche l'inductance linéique pour deux longueurs différentes, pour chacune des méthodes citées. Dans le cas de la TLST, c'est la partie réelle du paramètre $B_{12}^{(1)}$.

On constate que pour une ligne de longueur 2m (Figure 3-7 (a)), la TLST correspondant à la zone 2 de la Figure 3-6 coïncide parfaitement avec la théorie classique. Ce qui veut dire que cette dernière peut être appliquée le long de cette partie. Cependant, les paramètres linéiques des zones 1 et 3 divergent en raison de l'effet des risers, qui n'est pris en compte que par la TLST. En reprenant la Figure 3-7 (b), cette fois-ci pour une longueur de 0,5 m, on remarque que la partie considérée comme uniforme est réduite, car la zone 2 est elle-même réduite.

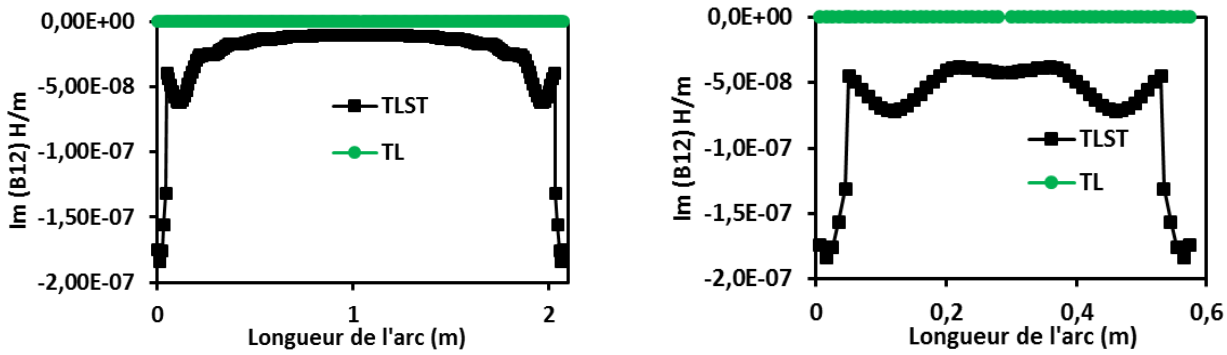


(a) (b)

Figure 3-7 : Partie réelle de l'inductance linéique pour f=1GHz calculée par la TLST et la théorie des lignes classique en fonction de la longueur de l'arc pour 2 longueurs de ligne : L=2.10 m, (b) L=0.5 m

L'utilisation dans ce cas de la théorie classique est déconseillée en raison de son manque de précision. Nous en concluons que plus la longueur de la zone 2 est importante, plus il est possible d'utiliser la théorie classique. Cela s'explique par l'effet des risers qui est limité aux zones 1 et 3. La Figure 3-8 présente la partie imaginaire du paramètre linéique $B_{12}^{(1)}$, qui correspond en principe à une résistance après sa multiplication par $j\omega$. Cette résistance qui augmente avec la fréquence représente les pertes par rayonnement de la ligne.

La partie imaginaire de l'inductance décroit fortement dans les zones 1 et 3, ce qui implique une grande résistance dans ces régions. On en déduit alors que la partie verticale des risers est essentiellement la partie responsable de ces pertes par rayonnement.

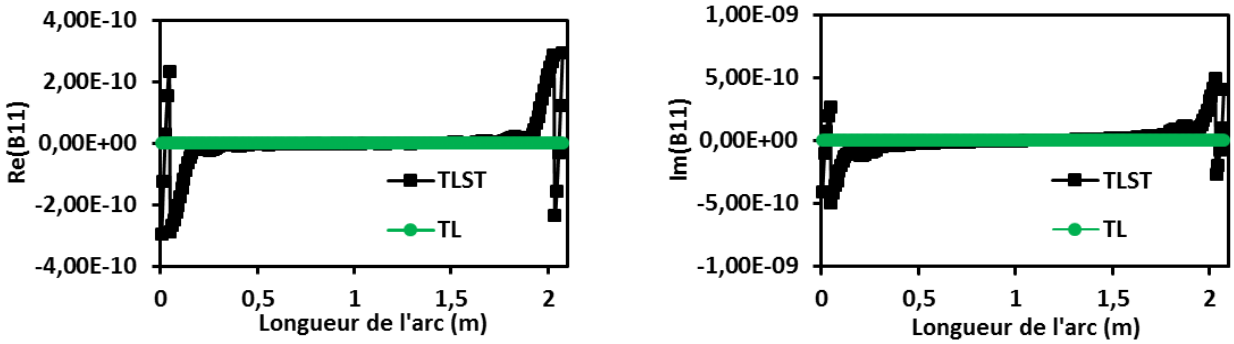


(a) (b)

Figure 3-8 : Partie imaginaire de l'inductance linéique pour f=1GHz calculée par la TLST et la théorie des lignes classique en fonction de la longueur de l'arc pour 2 longueurs de ligne :
(a) L=2.10 m, (b) L=0.5 m

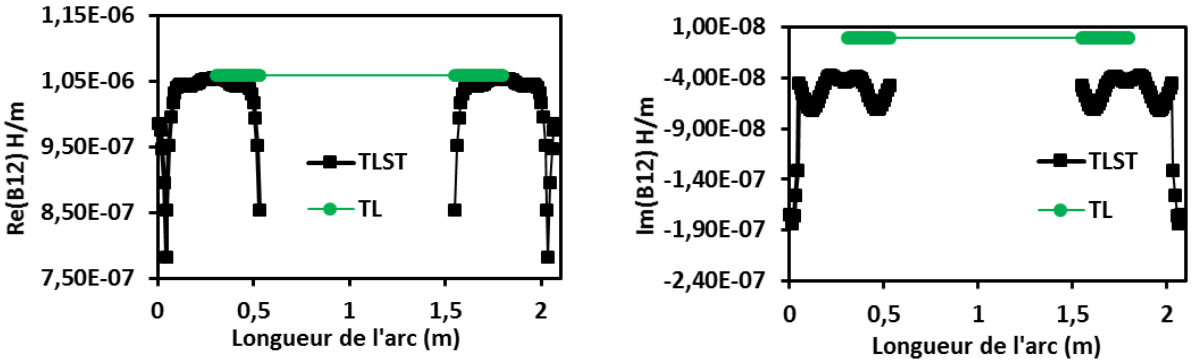
En nous basant sur la Figure 3-9, remarquons que le paramètre $B_{11}^{(1)}$ reflète également la non-uniformité de la ligne au niveau de ses extrémités, en s'écartant de la valeur 0, correspondante à une ligne uniforme en vert. En basse fréquence, ce paramètre devient nul. Afin d'optimiser les calculs, une ligne de transmission telle que la montre la Figure 3-6, peut être décomposée en trois parties. En nous basant sur les résultats des figures (3-7 et 3-8), les sections 1 et 3 seront modélisées avec la TLST, et la section 2 avec la théorie des lignes classiques. D'après les résultats obtenus dans [60], nous rappelons que l'utilisation de cette méthode est recommandée lorsque la longueur de la section 2 est importante par rapport aux longueurs des sections 1 et 3 ($L_{\min 1} = 10\,h$ et $L_{\min 3} = 10\,h$), voir la Figure 3-7 (a). Cependant, cette stratégie n'est applicable que lorsque le raccordement ne provoque pas une rupture d'impédance. En fait, les paramètres linéiques des sections 1 et 3 doivent coïncider avec les paramètres linéiques de la section 2. La Figure 3-10 (a) montre les deux points de jonction entre la courbe verte et la courbe noire. Seuls les risers des sections 1 et 3 ont été modélisés avec la TLST. Dans cet exemple, nous choisirons une longueur de 0,5 m pour la partie horizontale des risers. Observons que plus cette dernière augmente, plus les paramètres linéiques du milieu du riser tendront vers ceux de la partie asymptotique. Cependant, dans notre démarche, nous essaierons de minimiser la section modélisée avec

la TLST pour optimiser les temps de calcul. Les positions des deux jonctions sont respectivement de 0,30 m et 1,8 m.



(a) (b)

Figure 3-9 : Partie réelle et imaginaire du paramètre $B_{11}^{(1)}$ calculées par la TLST et la théorie des lignes classiques en fonction de la longueur de l'arc, pour f = 1 GHz :
(a)Partie réelle –(b) Partie imaginaire

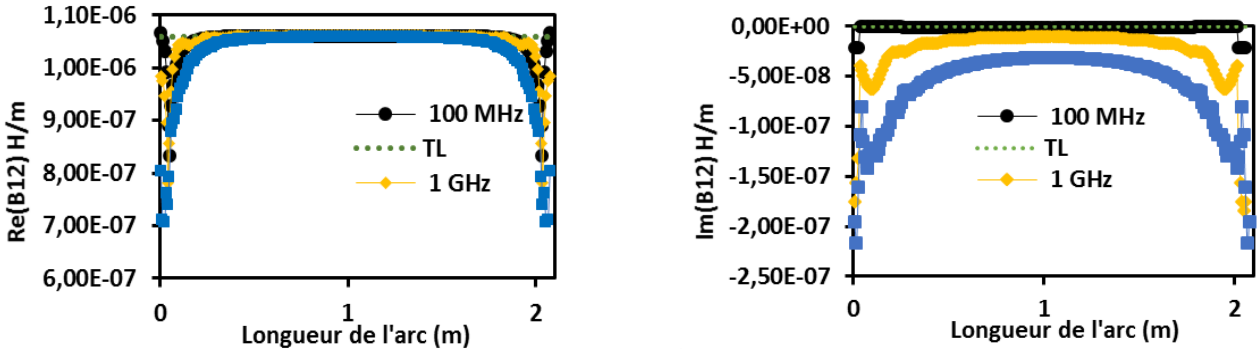


(a) (b)

Figure 3-10 : Raccordement du paramètre $B_{12}^{(1)}$ de la TLST avec la théorie classique.
(a) Partie réelle –(b) Partie imaginaire

Le reste de la ligne qui dépasse la jonction doit être supprimé pour établir le raccordement, et obtenir la courbe de la Figure 3-10 (a). Nous constatons que la jonction au niveau de la partie imaginaire de l'inductance, dans la Figure 3-10 (b), est discontinue, car la théorie classique ne prend pas en compte les pertes par rayonnement. Ce qui veut dire, que ces pertes seront négligées sur la partie de la ligne correspondant à la section 2 (Figure 3-6). Cette approximation est justifiée par le fait que les pertes de la ligne du milieu sont largement inférieures aux pertes du riser. Afin d'éviter la forte discontinuité entre la partie imaginaire du paramètre $B_{12}^{(1)}$ de la partie riser et de la partie horizontale (Figure 3-10 (b)), et d'améliorer le modèle, il est possible de rajouter la résistance linéique correspondante au milieu de la ligne à la partie modélisée avec la théorie des lignes classique. Dans la Figure 3-11 (a), nous nous intéresserons à l'effet de la fréquence sur les paramètres linéiques d'une ligne, avec trois fréquences affichées pour le même cas d'étude : 100 MHz, 1 GHz et 3 GHz. Nous en concluons qu'avec la montée en fréquence, les zones correspondantes aux risers (zones 1 et 3 de la Figure 3-6) prennent de l'ampleur

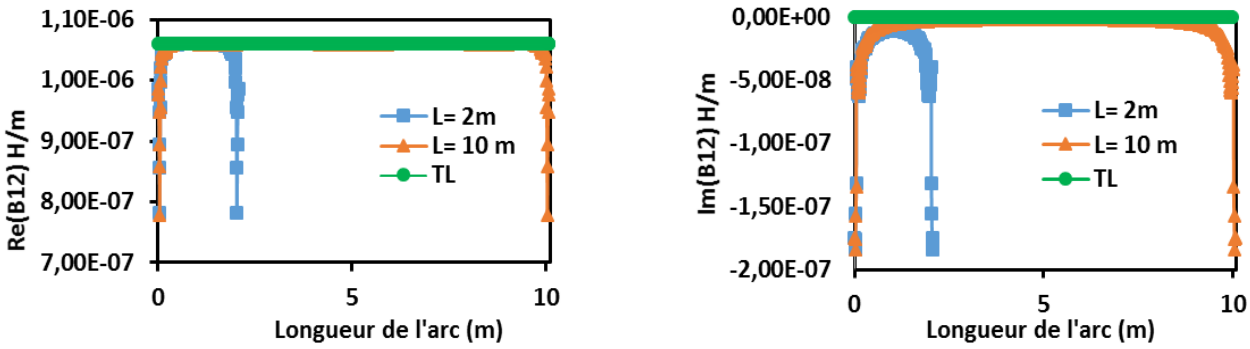
au détriment des parties supposées constantes. Ce qui implique que la partie modélisée avec la TLST, qui correspond au riser, va s'élargir afin de prendre en compte toutes les variations.



(a) (b)

Figure 3-11 : Effet de la fréquence sur le paramètre linéique $B_{12}^{(1)}$ calculée par la TLST et la théorie des lignes classique en fonction de la longueur de l'arc.
(a) Partie réelle –(b) Partie imaginaire

La Figure 3-11 (b), montre que la partie imaginaire de l'inductance augmente en valeur absolue avec la fréquence, ce qui traduit la croissance des pertes par rayonnement. De plus, notons que la partie horizontale supposée uniforme comporte une résistance linéique qui peut devenir non négligeable en augmentant la fréquence. Face aux résultats de la Figure 3-11, nous nous demandons si l'hypothèse attribuée à l'uniformité de la ligne du milieu reste toujours valable, quelle que soit la longueur de la ligne. Pour répondre à cette question, nous avons étudié l'impact de la longueur de la ligne sur le paramètre linéique B_{12}. La Figure 3-12, montre les paramètres linéiques de la même configuration choisie précédemment pour une fréquence de 1 GHz, mais en changeant cette fois-ci la longueur de la ligne (L =2 m et L=10m). Nous constatons que la partie réelle des inductances linéiques des sections des risers (1 et 3 de la Figure 3-6) ne change pas avec la longueur.



(a) (b)

Figure 3-12 : Effet de la longueur de la ligne sur le paramètre linéique $B_{12}^{(1)}$ à la fréquence de 1GHz.
(a) Partie réelle –(b) Partie imaginaire

De même, la partie considérée uniforme garde la même valeur. Par contre, le changement s'opère dans le sens voulu dans la partie imaginaire de l'inductance linéique (Figure 3-12 (b)) au niveau de la section 2 de la ligne. En augmentant la longueur d'une ligne, sa partie du milieu (section 2) va tendre vers un comportement de ligne uniforme, c'est-à-dire s'approcher de plus en plus vers 0. Ce qui est logique, car la définition d'une ligne uniforme en elle-même est une ligne de longueur infinie.

En résumé, les deux raisons qui influent sur la croissance des pertes par rayonnement de la partie uniforme (celle du milieu) d'une ligne de transmission sont :

- La montée en fréquence ; c'est-à-dire que le ratio h/λ devient non négligeable.
- La longueur de la ligne ; plus elle diminue, plus l'écart se creuse entre les valeurs des paramètres linéiques de la TLST et la théorie des lignes.

En nous basant sur ces constatations, il se confirme que dans un contexte où les longueurs de câbles sont de l'ordre des centaines de mètres ou plus, en l'occurrence le domaine des transports, la théorie des lignes classique est efficace pour modéliser les parties uniformes. Seules les extrémités et les parties dotées d'une géométrie non uniforme devront être modélisées avec des méthodes numériques.

3.4 Modélisation des risers avec la méthode PEEC

3.4.1 Introduction

Dans la section précédente, nous avons montré que la TLST permet de calculer les paramètres linéiques d'une ligne de transmission en fonction de la géométrie et de la fréquence. Nous avons mis en évidence le comportement des géométries non uniformes en l'occurrence celui des risers. Ces derniers sont modélisés avec des matrices chaines équivalentes. Cependant, l'un des inconvénients de la méthode TLST est le temps de calcul, car les paramètres linéiques sont calculés par itération et les intégrales sont résolues numériquement. Nous avons donc décidé de nous focaliser particulièrement sur les extrémités de type risers pour les modéliser avec la méthode qui s'intégrera facilement dans les solveurs de simulation des réseaux des lignes multifilaires présentées précédemment, notamment le couplage MNA-BLT. Toujours dans le but d'optimiser les performances de calculs, l'idée est donc de pouvoir modéliser toutes les parties non uniformes, qui ne disposent pas d'un modèle analytique avec la méthode circuit MNA. Pour cela, nous avons opté pour la méthode PEEC (Partial Element Equivalent Circuit) [62] qui répond le mieux à nos attentes. Dans cette section, nous mettrons en exergue l'un des avantages majeurs de cette méthode qui réside dans le fait que ses coefficients partiels disposent d'expressions analytiques. Ainsi, cela nous permet d'éviter les intégrations numériques qui demandent des temps de calcul prohibitifs. Dans un premier temps, nous allons extraire ces coefficients partiels à partir de la MPIE [39]. De même, le principe de discrétisation en cellules élémentaires sera abordé. La seconde partie proposera un exemple d'application d'une ligne avec des risers, en introduisant les expressions

analytiques des coefficients partiels. Les risers seront modélisés avec la méthode PEEC, et la ligne de transmission modélisée avec la théorie classique. Enfin, une comparaison avec la TLST et la méthode des moments sera effectuée afin de valider le modèle.

3.4.2 Le modèle PEEC

3.4.2.1 De la MPIE aux inductances et capacités partielles

PEEC est une méthode orientée circuit, qui permet de modéliser une structure EM en un circuit électrique équivalent. Elle consiste à discrétiser une structure en plusieurs cellules dont les dimensions sont très petites devant la longueur d'onde. Le circuit électrique équivalent généré par PEEC est essentiellement composé d'inductances partielles et des coefficients de potentiel partiels. Comme la TLST, la méthode PEEC propose une autre solution de l'équation intégrale MPIE, sous forme d'un circuit électrique équivalent. Nous reprenons l'équation (3-29) de la MPIE, qui est le point de départ de la démonstration. La structure à étudier est décomposée en plusieurs cellules volumiques et surfaciques, qui sont respectivement les cellules des courants et les cellules des potentiels. La décomposition en cellules de courants et potentiels est détaillée dans la section suivante. En nous basant sur le principe de la méthode des moments, évoqué dans le chapitre 1, les distributions de courant et de charge sont formulées à l'aide de fonctions de bases. La ligne de transmission est discrétisée en plusieurs morceaux identiques, à chacun d'eux sera attribué une valeur constante de courant ou de charge

$$\nabla \frac{1}{4\pi\varepsilon}\int_V G_\varphi(\mathbf{r}_s,\mathbf{r}')\rho(\mathbf{r}')dv' + j\omega\frac{\mu}{4\pi}\int_V G_A(\mathbf{r}_s,\mathbf{r}')\mathbf{J}(\mathbf{r}')dv' = \mathbf{E}_t^i(\mathbf{r}_s) \tag{3-29}$$

La distribution de la densité de courant est donnée par la formule suivante :

$$\mathbf{J}(r) = \sum_n \mathbf{f}_n(r) I_n$$

Avec

$$\mathbf{f}_n(r) = \begin{cases} \dfrac{\mathbf{T}_n}{c_n} & r \in v_n \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \tag{3-30}$$

Les $\mathbf{f}_n(r)$ sont les fonctions de bases dotées d'un vecteur tangentiel $\mathbf{T}_n$ indiquant la direction du courant I_n de la cellule n. c_n et v_n sont respectivement l'aire de la section droite et le volume de la cellule n. De la même manière, la distribution de charge est donnée par des fonctions de base constantes $\mathbf{g}_n$ sous la forme suivante :

$$\rho(r) = \sum_n \mathbf{g}_n(r) q_n$$

Avec

$$\mathbf{g}_n(r) = \begin{cases} \dfrac{1}{s_n} & r \in s_n \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \tag{3-31}$$

s_n est la surface de la cellule n. Les dimensions des cellules doivent être très petites devant la longueur d'onde. La longueur de la cellule doit vérifier la condition $l \leq \lambda_{min}/10$. Pour la suite nous noterons N le nombre de cellules de courants et M le nombre de cellules de charge. N+M est donc le nombre d'inconnues de l'équation (3-8). En supprimant le champ électrique incident de l'équation (3-29), et en remplaçant ensuite les distributions de courant et de charge par leurs expressions données respectivement par (3-30) et (3-31), nous obtenons l'équation de la MPIE suivante :

$$\nabla \frac{1}{\varepsilon} \sum_m \int_S G_\varphi(r,r') \mathbf{g}_m(r') ds' q_m + j\omega\mu \sum_n \int_V G_A(r,r') \mathbf{f}_n(r') dv' \, I_n = 0 \tag{3-32}$$

Afin de résoudre cette équation, nous appliquerons la méthode de Galerkin, en définissant $\mathbf{w}_n$ comme des fonctions de test telles que $\mathbf{w}_n = \mathbf{f}_n$. On définit le produit scalaire d'une fonction de test $\mathbf{w}_i$ avec une fonction g

$$\langle \mathbf{w}_i . g \rangle = \int_{v_i} \mathbf{w} . g \tag{3-33}$$

En appliquant le produit scalaire de chaque fonction de test $\mathbf{w}_i$ (i=1,2, …N) à l'équation de la MPIE (3-32), nous obtenons N équations correspondant aux N cellules de courant.

$$\sum_m (p_{i,m}^+ - p_{i,m}^-) q_m + \sum_n j\omega L_{i,n} I_n = 0 \tag{3-34}$$

L est la dérivée du premier terme de (3-32) approximée par l'expression des différences finies. Notons que l'équation (3-34) peut être interprétée comme une loi de Kirchhoff, avec $p_{i,m}^-$ et $p_{i,m}^+$ les potentiels partiels du nœud gauche et du nœud droit de la cellule inductive i. Les $L_{i,n}$ sont les inductances partielles propres ($i = n$) ou mutuelles ($i \neq n$).

$$p_{i,n} = \frac{1}{s_i s_n} \int_{s_i} \int_{s_n} \frac{e^{-jkR}}{4\pi\varepsilon R} ds'_n ds_i \tag{3-35}$$

$$L_{i,n} = \frac{\cos(v_{in})}{c_i c_n} \int_{v_i} \int_{v_n} \frac{\mu e^{-jkR}}{4\pi R} dv'_n dv_i \tag{3-36}$$

Les M inconnues restantes, correspondant aux charges q_m, nécessitent M équations supplémentaires. L'équation de continuité, reliant les courants sortants aux charges de chaque nœud doit être vérifiée avec les M nœuds du circuit, d'où les M équations restantes.

$$\sum_i I_{mi} + j\omega q_m = 0 \ \ \forall m \in M \tag{3-37}$$

Dans l'équation (3-37), i représente les cellules i des courants connectées à la cellule du potentiel m.

3.4.2.2 Circuit équivalent de la méthode PEEC

Les circuits équivalents de la méthode PEEC [62] varient selon l'application et la nature du problème. Il existe, des modèles adaptés pour les applications en basse fréquence avec une formulation des coefficients partiels en approximation quasi statique. D'autre part, certaines applications haute fréquence requièrent la prise en compte du retard entre les cellules qui est défini par $e^{-j\beta|r-r'|}$. Nous leur attribuons donc d'autres modèles adaptés. Pour illustrer nos explications de la précédente section, l'exemple donné dans la Figure 3-13 représente 2 cellules rectangulaires de courant en bleu avec 3 cellules rectangulaires de charge ou potentiel en orange. À chaque cellule de potentiel est attribué un numéro de nœud.

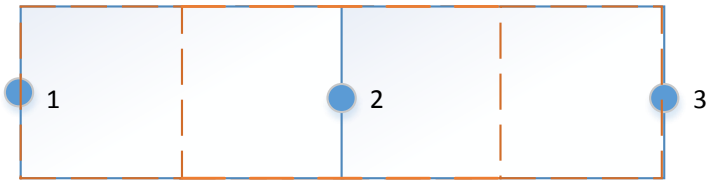


Figure 3-13 : Cellules de courant en bleu et cellules de potentiel en orange

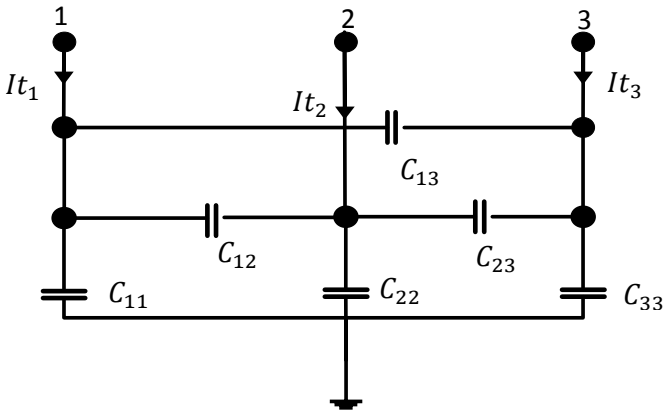


Figure 3-14 : Représentation des capacités en régime quasi-stationnaire [62]

Le circuit équivalent de PEEC se compose essentiellement des inductances partielles propres et mutuelles, avec les capacités partielles propres et mutuelles. Les circuits électriques équivalents varient par rapport à la représentation des capacités. Le modèle classique quasi statique nécessite le calcul des capacités partielles à partir des coefficients de potentiels partiels $p_{i,m}$, sa représentation est donnée par la Figure 3-14. Dans le modèle Fullwave, les courants des capacités sont issus directement des coefficients de potentiel. Les inductances partielles mutuelles sont représentées par des générateurs de tension, et les capacités mutuelles par des générateurs de courants. La Figure 3-15 représente le circuit équivalent des cellules de la Figure 1-13. U_1 et U_2 sont les générateurs de tension issus du couplage inductif entre les cellules de courant. I_1, I_2 et I_3 sont les générateurs de courants issus du couplage capacitif entre les cellules de potentiel.

$$I_i = \sum_{\substack{m=1 \\ m\neq i}}^{M} \frac{p_{i,m}}{p_{i,i}} it_m \tag{3-38}$$

$$U_i = \sum_{\substack{n=1 \\ n\neq i}}^{N} j\omega L_{i,n} il_n \tag{3-39}$$

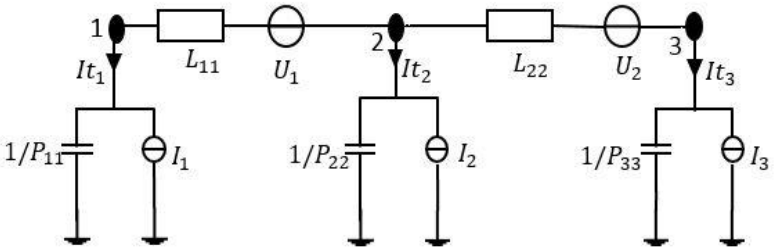


Figure 3-15 : Circuit équivalent des cellules PEEC dans le modèle « fullwave »

L'objectif de notre étude étant la modélisation des lignes de transmission en haute fréquence, on utilisera le modèle de la Figure 3-15 pour la suite du chapitre. Tous les coefficients partiels incluront les retards entre les cellules. En fonction de la précision recherchée, il existe plusieurs façons de prendre en compte ces derniers.

3.4.3 Détermination des coefficients partiels pour le cas des fils minces et risers

Deux approches sont possibles pour utiliser la méthode PEEC, en fonction du contexte de l'application. La première est la méthode PEEC conventionnelle, basée sur l'hypothèse quasi stationnaire ; ses coefficients partiels $L_{i,n}$et $p_{i,m}$ ne dépendent pas de la fréquence, ce qui nous simplifie le problème car ils ne sont calculés qu'une seule fois. De plus, l'absence du terme exponentiel dans (3-35) et (3-36),

permet d'éviter les intégrations numériques en trouvant facilement des expressions analytiques de ces coefficients. Cependant, ce modèle n'est valable qu'en basse fréquence et ne pourra pas servir à des applications de haute fréquence.

La deuxième approche qui nous intéresse ne présente aucune simplification et prend en compte les retards entre les cellules. Ses coefficients dépendent de la fréquence, et ses intégrales sont résolues numériquement. L'objectif de cette partie est la modélisation des risers avec la méthode PEEC. Quand les dimensions de la géométrie des risers deviennent de l'ordre de la longueur d'onde, il faut employer les coefficients partiels Fullwave. Dans l'article [63], Lombardi a démontré qu'on pouvait éviter les intégrations numériques, en utilisant des développements en série de Taylor pour les termes exponentiels e^{-jkR} des coefficients partiels.

$$e^{-jkR} \approx 1 - jkR - \frac{k^2R^2}{2} + j\frac{k^3R^3}{6} + \ldots \tag{3-40}$$

Le développement d'ordre 4 en 0 de ces termes exponentiels nous permet de réécrire l'inductance partielle (3-36) de la façon suivante :

$$\overline{L}_{i,n} \approx L_{i,n}^{qs} + L_{i,n}^{(1)} + L_{i,n}^{(2)} + L_{i,n}^{(3)} \tag{3-41}$$

Chaque $L_{i,n}^{(i)}$, correspond à un terme de la série de Taylor. Pour des distances R de l'ordre de la longueur, on peut factoriser l'expression de l'inductance partielle par le terme exponentiel $e^{-jkR_{i,n}}$, $R_{,i,n}$ étant la distance entre les centres des cellules i et n, du terme exponentiel (3-40) afin d'améliorer la précision de l'intégration analytique et aussi prendre en compte le retard entre les cellules [63]. Par conséquent, c'est le terme $e^{-jk(R-R_{i,n})}$ qui est développé en série de Taylor d'ordre 4 :

$$e^{-jk(R-R_{i,n})} \approx 1 - jk\left(R - R_{i,n}\right) - \frac{k^2\left(R - R_{i,n}\right)^2}{2} + j\frac{k^3\left(R - R_{i,n}\right)^3}{6} + \ldots \tag{3-42}$$

Ce qui nous permet d'obtenir l'expression $\tilde{L}_{i,n}$ de l'inductance partielle suivante :

$$\tilde{L}_{i,n} \approx \tilde{L}_{i,n}^{qs} + \tilde{L}_{i,n}^{(1)} + \tilde{L}_{i,n}^{(2)} + \tilde{L}_{i,n}^{(3)} \tag{3-43}$$

Avec

$$\tilde{L}_{i,n}^{qs} = L_{i,n}^{qs} e^{-jkR_{i,n}} \tag{3-44}$$

$$\tilde{L}_{i,n}^{(1)} = jkR_{i,n} L_{i,n}^{qs} e^{-jkR_{i,n}} + L_{i,n}^{(1)} e^{-jkR_{i,n}} \tag{3-45}$$

$$\tilde{L}_{i,n}^{(2)} = \left[\frac{(-jkR_{i,n})^2}{2} L_{i,n}^{qs} - (-jkR_{i,n}) L_{i,n}^{(1)} + L_{i,n}^{(2)}\right] e^{-jkR_{i,n}} \tag{3-46}$$

$$\tilde{L}_{i,n}^{(3)} = \left[-\frac{(-jkR_{i,n})^3}{6} L_{i,n}^{qs} + \frac{(-jkR_{i,n})^2}{2} L_{i,n}^{(1)} - (-jkR_{i,n}) L_{i,n}^{(2)} + L_{i,n}^{(3)} \right] e^{-jkR_{i,n}} \qquad (3\text{-}47)$$

Précisons que l'expression $\overline{L}_{i,n}$ n'est valable que pour des distances R petites devant la longueur d'onde λ, tandis que $\tilde{L}_{i,n}$ est valable même pour des distances de l'ordre de la longueur d'onde. Les termes $\tilde{L}_{i,n}^{(i)}$ sont ceux qui nous intéressent et dont nous chercherons des expressions analytiques. Pour le reste du raisonnement, nous allons nous focaliser sur le cas des risers en supposant que la dimension de la section droite des conducteurs est très petite par rapport à la longueur d'onde, d'où l'application de l'approximation des fils minces. Nous présupposerons aussi que les conducteurs ont une conductivité infinie et sont de rayon « a ». Le riser sera discrétisé en plusieurs segments de longueur $l = \lambda/30$, de sorte que le courant puisse être considéré comme constant sur chaque segment. En reprenant la démarche suivie dans la section 3.4.2.2, deux segmentations sont faites, une inductive et une capacitive, comme illustré dans la Figure 3-16.

