

UNIVERSITE DE LIMOGES

ECOLE DOCTORALE n° 521 - Sciences et Ingénieur pour l'Information,

Mathématiques

Laboratoire XLIM - Département OSA

Thèse

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LIMOGES

Discipline: Électronique des Hautes Fréquences, Photoniques et Systèmes

Présentée et soutenue par

Abdelghafour BOUTAR

Le 29 Octobre 2014

Contribution au développement de modèles circuits pour l'étude de couplages électromagnétiques à l'intérieur d'enceintes métalliques

Thèse dirigée par Alain REINEIX

JURY :

Président du jury

M. Thierry MONEDIERE, Professeur, XLIM Dépt OSA, Université de Limoges

Rapporteurs

M. Pierre BONNET, Professeur, Institut Pascal Université Clermont-Ferrand II

M. Bernard DEMOULIN, Professeur Émérite, TELICE - IEMN, Université de Lille

Examineurs

M. Olivier MAURICE, Docteur Ingénieur, GERAC, Trappes

M. Alain REINEIX, Directeur de Recherche CNRS, XLIM Dépt OSA, Université de Limoges

Dédicace

À la mémoire de mes grands-pères

À la mémoire de mes grands-mères : Fatma & Zeineb

À toute ma famille & mes amis...

Remerciements

Ces travaux, financés par l'Université de Limoges et l'Agence pour la Valorisation de la Recherche Universitaire de Limousin (AVRUL), ont été réalisés au sein de l'équipe de Compatibilité Électromagnétique (CEM), département Ondes et Systèmes Associés (OSA) du l'institut de recherche XLIM-Université de Limoges.

Au terme de ce travail, je présente mes sincères remerciements à tous ceux qui m'ont aidé en contribuant à l'aboutissement de cette thèse, en particulier mon directeur de thèse Monsieur Alain REINEIX Directeur de Recherche CNRS à XLIM, responsable de projet CEM et responsable également de département OSA. Je le remercie du fond du cœur: de m'avoir fait l'honneur d'avoir dirigé cette thèse, pour la confiance qui m'a accordée tout au long de ce parcours de recherche très bénéfique, pour ses conseils scientifiques qui m'ont à chaque fois apporté la motivation nécessaire à l'avancement de mes travaux de recherche, ainsi pour ses qualités humaines qui m'ont permis d'être très à l'aise lors de la discussion avec lui.

J'exprime ma gratitude envers les membres du jury, et tout d'abord envers Monsieur Thierry MONEDIERE Professeur à l'Université de Limoges pour son amabilité et de m'avoir fait l'honneur de présider le jury. Je remercie Monsieur Bernard DEMOULIN Professeur Émérite de l'Université de Lille et Monsieur Pierre BONNET Professeur à l'Université Clermont-Ferrand II de me faire l'honneur de juger ce travail en qualité de rapporteurs. Je remercie également Monsieur Olivier MAURICE Ingénieur à GERAC pour sa bonne humeur, sa collaboration et d'avoir accepté d'examiner ces travaux de thèse.

Je remercie infiniment Christophe GUIFFAUT Chargé de Recherche CNRS à XLIM pour le temps qu'il m'a consacré, pour nos discussions scientifiques ainsi pour sa gentillesse. Je remercie également Guillaume ANDRIEU Maître de Conférences à l'Université de Limoges pour son aide, son esprit ouvert et sa bonté.

Je tiens remercier François TORRES Chargé de Recherche CNRS à XLIM pour ses encouragements, ses conseils, pour son rire très motivant, merci d'être sociable et agréable. J'espère que tu resteras toujours souriant.

Je remercie très sincèrement mes collègues de bureau Georges et Emmanuel pour leur amabilité, sympathie, solidarité, leurs aides, leurs conseils, j'en ai appris énormément de choses avec vous.

Je remercie très chaleureusement Nadine AYMARD qui je l'estime beaucoup, merci pour tout ce que t'a fait pour moi chère Nadine, pour ta bonté, ta patience et ta disponibilité.

Mes remerciements s'adressent ensuite à Madame Isabelle LANGLOIS et Madame Hélène PAULIAT pour leur bienveillance, leur implication au niveau de la mise en oeuvre de mes contrats de travail, ainsi pour leurs interventions auprès la préfecture pour pouvoir obtenir mes titres de séjours ; c'est un geste qui je l'ai apprécié énormément.

Je remercie tous les enseignants et professeurs qui m'ont enseigné tout au long de mon parcours scientifique, ici en France ainsi en Algérie.