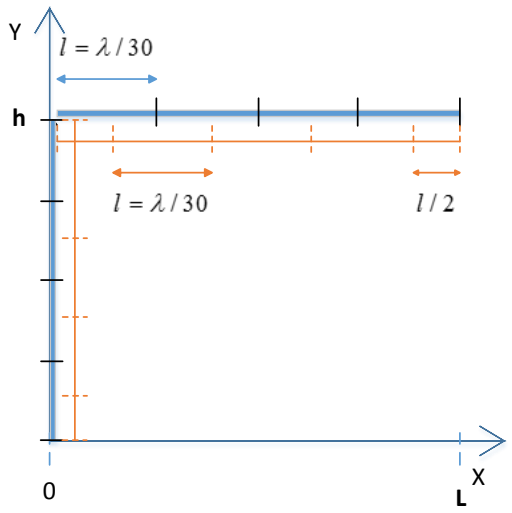


Figure 3-16 : Segmentation du riser, Cellules inductives (trait plein), Cellules capacitives (pointillés)

Pour décrire la géométrie du riser, nous reprenons l'équation paramétrique de la TLST (section 3.3.1). En prenant en compte toutes ces hypothèses, les coefficients partiels adaptés au cas des fils minces deviennent :

$$L_{i,n} = \cos(\mathbf{T}_{l_i} \cdot \mathbf{T}_{l_n}) \int_{l_i} \int_{l_n} \frac{\mu e^{-jkR}}{4\pi R} dl' dl \qquad (3\text{-}48)$$

$$p_{i,n} = \frac{1}{l_i l_n} \int_{l_i} \int_{l_n} \frac{e^{-jkR}}{4\pi\varepsilon R} dl' dl \qquad (3\text{-}49)$$

Avec $\mathbf{T}_{l_i}$, le vecteur tangentiel de la cellule i. $l_i$est la longueur de la cellule i.

$$R = \sqrt{\left(x(l') - x(l)\right)^2 + \left(y(l') - y(l)\right)^2} \tag{3-50}$$

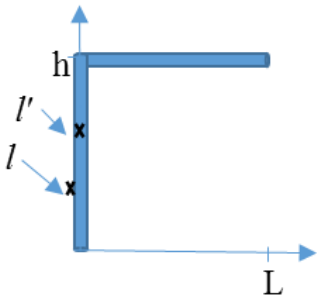


Figure 3-17 : Points de source et d'observation sur la partie verticale du riser

Comme pour la TLST, en fonction de la position des points sources l'et des points d'observation$l$, nous allons attribuer à chaque coefficient partiel une fonction de Green (G_{A_V},G_{φ_V} ,$G_{\varphi_{H\to V}}$, G_{A_H}, G_{φ_H}et $G_{\varphi_{V\to H}}$) telles que définies dans la section 3.3.1. À titre d'exemple, lorsque les points de sources et d'observation sont sur la partie verticale (Figure 3-17), les coefficients partiels sont donnés par les expressions suivantes :

$$L_{i,n}^V = \frac{\mu}{4\pi} \int_{l_i} \int_{l_n} G_{A_V}(l, l')\, dl' dl \tag{3-51}$$

$$p_{i,n}^V = \frac{1}{4\pi\varepsilon l_i l_n} \int_{l_i} \int_{l_n} G_{\varphi_V}(l, l')\, dl' dl \tag{3-52}$$

3.4.4 Analogie avec la TLST et le couplage avec la théorie des lignes classique

Dans cette partie, nous adopterons le même raisonnement qu'à la section 3.3, c'est-à-dire que nous modéliserons les risers avec la méthode PEEC et la partie uniforme de la ligne avec la théorie classique. Nous avons déjà évoqué auparavant, le problème du raccordement entre les paramètres linéiques du riser et ceux de la ligne uniforme du milieu. Avec la TLST, il est possible de visualiser les paramètres linéiques d'une ligne, ce qui n'est pas le cas avec la méthode PEEC. Par ailleurs, nous savons que les paramètres linéiques d'une ligne finie varient aux extrémités de cette dernière, quelles que soient les conditions aux limites. Dans notre cas, les risers sont considérés comme des lignes non uniformes entrainant une variation des paramètres linéiques. Par contre, nous avions constaté que le comportement des parties qui sont loin des limites et qui ont une géométrie uniforme (Figure 3-18) s'approchait plus ou moins du comportement d'une ligne uniforme infinie. C'est dans ces zones qu'il faut effectuer le raccordement.

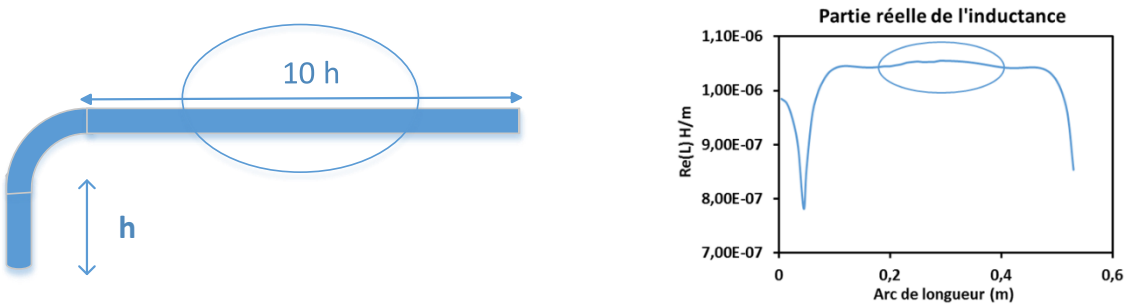
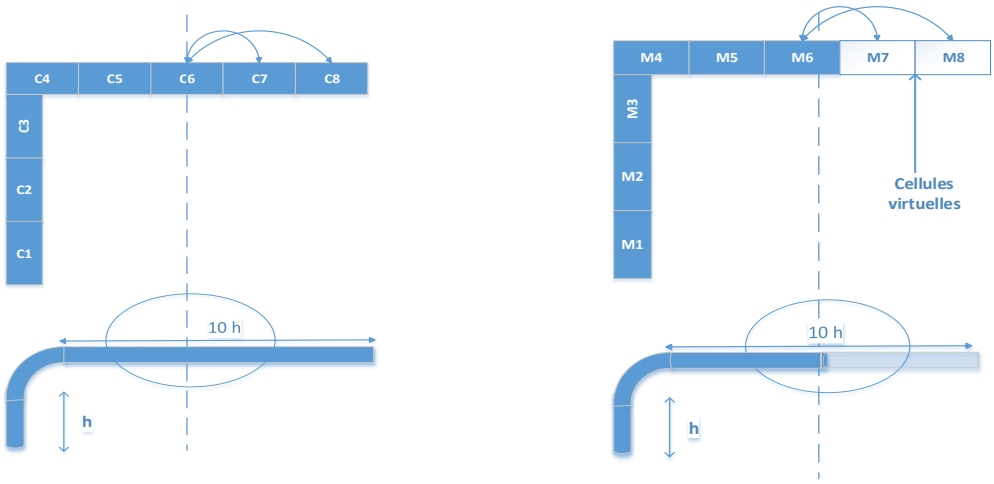


Figure 3-18 : Partie du riser ayant un comportement d'une ligne uniforme (encerclée en bleu) et la partie réelle de son inductance linéique

En utilisant uniquement à la méthode PEEC, nous ne saurions établir ce raccordement car nous ne disposons pas de données des paramètres linéiques. Nous utiliserons donc la TLST pour aboutir à un couplage entre la méthode PEEC et la théorie des lignes. Le comportement de la partie réelle de l'inductance linéique dans la Figure 3-18, du côté droit de la ligne, représente l'effet que pourrait avoir un circuit ouvert sur une ligne uniforme. C'est ce changement brutal d'impédance qui marque l'aspect fini d'une ligne. En modélisant un riser avec la TLST, nous pouvons nous positionner sur la partie encerclée de la Figure 3-18, en fixant le dernier point d'observation sur cette partie tout en prenant en compte le couplage avec le reste de la ligne, supposé être virtuel (la cellule M6 de la Figure 3-19(b)). Cependant, nous ne pourrions pas suivre cette démarche avec PEEC, car le positionnement dans cette zone requiert les couplages avec le reste de la ligne, qui dépendent des valeurs de courants et tensions (Figure 3-19 (a)).



(a) (b)

Figure 3-19 : Point de raccordement sur la cellule 6 du riser. (a) Modélisation avec des cellules PEEC. (b) Modélisation avec les matrices chaines de la TLST

Pour contourner ce problème, nous avons utilisé les matrices de chaines inverses du modèle de la TLST pour supprimer les cellules indésirables de PEEC. En choisissant les mêmes dimensions des cellules

pour les deux méthodes, cette stratégie donne de bons résultats. Les matrices de chaines dont nous avons besoin ne seront pas issues du modèle du riser, mais d'une ligne de transmission finie horizontale d'une hauteur h et qui possède les mêmes propriétés physiques des conducteurs du riser. La Figure 3-20 représente la partie équivalente au riser dans une ligne finie.

Figure 3-20 : Parties des lignes ayant les mêmes paramètres linéiques

En fait, lorsque la longueur de la partie horizontale du riser dépasse une certaine limite (10h dans notre cas), cette dernière se comporte comme une ligne finie du côté du circuit ouvert. Cette partie n'est plus influencée par la partie verticale du riser.

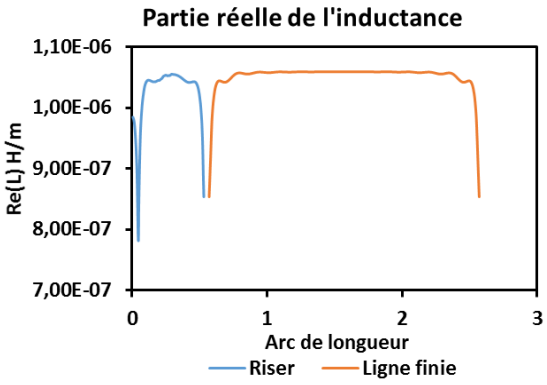


Figure 3-21 : Partie réelle de l'inductance d'un riser et d'une ligne finie

L'avantage de cette démarche réside dans le fait que les paramètres linéiques des lignes finies sont définis par des expressions semi-analytiques déjà existantes [39].

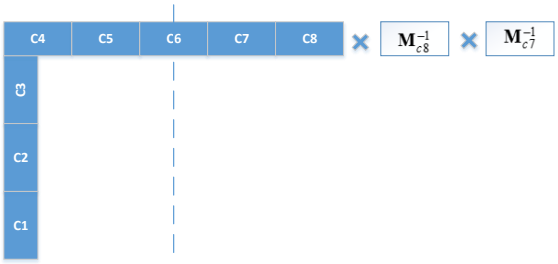


Figure 3-22 : Suppression des cellules C7 et C8 du circuit PEEC avec les matrices chaines de la TLST

La Figure 3-22 montre la procédure qui permet de supprimer les cellules responsables de l'aspect fini de la partie horizontale du riser. Pour cela, les cellules C7 et C8 modélisées avec PEEC sont supprimées par leur équivalent en matrice chaine, et calculées avec par les expressions de la TLST.

3.4.5 L'intérêt de la correction avec les matrices chaines de la TLST

Dans la Figure 3-24, nous montrons l'intérêt de la procédure de correction (Figure 3-23), à l'égard de l'aspect fini du riser (du côté circuit ouvert). Nous justifions à travers cet exemple l'analogie faite avec la TLST dans la section 3.4.4.

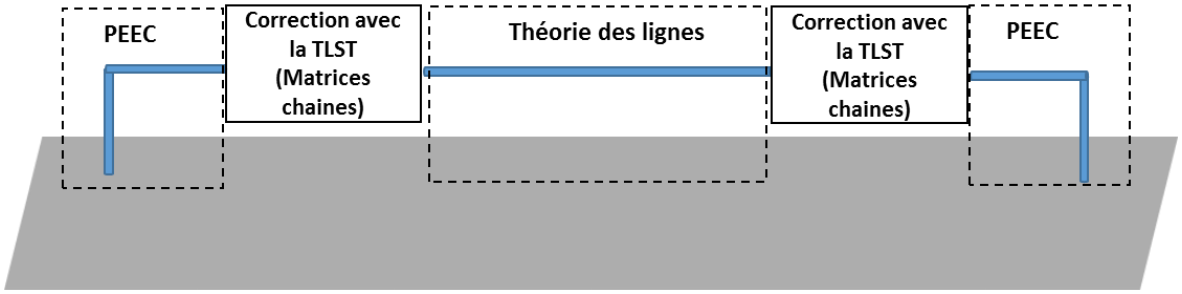


Figure 3-23 : Procédure de modélisation d'une ligne de transmission avec risers

Nous confirmons également l'hypothèse posée au départ pour corriger l'aspect fini avec les matrices de chaines inverses de la TLST d'une ligne finie (avec des circuits ouverts aux extrémités). Le choix de ces dernières est avantageux, étant donné l'existence de formules analytiques pour les paramètres linéiques [39]. En nous basant sur ces données, nous déduisons l'importance du raccordement dans le modèle. Ce raisonnement peut être appliqué avec d'autres méthodes, notamment numériques. Il sera utilisé pour simplifier l'étude, en modélisant les géométries non uniformes avec des méthodes numériques et les parties supposées uniformes avec la théorie classique.

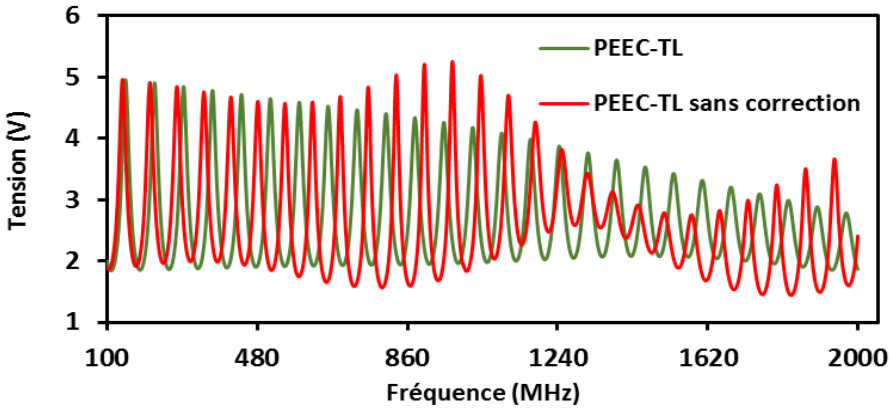


Figure 3-24 : Tension au niveau de la charge d'une ligne de transmission de longueur 2m, de hauteur 3cm et de rayon 75mm en fonction de la fréquence, avec et sans correction par la TLST

Cependant, la problématique du raccordement persistera quelle que soit la méthode utilisée. Cet exemple illustre l'intérêt de notre méthode. En introduisant notre modèle, qui est un couplage entre la méthode PEEC et la théorie des lignes, nous avons simplifié au maximum la procédure de calcul. De plus, nous avons évité les intégrations numériques en nous basant sur des formules analytiques.

3.4.6 Étude du modèle

3.4.6.1 Exemple de validation

Pour valider les deux modèles développés précédemment, nous effectuerons une comparaison avec une méthode numérique, en l'occurrence la MoM. Dans cet exemple, l'équation intégrale utilisée par la MoM est la EFIE, qui met en œuvre un maillage surfacique. La simulation avec la MoM est réalisée sur une ligne de transmission filaire réaliste, prenant en compte le volume du conducteur et la courbure du riser, sans aucune approximation. Concernant le plan de masse métallique, comme nous ne pouvons pas reproduire un plan de masse infini parfait dans la simulation, nous avons appliqué la théorie des images en ajoutant un deuxième conducteur qui est symétrique au premier par rapport au plan de masse. Dans cette simulation, nous nous servirons d'un maillage de longueur $\lambda/20$. Concernant les méthodes PEEC et TLST, la partie uniforme sera modélisée avec la théorie des lignes classique ou la TLST.

Concernant notre modèle avec la méthode PEEC, nous allons utiliser la méthode MNA-BLT présentée dans le chapitre précédent pour la résolution des équations. Prenons l'exemple d'une ligne de transmission cylindrique de rayon r=0.75mm, de longueur L=2m et de hauteur 3 cm par rapport à un plan de masse parfait.

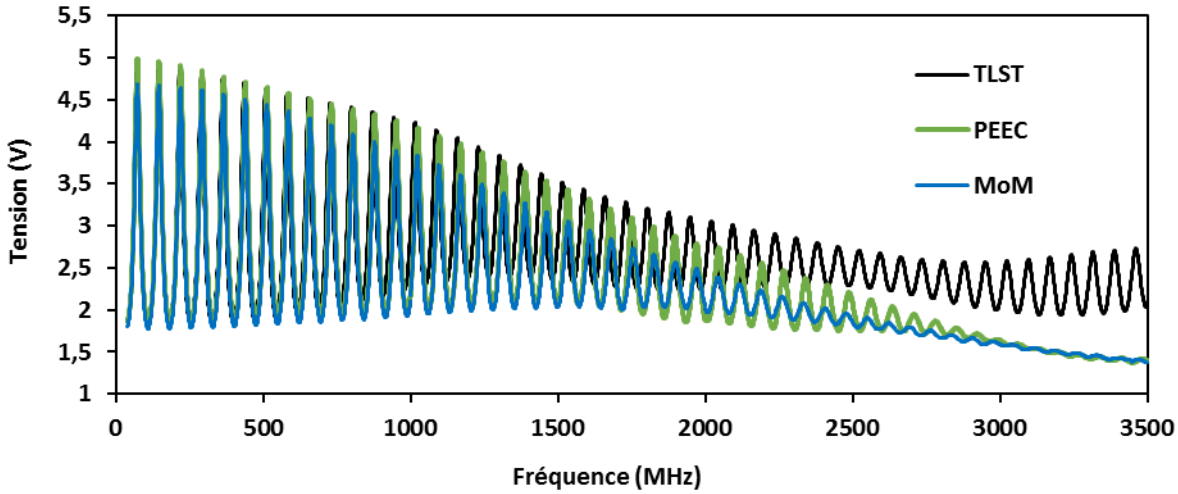


Figure 3-25 : Validation des modèles avec la MoM, tension au niveau de la charge-L = 2m, hauteur 3cm

Aux extrémités de la ligne, la connexion à la masse se fait à l'aide des risers. La ligne est alimentée par un générateur de tension de 10 V et elle est connectée à deux charges de 50 Ohms des deux côtés. Lors de cette comparaison, nous afficherons les tensions au niveau de la charge d'extrémité. Concernant notre modèle développé avec la méthode PEEC, l'on suit la démarche expliquée dans la section précédente qui est résumée dans la Figure 3-23. D'après la Figure 3-25, constatons que notre modèle concorde globalement bien avec la MoM jusqu'à la fréquence 2 GHz. Cependant, au-delà de celle-ci, les résultats

divergent en termes d'amplitudes. Par ailleurs, les deux courbes suivent la même tendance descendante qui met en relief l'atténuation due aux pertes par rayonnement. Il se peut que le choix de la position de la jonction puisse influencer la précision du résultat. Dans notre étude, nous ne nous étions pas orientés vers l'optimisation du choix de la jonction. Par ailleurs, la même position de la jonction a été choisie pour les méthodes TLST et PEEC.

La discrétisation des sections des risers a été définie avec des cellules de longueur $\lambda/20$. Le résultat de la Figure 3-25 est obtenu en modélisant seulement une longueur de $L_H = 3h$ de la partie horizontale du riser, avec les méthodes PEEC et TLST. Ainsi, nous avons démontré d'une part que l'approximation des fils minces est valable pour des modèles de conducteurs réalistes. D'autre part, nous prouvons que les extrémités d'une ligne de transmission, et les parties dont la géométrie est non uniforme sont responsables de l'effet en haute fréquence. Dans un autre exemple, nous avons changé la hauteur de la ligne (h=5cm), en allant jusqu'à 2 GHz. Cette fois-ci, nous avons comparé la méthode numérique MoM, notre référence, avec notre méthode (PEEC). De la même manière, nous affichons la tension au niveau de la charge d'extrémité (Figure 3-26). Nous constatons alors que notre modèle est proche du modèle de référence, notamment en haute fréquence. Les différences d'amplitudes au niveau des pics de résonnances, sont approximativement inférieures ou égales à 0.5V, de ce fait, ces résultats restent fiables notamment lorsqu'il s'agit d'une étude en CEM. En nous basant sur ces derniers, nous en déduisons que notre modèle est précis lorsque la hauteur de la ligne est inférieure à $\lambda/4$.

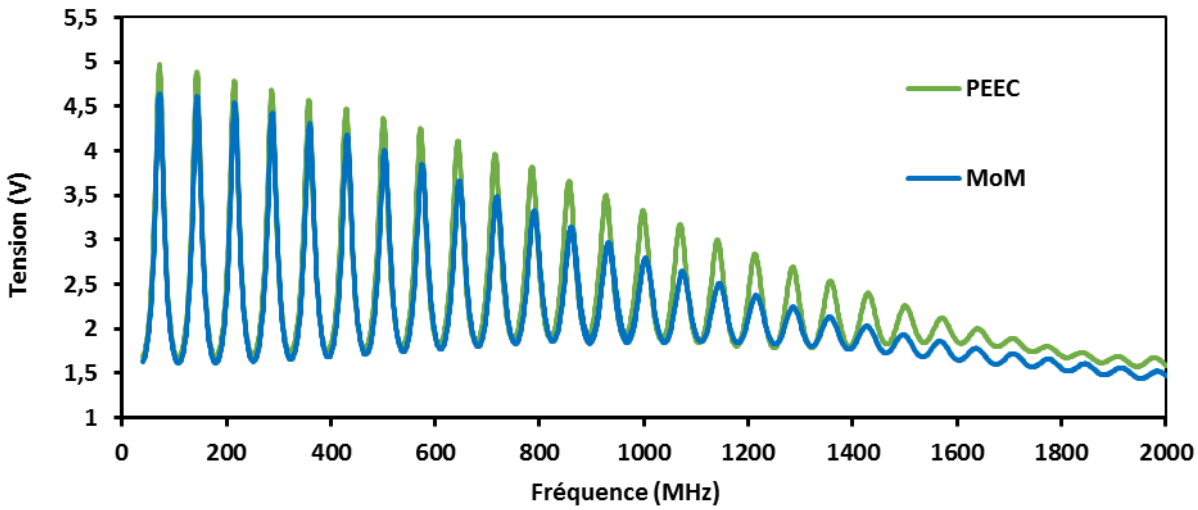


Figure 3-26 : Comparaison des méthodes PEEC et MoM pour le calcul de la tension au niveau de la charge-L=2m, hauteur 5cm

Au-delà de cette limite, les résultats divergent un peu, mais restent corrects en termes d'amplitudes, les écarts sont minimes. Malgré les divergences constatées au-delà de cette limite, notre modèle reste plus précis que les modèles analytiques et la TLST.

3.4.6.2 Performances et temps de calcul

En s'appuyant sur l'exemple présenté ci-dessus, nous présentons à titre comparatif les caractéristiques des méthodes en termes de temps de calcul. Les calculs ont été réalisés sur un ordinateur de bureau ayant un processeur tournant à une fréquence de 2,6 GHz et une RAM de 8 Go. Les données présentées dans les tableaux ci-dessous correspondent à un maillage de longueur $\lambda/20$ pour les méthodes PEEC, TLST, et MoM. D'après les résultats affichés dans le Tableau 3-2, notons que notre modèle permet en effet de réduire les temps de calcul en divisant ceux de la MoM par un facteur de 22. Par ailleurs, en nous basant sur les tableaux 3-2 et 3-3, nous remarquons que le temps de calcul de la méthode PEEC résulte du nombre de cellules $Nbr_{cellules}$ du maillage, qui dépend à son tour de la hauteur de la ligne et de la fréquence. Ainsi, plus le nombre de cellules augmente plus le temps de calcul sera important.

Méthodes	**Nombre de cellules**	**Temps de calcul/Point de fréquence (s)**	**Bande de fréquence**
PEEC	64	10	40-2000MHz
TLST	32	22	
MoM	//	228	

Tableau 3-2 : Comparaison des temps de simulation entre les méthodes MoM et PEEC d'une ligne de transmission de longueur 2m placée à une hauteur de 3cm par rapport au plan de masse

Méthodes	**Nombre de cellules**	**Temps de calcul/Point de fréquence (s)**	**Bande de fréquence**
PEEC	104	22	40-2000MHz
MoM	//	235	

Tableau 3-3 : Comparaison des temps de simulation entre les méthodes MoM et PEEC d'une ligne de transmission de longueur 2m placée à une hauteur de 5cm par rapport au plan de masse

Les méthodes opérant dans le domaine fréquentiel tel que PEEC et la MoM ne sont pas adaptées aux structures électriquement larges, leurs temps de calcul dépendent fortement du maillage. Notons que le nombre de cellules présenté dans les tableaux ci-dessus prend en compte les deux risers de la ligne, avec une multiplication par 2 pour la méthode PEEC, car elle comporte les cellules de courant et les cellules de potentiel. D'après les résultats affichés dans les tableaux ci-dessus, nous constatons également que les temps de calcul ont été multipliés par deux en changeant la hauteur de la ligne, de 3 cm à 5 cm.

3.4.6.3 Le nombre de coefficients suffisant du développement en série de Taylor

Dans le but d'améliorer les temps de calcul, nous avons refait une simulation de la ligne de transmission précédente en utilisant seulement le premier terme du développement en série de Taylor du terme exponentiel (3-42) présenté dans la section 3.4.3.

Nombre de termes de la série de Taylor	Bande de fréquence	Temps de calcul/Point de fréquence (s)
1	40-2000MHz	3
4		10

Tableau 3-4 : L'impact du nombre de termes choisi sur le temps de calcul (Méthode PEEC)

D'après les données figurant dans le Tableau 3-4 il s'avère que le choix du nombre de termes de la série de Taylor influe fortement sur le temps de calcul. Ce dernier est divisé presque par trois en choisissant un seul terme au lieu de 4. Afin de vérifier l'impact de ce paramètre sur la précision des résultats, nous comparons la tension au niveau de la charge, calculée avec ces deux options. En nous basant sur les résultats de la Figure 3-27, nous constatons que le choix d'un seul coefficient de la série de Taylor est suffisant pour cette bande de fréquence, cela permet donc de réduire les temps de calcul d'un facteur de 3.

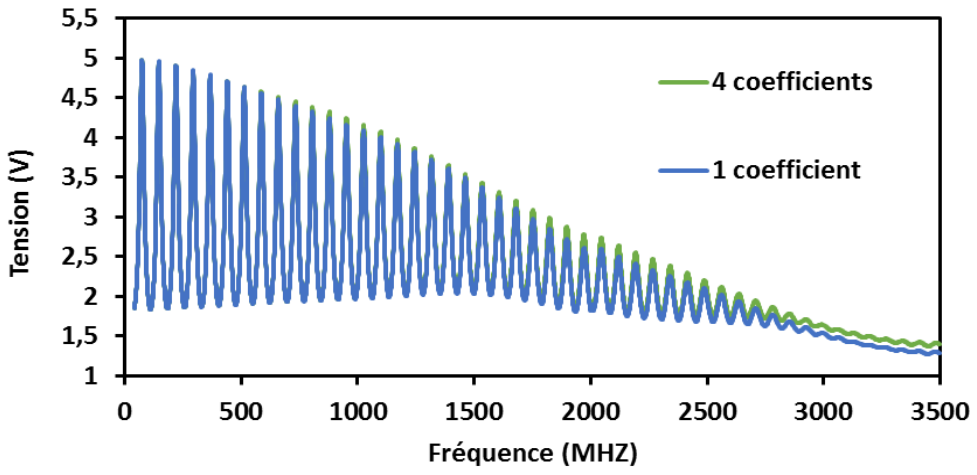


Figure 3-27 : Comparaison des tensions de la charge calculées avec 1 coefficient et 4 coefficients de la série de Taylor du terme exponentiel des paramètres linéiques de la méthode PEEC

3.4.6.4 Comparaison des modèles

Afin de résumer ce qui a été présenté dans la section précédente, nous dressons à titre comparatif un tableau (Tableau 3-5), qui mentionne les points forts et les points faibles de chaque méthode étudiée dans ce chapitre, avec les conditions d'utilisation.

Méthodes	MoM	PEEC-TL	TLST-TL	Paramètres modifiés (HF)
Discrétisation de la structure	Totale	Partielle	Partielle	Aucune
Résolution	Numérique	Semi-Analytique	Numérique	Analytique
Géométrie possible	Non uniforme et uniforme	Non uniforme et uniforme	Non uniforme et uniforme	Uniforme
Type d'utilisation	Globale uniquement	Globale et locale	Globale et locale	Globale uniquement
Temps de calcul	En fonction de la taille de la structure globale	En fonction du nombre de cellules du maillage	En fonction des géométries non uniformes localisées	Rapide
Précision HF	Très bonne	Bonne	Bonne	Moyenne

Tableau 3-5 : Tableau comparatif des méthodes appliquées aux lignes de transmission

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons évoqué la problématique de la modélisation haute fréquence des lignes de transmission. Plusieurs modèles ont été explicités en faisant des comparaisons à travers des exemples concrets. Chacune de ces méthodes a ses avantages et ses inconvénients en termes de performances. Les modèles analytiques sont certes rapides, mais manquent de précision dès que l'on quitte l'approximation quasi stationnaire. Une amélioration a été portée à la théorie classique en introduisant les paramètres linéiques modifiés du modèle de Chabane. Malgré le fait qu'ils améliorent plus ou moins le résultat, le modèle devient rapidement limité en haute fréquence. La TLST est la méthode numérique qui nous a permis de bien étudier les lignes de transmission, notamment à travers ses paramètres linéiques très précis, qui varient avec la position et la fréquence. Cela nous a permis de bien visualiser les zones où la théorie des lignes classique n'est pas valable. Il a été démontré que les parties à géométrie non uniforme étaient celles responsables des pertes par rayonnement. De même, nous avons constaté de fortes variations de tous les paramètres linéiques au niveau des risers. Dans notre étude, nous nous sommes focalisés sur les risers comme géométrie non uniforme, qui ne constitue qu'un cas particulier parmi d'autres. Bien que la méthode itérative donne de bons résultats, elle consomme néanmoins beaucoup de ressources et de temps de calcul.

L'étude était orientée vers l'optimisation du modèle des lignes de transmission afin qu'il puisse prendre en compte l'aspect fini, les géométries non uniformes et les pertes par rayonnement. Les parties

uniformes de la ligne de transmission ont été modélisées avec la théorie des lignes classique, tandis que les parties non uniformes ont été modélisées avec la TLST. Par ailleurs, le raccordement entre les deux parties n'est possible qu'en choisissant la bonne jonction, comme il a été précisé dans la section 3.3.2. Pour la modélisation des risers, la TLST utilise des intégrations numériques, ce qui génère un temps de calcul conséquent. Pour pallier ce problème, nous avons proposé un nouveau modèle qui permet de modéliser les risers avec la méthode PEEC. Ce choix a été basé sur la compatibilité de PEEC avec la méthode de simulation des réseaux de lignes multifilaires, en l'occurrence le couplage MNA-BLT, qui a été introduit dans le chapitre précédent. De plus, nous avons donné des expressions analytiques des paramètres partiels de PEEC qui sont valables dans le cas des conducteurs cylindriques avec l'approximation des fils minces. À l'aide de ces expressions analytiques, nous évitons les intégrations numériques, ce qui présente un avantage remarquable en termes de ressources et de temps de calcul. Cependant, en faisant l'analogie avec la TLST, nous avons constaté que le problème de la jonction avec la théorie classique était similaire. Afin de valider le modèle, une comparaison a été faite avec les deux méthodes numériques, notamment la MoM et la TLST. Nous avons pu constater à travers ces deux exemples que notre modèle est précis notamment en haute fréquence ; de plus, il permet de réduire les temps de calcul par un facteur de 22 au minimum en comparaison avec la méthode MoM.

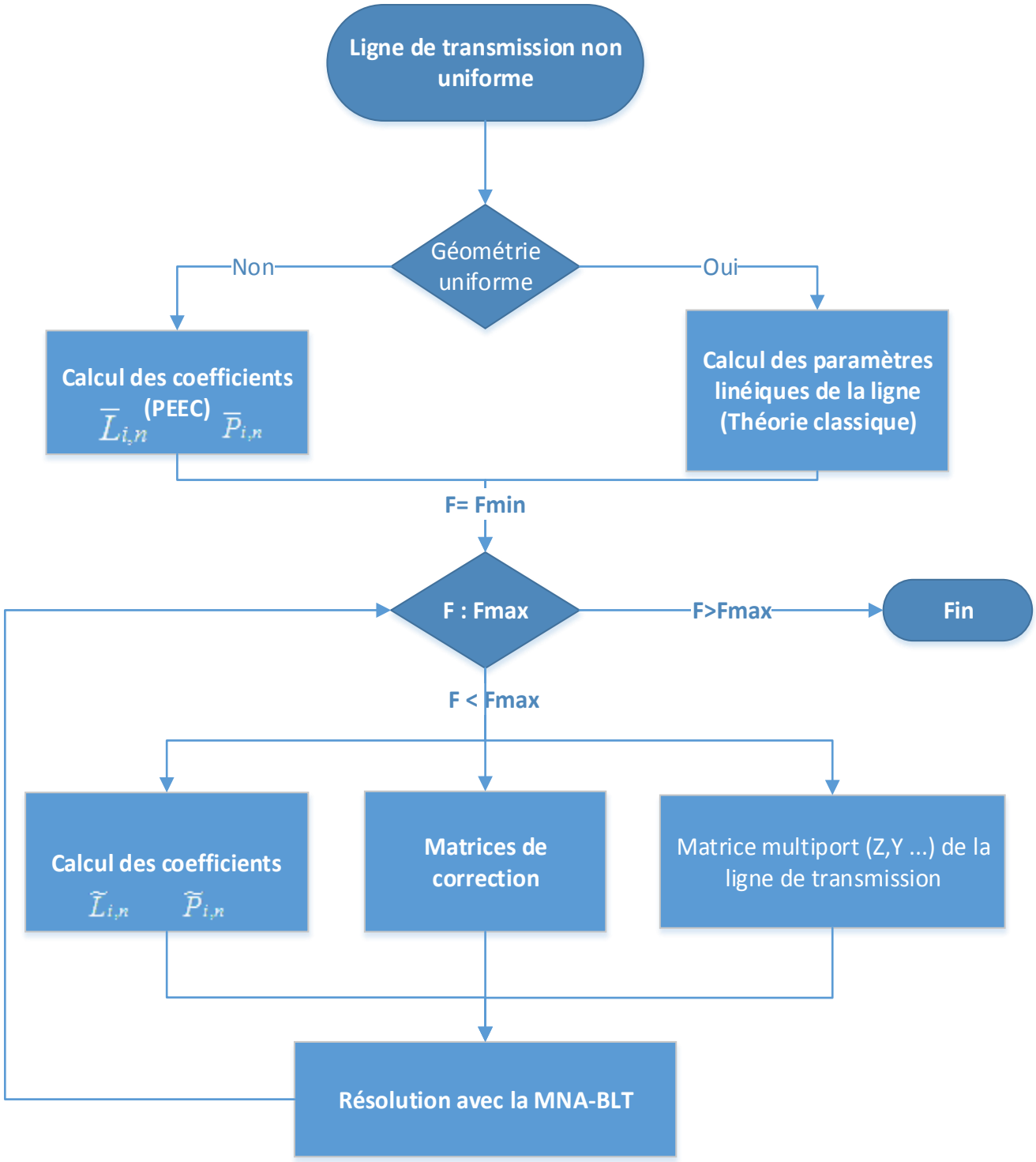


Figure 3-28 Diagramme de flux de l'algorithme du couplage PEEC BLT

Chapitre 4

Étude expérimentale des lignes de transmission et application aux goulottes métalliques

4.1 Introduction

Dans les chapitres précédents, nous avons présenté plusieurs modèles de lignes de transmission tels que la théorie des lignes multifilaires et le modèle haute fréquence basé sur la méthode PEEC. Afin de les valider, nous les avons confrontés aux méthodes numériques (FDTD et MoM) qui reproduisent les mêmes conditions de simulation en l'occurrence les conditions d'un cas parfait. Cette validation reste néanmoins insuffisante, car elle ne reflète pas un cas réaliste dans le sens où les pertes des matériaux des plans de masse ne sont pas prises en compte. C'est la raison pour laquelle nous avons décidé d'entamer une validation expérimentale que nous présenterons dans ce chapitre. Par ailleurs, nous allons également aborder le sujet des goulottes métalliques d'un point de vue CEM. Généralement, les modèles des lignes multifilaires tels que la théorie des lignes classique supposent que le potentiel de référence ou le conducteur de retour du courant est celui du plan de masse infini parfait. Or, dans la réalité, les câbles sont entourés de plusieurs structures métalliques, notamment les ailes des goulottes. Face à cette problématique, les modèles simplifiés ne sont plus valables dans la mesure où le courant peut changer de chemin de retour et l'équipotentialité n'est plus assurée. Le recours aux méthodes numériques reste une solution envisageable, mais très coûteuse (ressources informatiques). Pour cela, dans ce chapitre nous proposons notre contribution avec un modèle simplifié de goulottes métalliques et plans de masse finis.

La première partie de ce chapitre est consacrée à la validation expérimentale des modèles de lignes de transmission. Pour cela, une description détaillée du banc de test est donnée. Nous commencerons par valider le cas d'une seule ligne. Nous nous attarderons particulièrement sur l'effet des extrémités des lignes de transmission et leurs impacts sur le rayonnement parasite des lignes de transmission en haute fréquence. Ensuite, nous allons valider expérimentalement les couplages entre deux conducteurs en fonction de leurs positions, nos mesures seront également confrontées aux méthodes numériques ainsi qu'aux modèles développés dans les chapitres précédents.

Dans la deuxième partie, nous présenterons quelques notions importantes concernant les goulottes, notamment l'aspect CEM. Ensuite, nous introduirons notre modèle simplifié avec quelques exemples d'application. Le modèle sera confronté aux modèles analytiques simplifiés et aux méthodes numériques

classiques. L'étude inclura les couplages entre les conducteurs au sein d'une goulotte en fonction de leurs positions. Nous aborderons également ses limites en termes de gamme de fréquences.
La dernière partie du chapitre sera dédiée à l'étude des goulottes métalliques et leurs influences sur la propagation des ondes électromagnétiques en basse et haute fréquence. Une étude sera donc menée sur l'effet des dimensions des goulottes et des extrémités des lignes et leurs impacts sur l'apparition des modes de propagation supérieurs.

4.2 Validation expérimentale

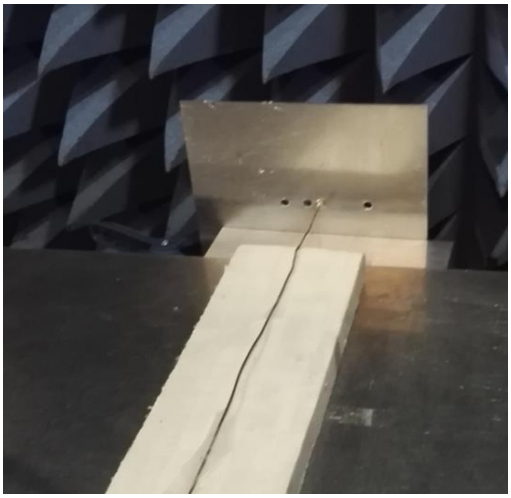
4.2.1 Description du banc de mesure

Le banc de test a été monté pour la validation expérimentale des modèles développés précédemment et pour l'étude des effets des terminaisons et des goulottes, notamment en basse et haute fréquence. Il est installé dans une chambre semi-anéchoïque afin de reproduire les conditions de l'espace libre en évitant les réflexions des ondes électromagnétiques à l'aide d'absorbants. Ce banc, comme le montre la photo ci-dessous (Figure 4-1), est composé d'un plan de masse en aluminium de largeur 1m et de longueur 2 m. Des conducteurs de longueurs 2.14m et de rayons 0.75mm sont installés au-dessus du plan de masse. Des supports transparents aux fréquences étudiées ont été élaborés afin de bien respecter les hauteurs et les distances des conducteurs.

Figure 4-1 : Banc de test en chambre anéchoïque

L'excitation des lignes de transmission se fait à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel utilisé sur une plage fréquentielle allant de 1 MHz à 3,6 GHz. Il émet le signal sur une extrémité d'une ligne et le reçoit sur l'autre extrémité. Pour éviter de percer le plan de masse, des panneaux métalliques sont fixés au niveau de ces deux extrémités, permettant ainsi la continuité de la masse. Les connecteurs utilisés pour le raccordement des câbles de l'analyseur de réseau aux conducteurs filaires sont de type SMA. Dans le cas d'une configuration multifilaire, nous connectons des charges 50 Ω aux extrémités non connectées à l'analyseur de réseau.

(a)



(b)

Figure 4-2 : Terminaisons des lignes de transmission. (a) risers – (b) panneaux

Dans nos configurations, nous utiliserons deux structures métalliques différentes : les panneaux et les risers (Figure 4-2). Ils serviront de support pour le retour du courant, du conducteur filaire vers le plan de masse. Dans le but de valider les mesures de paramètres S, réalisées expérimentalement, nous les confronterons aux résultats de simulations obtenus à l'aide de la méthode FDTD et des modèles explicités dans les chapitres 2 et 3. La configuration expérimentale est modélisée de façon rigoureuse, en reproduisant les mêmes conditions du cas réel (Conditions aux limites, dimensions des structures métalliques). Hormis le fait que la simulation permet de valider les mesures expérimentales, elle aide à mieux comprendre les phénomènes physiques, en visualisant d'autres grandeurs telles que les densités de courant et la cartographie du champ électromagnétique.

4.2.2 Le cas d'un seul conducteur

4.2.2.1 Terminaisons avec panneaux

Généralement, dans les modèles analytiques de lignes de transmission, les chemins de retours entre le conducteur horizontal et le plan de masse ne sont pas pris en compte. Cela simplifie le modèle, en attribuant une fonction de Green adaptée aux lignes de longueurs infinies. Or, dans la réalité, les connexions à la masse se font de différentes façons, notamment au niveau de l'équipement à l'extrémité du conducteur. Dans cette partie, à titre d'exemple nous opterons pour des panneaux métalliques afin d'étudier l'impact des extrémités des conducteurs sur la transmission du signal. Pour cela, nous proposons trois dimensions de panneaux métalliques en aluminium : 5x5cm, 10x10cm et 20x20cm. Ces panneaux sont connectés aux extrémités d'un conducteur de rayon 0.75mm en cuivre placé à une hauteur 3cm par rapport au plan de masse. Les mesures sont effectuées avec le banc de test décrit précédemment.

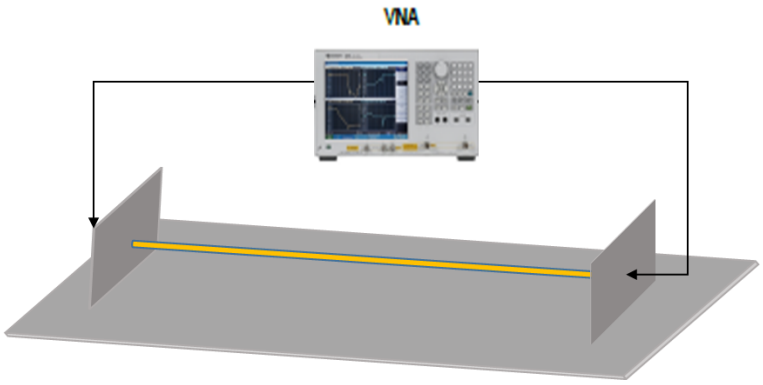


Figure 4-3 : Configuration de la mesure avec des panneaux aux extrémités

Les résultats sont relevés sous forme de paramètres S pour chaque configuration. L'un des objectifs de cette section est l'étude des pertes par rayonnement. Pour cela, nous nous baserons sur le concept du FLF (Forward Loss Factor) ; ce dernier consiste à estimer les pertes dans un dispositif passif en faisant la différence entre la puissance émise et la puissance transmise sur chacun des ports.

$$FLF = 1 - |S_{11}|^2 - |S_{12}|^2 \tag{4-1}$$

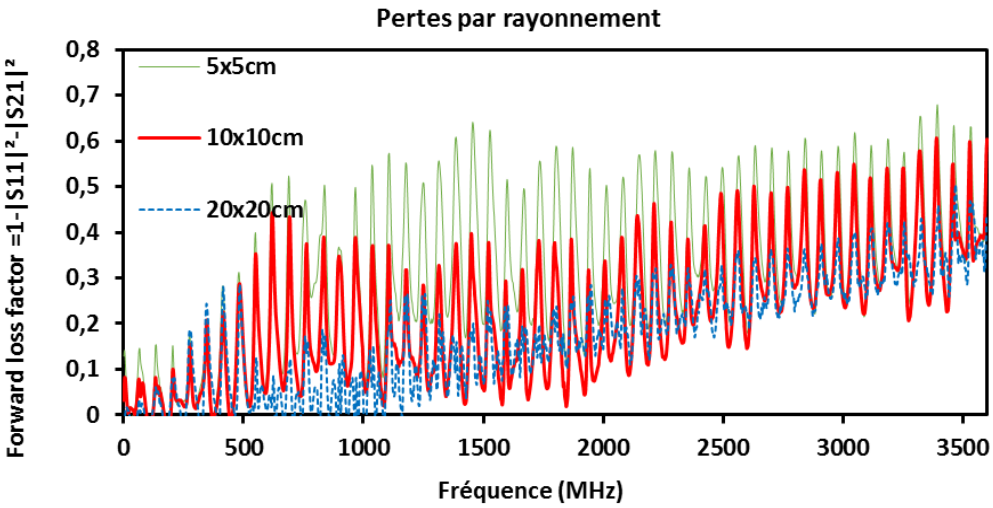
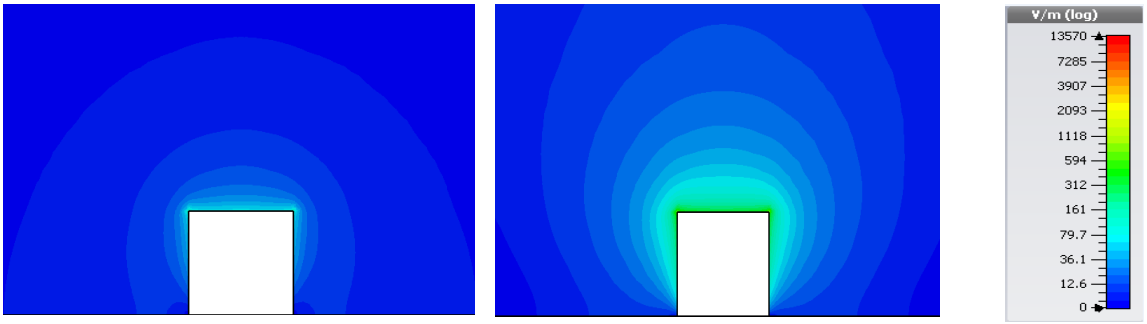


Figure 4-4 : Pertes par rayonnement pour différentes dimensions de panneaux

La Figure 4-4 présente les pertes par rayonnement pour trois tailles de panneaux. Le panneau de dimension 5x5cm est celui qui rayonne le plus, notamment dans la bande de fréquence : 500MHz-2GHz où l'écart devient important par rapport aux panneaux larges. Ces rayonnements peuvent être illustrés par la cartographie du module du champ électrique au niveau des panneaux. La Figure 4-5 montre que le panneau de dimension 5x5cm rayonne fortement à la fréquence 500 MHz.



(a) F=1MHz (b) F=500MHz

Figure 4-5 : Rayonnement du champ électrique d'un panneau de dimension 5x5cm

(a) F=1MHz (b) F=500MHz

Figure 4-6 : Rayonnement du champ électrique d'un panneau de dimension 20x20cm

En revanche, le panneau large de dimension 20x20cm présente peu de rayonnement en comparaison avec le premier, notamment pour les fréquences 1 MHz et 500 MHz (Figure 4-6). Dans le but de valider nos mesures, nous les confrontons aux résultats de simulations de la méthode FDTD pour le cas des panneaux de dimension 20cm x20cm (figures 4-7 et 4-8). Par ailleurs, nous remarquons une bonne concordance entre les résultats de mesures et ceux de simulations.

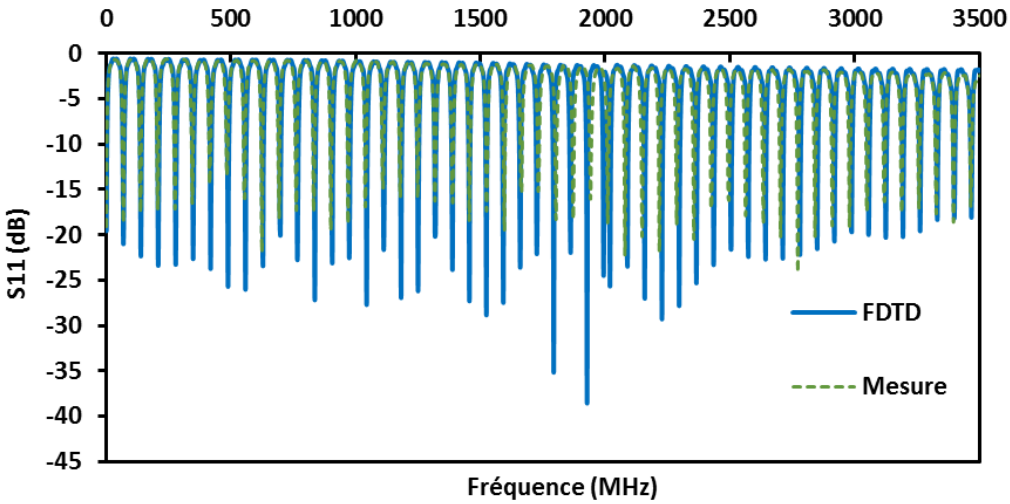


Figure 4-7 : Comparaison du paramètre S11 simulé en FDTD avec la mesure - Panneaux 20x20cm

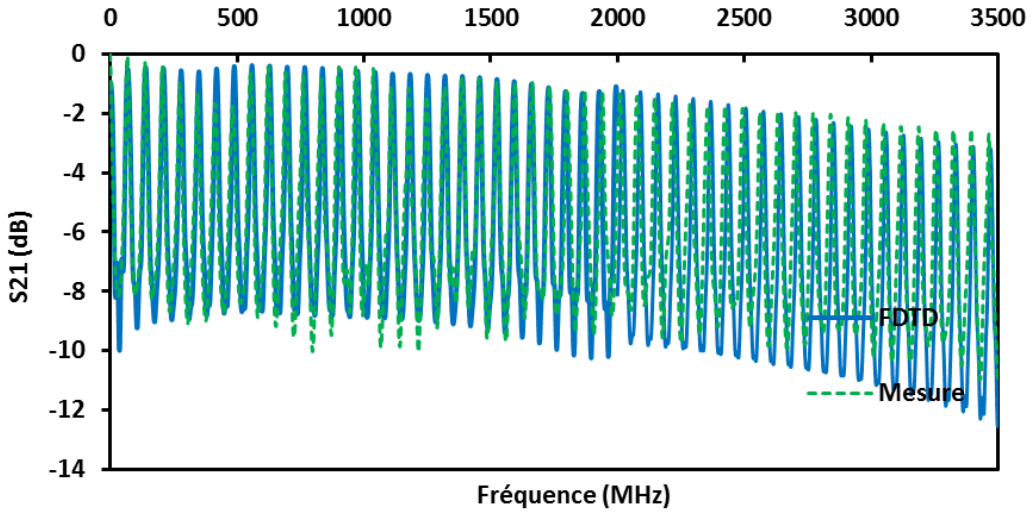


Figure 4-8 : Comparaison du paramètre S_{21} simulé en FDTD avec la mesure - Panneaux 20x20cm

4.2.2.2 Terminaisons avec risers

Nous proposons dans ce paragraphe de traiter une extrémité de ligne de transmission de type filaire, les risers. Leurs géométries étant similaires à une antenne monopole au-dessus d'un plan de masse, nous étudierons leurs rayonnements en haute fréquence. Pour cela, nous nous proposons de comparer des paramètres S_{21} de la ligne avec risers avec ceux de la ligne avec panneaux abordés dans le paragraphe précédent. D'après la Figure 4-9, nous constatons que les risers entrainent une atténuation linéaire en fonction de la fréquence. En revanche, les panneaux de dimensions 20cm x20cm ne provoquent qu'une faible atténuation. De ce fait, nous en déduisons que la dimension des extrémités d'une ligne de transmission constitue le facteur principal des pertes par rayonnement; plus sa dimension est petite et plus les pertes sont importantes.

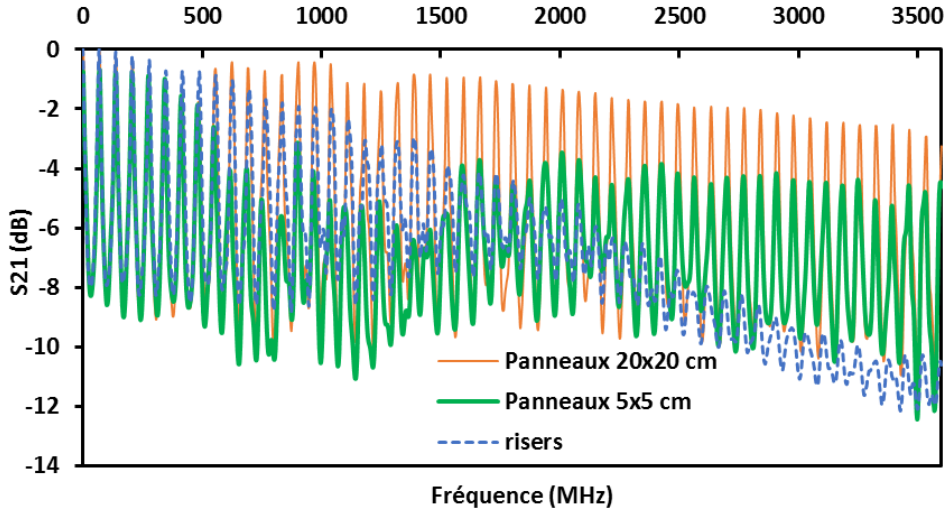


Figure 4-9 : Comparaison des coefficients de transmission S_{21} mesurés pour différentes terminaisons de ligne

Dans le chapitre 3, nous avons présenté notre modèle de ligne de transmission avec des risers, basé sur la méthode PEEC. Afin d'affirmer l'efficacité de notre modèle, nous allons le confronter aux résultats de mesures issus de notre banc de test.

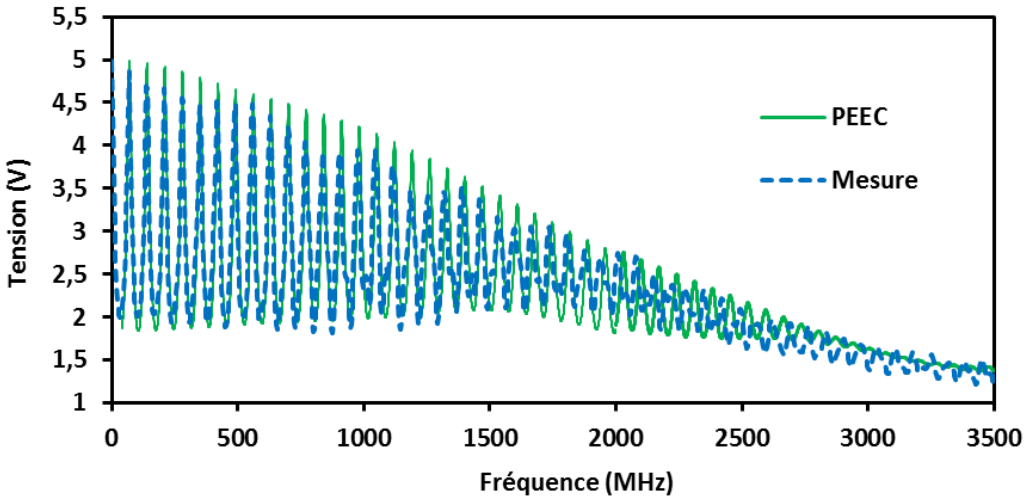


Figure 4-10 : Tension au niveau de la charge – Ligne de transmission de longueur 2.14m, de hauteur 3cm, de rayon 0.75mm – Comparaison mesures – simulation PEEC

On reprend l'exemple donné dans le chapitre 3, en changeant seulement la longueur de la ligne (L=2.14m) pour l'adapter à celle de la mesure. En nous basant sur les résultats affichés dans la Figure 4-10, nous remarquons que les résultats de notre modèle concordent bien avec la mesure sur toute la bande de fréquence.

4.2.3 Le cas de deux conducteurs couplés

Dans les paragraphes précédents, nous avons traité le cas monofilaire en explicitant l'effet des extrémités. Nous allons poursuivre dans ce sens notre validation avec le cas multifilaire, en rajoutant un deuxième fil conducteur pour ainsi créer un couplage électromagnétique entre les deux lignes.

(a) (b)

Figure 4-11 : Deux conducteurs couplés. (a) terminaison avec panneaux – (b) terminaison avec risers

De la même manière que précédemment, nous utilisons deux types d'extrémités (Panneaux, risers) tel que le montre la Figure 4-11. La procédure consiste à alimenter le conducteur perturbateur sur l'une de ses extrémités de l'analyseur de réseau et à récupérer la puissance couplée au niveau de l'extrémité du conducteur perturbée. Les deux autres extrémités restantes sont connectées à des charges 50 Ω. Les ports des deux conducteurs sont numérotés comme indiquer sur la Figure 4-12. Afin d'illustrer les cas du couplage fort et du couplage faible, nous choisissons deux distances, 1 cm et 4 cm.

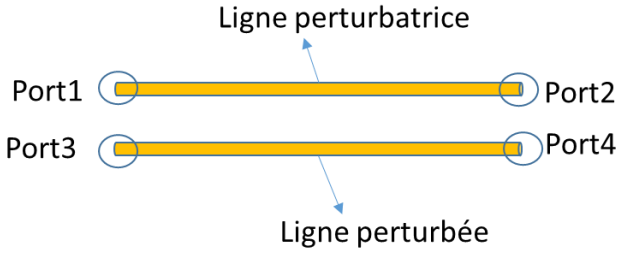


Figure 4-12 : Numérotation des ports des deux lignes de transmission

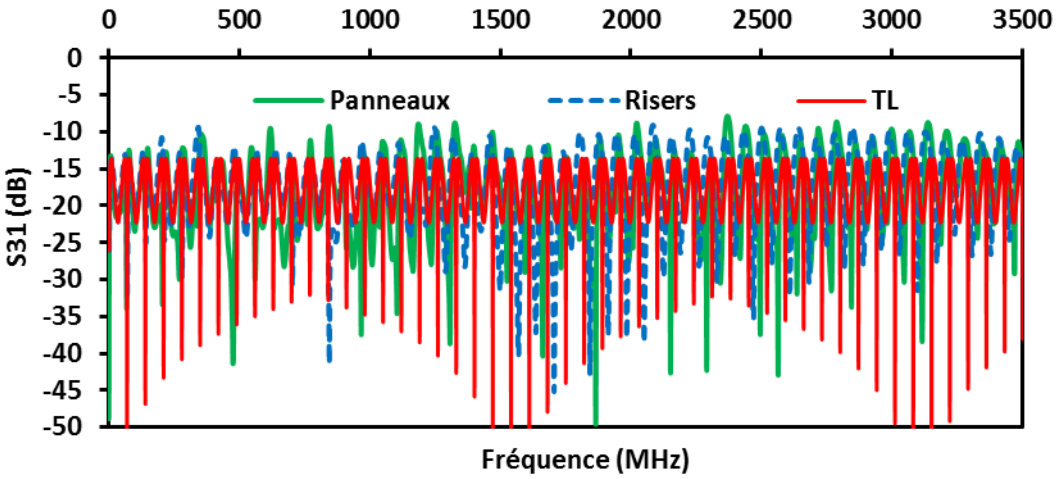


Figure 4-13 : Paramètre S31 mesuré et simulé pour deux lignes couplées distantes de 1cm

Par ailleurs, nous allons confronter les résultats de mesures aux résultats de simulations de la théorie des lignes multifilaires afin de vérifier expérimentalement les conditions de sa validité expérimentalement et déterminer quel type d'extrémité lui correspond le mieux. Les résultats des figures 4-13 et 4-14 démontrent que les courbes de mesures avec des panneaux sont les plus proches de la théorie des lignes multifilaires. D'autre part, nous remarquons que la différence d'amplitude du paramètre S31 entre les mesures et les simulations augmente avec la distance. Dans le cas d'une distance de 4cm (Figure 4-14), quand le couplage est faible, les lignes avec risers présentent des amplitudes du paramètre S31 supérieures à celles de la théorie des lignes multifilaires et des lignes avec panneaux. C'est à dire que les lignes avec risers récupèrent plus de puissance que les lignes avec panneaux quand les deux lignes sont éloignées.