Je remercie du fond du cœur mes collègues et amis les Thésards ici en France et aussi en Algérie pour leur solidarité, leur confiance, leurs encouragements, pour les moments agréables qu'on a passé ensemble.

Sommaire

Introduction générale.....	1
Chapitre I : La CEM et les couplages des interférences ÉM avec un système électronique	
I. 1 Introduction	5
I. 2 La Compatibilité ElectroMagnétique (CEM).....	5
I. 2. 1 La définition de la CEM	5
I. 2. 2 La naissance de la CEM.....	7
I. 2. 3 Le rôle de la CEM.....	8
I. 2. 4 Les normes CEM	8
I. 3 Les perturbations électromagnétiques.....	9
I. 3. 1 L'origine	10
I. 3.1.1 Les sources naturelles.....	10
I. 3.1.2 Activité humaine.....	11
I. 3. 2 Fréquence	11
I. 3.2.1 Perturbations basse et moyenne fréquence	11
I. 3.2.2 Perturbations haute fréquence	12
I. 3. 3 Les vecteurs de propagation.....	12
I. 4 La conception CEM	13
I. 5 Les techniques de protection en CEM.....	14
I. 5. 1 Le filtrage: protection contre les perturbations conduites.....	14
I. 5.1.1 Les filtres: les produits	15
I. 5.1.2 Les filtres : précautions d'emploi	16
I. 5. 2 Le blindage ÉM : protection contre les perturbations rayonnées	16
I. 5.2.1 Le blindage en basse et en haute fréquence.....	18
I. 5. 3 Étude de l'efficacité de blindage d'une plaque métallique	19
I. 5.3.1 En champ lointain (onde plane).....	21
I. 5.3.2 En champ proche magnétique.....	23
I. 5.3.3 En champ proche électrique	25
I. 5. 4 Le blindage ÉM d'une barrière métallique contenant des ouvertures	27
I. 6 La problématique : le couplage et la pénétration des perturbations ÉM à l'intérieur d'un équipement électronique	29
I. 7 Les méthodes d'étude du couplage ÉM à l'intérieur du boîtier métallique d'un équipement électronique	31
I. 7. 1 Les méthodes numériques.....	31
I. 7. 2 Les méthodes analytiques	32
I. 8 Les méthodes sélectionnées et les objectifs visés	32
I. 9 Conclusion.....	35
Chapitre II : La fonction de Green relative à une cavité métallique rectangulaire	
I. 1 Introduction	36
I. 2 Les équations de rayonnement en espace libre	37
I. 2. 1 Les équations de Maxwell	37
I. 2. 2 La fonction de Green	38
I. 2. 3 Application à l'équation de rayonnement	40
I. 2. 4 La méthode des équations intégrales	40
I. 2.4.1 Équation de Pocklington.....	40

I. 2.4.2	Équation de Hallén	43
I. 3	La fonction de Green d'une cavité rectangulaire	45
I. 3. 1	La représentation modale de la FG dyadique d'une cavité rectangulaire	46
I. 3.1.1	La FG dyadique de type potentiel vecteur d'une cavité rectangulaire	47
I. 3.1.2	La FG dyadique type champ électrique d'une cavité rectangulaire	51
I. 3. 2	La prise en compte des pertes dans la cavité	52
I. 3.2.1	Analytiquement	52
I. 3.2.2	Numériquement	53
I. 3. 3	Processus d'accélération du calcul de la FG : de la triple somme à la double somme	54
I. 3.3.1	L'écriture de la FG dyadique \vec{G}_A sous la forme d'une double somme.....	56
I. 3.3.1	Écriture de la FG dyadique \vec{G}_e sous la forme d'une double somme	58
I. 3. 4	La représentation spatiale de la FG dyadique	59
I. 3. 5	Représentation hybride : Accélération de la FG dans la région source	63
I. 3. 6	Le couplage ÉM avec les structures filaires dans une enceinte métallique rectangulaire	66
I. 4	Conclusion.....	67
Chapitre III : Étude du couplage ÉM avec une enceinte de blindage par les modèles ILCM		
I. 1	Introduction	69
I. 2	Le modèle physique de la fonction de Green	69
I. 3	Le modèle de Robinson.....	72
I. 3. 1	La description du modèle de Robinson.....	72
I. 3.1.1	Le modèle de l'onde incidente et d'ouverture	73
I. 3.1.2	Le modèle de la cavité sans ouverture	75
I. 3.1.3	Le modèle du système complet	76
I. 3.1.4	L'efficacité électrique et magnétique de blindage.....	77
I. 3. 2	Résultats et validations avec Temsi-FD.....	79
I. 3.2.1	Validation avec Temsi-FD.....	80
I. 3.2.2	Efficacité électrique de blindage	81
I. 3.2.3	Efficacité magnétique de blindage	83
I. 3.2.4	Effet de la présence de multiples ouvertures sur l'efficacité de blindage	83
I. 4	Le modèle de Kron.....	86
I. 4. 1	Le circuit équivalent au modèle de Kron	87
I. 4. 2	Comparaison avec le modèle de Robinson	91
I. 5	Le modèle de Renzo Azaro	92
I. 5. 1	Le couplage d'une onde plane avec l'ouverture	92
I. 5.1.1	L'évaluation de la distribution de champ électrique le long de l'ouverture	94
I. 5.1.2	L'évaluation des expressions de SE et SM.....	95
I. 5. 2	La comparaison entre les efficacités électriques de blindage	97
I. 5. 3	La comparaison entre les efficacités magnétiques de blindage	98
I. 6	Le modèle de T. Konefal.....	98
I. 6. 1	Reconstitution de champ électrique au niveau de l'ouverture	100
I. 6. 2	Reconstitution de champ électrique à l'intérieur de l'enceinte.....	103
I. 6. 3	Comparaisons et validations avec Temsi-FD	108
I. 7	Conclusion.....	110
Chapitre IV : Étude du couplage ÉM avec des dipôles élémentaires situés à l'intérieur d'une enceinte		