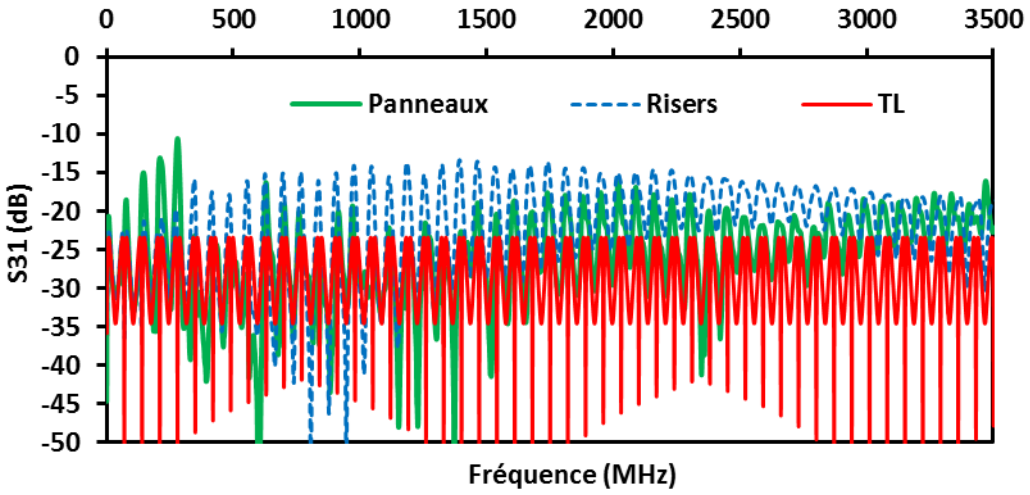


Figure 4-14 : Paramètre S31 mesuré et simulé pour deux lignes couplées distantes de 4cm

4.3 La modélisation des plans métalliques finis

Si l'usage des plans de masse infinis parfaits est fréquent dans les modèles analytiques ou numériques, ces conditions ne peuvent pas être toujours reproduites dans la réalité. Cette section est consacrée à la modélisation des plans de masse finis par un ensemble de conducteurs. Ce modèle sera aussi appliqué à l'étude des goulottes métalliques, qui peuvent être considérées comme un ensemble de plans métalliques finis dans une géométrie particulière.

4.3.1 Principe de la méthode

La modélisation des goulottes métalliques suscite l'intérêt des industriels, car elles se trouvent pratiquement dans toutes les installations électriques. Parmi les modèles déjà développés, nous recensons ceux qui considèrent les goulottes comme des blindages [64]. D'autres modèles, les considèrent comme des cavités rectangulaires [65] .

Dans le but d'améliorer et de simplifier le modèle, nous avons décidé de modéliser ces conduits métalliques avec un ensemble de câbles (Figure 4-15). Le positionnement de ces câbles dans un plan permet quant à lui d'appréhender le comportement d'un plan métallique fini. L'objectif de cette démarche consiste à utiliser la théorie des lignes multifilaires, en calculant analytiquement les paramètres linéiques des câbles. La structure métallique est donc représentée sous forme de plusieurs conducteurs parallèles. Ainsi, nous supposerons que la propagation du courant se fait dans une seule direction, qui est celle du conduit. Par ailleurs, nous considérons que seul le mode TEM est présent à l'intérieur du conduit. D'un point de vue modélisation, nous verrons dans le prochain paragraphe que l'ensemble de câbles du conduit métallique est au final réduit à un seul conducteur équivalent. Notre approche est similaire à la méthode du faisceau équivalent [14] développée par Guillaume Andrieu.

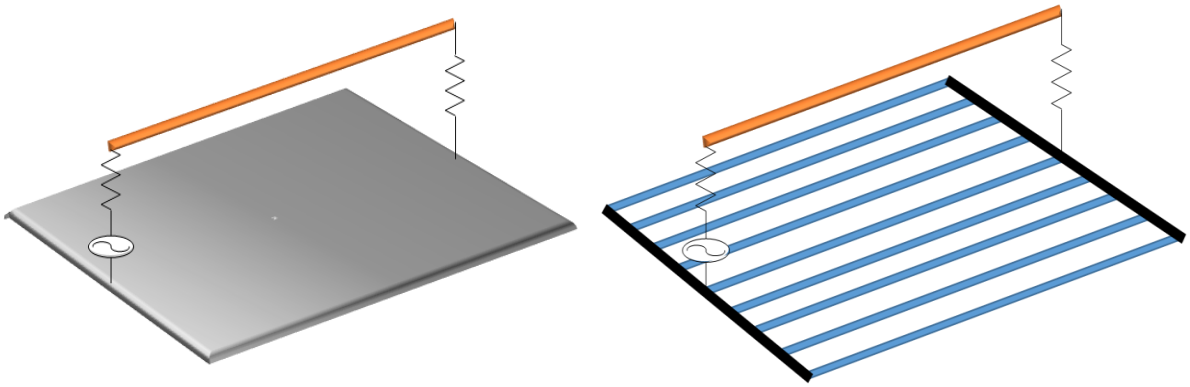


Figure 4-15 : Modélisation d'un plan de masse métallique par un ensemble de câbles

En nous basant sur la théorie des lignes multifilaires, la première étape consiste à calculer les matrices d'inductances et de capacités de ces câbles, incluant les coefficients de couplage. Cela nécessite au préalable le calcul des paramètres linéiques de ces derniers. Les formules analytiques classiques supposent que le plan de masse est infini et parfait, constituant ainsi un plan. De même, elles dépendent aussi de la hauteur de ligne par rapport au plan de masse. Cependant, dans notre cas, c'est l'ensemble de câbles qui constitue la masse du système. Ainsi, le calcul de leurs paramètres linéiques sera effectué par rapport à une masse cylindrique virtuelle se situant très loin de nos câbles [66] (Figure 4-16).

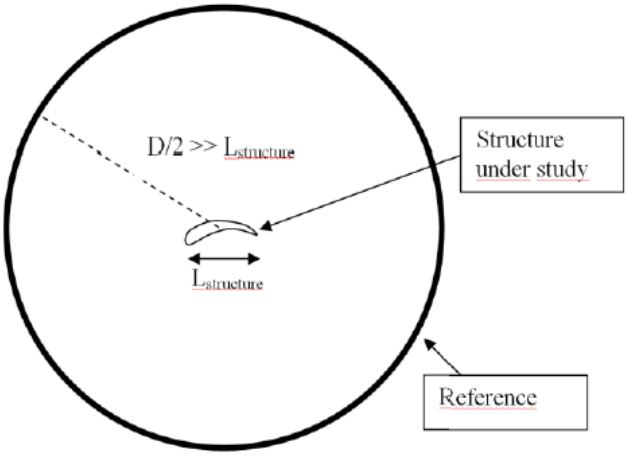


Figure 4-16 : Structure métallique de dimensions très petites par rapport au rayon d'un plan de masse cylindrique [66]

Les paramètres linéiques de l'inductance, propre et mutuelle sont donnés par les relations suivantes [3]:

$$L_i = 2 \times 10^{-7} \ln\left(\frac{R}{r_i}\right) \tag{4-2}$$

$$L_{ij} = 2 \times 10^{-7} \ln\left(\frac{R}{d_{ij}}\right) \tag{4-3}$$

R est la distance qui sépare la structure du plan de référence lointain, elle doit respecter la condition suivante : $R > 200L_{structure}$ (Figure 4-16). $L_{structure}$ est la longueur des conducteurs qui composent la structure métallique. r_i et d_{ij} sont respectivement le rayon du conducteur i et la distance séparant les conducteurs i et j. À l'aide des équations (4-2) et (4-3) nous constituons la matrice **L** des inductances. En supposant que l'on soit dans un milieu homogène de permittivité ε et de perméabilité μ, nous en concluons la matrice des capacités **C** avec la relation ci-dessous :

$$\mathbf{C} = \mu\varepsilon\mathbf{L}^{-1} \tag{4-4}$$

En ayant calculé ces deux matrices, nous appliquons la théorie des lignes multifilaires, notamment la théorie modale pour la résolution du problème.

4.3.2 La résolution avec la méthode MNA-MTL

Afin de calculer les inconnues de la configuration présentée dans la section précédente, nous nous baserons sur la méthode MNA-MTL. Les câbles qui se substituent à la goulotte ainsi que les câbles qui sont à l'intérieur sont modélisés à l'aide de la théorie modale. On peut également utiliser d'autres approches, en calculant par exemple la matrice de propagation en onde et le circuit électrique par la méthode MNA. L'objectif étant d'obtenir une représentation en tension-courant adaptée à la MNA, nous choisissons pour la suite de représenter l'ensemble de câbles par une matrice admittance $\boldsymbol{Y_{MTL}}$.

$$\begin{pmatrix} \boldsymbol{I}(0) \\ -\boldsymbol{I}(L) \end{pmatrix} = \boldsymbol{Y_{MTL}} \begin{pmatrix} \boldsymbol{V}(0) \\ \boldsymbol{V}(L) \end{pmatrix} \tag{4-5}$$

Avec

$$\boldsymbol{Y_{MTL}} = \begin{pmatrix} \boldsymbol{Y_{11}} & \boldsymbol{Y_{12}} \\ \boldsymbol{Y_{21}} & \boldsymbol{Y_{22}} \end{pmatrix} \tag{4-6}$$

Les vecteurs de courants $\mathbf{I}(0)$et $\mathbf{I}(L)$se composent respectivement des courants de câbles aux positions z=0 et z=L. De la même manière, nous établissons les vecteurs de tensions $\mathbf{V}(0)$ et $\mathbf{V}(L)$. En nous référant à la théorie modale, présentée dans le chapitre 1, on constitue les matrices impédances **Z** et les matrices admittances **Y** de l'ensemble de câbles à l'aide des inductances linéiques et des capacités linéiques. Les expressions des sous-matrices $\mathbf{Y_{11}}$, $\mathbf{Y_{12}}$, $\mathbf{Y_{21}}$ et $\mathbf{Y_{22}}$ de la matrice admittance $\boldsymbol{Y_{MTL}}$ sont données sous la forme suivante :

$$\boldsymbol{Y_{11}} = \boldsymbol{Y_{22}} = \boldsymbol{Y_c} cosh\left(\sqrt{\boldsymbol{ZY}}L\right)[sinh\left(\sqrt{\boldsymbol{ZY}}L\right)]^{-1} \tag{4-7}$$

$$\boldsymbol{Y_{12}} = \boldsymbol{Y_{21}} = -\boldsymbol{Y_c}[sinh(\sqrt{\boldsymbol{ZY}}L)]^{-1} \tag{4-8}$$

$\mathbf{Y_c}$ étant la matrice d'admittance caractéristique de la ligne multifilaire [35]. Sachant qu'on suppose que les lignes sont symétriques, on retrouve l'égalité des matrices $\mathbf{Y_{11}}$ et $\mathbf{Y_{22}}$, $\mathbf{Y_{12}}$ et $\mathbf{Y_{21}}$ dans les équations (4-7) et (4-8). La Figure 4-17 illustre une ligne multifilaire en présence d'un conduit métallique, modélisé avec un ensemble de câbles. Ce dernier constitue le chemin de retour du courant.

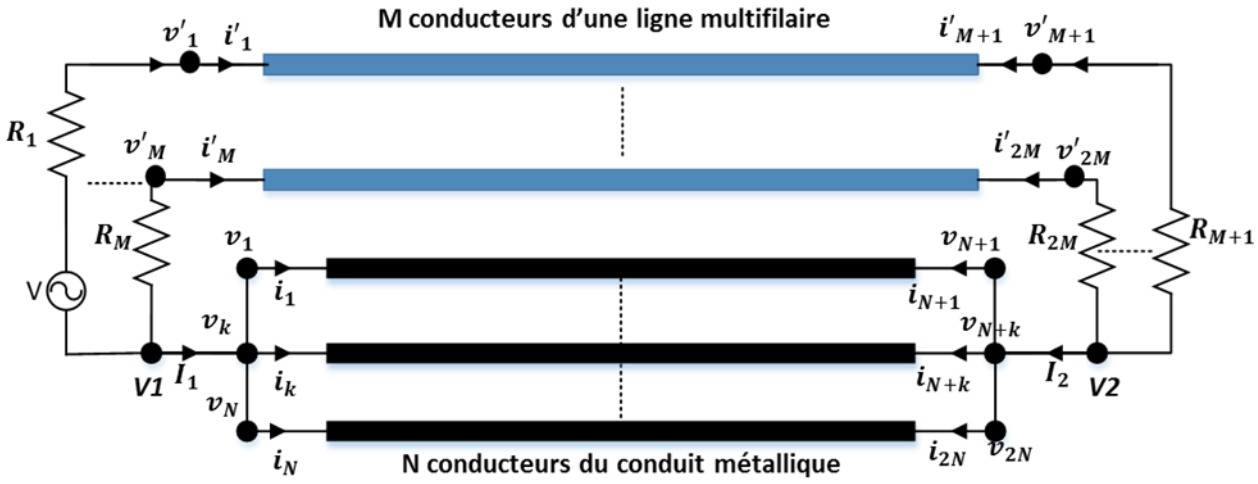


Figure 4-17 : Représentation des courants et tensions aux extrémités des câbles

Le conduit métallique est modélisé avec N conducteurs et la ligne multifilaire se trouvant à l'intérieur ou au-dessus de ce dernier comporte M conducteurs. Les inconnues du système sont les tensions et courants : v_i , i_i et v'_i , i'_i se trouvant respectivement aux deux extrémités des N conducteurs du conduit métallique et des M conducteurs de la ligne multifilaire (Figure 4-17). Ainsi la matrice admittance de cette configuration de câbles sera de dimension 2(N+M) x 2(N+M). Afin de différencier les interactions entre les conducteurs en fonction de leur groupe d'appartenance, en l'occurrence le conduit métallique ou la ligne multifilaire, nous distinguerons quatre matrices :

- La matrice ***YY*** comporte les admittances propres et mutuelles des conducteurs du conduit métallique.
- Les matrices ***YY'*** et ***Y'Y*** comportent des admittances mutuelles entre les conducteurs du conduit métallique et ceux de la ligne multifilaire.
- La matrice ***Y'Y'*** comporte les admittances propres et mutuelles des conducteurs de la ligne multifilaire.

$$\begin{pmatrix} i_1 \\ \vdots \\ i_{\mathrm{N}} \\ i'_1 \\ \vdots \\ i'_{\mathrm{M}} \\ i_{\mathrm{N+1}} \\ \vdots \\ i_{2\mathrm{N}} \\ i'_{\mathrm{M+1}} \\ \vdots \\ i'_{2\mathrm{M}} \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} \boldsymbol{YY_{11}} & \boldsymbol{YY'_{11}} & \boldsymbol{YY_{12}} & \boldsymbol{YY'_{12}} \\ \boldsymbol{Y'Y_{11}} & \boldsymbol{Y'Y'_{11}} & \boldsymbol{Y'Y_{12}} & \boldsymbol{Y'Y'_{12}} \\ \boldsymbol{YY_{21}} & \boldsymbol{YY'_{21}} & \boldsymbol{YY_{22}} & \boldsymbol{YY'_{22}} \\ \boldsymbol{Y'Y_{21}} & \boldsymbol{Y'Y'_{21}} & \boldsymbol{Y'Y_{22}} & \boldsymbol{Y'Y'_{22}} \end{pmatrix}}_{\boldsymbol{Y_{MTL}}} \begin{pmatrix} \mathrm{v} \\ \vdots \\ v_{\mathrm{N}} \\ v'_1 \\ \vdots \\ v'_{\mathrm{M}} \\ v_{\mathrm{N+1}} \\ \vdots \\ v_{2\mathrm{N}} \\ v'_{\mathrm{M+1}} \\ \vdots \\ v'_{2\mathrm{M}} \end{pmatrix} \tag{4-9}$$

Ces quatre matrices, composées des sous-matrices de l'équation (4-9), sont définies sous la forme suivante :

$$\boldsymbol{YY} = \begin{pmatrix} \boldsymbol{YY_{11}} & \boldsymbol{YY_{12}} \\ \boldsymbol{YY_{21}} & \boldsymbol{YY_{22}} \end{pmatrix} ;\ \boldsymbol{Y'Y'} = \begin{pmatrix} \boldsymbol{Y'Y'_{11}} & \boldsymbol{Y'Y'_{12}} \\ \boldsymbol{Y'Y'_{21}} & \boldsymbol{Y'Y'_{22}} \end{pmatrix}$$

$$\boldsymbol{Y'Y} = \begin{pmatrix} \boldsymbol{Y'Y_{11}} & \boldsymbol{Y'Y_{12}} \\ \boldsymbol{Y'Y_{21}} & \boldsymbol{Y'Y_{22}} \end{pmatrix};\ \boldsymbol{YY'} = \begin{pmatrix} \boldsymbol{YY'_{11}} & \boldsymbol{YY'_{12}} \\ \boldsymbol{YY'_{21}} & \boldsymbol{YY'_{22}} \end{pmatrix} \tag{4-10}$$

Les N conducteurs du conduit métallique sont placés au même potentiel par rapport au plan de référence. De ce fait, une tension est attribuée à chacune des extrémités de ce dernier, à savoir :

$$V1 = v_1 = v_2 = \cdots = v_{\mathrm{N}}$$
$$V2 = v_{\mathrm{N+1}} = v_2 = \cdots = v_{2\mathrm{N}} \tag{4-11}$$

En développant l'équation (4-9), nous l'écrivons sous la forme suivante :

$$i_n = \sum_{i=1}^{N} YY_{ni}V_1 + \sum_{i=1}^{2M} YY'_{ni}v'_{\mathrm{i}} + \sum_{i=N+1}^{2N} YY_{ni}V_2$$
$$\vdots$$
$$i'_k = \sum_{i=1}^{N} Y'Y_{ki}V_1 + \sum_{i=1}^{2M} Y'Y'_{ki}v'_{\mathrm{i}} + \sum_{i=N+1}^{2N} Y'Y_{ki}V_2 \tag{4-12}$$

Les courants I_1 et I_2 aux extrémités du conduit métallique sont la somme des courants issus de l'ensemble de câbles.

$$I1 = \sum_{j=1}^{N} i_j \tag{4-13}$$

$$I2 = \sum_{j=N+1}^{2N} i_j$$

En remplaçant les courants i_j de l'équation (4-13) par leurs expressions dans l'équation (4-12), nous obtenons le système matriciel réduit suivant :

$$\begin{gathered}
I_1 = \sum_{j=1}^{N}\sum_{i=1}^{N} YY_{ji}V_1 + \sum_{j=1}^{N}\sum_{i=1}^{2M} YY'_{ji}v'_{\mathrm{i}} + \sum_{j=1}^{N}\sum_{i=N+1}^{2N} YY_{ji}V_2 \\
\vdots \\
i'_k = \sum_{i=1}^{N} Y'Y_{ki}V_1 + \sum_{i=1}^{2M} Y'Y'_{ki}v'_{\mathrm{i}} + \sum_{i=N+1}^{2N} Y'Y_{ki}V_2 \qquad k \in [\![1;2M]\!] \\
\vdots \\
I_2 = \sum_{j=N+1}^{2N}\sum_{i=1}^{N} YY_{ji}V_1 + \sum_{j=N+1}^{2N}\sum_{i=1}^{2M} YY'_{ji}v'_{\mathrm{i}} + \sum_{j=N+1}^{2N}\sum_{i=N+1}^{2N} YY_{ji}V_2
\end{gathered} \tag{4-14}$$

D'après les expressions (4-11) et (4-13), on constate que le conduit métallique peut être modélisé avec un quadripôle dont les courants sont I_1 et I_2, et les tensions sont V_1 et V_2. Ainsi, l'ensemble initial de conducteurs peut être représenté par un seul conducteur équivalent. Contrairement à la méthode du faisceau équivalent [14], nous n'avons pas posé au début des hypothèses telles que la dominance du courant du mode commun par rapport au courant du mode différentiel, ou le fait que l'ensemble de conducteurs du conduit métallique soit au même potentiel, ce qui est une condition dans notre modèle et non pas une hypothèse. En nous basant sur l'équation (4-14), la matrice admittance de l'équation (4-9), deviendra la matrice $\boldsymbol{Y}_{red}$ réduite à une dimension 2(M+1) x 2(M+1).

$$\begin{pmatrix} I_1 \\ i'_1 \\ \vdots \\ i'_M \\ I_2 \\ i'_{M+1} \\ \vdots \\ i'_{2\mathrm{M}} \end{pmatrix} = \boldsymbol{Y}_{red} \begin{pmatrix} V_1 \\ v'_1 \\ \vdots \\ v'_M \\ V_2 \\ v'_{M+1} \\ \vdots \\ v'_{2\mathrm{M}} \end{pmatrix} \tag{4-15}$$

Avec

$$\underbrace{\begin{pmatrix} \sum_{j=1}^{N}\sum_{i=1}^{N} YY_{ji} & \sum_{j=1}^{N} YY'_{j-1} & \cdots & \sum_{j=1}^{N} YY'_{j-M} & \sum_{j=1}^{N}\sum_{i=N+1}^{2N} YY_{j-i} & \sum_{j=1}^{N} YY'_{j-M+1} & \cdots & \sum_{j=1}^{N} YY'_{j-2M} \\ \sum_{i=1}^{N} Y'Y_{1-i} & Y'Y'_{1-1} & \cdots & Y'Y'_{1-M} & \sum_{i=N+1}^{2N} Y'Y_{1-i} & Y'Y'_{1-M+1} & \cdots & Y'Y'_{1-2M} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \sum_{i=1}^{N} Y'Y_{M-i} & Y'Y'_{M-1} & \cdots & Y'Y'_{M-M} & \sum_{i=N+1}^{2N} Y_{M-i} & Y'Y'_{M-M+1} & \cdots & Y'Y'_{M-2M} \\ \sum_{j=N+1}^{2N}\sum_{i=1}^{N} YY_{ji} & \sum_{j=N+1}^{2N} YY'_{j-1} & \cdots & \sum_{j=N+1}^{2N} YY'_{j-M} & \sum_{j=N+1}^{2N}\sum_{i=N+1}^{2N} YY_{ji} & \sum_{j=N+1}^{2N} YY'_{j-M+1} & \cdots & \sum_{j=N+1}^{2N} YY'_{j-2M} \\ \sum_{i=1}^{N} Y'Y_{M+1-i} & Y'Y'_{M+1-1} & \cdots & Y'Y'_{M+1-M} & \sum_{i=N+1}^{2N} Y'Y_{M+1-i} & Y'Y'_{M+1-M+1} & \cdots & Y'Y'_{M+1-2M} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \sum_{i=1}^{N} Y'Y_{2M-i} & Y'Y'_{2M-1} & \cdots & Y'Y'_{2M-M} & \sum_{i=N+1}^{2N} Y'Y_{2M-i} & Y'Y'_{2M-M+1} & \cdots & Y'Y'_{2M-2M} \end{pmatrix}}_{\boldsymbol{Y}_{red}}$$

À l'aide de l'équation (4-15), nous pouvons désormais établir la connexion entre le multipôle représentant les câbles et le circuit électrique modélisé avec la MNA. En reprenant l'équation de la MNA donnée au chapitre 2, nous obtenons donc la relation suivante :

$$\mathbf{GV} + \mathbf{DY}_{red}\mathbf{D^tV} = \mathbf{I}_N \tag{4-16}$$

D est la matrice de connexion entre les courants de câbles et les courants du circuit électrique au niveau des nœuds de jonction, elle est composée de 0 et de 1. $\mathbf{D^t}$ est sa matrice transposée**.** Les inconnues de l'équation (4-16) sont les tensions des nœuds du circuit global. Par la suite, nous nous baserons sur cette équation pour la modélisation des goulottes métalliques en appliquant le même principe de modélisation.

4.3.3 Validation sur un plan conducteur fini

Nous allons tout d'abord commencer par déterminer le nombre de câbles suffisants pour modéliser un plan de masse fini. L'intérêt de cette étude est d'optimiser le temps de calcul qui est directement lié à ce nombre. Prenons l'exemple d'un plan de masse fini de largeur 10cm, à 3cm au-dessus duquel est placé un conducteur de rayon 0.75mm tel que cela est présenté dans la Figure 4-18. Comme sur la Figure 4-17, la première extrémité du fil conducteur est connectée à un générateur de tension d'amplitude 10 V et chargé avec une résistance 50 Ω, tandis que la deuxième extrémité est connectée à une résistance 50 Ω. Afin de valider notre méthode de modélisation, nous allons effectuer une comparaison avec le modèle du plan de masse infini. Cette étude paramétrique consiste à faire varier le nombre de conducteurs et leurs rayons.

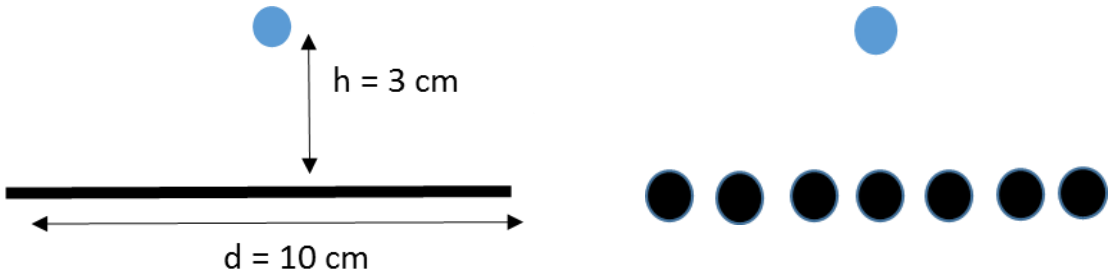


Figure 4-18 : Section droite d'un plan de masse fini modélisé avec des câbles

Nous n'allons pas nous attarder sur ce point, l'objectif étant simplement d'avoir une idée sur l'impact de ces paramètres sur la précision du modèle car les différences ne sont pas significatives.

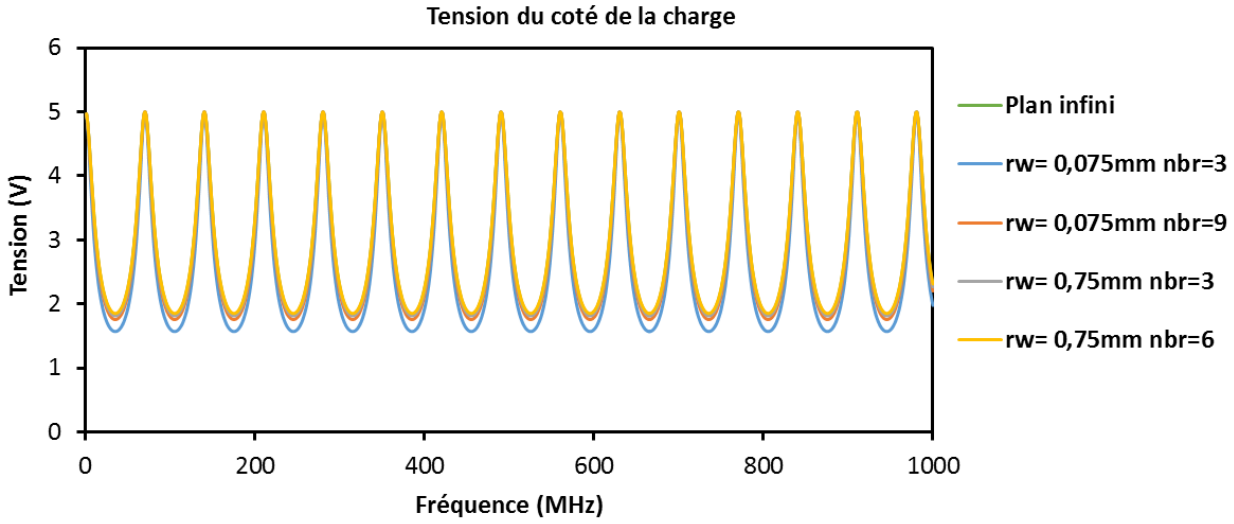


Figure 4-19 : Simulation d'un plan de masse fini de largeur 10cm en fonction du nombre de conducteurs

Lorsqu'il est possible de remplacer le plan de masse fini par un plan de masse infini, les courbes de la Figure 4-19 montrent que plus le nombre de conducteurs (nbr) augmente, plus on s'approche du modèle du plan de masse infini. De plus, nous pouvons diminuer ce nombre en utilisant des rayons « rw » plus grands.

Afin d'étudier l'effet de la dimension d'un plan de masse, nous effectuerons une comparaison entre deux largeurs différentes : 5 cm et 2 cm. Chacune de ces configurations sera modélisée avec 6 conducteurs de rayons 0.75mm. De même, pour vérifier l'impact de la hauteur, on choisit de faire ces simulations pour deux hauteurs différentes : 1 cm et 3 cm. En nous basant sur les courbes des figures 4-20 et 4-21, nous observons dans un premier temps que les résultats de simulations divergent pour les fréquences d'antirésonances égales à $(2n+1)\frac{v}{4L}$, v et L sont respectivement la vitesse de propagation des ondes et la longueur de la ligne.

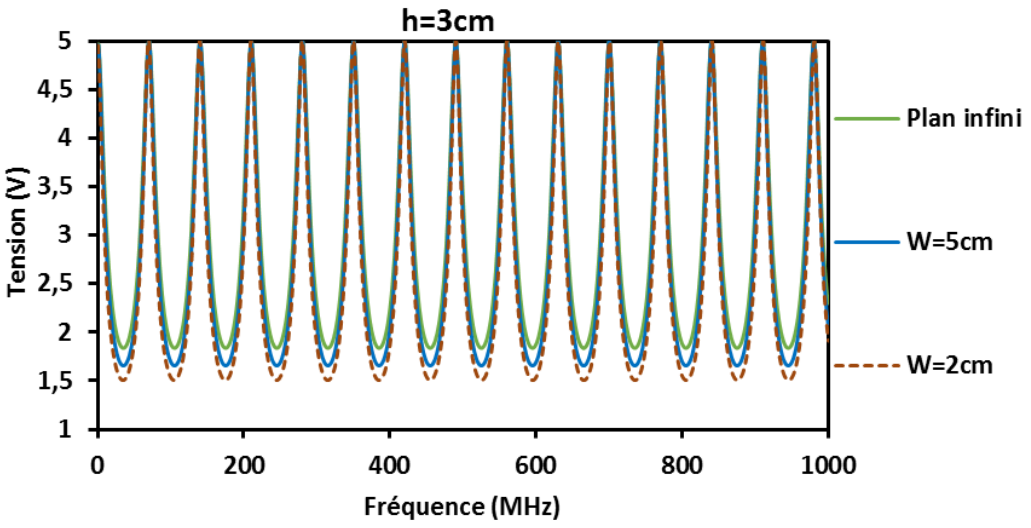


Figure 4-20 : Effet de la largeur du plan de masse pour une hauteur 3 cm

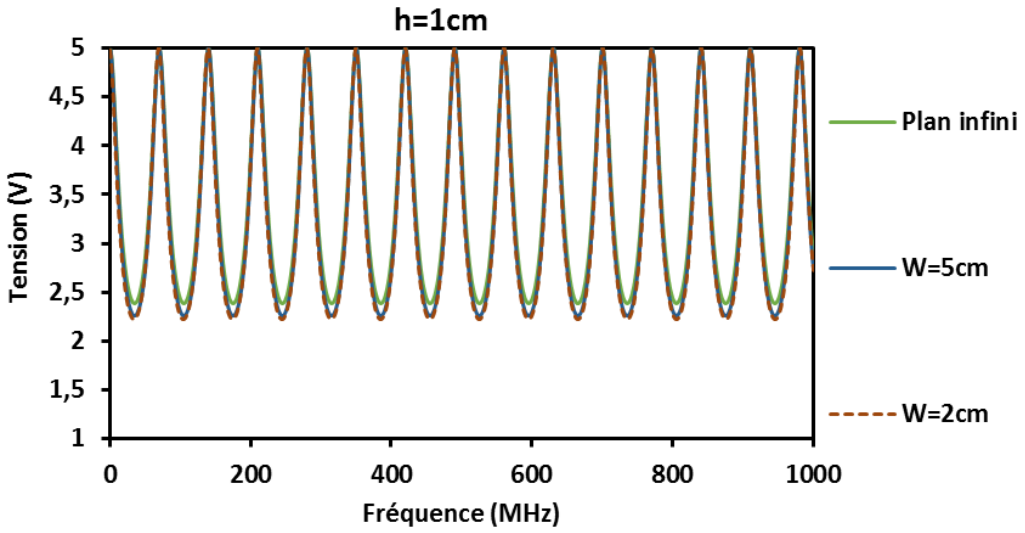
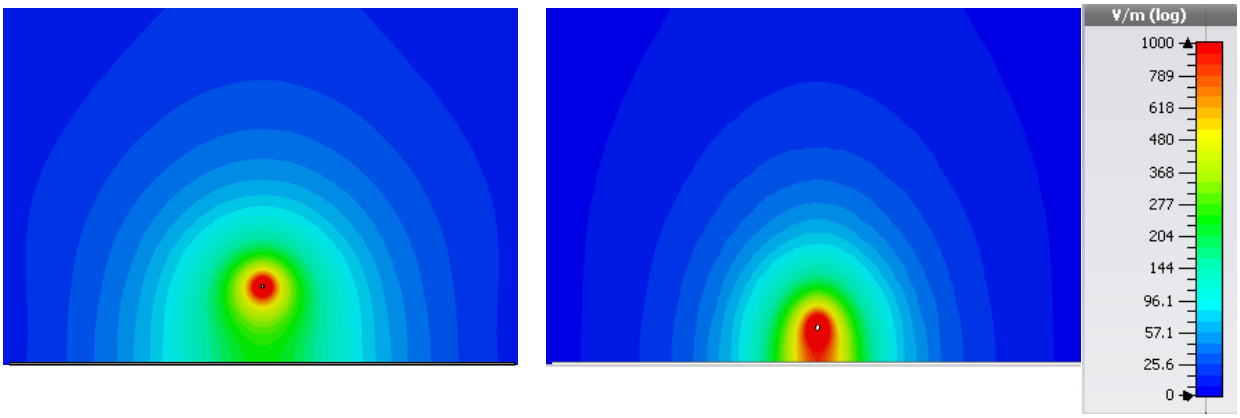


Figure 4-21 : Effet de la largeur du plan de masse pour une hauteur 1 cm

Cela s'explique par la différence d'amplitude de l'impédance ramenée à ces fréquences (section 4.4.3). Nous constatons également que plus la hauteur de la ligne augmente plus la largeur du plan de masse influence le résultat. À l'aide de la cartographie du champ électrique d'un fil conducteur au-dessus d'un plan de masse de largeur 10 cm (Figure 4-22), nous observons que plus la hauteur du fil est importante, plus le champ électrique s'étend sur une surface importante et vice versa. Ainsi, les résultats du plan de masse infini diffèrent de ceux du plan de masse fini si la largeur de celui-ci n'inclut pas une part significative du champ électrique. Malgré les divergences constatées au niveau des fréquences d'antirésonances, nous concluons d'après les résultats affichés dans cette section que le plan de masse fini reste très proche du plan de masse infini. Par ailleurs, nous avons démontré la validité de notre

modèle en le comparant au plan de masse infini. Nous adopterons la même démarche dans la section suivante en appliquant ce modèle aux goulottes métalliques.



(a) (b)

Figure 4-22 : Répartition du module du champ électrique à la fréquence 500 MHz – (a) h=3cm – (b) h=1cm

4.4 La modélisation des goulottes métalliques

En raison de l'espace limité dans les moyens de transport, le cheminement des câbles électriques doit être optimisé. Les fils conducteurs sont regroupés sous forme de harnais qui peuvent être placés à l'intérieur de conduits métalliques afin de les protéger physiquement et d'assurer une continuité électrique. D'un point de vue CEM, elles constituent également un blindage supplémentaire contre les perturbations électromagnétiques extérieures. De plus, si ces goulottes sont bien connectées entre elles ainsi qu'aux masses de la structure, elles permettent d'avoir une meilleure équipotentialité.

4.4.1 Les types de conduits métalliques

On retrouve dans les installations électriques quatre types de chemins de câbles : les perforés, en fil, les non perforés et les échelles à câble (Figure 4-23), chacun étant adapté à une application particulière [67]. Les chemins perforés sont adaptés à toutes les catégories de câbles, notamment ceux de la communication et de la puissance. Ils assurent une protection mécanique et limitent les effets des perturbations électromagnétiques lorsque les fentes sont parallèles au conduit. Les fentes permettent également de bien fixer les torons tout le long du conduit. Le chemin en fil est léger et facile à installer, il garde les câbles visibles. Néanmoins, il n'est pas recommandé pour une protection contre les interférences électromagnétiques. Le troisième type de chemins de câbles est appelé « goulotte » ;il assure la meilleure protection mécanique et constitue un blindage efficace contre les perturbations externes. L'un de ces inconvénients par rapport aux autres conduits est sa masse conséquente. Les goulottes en U sont celles qui seront étudiées dans le reste du chapitre. Le dernier type (les échelles à

câbles) est le plus large avec une grande capacité de câbles, il est particulièrement adapté aux câbles de puissance.

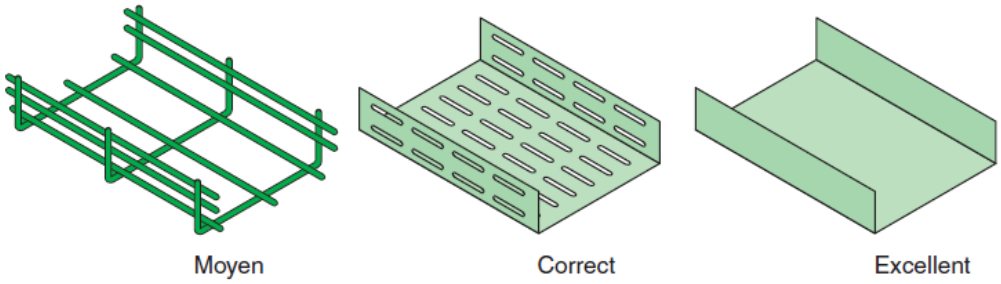


Figure 4-23 : Performances CEM des conduits métalliques

L'étude des performances des conduits métalliques peut se faire expérimentalement de deux façons. La première consiste à émettre un champ électromagnétique à travers une source, et le recevoir ensuite à l'intérieur du conduit pour calculer l'atténuation. Nous pouvons également mesurer le courant induit sur un câble victime du conduit. La deuxième façon, qui est très répandue, est celle du calcul de l'impédance de transfert du conduit métallique. En effet, plus cette impédance est faible, meilleure sera la qualité de blindage du conduit. Le conduit le plus performant d'entre eux est la goulotte métallique (conduit non perforé), qui a la plus faible impédance de transfert (Figure 4-24). Afin de maximiser l'effet de protection du blindage, les couvercles sont rajoutés au-dessus des conduits, de façon à diminuer encore l'impédance de transfert.

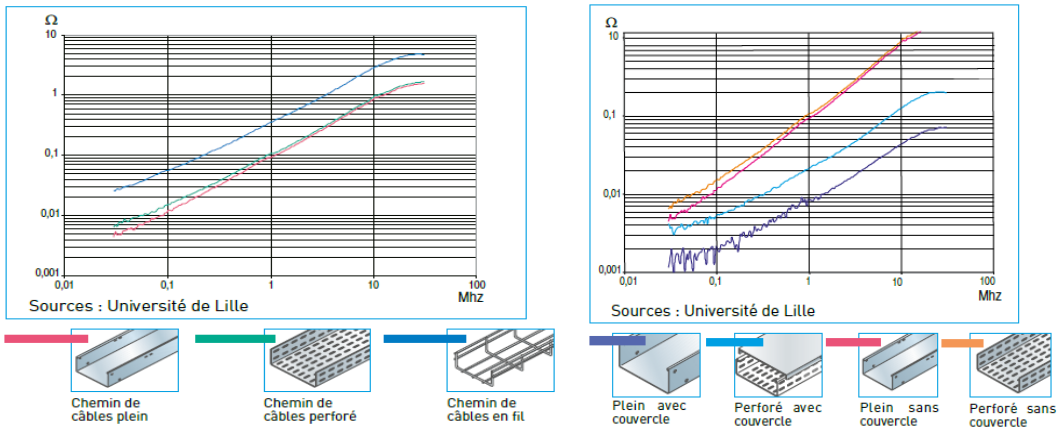


Figure 4-24 : Impédance de transfert des conduits métalliques [68]

4.4.2 L'intérêt des conduits métalliques d'un point de vue CEM

D'un point de vue CEM, les conduits métalliques jouent un rôle important dans la prévention des risques liés aux perturbations électromagnétiques. La qualité de protection diffère selon le modèle choisi, la Figure 4-25 montre les différents modèles de conduits métalliques, en les classant par ordre de protection

[69]. L'installation et le positionnement des câbles au sein de ces conduits doivent se faire en respectant certaines règles afin d'optimiser la protection contre les couplages parasites.

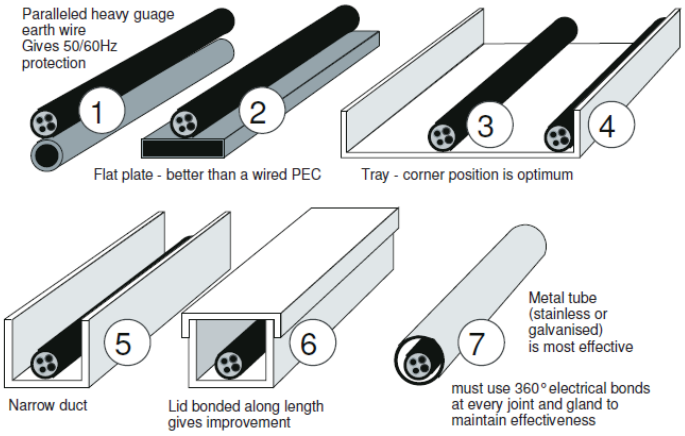


Figure 4-25 : Classement par niveau de protection des conduits métalliques [69]

Il importe de noter que ces conduits constituent le chemin de retour du courant en mode commun. Ces règles imposent que les fils conducteurs soient proches des surfaces métalliques des conduits, de façon ainsi à diminuer l'aire formée (Figure 4-26) par les boucles de courant (entre le câble et le conduit). De ce fait, le champ magnétique créé par ces boucles de courant sera de faible amplitude. De même, le courant induit sur les câbles par les champs magnétiques externes sera également de faible amplitude. Concernant le champ électrique, son amplitude diminue si les conduits sont bien connectés au réseau de masses. Aussi, le couplage capacitif entre les câbles sera faible, car le ratio entre la capacité de couplage et la capacité propre (entre le câble et le conduit) diminue.

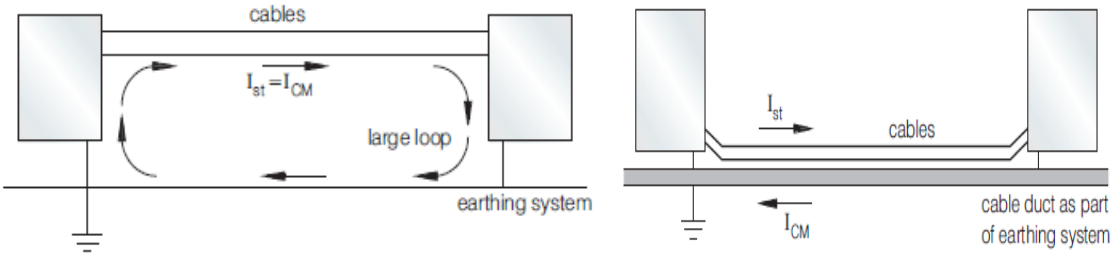


Figure 4-26 : Réduction de l'aire des boucles de courant avec les conduits [70]

4.4.3 Étude du modèle des goulottes

À l'intérieur d'un conduit métallique, les câbles peuvent avoir une multitude de positions possibles. Il est vrai que d'un point de vue CEM, il est recommandé de les positionner à côté des surfaces métalliques (ailes), mais il reste néanmoins quelques-uns au milieu par manque de place. De plus, sachant qu'un harnais est de forme cylindrique et occupe un volume important au sein d'une goulotte, il est difficile de maintenir tous les câbles à côté des ailes métalliques. Dans ce paragraphe, nous allons illustrer le

modèle des conduits métalliques présenté précédemment. Ce dernier est appliqué aux goulottes sous forme de U. L'objectif de cette démarche consiste à étudier l'impact de la position des conducteurs à l'intérieur des goulottes.

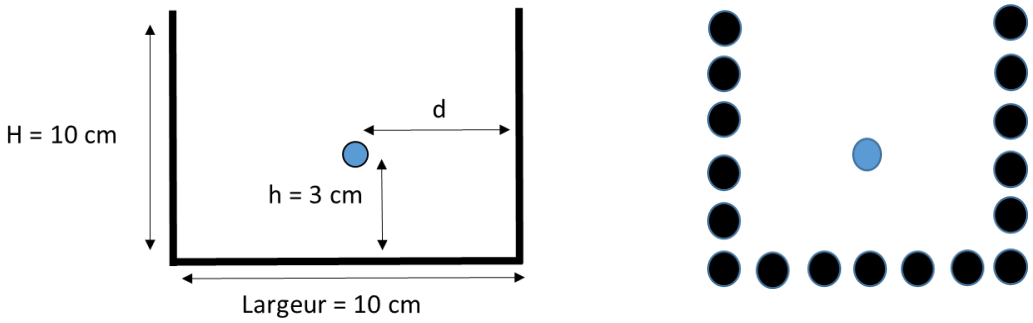


Figure 4-27 : Section droite d'une goulotte modélisée avec des câbles et un conducteur centré

Prenons l'exemple d'une goulotte avec une hauteur et une largeur de 10 cm. À l'intérieur de celle-ci, nous plaçons un conducteur de rayon 0.75mm et de longueur 2.14m, tel que présenté dans la Figure 4-27. Dans un premier temps, nous allons étudier si l'ensemble des conducteurs de la goulotte comme le montre la Figure 4-27 sont nécessaires à la modélisation. Intuitivement, nous pouvons estimer que les conducteurs proches du conducteur de communication soient les plus pertinents en étant ceux par lesquels le courant parcourt son chemin de retour. Pour cela, nous allons confronter le modèle de la goulotte aux modèles du plan fini et infini en fonction de la position du conducteur de communication. Notons qu'au niveau des pics de résonnances, comme le montre la Figure 4-19, nous percevons les mêmes amplitudes quelle que soit la configuration simulée, étant donné qu'à chaque $\lambda/2$, on ramène l'impédance de la charge à 50 Ω.

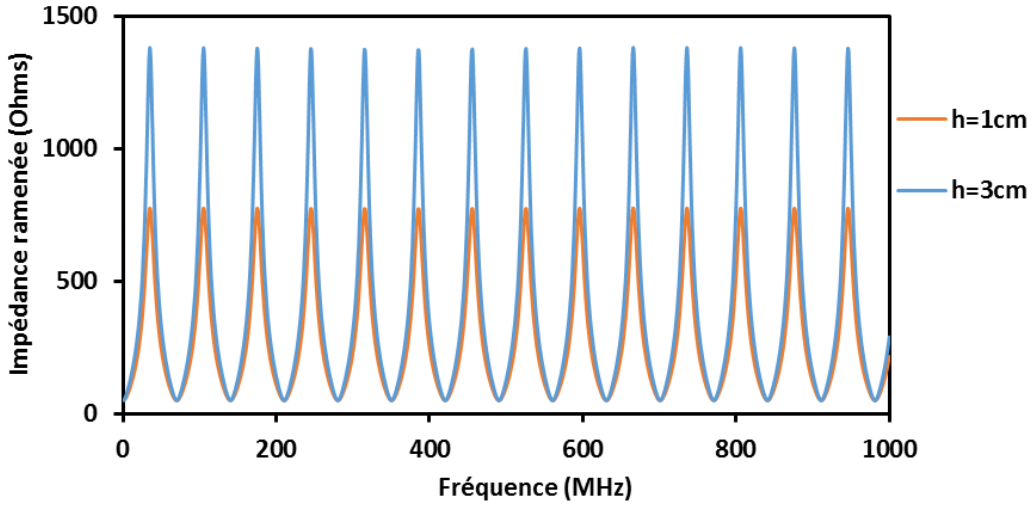


Figure 4-28 : Variation de l'impédance ramenée en fonction de la fréquence

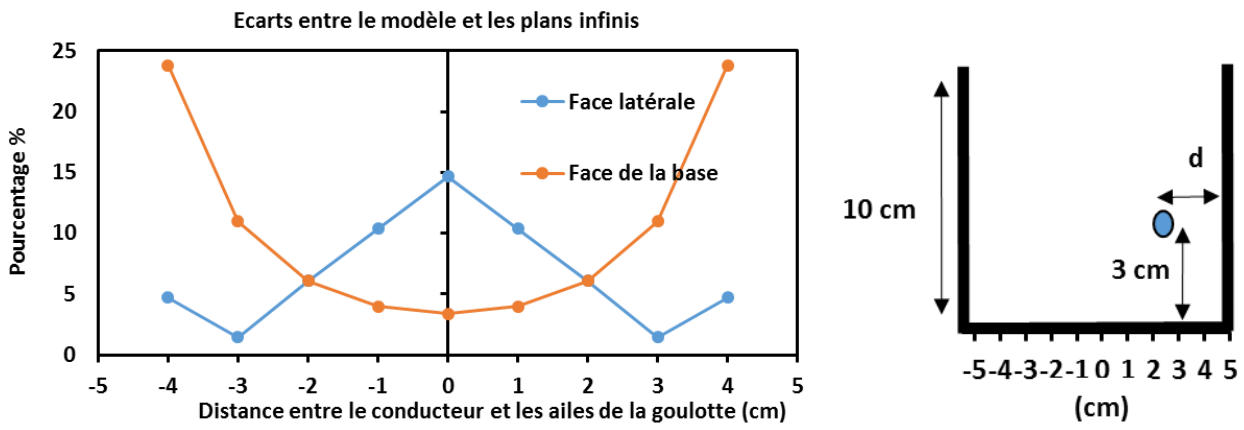


Figure 4-29 : Pourcentage de variation maximum de la tension entre notre modèle et celui du plan de masse infini dans une goulotte large (10x10cm) en fonction de la position du conducteur à l'intérieur de la goulotte

C'est-à-dire qu'on est adapté en impédance. Cependant, les résultats divergent particulièrement lorsqu'il y a une désadaptation en impédance, notamment lorsque l'impédance ramenée des conducteurs est élevée (la Figure 4-28). Ainsi, l'écart maximum que l'on puisse voir est défini lorsque la longueur de la ligne équivaut à (2 n+1)*λ/4. Nous allons nous focaliser sur ce dernier point afin de relever les différences en termes de pourcentage, qui existent entre les modèles évoqués en fonction de la position du conducteur au sein de la goulotte. Dans cette étude, nous conserverons la même hauteur du conducteur (h=3cm) en changeant seulement la distance d qui le sépare de l'aile de la goulotte (Figure 4-27).

Dans la Figure 4-29, nous avons calculé les pourcentages de variation en ce point entre les tensions issues de notre modèle et les tensions issues des modèles analytiques de plan de masse infini. Dans cette étude, nous considérons deux plans de masse infinis : l'aile gauche et la surface latérale de la goulotte. L'idée est de voir s'il est possible d'utiliser les modèles du plan de masse infini à l'intérieur de la goulotte, en tenant compte de la position du conducteur. C'est-à-dire que si le conducteur est plus proche de l'une des surfaces métalliques de la goulotte, alors cette dernière serait considérée comme son plan de masse. Ainsi, la Figure 4-29 montre qu'en fonction de la position du conducteur au sein de la goulotte, nous pouvons employer le modèle analytique du plan de masse infini si l'écart par rapport à notre modèle de goulottes est inférieur à 5 %.

4.4.3.1 L'effet de la dimension de la goulotte

Différentes dimensions de goulottes en termes de largeurs et hauteurs se trouvent dans les moyens de transport. D'un point de vue CEM, l'effet d'écrantage diffère en fonction de ces dernières. Il en résulte que le signal utile propagé changera d'amplitude d'une dimension à une autre. Dans ce paragraphe, nous nous intéresserons à l'étude des goulottes larges et étroites et leurs interactions avec le fil conducteur.

En suivant le même raisonnement que les sections précédentes, nous changerons seulement les largeurs et les hauteurs des goulottes, en relevant les tensions du côté de la charge. Pour cela, nous comparerons les dimensions suivantes : 5x5cm et 10x10cm.

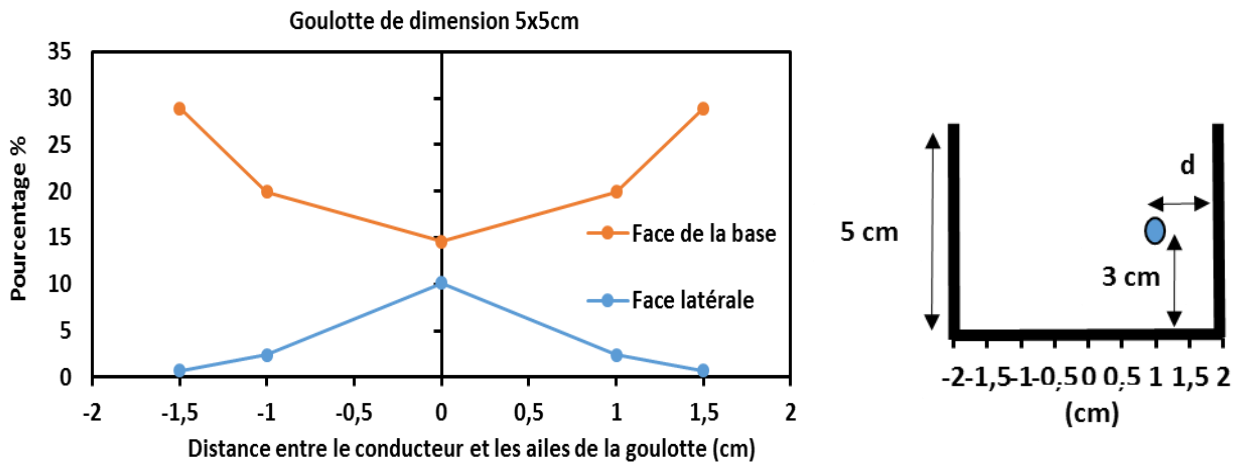


Figure 4-30 : Pourcentage de variation maximum de la tension entre notre modèle et celui du plan de masse infini dans une goulotte étroite (5x5cm) en fonction de la position du conducteur à l'intérieur de la goulotte

D'après la Figure 4-30, on constate que pour une goulotte étroite, le modèle du plan de masse infini n'est valable que lorsque le conducteur est proche de l'aile. Cependant, lorsqu'il est centré, remarquons qu'il y a un écart de 10 % au minimum. Cela s'explique par la proximité des surfaces métalliques de la goulotte. En nous basant sur les résultats des figures 4-28 et 4-29, il est clair que les écarts deviennent importants pour les goulottes étroites qui ne peuvent donc pas être remplacées par un plan infini.

4.4.3.2 Couplage entre deux conducteurs au sein d'une goulotte

Dans ce paragraphe, nous allons poursuivre notre étude en étudiant le couplage entre deux conducteurs, en conservant les configurations précédentes. L'objectif est donc de vérifier si en effet les goulottes permettent de réduire les couplages entre les conducteurs, comparé aux plans de masse infinis.

Figure 4-31 : Schéma équivalent du couplage entre deux conducteurs au sein d'une goulotte

Nous adjoindrons un deuxième conducteur à la configuration précédente comme le montre la Figure 4-31. On affiche cette fois-ci la tension couplée au niveau de la charge du deuxième conducteur, qui

joue le rôle de la victime. De même, nous faisons varier les positions des deux conducteurs par rapport aux surfaces métalliques des goulottes pour étudier leur impact. Concernant les plans de masse infinis, nous distinguons deux hypothèses telles que présentées dans la Figure 4-32 : l'hypothèse 1 et l'hypothèse 2.

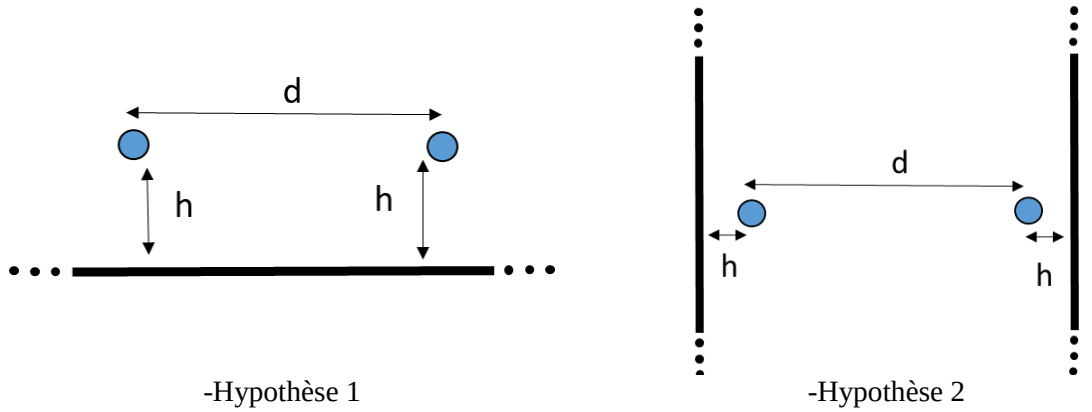


Figure 4-32 : Hypothèses sur les surfaces métalliques considérées comme un plan de masse infini

Chacune de ces dernières considère l'une des surfaces métalliques de la goulotte comme un plan de masse infini pour le calcul des paramètres linéiques des conducteurs. Dans l'hypothèse 1 c'est la surface latérale qui est considérée comme un plan infini, dans l'hypothèse 2 c'est l'aile gauche.

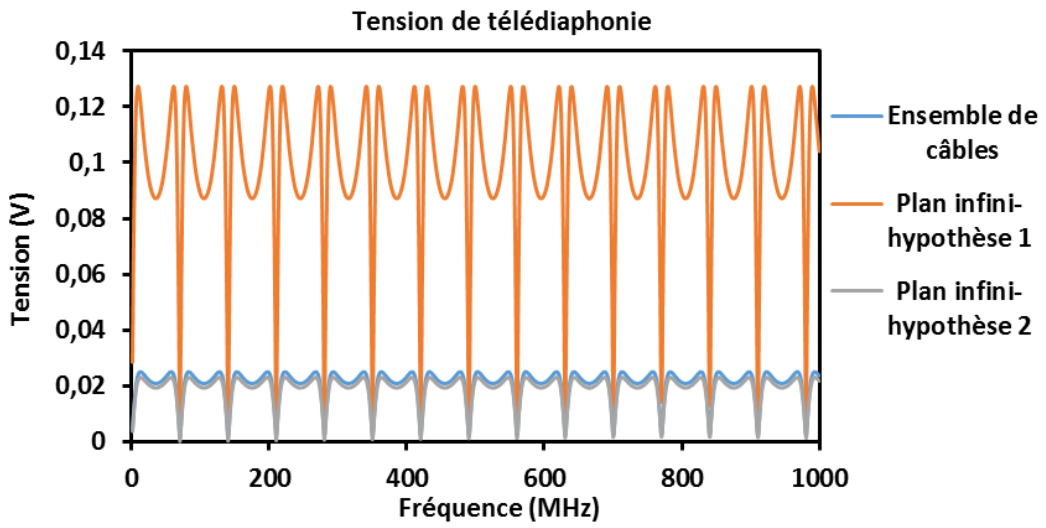


Figure 4-33 : Comparaison du modèle avec les deux hypothèses du plan de masse infini

Nous allons illustrer à travers un exemple, les écarts qui existent entre notre modèle et les deux configurations de la Figure 4-32. Pour cela, l'ensemble de la configuration est composé d'une goulotte de largeur et hauteur 10cm, de 2 câbles de rayon 0.75mm et de hauteur 3cm, séparés d'une distance de 8 cm. La Figure 4-33 montre la tension au niveau de la charge du conducteur victime. Remarquons que notre modèle « ensemble de câbles » colle parfaitement avec la configuration 2. En effet, puisque le

courant choisit le chemin de retour le plus court, le choix du plan de masse infini doit porter sur la surface métallique la plus proche du conducteur.

4.5 Analyse expérimentale des goulottes métalliques

Dans cette section, nous allons poursuivre l'étude des goulottes métalliques en abordant cette fois-ci leur comportement physique en basse et haute fréquence. L'enjeu de cette analyse est de connaitre précisément l'effet de la goulotte sur plusieurs configurations, en changeant la position des conducteurs et leurs extrémités (Panneaux et risers). Afin de consolider les résultats obtenus à l'aide des mesures, nous nous appuierons également sur les résultats de simulations numériques, et qui nous permettront aussi d'afficher la cartographie des champs électromagnétiques. Ainsi, nous pourrons justifier certains comportements irréguliers et fournir donc une explication physique. Par ailleurs, nous allons présenter notre modèle de goulotte en haute fréquence en le confrontant aux mesures.

4.5.1 Terminaisons avec panneaux

Dans ce paragraphe, nous adjoindrons à la configuration de la section 4.2.2.1 deux ailes de longueur 2.14m afin de former une goulotte métallique (Figure 4-34).

Figure 4-34 : Un conducteur à l'intérieur d'une goulotte avec des panneaux aux extrémités

Au niveau des extrémités, nous conservons les panneaux de dimensions 20x20cm qui présentent le minimum de pertes afin de nous focaliser seulement sur l'impact de la goulotte. Dans cette configuration, le conducteur est centré au milieu et la largeur de la goulotte est de 10 cm. D'après la Figure 4-35, on observe que la goulotte n'influe pas sur les pertes par rayonnement. Elle est de ce fait invisible à l'égard de ce phénomène. Afin de valider les résultats obtenus dans la section précédente, les mesures issues de ce dispositif pour deux distances différentes de l'aile droite : d=1cm et d=5cm (Figure 4-36) sont confrontés aux résultats du modèle analytique du plan infini. Comme nous l'avons démontré dans le paragraphe précédent, nous utilisons un plan de masse (Surface de la base ou surface de l'aile). Il en résulte deux hauteurs différentes : h=3cm et h=1cm. Pour chacune de ces positions, les résultats expérimentaux des paramètres S_{21} sont comparés aux résultats de simulations, comme le montre la Figure 4-37, dans la bande de fréquence [1MHz-1GHz].

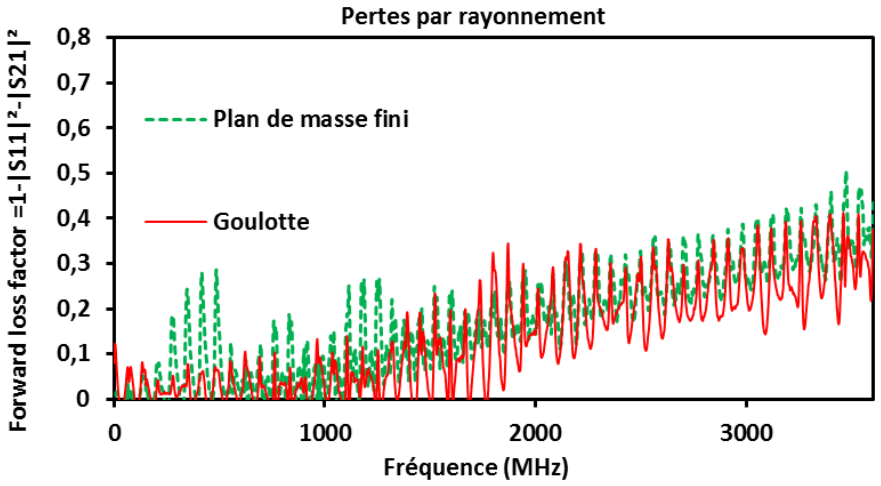


Figure 4-35 : Comparaison des pertes par rayonnement entre un plan de masse et une goulotte.

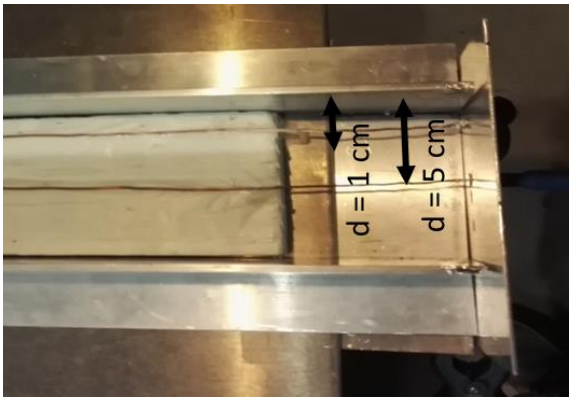


Figure 4-36 : Deux positions différentes à l'intérieur d'une goulotte

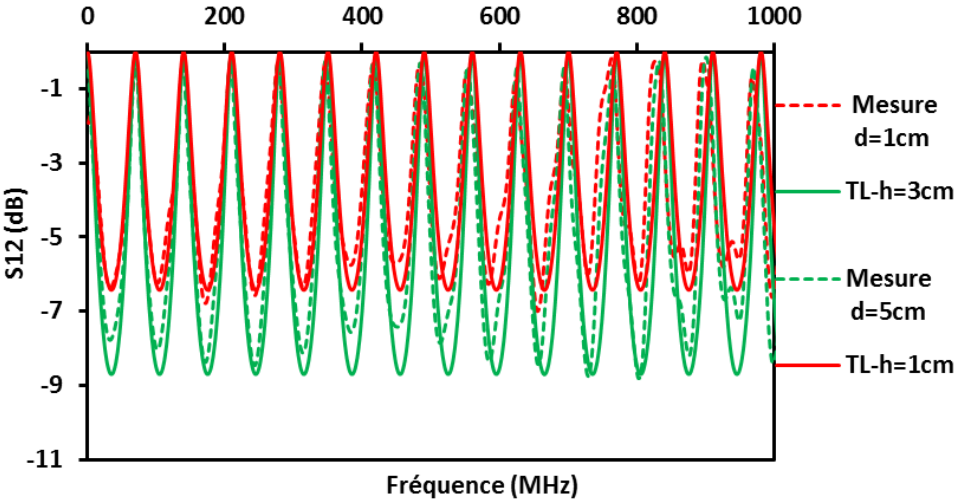
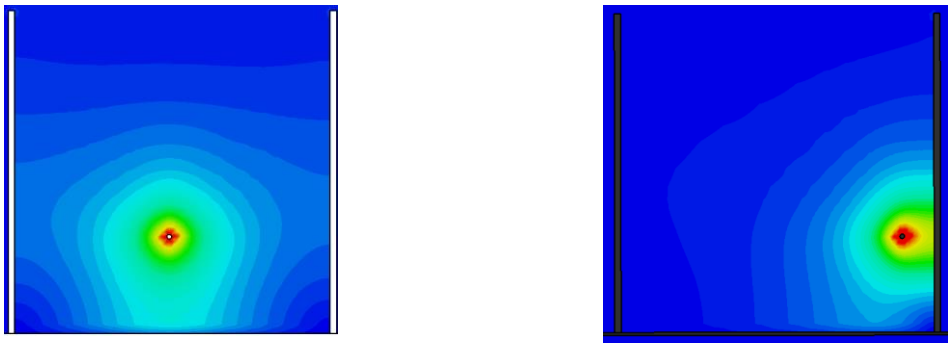


Figure 4-37 : Comparaison des paramètres S_{21} des mesures d'une ligne de transmission de hauteur 3cm avec deux positions : 1cm et 5cm de l'aile gauche, avec ceux de la théorie des lignes (TL) pour deux hauteurs : 1cm et 3cm

Les résultats du modèle analytique convergent bien avec ceux des mesures, d'où la justification de l'hypothèse de départ qui consiste à modéliser les goulottes avec les modèles du plan infini. La Figure 4-38 reconfirme notre hypothèse, car le champ électrique est concentré au niveau de la surface formée par le conducteur et l'aile droite. Notons que ce constat n'est valable pour l'instant que pour des extrémités en panneaux et de larges dimensions. De même, rappelons que le modèle analytique n'inclue pas les pertes par rayonnement, et que de ce fait, il garde le même niveau d'amplitude en haute fréquence. En revanche, avec les panneaux, les pertes augmentent en fonction de la fréquence (Figure 4-35). Par conséquent, cette hypothèse n'est donc valable qu'en basse fréquence.



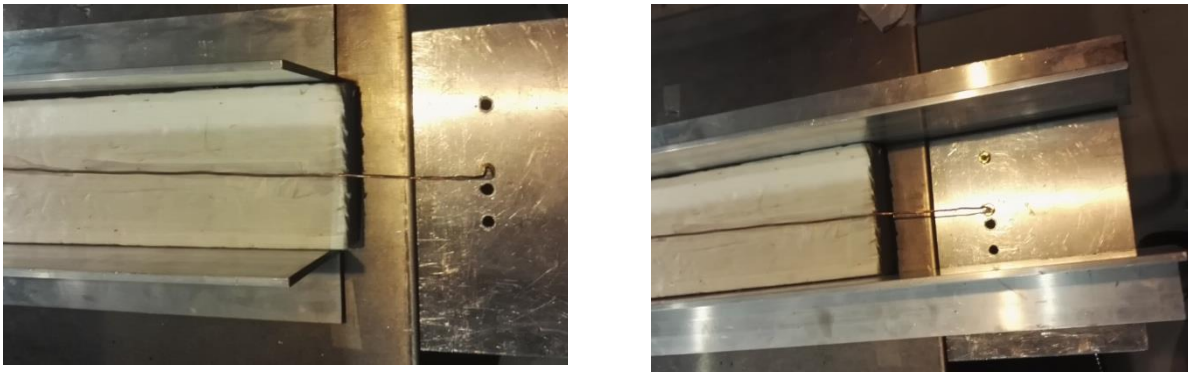
(a) centré (b) excentré

Figure 4-38 : Module du champ électrique d'un conducteur au sein d'une goulotte.

4.5.2 Terminaisons avec risers

4.5.2.1 L'effet de la position des risers au sein de la goulotte

Afin de mieux comprendre l'effet des terminaisons sur la transmission, nous allons aborder dans ce paragraphe un autre chemin de retour du courant, qui est en l'occurrence filaire. Dans cette expérimentation, nous remplaçons les panneaux métalliques de la configuration précédente par des risers. Ces derniers vont connecter directement le conducteur horizontal au plan de masse.



(a) (b)

Figure 4-39 : Positions du riser au sein d'une goulotte. (a) à l'extérieur – (b) à l'intérieur

Sachant au préalable que les risers rayonnent fortement telle une antenne monofilaire, nous avons décidé d'expérimenter deux configurations différentes pour mieux étudier l'effet de la goulotte sur ce rayonnement. La première consiste à maintenir les risers à l'extérieur de la goulotte, en utilisant deux ailes de longueur 1.92m inférieur à celle du conducteur (L=2.14m) (Figure 4-39 (a)).

La deuxième configuration conserve ces derniers à l'intérieur ; à cette fin, on utilise des ailes de longueur 2.30m (Figure 4-39 (b)). De même, nous garderons la même hauteur de 3 cm pour toutes les mesures.

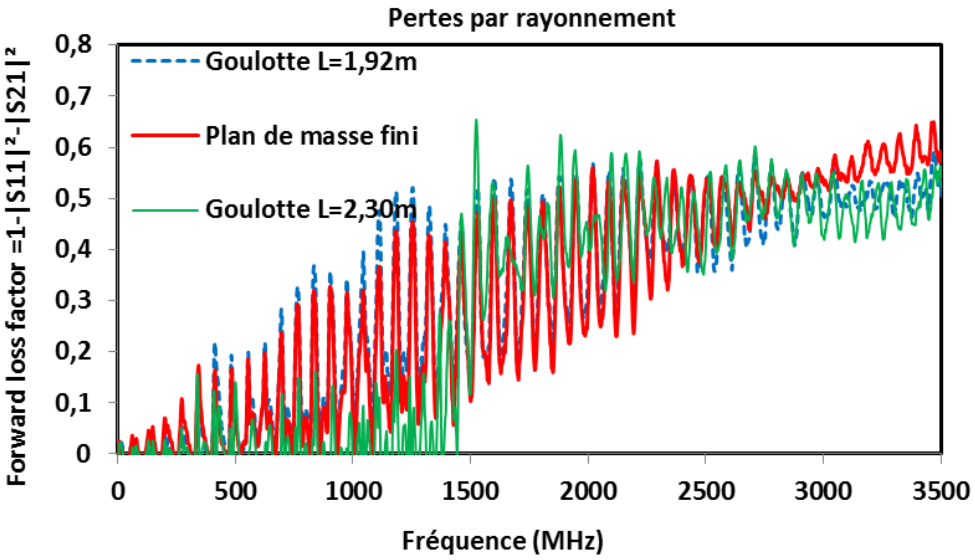


Figure 4-40 : Mesures des pertes par rayonnements engendrées par les risers

La Figure 4-40 présente les pertes par rayonnements engendrées par les trois différentes configurations : risers à l'intérieur de la goulotte, à l'extérieur de la goulotte et la ligne avec riser sans les ailes métalliques (plan de masse). En basse fréquence, la ligne avec un plan de masse dissipe plus d'énergie que les deux autres configurations avec goulotte. Dans la bande de fréquence [1 MHz à 1,5 GHz], la configuration avec les risers à l'intérieur présente le minimum de pertes. Autrement dit, les ailes de la goulotte empêchent le rayonnement des risers sur cette plage de fréquence. Nous en concluons que l'effet de la goulotte n'est obtenu que si toute la structure métallique (conducteur + risers) se trouve à l'intérieur. Cependant, à partir de la fréquence de 1,5 GHz, les trois configurations présentent à peu près les mêmes pertes.

Afin d'en savoir plus sur la cause de ce changement brutal qui apparait au-delà de la fréquence 1,5 GHz, nous afficherons le paramètre S_{21} de la configuration des risers à l'intérieur avec celle d'un plan de masse.

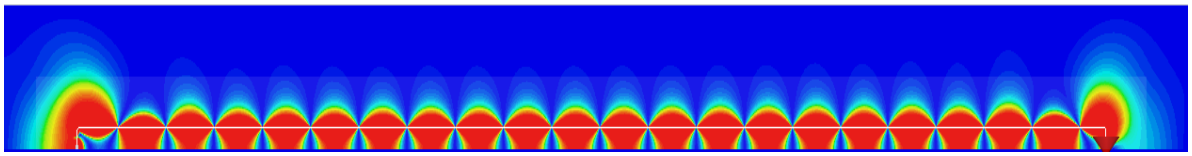


Figure 4-41 : Module du champ électrique pour la configuration riser à l'intérieur-f= 1.5GHz

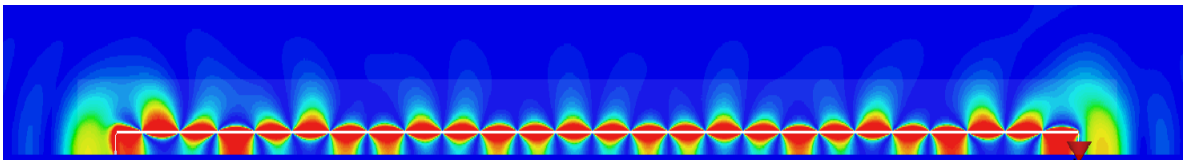


Figure 4-42 : Module du champ électrique pour la configuration riser à l'intérieur-f= 1.8GHz

Constatons qu'au-delà d'une certaine fréquence de coupure en l'occurrence f=1.5GHz, la transmission change d'allure en faisant apparaitre une forte atténuation du signal propagé dans la ligne de transmission. La Figure 4-42 montre que le champ électrique n'est plus concentré entre le conducteur et la surface latérale de la goulotte, de plus, nous remarquons l'apparition des rayonnements au niveau des risers. En revanche, la configuration avec un plan de masse montre une atténuation régulière et linéaire de la puissance transmise en fonction de la fréquence.

La Figure 4-43 montre que le conducteur avec la goulotte se comporte comme une ligne de transmission dont le mode TEM est dominant, du moins en basse fréquence. L'énergie reste confinée à l'intérieur de la goulotte (Figure 4-41).

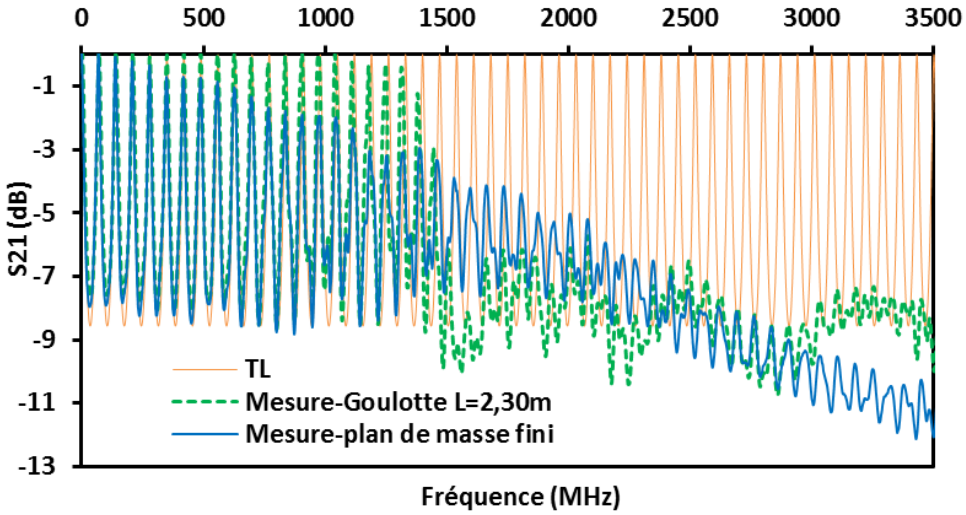


Figure 4-43 : Paramètres S_{21} mesurés et simulés avec la théorie des lignes (TL)

4.5.2.1 L'effet de la largeur de la goulotte

Dans cette section, nous présenterons l'analyse et l'interprétation de l'effet de la goulotte sur une ligne de transmission avec des risers à l'intérieur. Nous allons étudier la même configuration que

précédemment mais avec différentes largeurs de goulottes pour vérifier s'il existe une relation avec la fréquence de coupure. Dans cette perspective, nous testerons trois largeurs différentes : 5cm, 10 cm et 20 cm, comme l'illustre la Figure 4-44. Nous relèverons pour chacune d'elles, la fréquence de coupure qui la caractérise.

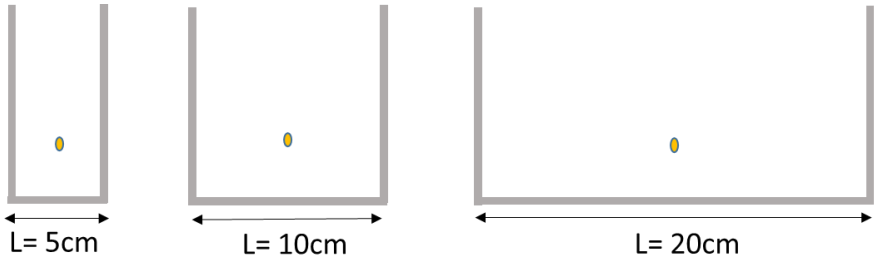


Figure 4-44 : Les différentes largeurs de goulottes expérimentées.

En analysant les résultats de la Figure 4-45, il apparait que la fonction qui décrit la fréquence de coupure en fonction de la largeur forme graphiquement une hyperbole.

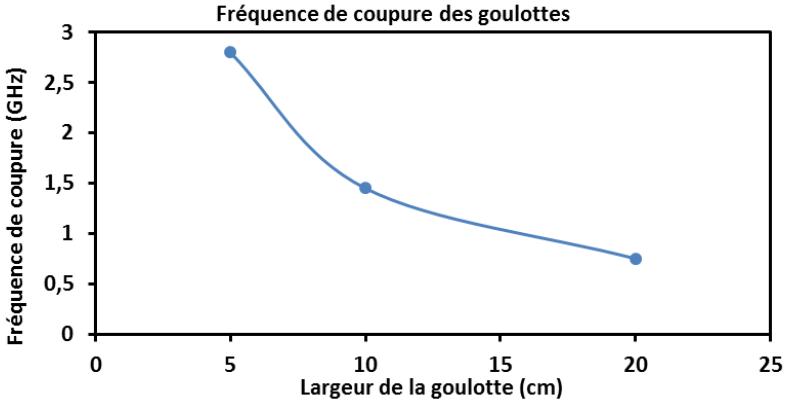
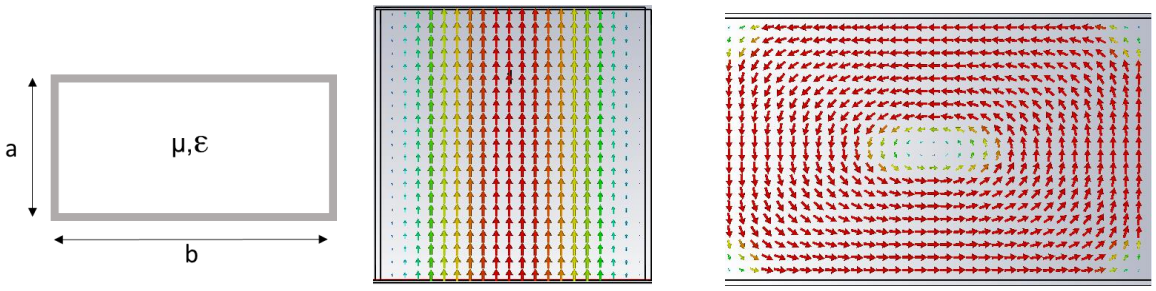


Figure 4-45 : Fréquence de coupure des goulottes en fonction de leur largeur

En faisant l'analogie avec les guides d'onde rectangulaires (Figure 4-46(a)), nous pouvons observer qu'ils possèdent les mêmes fréquences de coupure pour les mêmes largeurs. En utilisant la relation (4-17) qui définit la fréquence de coupure d'un guide rectangulaire (avec b>a), en l'occurrence celle du mode TE_{01} (4-18) , nous ne pouvons donc que confirmer cette hypothèse. La cartographie des champs électromagnétiques montre que la goulotte (Figure 4-45) dispose des mêmes modes de propagation qu'un guide d'onde rectangulaire (Figure 4-46). Nous nous concentrerons dans cette étude sur le premier mode de propagation TE_{01} de ce dernier.

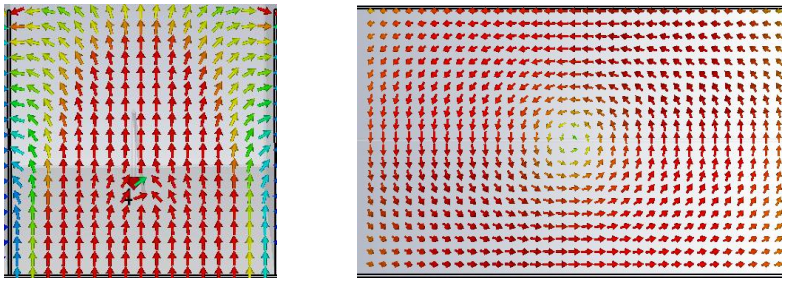
$$f_c = \frac{1}{2\sqrt{\mu\varepsilon}}\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2} \qquad (4\text{-}17)$$

$$f_{c_{TE_{01}}} = \frac{1}{2b\sqrt{\mu\varepsilon}} \tag{4-18}$$



(a) (b) (c)

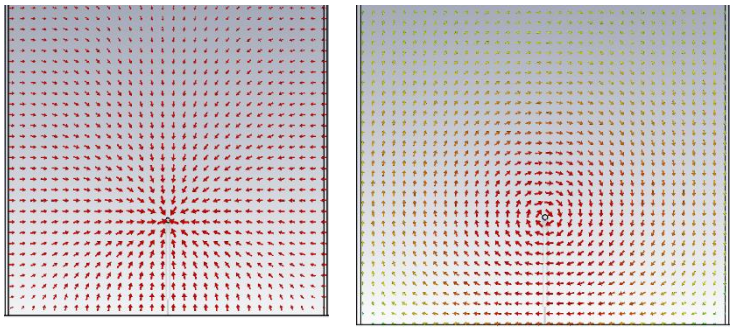
Figure 4-46 : Géométrie (a) et distribution des champs électrique (b) et magnétique (c) d'un guide d'onde



(a) (b)

Figure 4-47 : Distribution des champs électrique (a) et magnétique (b) de la goulotte avec les risers à 1.8 GHz

Ces résultats démontrent qu'après la fréquence de coupure du mode pour la configuration d'une goulotte avec les risers à l'intérieur, les modes du guide d'onde dominent le mode de propagation TEM d'un conducteur filaire. Par contre avant la fréquence de coupure du mode TE_{01}, le mode dominant de cette configuration est le mode TEM (Figure 4-47).



(a) (b)

Figure 4-48 : Vue de face des champs EM de la goulotte avec risers à 1.5 GHz. (a) Électrique-(b) Magnétique

Ainsi, la goulotte avec le riser se comporte comme un plan de masse, le champ électromagnétique est concentré entre le conducteur et la surface métallique la plus proche du conducteur. On en conclut, qu'à partir des fréquences de coupure des modes supérieurs, en l'occurrence ceux du guide d'onde rectangulaire équivalent (en dimensions), la goulotte se comporte comme un guide d'onde et atténue fortement le signal envoyé sur le conducteur cylindrique. Ce qui signifie que la transmission du signal se fait principalement dans le guide d'onde.

4.5.3 Modélisation des goulottes en haute fréquence

Le modèle des goulottes métalliques et des plans finis présenté dans la section 4.3 est limité aux applications basses fréquences, étant donné qu'on s'est basé principalement sur la théorie des lignes multifilaires dont les paramètres linéiques sont obtenus avec l'hypothèse d'une approximation quasi stationnaire. De plus, ce modèle suppose que les lignes de transmission sont de géométrie uniforme. Il est vrai qu'à l'intérieur des conduits métalliques, les positions des lignes multifilaires ne changent pas ou bien varient légèrement par rapport à leurs positions initiales, car c'est l'une de ses applications de base. Cependant, au niveau des extrémités, lorsque les lignes multifilaires quittent le conduit métallique, les conditions aux limites sont modifiées. De même, leurs géométries vont forcément changer lors du cheminement vers les équipements, ce qui va annuler les conditions d'uniformité de départ dans les conduits.

Pour cela, à l'aide du modèle PEEC haute fréquence développé dans le chapitre 3, nous avons complété le modèle des goulottes de la section 4.3 pour ainsi tenir compte de l'aspect fini et non uniforme des extrémités des lignes.

4.5.3.1 Le principe du modèle

Dans ce modèle, nous bénéficions d'une masse commune de référence au-dessus de laquelle se trouvent toutes nos structures métalliques, en l'occurrence les lignes et les conduits métalliques. Notre modèle consiste à segmenter les lignes multifilaires en trois parties (Figure 4-49) suivant leurs conditions aux limites :

- Lignes multifilaires à l'intérieur du conduit métallique (section 2).
- Lignes multifilaires au-dessus d'un plan de masse (Sections 1 et 3).

La section 2 est modélisée à l'aide de la théorie des lignes multifilaires (MTL). Pour cela, nous considèrerons que le conduit métallique est flottant au-dessus du plan de référence, avec une hauteur h très petite devant la longueur d'onde. Ce présupposé nous permet de restreindre la propagation au mode TEM seulement entre le conduit et le plan de référence. Les sections 1 et 3 sont modélisées avec les méthodes PEEC et TLST détaillées au chapitre 3.

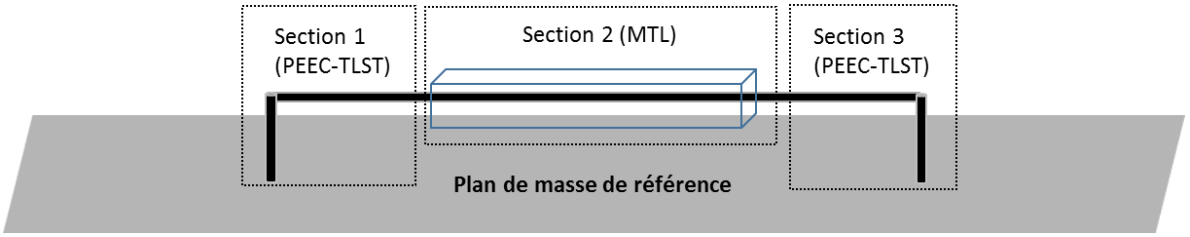


Figure 4-49 : Segmentation d'une ligne multifilaire avec un conduit métallique en haute fréquence

Ainsi, les non-uniformités et les pertes par rayonnement en haute fréquence seront prises en considération. Rappelons que notre modèle haute fréquence implique que la référence de potentiel est un plan de masse infini parfait. Ne pouvant pas utiliser deux références de potentiel différentes, la masse cylindrique virtuelle de la section 4.3.1 est donc remplacée par ce dernier. Ainsi, les formules (4-2) et (4-3) des paramètres linéiques des conducteurs de la goulotte seront remplacées par des formules du plan de masse infini suivantes :

$$L_{ii} = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln\left(\frac{2h_i}{r_i}\right) \tag{4-19}$$

$$L_{ij} = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln\left(1 + \frac{4h_i h_j}{d_i}\right) \tag{4-20}$$

4.5.3.2 Validation expérimentale

Nous exposerons les résultats du modèle explicité dans le paragraphe précédent en les confrontant aux résultats expérimentaux. Pour cela, nous reproduirons la configuration de la Figure 4-50, à savoir une ligne filaire au sein d'une goulotte de largeur et hauteur 10cm.

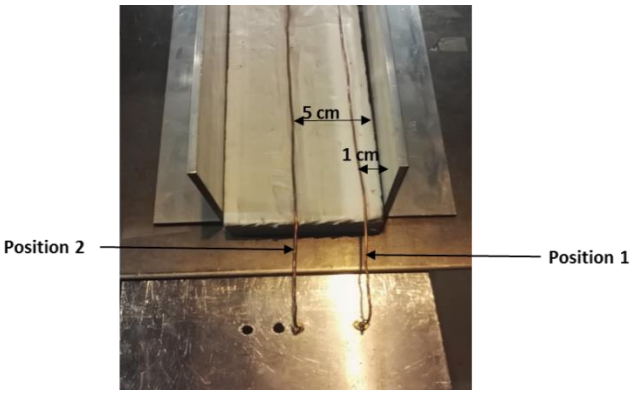


Figure 4-50 : Positions d'une ligne filaire au sein d'une goulotte avec les risers à l'extérieur

Le riser est positionné à l'extérieur de la goulotte. La ligne est de hauteur 3cm au-dessus de la base métallique et de rayon 0.75mm. Nous nous intéresserons à deux configurations qui impliquent de

changer la position de la ligne à l'intérieur de la goulotte. Dans un premier temps, la ligne est placée à une distance de 1 cm de l'aile droite. Ensuite, pour la deuxième configuration, le conducteur sera centré au milieu à une distance de 5 cm de l'aile droite. D'un point de vue modélisation, cette configuration est représentée par le schéma ci-dessous (Figure 4-51). Ainsi, la goulotte métallique est modélisée par l'ensemble de câbles et les risers avec les méthodes PEEC-TLST. La première extrémité de la ligne est connectée à un générateur de tensions chargé par une charge R1 (50Ω), tandis que la deuxième est connectée à une charge R2 (50Ω),

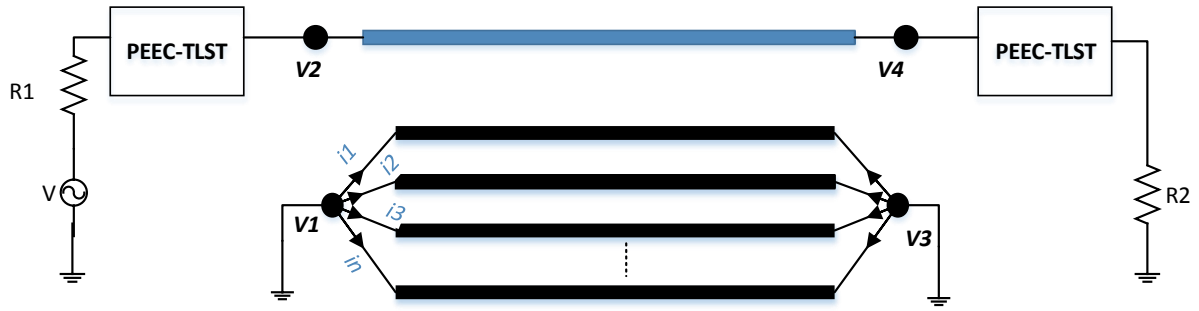


Figure 4-51 : Modélisation d'une ligne de transmission au sein d'une goulotte en haute fréquence

Afin de comparer les résultats de notre modèle avec ceux des mesures, nous affichons la tension au niveau de la charge R2. Concernant les mesures, nous récupérons leurs paramètres S, pour ensuite les intégrer dans un simulateur électrique et ainsi obtenir les tensions au niveau des nœuds du circuit. En nous référant à la position 1, nous observons d'après la Figure 4-52 que notre modèle concorde bien avec la mesure en basse fréquence. Cependant, les résultats divergent en haute fréquence en termes de niveau d'amplitudes. Cela veut dire que dans le cas réel, lorsque la ligne est proche d'une aile, les pertes par rayonnements s'accentuent.

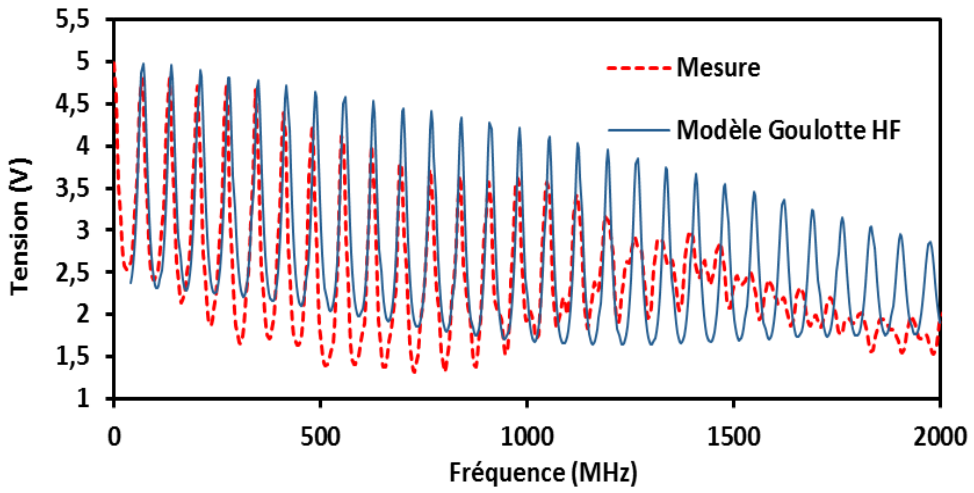


Figure 4-52 : Tension au niveau de la charge R2 - Position 1

En revanche, lorsque la ligne est centrée au milieu loin des ailes (Position 2), nous obtenons en général une meilleure corrélation entre la simulation et la mesure (Figure 4-53). Nous constatons également que les résultats sont proches de ceux obtenus avec un plan de masse fini dans la section 4.4.3.1. Ce qui signifie que l'effet des ailes de la goulotte est négligeable ou absent quand la ligne est centrée du moins lorsque la goulotte est large. Il est vrai que la dimension de la goulotte à partir de laquelle l'effet des ailes devient non négligeable n'a pas été déterminée dans notre étude mais nous l'avons bien montré pour une goulotte étroite de dimensions 5x5cm (paragraphe 4.4.3.1). D'après les données issues de ces deux configurations, nous pouvons conclure que les risers interagissent avec les ailes lorsque ces derniers sont proches.

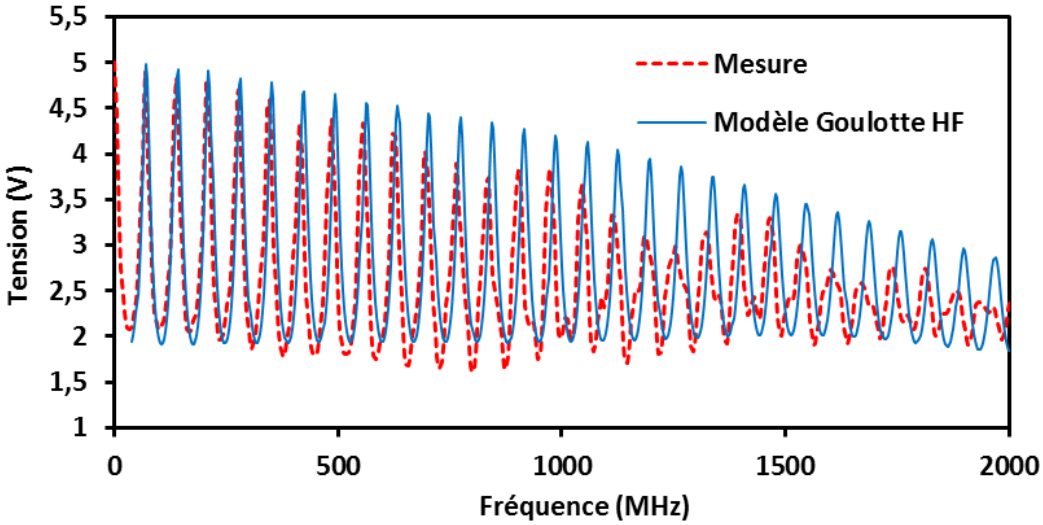


Figure 4-53 : Tension au niveau de la charge R2 - Position 2

De ce fait, il convient de prendre en considération leurs couplages dans le modèle afin d'améliorer la précision des résultats. Dans notre modèle, nous estimons que les risers sont au-dessus d'un plan de masse infini loin de toutes les autres surfaces métalliques, ce qui explique les divergences concernant la position 1.

4.5.4 Bilan et perspectives

Cette section nous a permis de comprendre l'effet de la goulotte sur la propagation des ondes électromagnétiques dans une ligne de transmission. Dans cette analyse, nous avons présenté plusieurs configurations réalistes de conditions aux limites non prises en compte dans les modèles analytiques simplifiés tels que les goulottes, les panneaux et les risers. Nous avons évoqué également les difficultés inhérentes à la modélisation des goulottes notamment en haute fréquence. À l'aide de ces résultats, nous pouvons tirer les conclusions suivantes :

Dans le cas des extrémités dont les dimensions sont de l'ordre de la longueur d'onde comme les panneaux :

- Les lignes de transmission avec des géométries uniformes peuvent être modélisées avec la théorie des lignes de transmission.
- Les lignes de transmission de géométrie uniforme au sein d'une goulotte peuvent être modélisées avec le modèle basse fréquence des conduits métalliques, évoqué dans la section 4.3.
- Les configurations de la goulotte et du plan de masse fini présentent les mêmes pertes par rayonnement.

Dans le cas des extrémités de type filaire, tels les risers :

- Lorsque les parties non uniformes d'une ligne de transmission sont à l'extérieur de la goulotte et la ligne est centrée au milieu de celle-ci, la goulotte se comporte comme un plan de masse fini. Ainsi, elle peut être modélisée avec notre modèle haute fréquence, présenté dans le paragraphe 4.5.3. Cependant, comme nous l'avions constaté, notre modèle est moins précis pour le cas du fil conducteur excentré.
- Lorsque les parties non uniformes d'une ligne de transmission sont à l'intérieur des goulottes :
    - Avant la fréquence de coupure de la goulotte, équivalente à celle d'un guide d'onde rectangulaire de mêmes dimensions, les surfaces métalliques de celles-ci se comportent comme des plans de masse finis. Le mode de propagation TEM est le mode dominant.
    - Au-delà de la fréquence de coupure du premier mode fondamental TE_{01}, la goulotte se comporte comme un guide d'onde rectangulaire. Ainsi, le mode de propagation TE_{01} constitue le mode dominant.
- Les pertes par rayonnement diffèrent selon la position des risers, à l'intérieur ou à l'extérieur de la goulotte.

Par ailleurs, nous nous sommes intéressés au cas multifilaire, notamment au cas du couplage entre deux lignes, en rajoutant aux configurations précédentes des goulottes un deuxième conducteur de même dimension que le premier. Ayant tiré les mêmes conclusions que le cas monofilaire, les résultats de mesures sont affichés en annexe (B.1 et B.2) ainsi que leur interprétation.

Les travaux présentés dans ce chapitre nous permettent d'ouvrir de nouvelles perspectives. À l'aide des résultats expérimentaux, nous avons constaté que les conditions aux limites de la goulotte sont similaires à celles d'un guide d'onde rectangulaire. Nous pouvons donc envisager ultérieurement une modélisation des conditions aux limites de façon rigoureuse, c'est-à-dire par l'utilisation d'une fonction de Green adaptée à la structure métallique de la goulotte. De ce fait, par exemple, nous pouvons envisager l'étude avec les fonctions de Green d'un guide d'onde rectangulaire.

La deuxième perspective consiste à prendre en compte l'aspect fini des conducteurs modélisant la goulotte. Dans ces conditions, il serait intéressant de modéliser ces derniers avec les méthodes numériques évoquées dans le chapitre 3 telles que les méthodes TLST et PEEC.

La troisième perspective consisterait à modéliser la goulotte métallique en haute fréquence avec un conducteur équivalent comme cela a été présenté la section 4.3.2. En effet, nous avons réduit les paramètres d'admittance de l'ensemble de conducteurs d'un conduit métallique en ceux d'un seul conducteur équivalent. Il reste donc à reconstituer la géométrie de ce dernier pour une simulation en haute fréquence avec un code 3D, cette démarche est expliquée dans la méthode du faisceau équivalent.

4.6 Conclusion

Nous avons abordé dans ce chapitre le sujet des goulottes métalliques d'un point de vue CEM. Dans la première partie du chapitre, nous avons présenté une étude expérimentale qui portait sur les goulottes. Les mesures ont été confrontées à chaque fois aux simulations FDTD. Nous avons décrit dans un premier temps le banc de test des mesures. Puis nous nous sommes focalisés sur l'étude des pertes par rayonnement engendrées par les extrémités des conducteurs, en l'occurrence les panneaux et les risers. Nous avons ainsi remarqué que les risers et les panneaux de petites dimensions sont ceux qui rayonnent le plus.

Dans la deuxième partie du chapitre, nous avons exposé un modèle simplifié qui consiste à modéliser les conduits métalliques avec un ensemble de câbles. En le confrontant au modèle analytique du plan infini, nous avons pu observer que l'on pouvait le substituer dans certains cas par ce dernier. Cependant, il existe des cas où ce modèle analytique n'est ni valable ni précis, notamment lorsque la goulotte est de dimension étroite. Ainsi, l'utilisation du modèle proposé est requise pour apporter plus de précision. Il a été démontré que notre modèle de goulottes, basé sur une approximation quasi stationnaire, reste valable en basse fréquence, néanmoins, il présente des limites en haute fréquence notamment lorsque les extrémités sont des risers. En lui rajoutant notre modèle de risers développé dans le chapitre 3, nous avons pu améliorer les résultats. Toutefois, ces derniers restent imprécis pour le cas du conducteur à proximité d'une surface latérale de la goulotte.

Dans une étude expérimentale, nous avons établi l'impact des goulottes sur la propagation en effectuant la comparaison avec le plan de masse. Pour cela, nous avons changé les positions des conducteurs au

sein de la goulotte en affichant la cartographie des champs électromagnétiques. Il s'est avéré que la goulotte se comportait comme un guide d'onde rectangulaire ayant une fréquence de coupure à partir de laquelle le mode TE_{01} devenait le mode dominant. Par ailleurs, en basse fréquence, et particulièrement avant la fréquence de coupure, nous avons observé que le mode TEM était celui qui dominait et par conséquent que les pertes par rayonnement demeuraient négligeables.

Conclusion générale

Les travaux de recherche présentés dans ce manuscrit de thèse s'articulent autour de trois axes : la modélisation des réseaux de câbles, d'une ligne filaire non uniforme en haute fréquence et des conduits métalliques de type goulotte. Nous avons décrit dans le premier chapitre, à travers une synthèse, les méthodes numériques appliquées à la simulation des lignes de transmission, notamment les réseaux de câbles. Les codes 3D sont précis et efficaces, mais ne peuvent pas s'appliquer à des structures métalliques de dimensions supérieures à la longueur d'onde et contenant plusieurs kilomètres de câbles bout à bout, en raison des temps de calcul prohibitifs. De même, nous avons constaté concernant la méthode MNA, bien qu'elle soit fiable, que sa discrétisation des lignes multifilaires en cellules de longueur $\lambda/10$ ne lui permettait pas de concurrencer les autres méthodes, telles que la théorie modale et la BLT.

Dans le but d'optimiser les temps de calcul du logiciel d'Algotech, nous avons exposé dans le deuxième chapitre deux modèles hybrides. Le premier est un couplage entre la MNA et la BLT, tandis que le deuxième repose sur l'intégration de la théorie des lignes dans la méthode de Kron. Ces deux modèles nous ont permis d'éviter la discrétisation en cellules élémentaires, car le gain en temps de calcul est considérable. De même, le nombre d'inconnues du système est limité aux tensions des nœuds du circuit électrique des jonctions. Néanmoins, les résultats affichés de ce chapitre ne sont valables qu'en basse fréquence étant donné que les lignes multifilaires ont été modélisées avec la théorie des lignes. Ces méthodes ont été présentées dans le domaine fréquentiel avec des charges linéaires.

Les modèles de conducteurs utilisés par ces approches sont obtenus en supposant plusieurs hypothèses telles que la géométrie uniforme et la longueur infinie d'une ligne de transmission permettant la propagation du mode TEM seulement. Or, en haute fréquence, d'autres modes supérieurs de propagation apparaissent, ce qui contribue à rendre ces modèles obsolètes. Pour cette raison, nous avons entamé l'étude des lignes filaires en haute fréquence dont la géométrie est non uniforme, en l'occurrence une ligne de longueur finie avec des risers aux extrémités. Suite à une étude bibliographique, il se confirme que les lignes de transmission en haute fréquence ne disposent pas d'un modèle simple et analytique. Seul le modèle de Chabane, une extension de la théorie des lignes, est un modèle valable en haute fréquence. En effet, en se basant sur quelques hypothèses telles que la longueur infinie et la géométrie uniforme des lignes, il a pu obtenir des paramètres linéiques haute fréquence, dont une résistance additionnelle qui représente les pertes par rayonnement. Néanmoins, on ne retrouve jamais de telles conditions dans les cas pratiques. De plus, à l'aide de nos mesures et simulations, nous avons constaté

que les extrémités des lignes filaires influencent la propagation des ondes électromagnétiques. Ainsi, les extrémités de type filaires (risers) présentent des pertes par rayonnement importantes en comparaison avec les panneaux. Aussi, on ne peut pas prévoir un modèle « haute fréquence » standard, car les extrémités des lignes sont nombreuses et différentes. En fait, ce sont la plupart du temps des équipements électroniques dont nous ignorons le cheminement électrique interne. Pour cela, nous avons procédé à une segmentation de la ligne en fonction de sa géométrie en deux sections : la section uniforme et la section non uniforme. La première est modélisée avec la théorie des lignes, tandis que la deuxième est modélisée avec une méthode numérique, en l'occurrence la méthode PEEC. Cette démarche n'aboutit pas à un bon résultat tel que nous pourrions l'imaginer. En étudiant les paramètres linéiques d'une ligne non uniforme avec la méthode TLST, nous remarquons que la jonction des deux sections nécessite une correction sous forme de matrice chaines afin de supprimer la partie finie de la section non uniforme, du côté de la jonction. La même démarche avait été appliquée auparavant avec la TLST et la théorie des lignes. Nous avions démontré qu'avec la méthode PEEC, nous pouvions obtenir les expressions analytiques de ces coefficients partiels, en utilisant leurs développements en série de Taylor. Ainsi, nous avions établi que nous pouvions réduire les temps de calcul d'un facteur de 76 par rapport à la méthode des moments si l'on prenait en considération que le premier terme de la série de Taylor. Nous avions également consolidé la précision des résultats de notre modèle à l'aide des mesures jusqu'à la fréquence 3,6 GHz.

Dans le dernier chapitre de ce manuscrit, nous nous sommes focalisés sur l'étude expérimentale et la modélisation des goulottes métalliques. Dans un premier temps, nous avons validé expérimentalement nos modèles présentés dans les chapitres 2 et 3 pour les cas monofilaires et multifilaires. Les pertes par rayonnement engendrées par les risers et les panneaux ont été quantifiées, nous avons constaté que la dimension des extrémités des lignes joue un rôle important dans l'atténuation du signal transmis. Dans la deuxième partie du chapitre, nous avons présenté notre modèle de conduits métalliques sous forme d'un ensemble de câbles. À l'issue de ce modèle, nous avons démontré que les plans de masse de dimensions finis sont très proches des plans de masse infinis en termes de résultats, du moins en basse fréquence. L'impact de la largeur du plan de masse devient conséquent lorsque la hauteur de la ligne augmente. Ainsi, plus la hauteur augmente, plus la largeur du plan de masse fini requise afin de s'approcher du plan de masse infini et devient importante et vice versa. Néanmoins, les cas de divergences ne sont pas pertinents étant donné qu'ils représentent des largeurs de l'ordre de quelques centimètres (<5 cm) ; ces dimensions ne se retrouvent pas dans la réalité. Concernant les goulottes métalliques, suivant la position des conducteurs à l'intérieur de celles-ci, nous avons observé qu'on pouvait la substituer par un plan de masse infini. C'est-à-dire que la surface métallique de la goulotte, la plus proche du conducteur filaire est considérée comme un plan de masse infini. De ce fait, on peut appliquer le modèle analytique de la théorie des lignes. Cependant, lorsque la goulotte est de petite

dimension notamment en largeur, il est préférable d'utiliser notre modèle afin d'obtenir une meilleure précision. Dans la dernière partie du chapitre, nous avons mené une étude expérimentale sur les goulottes métalliques en testant diverses configurations. Il s'est avéré que les extrémités en panneaux sont les plus proches de notre modèle et présentent le moins de pertes par rayonnement sur une large bande de fréquence. Le mode de propagation TEM constitue le mode dominant pour ce type d'extrémité. En revanche, les risers présentent des comportements irréguliers qui diffèrent suivant leurs positions au sein de la goulotte : à l'intérieur et à l'extérieur. Concernant le cas des risers à l'extérieur, le comportement du conducteur est similaire à celui d'un conducteur au-dessus d'un plan de masse fini si le conducteur est centré au milieu de la goulotte. Par contre, lorsque les risers sont à l'intérieur de la goulotte, dans un premier temps les pertes par rayonnement sont négligeables au-dessous d'une certaine fréquence, et donc les résultats s'approchent de ceux de la théorie des lignes. Au-dessus de celle-ci, un changement brutal s'opérait avec une forte baisse d'amplitude. Cette fréquence représentait la fréquence de coupure d'un guide d'onde rectangulaire de mêmes dimensions que la goulotte. Nous avons confirmé cette hypothèse expérimentalement en testant des goulottes de largeurs différentes. Par ailleurs, nos constats ont été consolidés grâce aux cartographies du champ électromagnétique. Celles-ci démontrent qu'au-dessus de la fréquence de coupure le mode dominant est le mode TEM tandis qu'au-delà de celle-ci c'est le mode TE_{01} d'un guide d'onde rectangulaire qui est le mode dominant. Dans ce contexte, nous avons présenté notre modèle haute fréquence des goulottes métalliques avec un conducteur dont les extrémités sont des risers. Notre modèle basé sur un ensemble de câbles n'étant valable qu'en basse fréquence, nous l'avons enrichi avec le modèle des risers développé dans le chapitre 3 avec la méthode PEEC. Notre modèle considère que les risers sont à l'extérieur de la goulotte. De ce fait, les résultats concordent bien avec ceux des mesures lorsque le conducteur est centré au milieu. En revanche, lorsque le conducteur est excentré, proche d'une aile de la goulotte, notre modèle n'est valable qu'en basse fréquence.

Les travaux de recherche exposés dans ce manuscrit de thèse dégagent plusieurs perspectives. Le premier axe de recherche concerne les modèles de réseaux de câbles. L'intégration des charges non linéaires aux extrémités des conducteurs reste envisageable du moins dans le domaine temporel. Concernant le deuxième axe de recherche de la modélisation haute fréquence, en nous basant sur les résultats du cas monofilaire, nous pourrions envisager ultérieurement une extension du modèle aux lignes multifilaires. L'une des perspectives consisterait à s'affranchir des matrices chaines de correction obtenues avec la TLST, afin que le modèle reste indépendant de cette méthode. Quant au troisième axe de recherche qui concerne les goulottes métalliques, nous avons démontré que les parties non uniformes sont responsables de l'apparition des modes de propagation supérieurs, notamment pour les risers. Il serait donc intéressant de poursuivre notre étude en nous focalisant sur d'autres géométries non uniformes qui se trouvent au sein des goulottes. De plus, lorsque le conducteur est excentré, proche

d’une aile de la goulotte, notre modèle ne demeure valable qu’en basse fréquence. Par conséquent, la modélisation de l’interaction entre les risers et les surfaces métalliques de la goulotte représente une perspective qui serait susceptible de nous permettre d’obtenir une meilleure précision.

Bibliographie

[1] O. W. Henry, Electromagnetic Compatibility Engineering, Wiley, 2009.

[2] «www.francetvinfo.fr,» https://www.francetvinfo.fr/monde/ameriques/video-etats-unis-le-vol-cauchemardesque-d-un-a320-foudroye-pendant-un-orage_1036969.html.

[3] F. A. Fisher et J. A. Plumer, Aircraft lightning protection handbook, Pittsfield, 1989.

[4] P. Degauque et A. Zeddam, Compatibilité électromagnétique 1, Lavoisier, 2007.

[5] P. Degauque et A. Zeddam, Compatibilité électromagnétique 2, Lavoisier, 2007.

[6] P. J. James D, Electromgnetic compatibility (EMC) requirements for military and commercial equipment, Monterey, California: Thesis, 2009.

[7] K. Diomande, «Modélisation des essais BCI (Bulk Current Injection) pour l'aide à la pré-qualification des équipements embarqués dans la bande [10 kHz - 400 MHz],» Thèse Université de Limoges, 2012.

[8] G. Antonini et A. Orlandi, «Review of Clayton R. Paul studies on multiconductor transmission lines,» *IEEE Transactions on electromagnetic compatibility,* vol. 55, n° 14, pp. 639 - 647, 2013.

[9] C. Gordon et T. Blazeck, «Time-Domain Simulation of Multiconductor with frequency dependent losses,» *IEEE Transactions on computer-aided design,* vol. 11, n° 111, pp. 1372 - 1387, 1992.

[10] F. M. Tesche, «Development and use of the BLT equation in the time domain as applied to a coaxial cable,» *IEEE Transactions on electromagnetic compatibility,* vol. 49, n° 11, pp. 3 - 11, 2007.

[11] C. E. Baum, Approximation of non-uniform multiconductor transmission lines by analytically solvable sections, Note 490: Interaction notes, 1992.

[12] J. Nitsch et F. Gronwald, «Analytical solutions in nonuniform multiconductor transmission line theory,» *IEEE Transactions on electromagnetic compatibility,* vol. 41, n° 14, pp. 469 - 479, 1999.

[13] P. Besnier, Etude des couplages électromagnétiques sur des réseaux de lignes de transmission non uniformes à l'aide d'une approche topologique, Thèse Université de Lille: Thèse, 1993.

[14] G. Andrieu, L. Koné, B. Démoulin et J.-P. Parmentier, «Multiconductor reduction technique for modeling common-mode currents on cable bundles at high frequency for automotive applications,» *IEEE Transactions on electromagnetic compatibility,* vol. 50, n° 11, pp. 175-184, 2008.

[15] G. Andrieu, Elaboration et application d'une méthode de faisceau équivalent pour l'étude des couplages électromagnétiques sur réseaux de câblages automobiles, Thèse Université de Lille, 2006.

[16] C. Guiffaut, A. Reineix et B. Pecqueux, «New oblique thin wire formalism in the FDTD method with multiwire junctions,» *IEEE Transactions on antennas and propagation,* vol. 60, n° 13, pp. 1458 - 1466, 2012.

[17] M. Tong, G. Pan et G. Lei, «Full-wave analysis of coupled lossy transmission lines using multiwavelet-based method of moments,» *IEEE Transactions on microwave theory and techniques,* vol. 53, n° 17, pp. 2362 - 2370, 2005.

[18] J. P. Parmentier, J. c. Alliot, D. Pierre et G. Labaume, «Electromagnetic topology junction characterisation methods,» *La Recherche Aerospatiale, Interaction notes, note 489,* n° 15, pp. 71-82, 1990.

[19] J. P. Parmentier, Approche topologique pour l'étude des couplages électromagnétiques, Thèse Université de Lille, 1991.

[20] C. E. Baum, F. Tesche et T.-k. Liu, On the analysis of general multiconductor transmission line networks, Interaction Note 350, 1978.

[21] W. Xinglong, . F. Grassi et . S. Pignari , «Perturbative reformulation of the stochastic galerkin method for statistical analysis of wiring structures with several random parameters,» chez *Symposium on electromagnetic compatibility, signal integrity and power integrity,* Long Beach, 2018.

[22] M. Larbi, P. Besnier et Pecqueux, «Probability of extreme interference levels computed from reliability approaches: Application to transmission lines with uncertain parameters,» chez *IEEE International symposium on electromagnetic compatibility,* Gothenburg, 2014.

[23] P. Manfredi et G. Canavero, «Numerical calculation of polynomial chaos coefficients for stochastic Per-Unit-Length parameters of circular conductors,» *IEEE Transactions on magnetics,* vol. 50, n° 13, pp. 74-82, 2014.

[24] C. Jullien, P. Besnier, M. Dunad et I. Junqua, «Crosstalk analysis in complex aeronautical bundle,» chez *International symposium on electromagnetic compatibility,* Brugge, 2013.

[25] C. Jullien, «Contribution à l'analyse et à la modelisation des couplages électromagnétiques au sein des torons de cables à grand nombre de liaisons : application aux câblages aeronautiques,» Thèse Université de Rennes, 2013.

[26] F. Duval, Gestion du câblage des masses électriques dans un véhicule automobile, Thèse Université de Paris sud: Thèse, 2007.

[27] M. N. Sadiku, Numerical techniques in electromagnetics with matlab, Taylor et Francis, 2009.

[28] R. Harrington, «Origin and development of the method of moments for field computation,» *IEEE Antennas and Propagation Magazine,* vol. 32, n° 13, pp. 31 - 35, 1990.

[29] J. Song, C.-C. L. Lu et W. Cho Chew, «Multilevel fast multipole algorithm for electromagnetic scattering by large complex objects,» *IEEE Transactions on antennas and propagation,* vol. 45, n° 110, pp. 1488 - 1493, 1997.

[30] K. Zhao, M. Vouvakis et J.-F. Lee, «The adaptive cross approximation algorithm for accelerated method of moments computations of EMC problems,» *IEEE Transactions on electromagnetic compatibility,* vol. 47, n° 14, pp. 763 - 773, 2005.

[31] K. Yee, «Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic,» *IEEE Transactions on antennas and propagation,* vol. 14, n° 13, pp. 302-307, 1966.

[32] J. P. Berenger, «Improved PML for the FDTD solution of wave-structure interaction problems,» *IEEE Transactions on antennas and propagation,* vol. 45, n° 13, pp. 466 - 473, 1997.

[33] R. Holland et L. Simpson, «Finite-Difference analysis of EMP coupling to thin struts and wires,» *IEEE Transactions on electromagnetic compatibility,* vol. 23, n° 12, pp. 88 - 97, 1981.

[34] C. Guiffaut, A. Reineix et B. Pecqueux, «New oblique thin wire formalism in the FDTD method with multiwire junctions,» *IEEE Transactions on antennas and propagation,* vol. 60, n° 13, pp. 1458 - 1466, 2011.

[35] P. Clayton, Analysis of multiconductor transmission lines, Kentucky: Wiley, 2008.

[36] J. P. Parmentier et M. Ridel, «Determination of EM coupling on an electrical wiring interconnection system,» *International symposium on electromagnetic compatibility - EMC'14,* 2014.

[37] J. P. Parmentier, I. Junqua, S. Bertuol et F. Issac, «Simplification method for the assessment of the EM response of a complex cable harness,» chez *20th International zurich symposium on electromagnetic compatibility*, Zurich, 2009.

[38] J. P. Parmentier, «Numerical coupling models for complex systems and results,» *IEEE Transactions on electromagnetic compatibility,* vol. 46, n° 13, pp. 359 - 367, 2004.

[39] J. Nitsch et F. Gronwald, Radiating non uniform transmission line systems and the partial element equivalent circuit method, Wiley, 2009.

[40] F. M. Tesche et C. M. Butler, On the addition of EM field propagation and coupling effects in the BLT equation, Interaction Notes, note 588, 2004.

[41] F. M. Tesche, «On the analysis of a transmission line with nonlinear terminations using the time-dependent BLT equation,» *IEEE Transactions on electromagnetic compatibility,* vol. 49, n° 12, pp. 427 - 433, 2007.

[42] L. Brančík et . B. Ševcík, «Simulation of MTLs via Wendroff method combined with modified nodal analysis,» chez *Proceedings of 21st International Conference Radioelektronika* , Brno, 2011.

[43] L. Brancik, «Simulation of multiconductor transmission line circuits combining 1D and 2D Laplace transformations,» chez *10th IEEE International Conference on Electronics, Circuits and Systems,* Sharjah, 2003.

[44] G. Kron, Tensor Analysis of Networks, Wiley, 1939.

[45] O. Maurice, Compatibilité électromagnétique des systèmes complexes, Hermès Lavoisier, 2007.

[46] S. Leman, Contribution à la résolution de problèmes de compatibilité electromagnétique par le formalisme des circuits électriques de KRON, Thèse Université de Lille, 2009.

[47] S. Leman, A. Reineix, F. Hoeppe et Y. Poiré, «KRON's method applied to the study of electromagnetic interference occurring in aerospace systems,» *2012 ESA Workshop on Aerospace EMC,* 2012.

[48] S. Land, . R. Perdriau et . M. Ramdani , «Kron simulation of field-to-line coupling using a meshed and a modified taylor cell,» chez *9th International Workshop on Electromagnetic Compatibility of Integrated Circuits (EMC Compo),* Nara Japan, 2014.

[49] F. Branin, «Transient analysis of lossless transmission lines,» *Proceedings of the IEEE,* vol. 55, n° 111, pp. 2012-2013, 1967.

[50] O. Maurice, R. Casagrande et A. Reineix, «High frequency bundles modeling,» chez *International symposium on electromagnetic compatibility (EMC Europe 2013),* Brugge, 2013.

[51] J.-P. Vabre, «Monographie sur les lignes couplées,» *Annales des télécommunications,* vol. 30, n° 111-12, pp. 421-453, 1975.

[52] F. Rachidi, «A review of field-to-transmission line coupling models with special emphasis to lightning-induced voltages on overhead lines,» *IEEE Transactions on electromagnetic compatibility,* vol. 54, n° 14, pp. 898 - 911, 2012.

[53] S. A. Pignari et D. Bellan, «Incorporating vertical risers in the transmission line equations with external sources,» *International Symposium on Electromagnetic Compatibility,* vol. 3, pp. 974-979, 2004.

[54] S. Chabane, P. Besnier et M. Kingler, «Extension of the transmission line theory application with modified enhanced per-unit-length parameters,» *PIERS,* vol. 32, pp. 257-270, 2013.

[55] Y. Chunfei et . L. Erping, «Analytical expressions for per-unit-length parameters of finite length transmission lines with discontinuities,» *IEEE Transactions on electromagnetic compatibility,* vol. 44, n° 13, pp. 478 - 481, 2002.

[56] G. Lugrin, S. Tkachenko et F. Rachidi, «High-frequency electromagnetic coupling to multiconductor transmission lines of finite length,» *Transactions on electromagnetic compatibility,* vol. 57, n° 16, pp. 1714-1723, 2015.

[57] F. Rachidi, M. Ianoz et s. Tkachenko, «Electromagnetic field coupling to a line of finite length: theory and fast iterative solutions in frequency and time domains,» *IEEE Transactions on electromagnetic compatibility,* vol. 37, n° 14, pp. 509 - 518, 1995.

[58] P. Manfredi, . D. De Zutter et . D. Vande Ginste, «Analysis of nonuniform transmission lines with an iterative and adaptive perturbation technique,» *IEEE Transactions on electromagnetic compatibility,* vol. 58, n° 13, pp. 859 - 867, 2016.

[59] H. Haase, J. Nitsch et T. Steinmetz, «Transmission-line super theory : A new approach to an effective calculation of electromagnetic interactions,» *URSI Radio Science Bulletin,* vol. 2003, n° 1307, pp. 33 - 60, 2003.

[60] R. Rambousky, J. Nitsch et S. Tkachenko, «Application of transmission-line super theory to classical transmission lines with risers,» *Advances in radio science,* vol. 13, pp. 161-168, 2015.

[61] K. Mei, «Theory of maxwellian circuits,» *URSI radio science bulletin,* vol. 2003, n° 1306, pp. 6-13, 2003.

[62] A. Ruehli, G. Antonini et L. Jiang, Circuit oriented electromagnetic modeling using the PEEC techniques, Wiley-IEEE Press, 2017.

[63] L. Lombardi et G. Antonini , «Analytical evaluation of partial elements using a retarded taylor series expansion of the green's function,» *IEEE Transactions on microwave theory and techniques,* vol. 66, n° 15, pp. 2116-2127, 2018.

[64] L. Zhuo, L. Liang Liang, J. Ding et C. Ming Hui , «A new simplification scheme for crosstalk prediction of complex cable within bundles a cylindrical cavity,» *IEEE Transactions on electromagnetic compatibility,* vol. 54, n° 14, p. 940, 2012.

[65] Z. Dan , W. Yinghong , W. Yansheng et L. Dong , «Coupling analysis for wires in a cable tray using circuit extraction based on mixed-potential integral equation formulation,» *IEEE Transactions on electromagnetic compatibility,* vol. 59, n° 13, p. 862, 2017.

[66] A. Piche, R. Perraud, O. Ureea et S. Haddad, «Coupling analysis of aircraft raceways,» chez *International symposium on electromagnetic compatibility - EMC EUROPE,* Rome, 2012.

[67] *Guide de l'installation electrique-Recommandations pour l'amélioration de la CEM,* Schneider Electric, 2010.

[68] *Bien choisir son chemin de câble,* Niedax France.

[69] W. Tim, EMC for product designers, Newnes, 2006.

[70] «EMC and cable ducts,» Gouda Holland.

Annexe A

Éléments de calcul de la TLST

A.1 De la MPIE aux équations générales des télégraphistes

Afin de résoudre l'équation (3-9), nos inconnus qui sont en l'occurrence le courant i et la charge linéique ρ doivent sortir des intégrales. C'est-à-dire qu'ils vont devenir les courants et les charges des points d'observation. L'une des solutions possibles, est d'introduire des expressions déjà existantes pour le courant et la charge linéique. Pour cela, on choisit la solution (A-1) de l'équation d'onde appliquée au courant [39], qui est une équation différentielle du second ordre.

$$\begin{bmatrix} \rho(l') \\ i(l') \end{bmatrix} = M_l^{l'}(-j\omega\mathbf{P}) \begin{bmatrix} \rho(l) \\ i(l) \end{bmatrix} \tag{A-1}$$

Avec **P** la matrice qui contient les coefficients P_{11} et P_{12} de l'équation d'onde. $M_l^{l'}(-j\omega\mathbf{P})$ est le Matrizant de $-j\omega\mathbf{P}$. Ce dernier est utilisé pour résoudre les systèmes d'équations différentielles du premier ordre, qui sont souvent utilisés pour décrire des phénomènes physiques. Ainsi, en introduisant (A-1) dans l'équation (3-9), elle peut être réécrite sous la forme suivante :

$$\frac{d}{dl}\begin{bmatrix} \rho(l) \\ i(l) \end{bmatrix} + j\omega\mathbf{A}(l) \begin{bmatrix} \rho(l) \\ i(l) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \tag{A-2}$$

Avec

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} I_{21} & I_{22} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} I_{11} + \frac{1}{j\omega}\frac{dI_{21}}{dl} & I_{12} + \frac{1}{j\omega}\frac{dI_{22}}{dl} \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \tag{A-3}$$

I_{11}, I_{12}, I_{21}, et I_{22} sont les paramètres de la matrice **I,** définie par la relation suivante :

$$\mathbf{I}(l) = \int_a^b \mathbf{K}(l,l') M_l^{l'}(-j\omega\mathbf{P}) dl' \tag{A-4}$$

Avec

$$\mathbf{K} = \begin{bmatrix} 0 & g_l \\ g_c & 0 \end{bmatrix} \tag{A-5}$$

Notons que l'équation (A-2) sous cette forme, appelée la transmission line super theory, a la même structure des équations des lignes de transmission classiques. Sauf que les paramètres de cette dernière, sont issus de la MPIE, qui est pour sa part issue directement des équations de Maxwell sans aucune simplification ou approximation. De ce fait, l'un des noms qui lui est souvent attribué dans la bibliographie, est l'équation générale de la théorie des lignes de transmission car c'est un modèle full-wave. A l'aide de cette équation, il est possible d'étudier la plupart des configurations possibles des lignes de transmission filaires, notamment, les géométries non uniformes et les effets de propagation haute fréquence avec les pertes par radiation. Toutes ces configurations, font apparaitre d'autres modes de propagation, en plus du mode TEM. Ce dernier, est le plus simple à étudier en se contentant de la théorie des lignes classique. La résolution du problème demande au préalable la connaissance des paramètres de l'équation de la transmission line super theory. Cependant, la matrice **A** qui représente les paramètres de l'équation (A-2), dépend des paramètres de la matrice **P** de l'expression (A-1), qui sont également inconnus.

A.2 Détermination des paramètres linéiques

Cette partie sera consacrée à la résolution de l'équation de la transmission line super theory (A-2). Une nouvelle expression sera donnée à cette équation pour la reformulation en tension-courant, de façon à l'adapter aux méthodes circuits existantes, en obtenant au final des matrices chaines équivalentes. Par ailleurs, les paramètres de la nouvelle équation vont être abordés pour leur donner une explication physique.

D'après la démonstration faite dans [39], on admet la relation (A-6) entre les matrices **A** et **P**.

$$\mathbf{A} = \mathbf{P} \tag{A-6}$$

Ainsi, l'équation (A-4) peut être alors réécrite de la façon suivante :

$$\mathbf{I}^{(1)}(l) = \int_a^b \mathbf{K}(l,l') M_l^{l'}(-j\omega \mathbf{A}^{(0)}) dl' \tag{A-7}$$

Face à ce problème où les paramètres de **A** sont inconnus, il est judicieux de procéder à une résolution par itération. L'itération d'ordre zéro $\mathbf{I}^{(0)}$ pour commencer, sera calculée avec une approximation d'un régime statique, $\omega = 0$.

$$\mathbf{I}^{(0)} = \int_a^b \mathbf{K}(l,l') dl' \tag{A-8}$$

Ensuite, à l'aide de (A-3), on obtient les paramètres de départ $\mathbf{A}^{(0)}$ qui permettent l'obtention de $\mathbf{I}^{(1)}$. D'après l'auteur de cette méthode, une seule itération est suffisante pour converger, après l'itération de départ $\mathbf{I}^{(0)}$, c'est-à-dire $\mathbf{I}^{(1)}$.

$$\mathbf{I}^{(1)}(l) = \int_a^b \mathbf{K}(l,l') M_l^{l'}(-j\omega \mathbf{A}^{(0)}) dl' \tag{A-9}$$

Afin de retomber sur la forme des équations des télégraphistes, il faut remplacer la distribution de charge $\rho(l)$ par le potentiel électrique φ dans l'équation (A-2). La relation de passage est définit dans [39] par l'équation suivante :

$$\begin{bmatrix} \varphi(l) \\ i(l) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_{21} & I_{22} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \rho(l) \\ i(l) \end{bmatrix} \tag{A-10}$$

Cette représentation est importante car elle permet l'écriture des équations différentielles du premier ordre en courant-tension, en faisant ainsi l'analogie avec les équations des télégraphistes classiques. La nouvelle écriture de l'équation de la transmission line super theory en fonction du potentiel φ et du courant i est donnée par la relation suivante :

$$\frac{\delta}{\delta l}\begin{bmatrix}\varphi(l)\\ i(l)\end{bmatrix} + j\omega\mathbf{B}(l)\begin{bmatrix}\varphi(l)\\ i(l)\end{bmatrix} = \begin{bmatrix}0\\ 0\end{bmatrix} \tag{A-11}$$

Avec

$$\mathbf{B}(l) = \begin{bmatrix} I_{11}I_{21}^{-1} & I_{12} - I_{11}I_{21}^{-1}I_{22} \\ I_{21}^{-1} & -I_{21}^{-1}I_{22} \end{bmatrix} \tag{A-12}$$

A.3 Le calcul des matrizants avec la méthode Volterra

Dans cette partie, on s'intéressera au calcul des matrizants, plus connu sous le nom de « produit d'intégrales » [39]. Ces derniers sont utilisés pour résoudre les systèmes d'équations différentielles du premier ordre, qui sont souvent utilisés pour décrire des phénomènes physiques. Il existe une variété de méthodes de résolution, qui sont souvent numérique et des fois semi-analytique. Dans notre cas, l'équation (3-27) représente bien une application de ces systèmes dans la modélisation des lignes de transmission. Les paramètres de ces systèmes peuvent être constants ou variable, selon la nature du problème. Concernant le cas de la théorie des lignes classique, les paramètres sont constants, ce qui simplifie largement le problème. Dans le cas général, des lignes non-uniformes, les paramètres varient en fonction de la position sur le conducteur, cela demande un choix réfléchi de la méthode de résolution la mieux adaptée au contexte. Deux méthodes sont présentées dans cette partie, l'une est itérative (Picard) et l'autre est basée purement sur la segmentation.

Supposons l'équation différentielle du premier ordre suivante :

$$\frac{d}{dl}\mathbf{X}(l) = \mathbf{A}(l)\mathbf{X}(l) \tag{A-13}$$

En utilisant, la méthode des approximations successives de Picard, on obtient la formule récursive suivante :

$$\mathbf{X}^{(n)}(l) = \mathbf{X}^{(0)} + \int_{l_0}^{l} \mathbf{A}(s)\mathbf{X}^{(n-1)}(s)ds \tag{A-14}$$

Avec $\mathbf{X}^{(0)} = \mathbf{E}$, $\mathbf{E}$ étant la matrice identité. Après quelques itérations et en considérant la condition initiale $\mathbf{X}^{(n)}(l_0) = E$ pour tout n entier, on en déduit la série de Picard suivante :

$$\mathbf{X}(l) = \mathbf{X}^{(0)} + \int_{l_0}^{l} \mathbf{A}(s)ds + \int_{l_0}^{l} \mathbf{A}(s)\int_{l_0}^{s} \mathbf{A}(x)dxds + \ldots \tag{A-15}$$

Sachant que la solution de (A-13), s'écrit de façon générale en utilisant le matrizant sous la forme suivante :

$$\mathbf{X}(l) = M_{l_0}^{l}(\mathbf{A})\mathbf{X}(l_0) \tag{A-16}$$

On en déduit alors l'expression du matrizant, qui explique la signification de son deuxième nom « le produit des intégrales ». La deuxième méthode de résolution, celle qui a été utilisée dans notre démarche, est la méthode Volterra. C'est une méthode qui se base sur la discrétisation d'une ligne de transmission,

en plusieurs segments uniformes. Chaque segment aura donc ses paramètres linéiques constants. Le nombre de segments et leurs longueurs dépendent essentiellement de la géométrie de la ligne, notamment les régions où les non uniformités sont présentes. Ces régions-là demandent particulièrement un maillage plus fin. Le recours à cette méthode est du à sa simplicité et à l'existence d'une expression pour le matrizant des paramètres constants.

Supposons que sur le segment i d'une ligne, les paramètres linéiques de **A** sont constants, alors le matrizant associé à ce segment s'écrira de la façon suivante :

$$M_{l_i}^{l_{i+1}}(\mathbf{A}) = \exp(\mathbf{A}(l_{i+1} - l_i)) \tag{A-17}$$

Soit une ligne de transmission décomposée en n segment, chaque segment est représenté par son matrizant, équivalent à sa matrice chaine. En appliquant les propriétés des matrices chaines, on en déduit la matrice chaine globale $M_{l_0}^{l}(\mathbf{A})$:

$$M_{l_0}^{l}(\mathbf{A}) = M_{l_{n-1}}^{l}(\mathbf{A}) M_{l_{n-2}}^{l_{n-1}}(\mathbf{A}) ... M_{l_0}^{l_1}(\mathbf{A}) \tag{A-18}$$

Annexe B

Couplage entre deux conducteurs

B.1 Terminaisons avec risers

Dans cette section, après avoir étudié le cas d'un seul conducteur, l'accent sera mis sur le couplage entre deux conducteurs au sein d'une goulotte. On rajoute aux configurations précédentes un deuxième conducteur de même dimension que le premier. De même, on mesure les paramètres S au niveau des 4 ports de la structure (Figure B-1), en l'occurrence aux extrémités des conducteurs. Lors de chaque mesure, les deux ports non connectés à l'analyseur de réseau seront connectés à des charges 50Ohms.

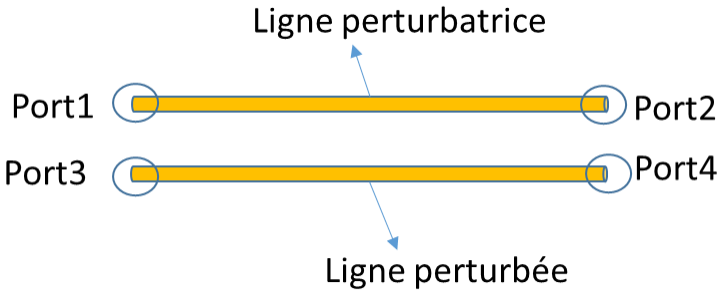


Figure B-1 : Numérotation des ports

Par ailleurs, dans cette étude, nous allons utiliser une goulotte de dimension 10x10cm avec deux longueurs différentes en fonction des extrémités des conducteurs : une longueur de 2.14m pour le cas des panneaux et une longueur de 2.30m pour le cas des risers. Les 2 conducteurs sont de hauteur 3cm par rapport au plan de masse, le premier conducteur qui joue le rôle du perturbateur est centré au milieu, tandis que le deuxième (la victime) est distant de ce dernier de 1cm pour la première configuration et de 4cm pour la deuxième configuration. Le choix de ces deux distances consiste à étudier l'impact de la position du conducteur par rapport à l'aile de la goulotte. Dans ce paragraphe, on commence dans un premier temps par les extrémités en risers.

A l'aide des paramètres S relevés à partir des mesures, nous allons présenter les puissances rayonnées pour chacune des configurations en se basant sur le FLF (Forward Loss Factor).

$$FLF = 1 - |S_{11}|^2 - |S_{12}|^2 - |S_{13}|^2 - |S_{14}|^2 \tag{B-1}$$

La Figure B-2 montre les pertes par rayonnement issues de la première configuration avec des risers, une comparaison est faite entre la goulotte et le plan de masse. D'après ces résultats, la première

observation est l'absence de pertes par rayonnement pour le cas de la goulotte, au-dessous de la fréquence 1.5GHz. Au-delà de cette fréquence, les puissances rayonnées des deux structures (Goulotte et plan de masse) sont de même niveau d'amplitude.

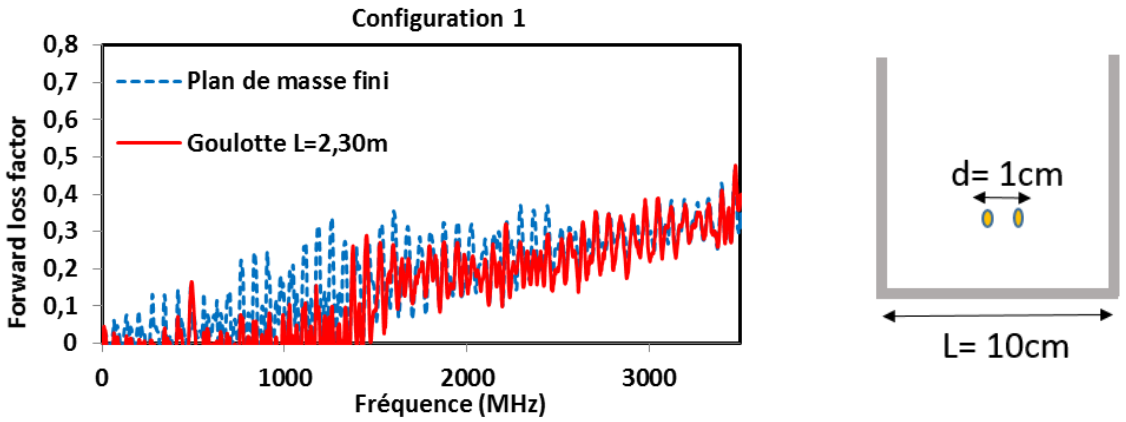


Figure B-2 : Mesure des pertes par rayonnement de la configuration 1-Risers

Quant à la configuration 2, les pertes par rayonnement sont accentuées en comparaison avec la première, comme le montre la Figure B-3. Ainsi, on se rapproche plus du cas monofilaire présenté dans la section précédente. De ce fait, on en déduit qu'en réduisant la distance entre les conducteurs, il y aura moins d'énergie rayonnée. A cet égard, on peut formuler l'hypothèse que la puissance rayonnée par le conducteur perturbateur est récupérée par le second, ceci est d'autant plus vrai si la distance les séparant est réduite.

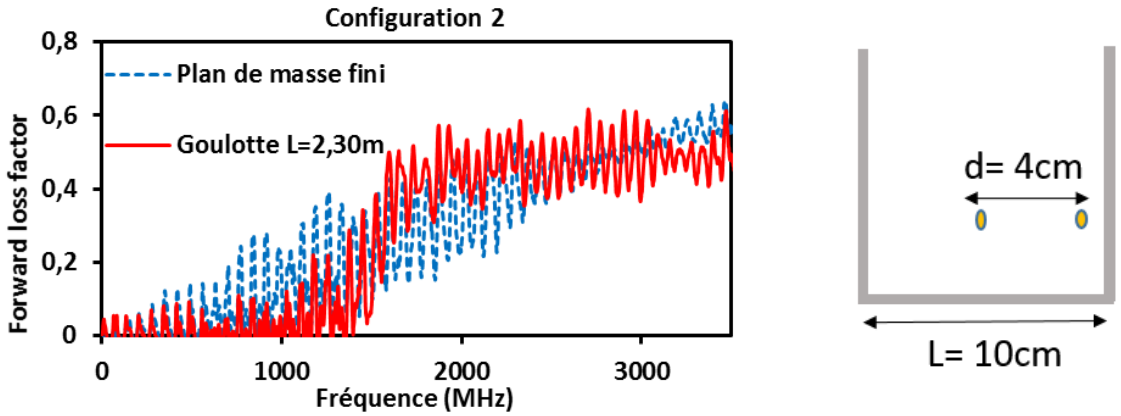


Figure B-3 : Mesure des pertes par rayonnement de la configuration 2-Risers

Afin d'étudier le comportement de la ligne victime dans la configuration 2, on affiche dans la Figure B-4 les paramètres S14 des mesures pour une goulotte et un plan de masse. Lorsque les risers sont à l'intérieur de la goulotte, on remarque que dans la gamme de fréquence [1MHz-1.5GHz] dont le mode TEM est dominant, le conducteur au sein de la goulotte considère l'aile à proximité comme son conducteur de retour, de même pour le cas des risers à l'extérieur en basse fréquence (f<100MHz). Pour cela, on constate une différence d'amplitude avec les résultats du plan de masse. Au-delà de la fréquence de coupure présentée précédemment, la goulotte n'a plus aucun effet sur la propagation, elle est

totalement masquée. Ainsi, on obtient les mêmes résultats pour les trois cas de figures : goulotte L=2.30m, goulotte L=1.92m et le plan de masse fini.

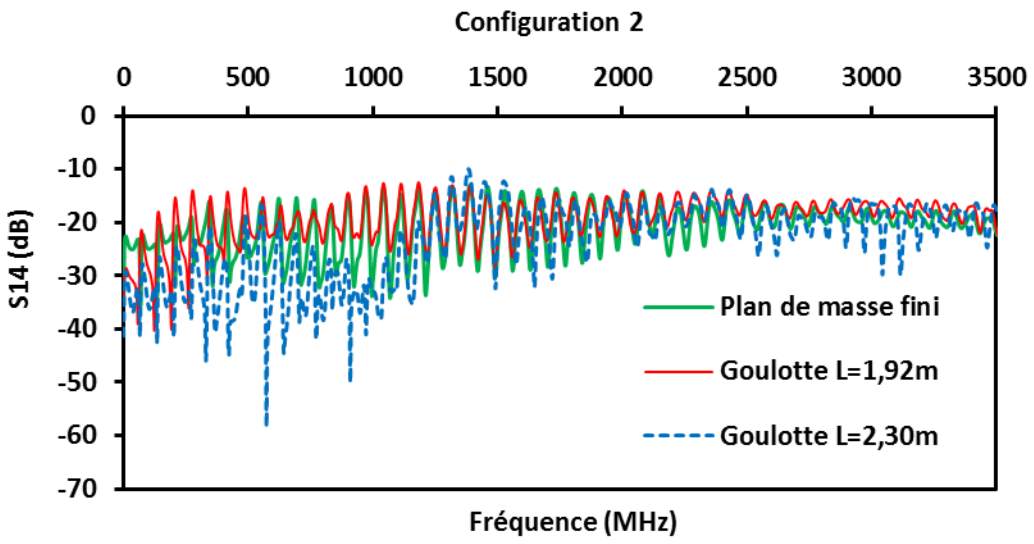


Figure B-4 : Paramètres S14 de la configuration 2

Par ailleurs, les paramètres S14 de la configuration 1 (Figure B-5), montre que la goulotte, quel que soit sa longueur, se comporte comme un plan de masse fini. Par conséquent, on en déduit que le couplage entre les lignes filaires n'est pas impacté par les ailes de la goulotte lorsque ces derniers sont centré au milieu de celle-ci.

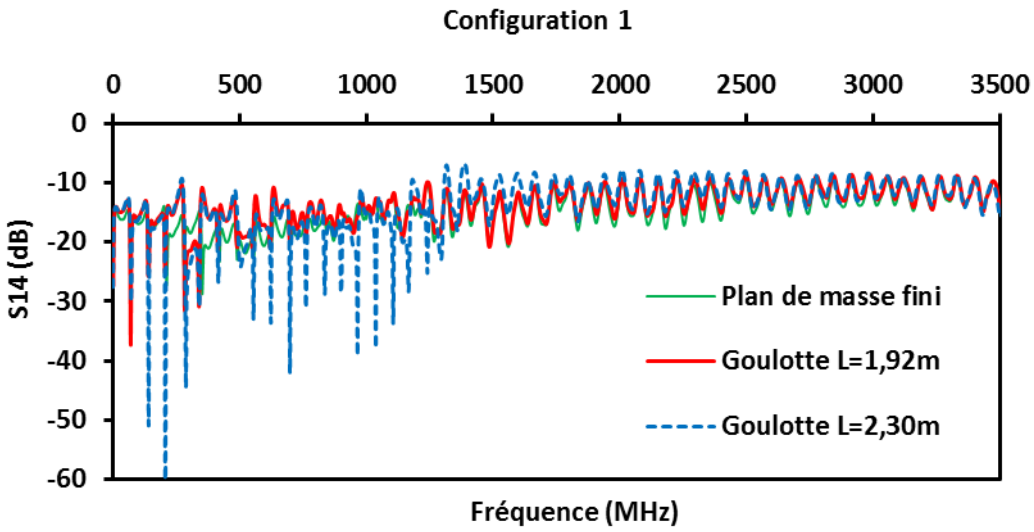


Figure B-5 : Paramètres S14 de la configuration 1

B.2 Terminaisons avec panneaux

Dans ce paragraphe, on poursuit notre étude en changeant les risers par des panneaux métalliques de dimensions 20x20cm. A l'instar des configurations avec des risers, on constate que la goulotte permet

d'éviter les pertes par rayonnement avant la fréquence de coupure (Figure B-6 et Figure B-7). De même, elle présente à peu près la même puissance rayonnée que le plan de masse au-delà de cette dernière

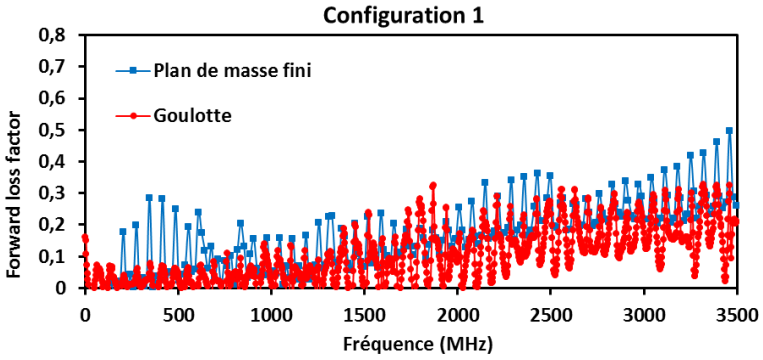


Figure B-6 : Pertes par rayonnement de la configuration 1-Panneaux

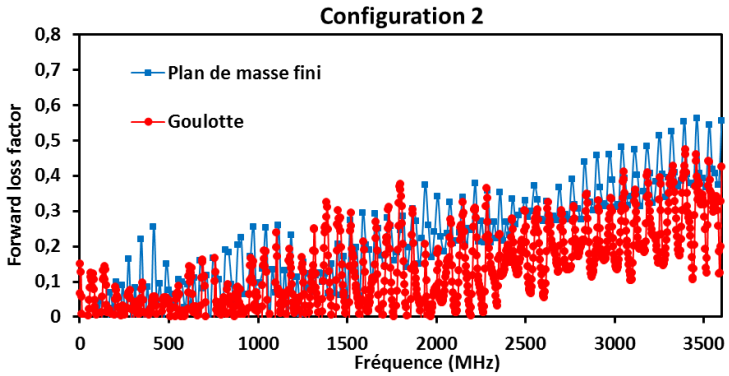


Figure B-7 : Pertes par rayonnement de la configuration 2-Panneaux

Résumé

La modélisation numérique des réseaux de câbles est devenue une étape indispensable lors de la phase de conception d'un projet. En effet, elle permet de prédire les disfonctionnements dans les moyens de transport issus de l'augmentation des couplages électromagnétiques. La majorité des modèles repose sur des méthodes analytiques, qui sont certes rapides en comparaison avec les méthodes numériques 3D, mais en contrepartie sont limitées aux basses fréquences et aux géométries uniformes. De plus, des hypothèses concernant les conditions aux limites des conducteurs, comme les plans de masse infinis, sont souvent appliquées dans le but d'obtenir des formules analytiques simples. C'est dans ce contexte, que nous avons envisagé l'amélioration de ces modèles en réduisant ces simplifications et ces hypothèses imposées au départ. A cet égard, nous avons développé dans un premier temps un modèle de ligne de transmission filaire qui consiste à prendre en compte les pertes par rayonnement en haute fréquence, la longueur finie et la géométrie non uniforme. Lors de cette étude, nous avons utilisé la théorie des lignes et deux méthodes numériques en l'occurrence les méthodes PEEC et TLST. Nous avons démontré pour le cas des risers que les coefficients de la méthode PEEC peuvent être obtenus analytiquement. Concernant notre deuxième axe de recherche, on s'est intéressé à la modélisation des conduits métalliques notamment les plans de masse finis et les goulottes. Ces derniers ont été modélisés avec un ensemble de câbles. Une étude expérimentale a été menée sur les effets induits par la goulotte sur la propagation des ondes électromagnétiques. Finalement, les résultats de nos modèles ont été validés expérimentalement avec des mesures. Une attention particulière a été portée sur l'effet des extrémités des lignes de transmission.

Mots-clés : Réseau de lignes multifilaires, topologie électromagnétique, modélisation haute fréquence des lignes de transmission, pertes par rayonnement, PEEC, méthode TLST, MPIE, goulottes métalliques, plans métalliques finis.

Abstract

Considering the increasing awareness of the EM coupling issues inside aircraft and automotive engines, numerical modeling of cable harness networks is currently one of the most important steps in the design process of an engineering project. Most of the relevant softwares that deals with the cable topology simulation relies on the well-known analytical models such as the multiconductor transmission line theory. These techniques are better than the fullwave ones regarding the time calculation and the memory requirement. However, they are available only in the low frequency range because of the assumptions taken into account such as the uniform geometry and the infinite length of the wires. To overcome these restrictions and improve the existing solutions, we come up with a new high frequency

model which is based on the transmission line theory and two numerical methods: PEEC and TLST. To keep the analytical approach of our model, we managed to get the analytical expressions of the PEEC's partial elements. In this thesis, we were also interested by the cable raceways and cable trays. First of all, we developed a raceway model based on transmission line wires. Comparing our results with the FDTD ones, we noticed some differences especially in the high frequency range when the wire ends with the risers. Through an experimental study, we explained the behavior and the impact of these cables trays on the EM wave propagation. Finally, the results of our models have been validated with the measurements. Thanks to these experiments, we highlighted the fact that the termination of a wire has an important impact on the wave propagation.
Keywords : Multiconductor transmission line networks, electromagnetic topology, high frequency modeling of transmission lines, radiation effects, PEEC, TLST, MPIE, cable raceways, finite ground plane effect.