I. 1	Introduction	112
I. 2	Couplage ÉM entre deux dipôles élémentaires situés dans une enceinte rectangulaire fermée.....	112
I. 2. 1	Le modèle de la cavité rectangulaire vide.....	113
I. 2. 2	Le modèle de chaque dipôle	116
I. 2. 3	Modélisation de l'interaction ÉM : dipôle électrique-modes de la cavité	117
I. 2.3.1	Modes TE_{mn}	118
I. 2.3.2	Modes TM_{mn}	119
I. 2. 4	Circuit équivalent à une enceinte contenant deux monopôles	119
I. 2.4.1	Analyse du circuit électrique équivalent	121
I. 2.4.2	Construction du système matriciel de tout le problème	122
I. 2. 5	Résultats et validations avec Tetsi-FD.....	127
I. 3	Couplage ÉM entre trois dipôles élémentaires situés dans une enceinte fermée	132
I. 3. 1	Analyse du circuit électrique équivalent.....	135
I. 3. 2	Construction de système matriciel de tout le problème	137
I. 3. 3	Résultats et validations avec Tetsi-FD.....	141
I. 4	Étude du couplage ÉM avec un dipôle élémentaire situé dans une enceinte munie d'une ouverture.....	143
I. 4. 1	Analyse du circuit électrique équivalent.....	146
I. 4. 2	Construction du système matriciel de tout le problème.....	147
I. 4. 3	Résultat et validation.....	150
I. 5	Conclusion.....	151
Chapitre V : Étude du couplage ÉM avec une ligne de transmission située à l'intérieur d'une enceinte		
I. 1	Introduction	152
I. 2	Étapes de l'établissement du modèle	152
I. 3	Première configuration	153
I. 3. 1	Écriture des composantes du champ électrique excité à l'intérieur de l'enceinte	154
I. 3. 2	Modèle en Pi de la LT.....	158
I. 3. 3	Circuit équivalent au couplage ÉM avec une ligne de transmission	159
I. 4	Deuxième configuration	162
I. 5	Résultats et validations.....	163
I. 5. 1	Validations avec Tetsi-FD	163
I. 5. 2	Validations avec la mesure	171
I. 6	Extension du modèle à l'étude du couplage ÉM avec une LT excitée par une source de tension	174
I. 7	Couplage ÉM avec un dipôle situé à l'intérieur d'une cavité	175
I. 7. 1	Dipôle en espace libre	176
I. 7. 2	Dipôle dans la cavité.....	179
I. 8	Première configuration	181
I. 9	Deuxième configuration	185
I. 9. 1	Deuxième excitation par un dipôle	185
I. 9. 2	Deuxième excitation par un monopôle:	186
I. 10	Résultats et validations	186
I. 10. 1	La validation par Tetsi-FD	186
I. 10. 2	Validation du modèle analytique par la mesure	190

I. 11	Conclusion.....	191
	Conclusion générale.....	192
	BIBLIOGRAPHIE	196
	Annexe A.....	203
	Annexe B.....	208
	Annexe C.....	212
	Publications et communications relatives à ce travail.....	214

Listes des figures

Figure I. 1:	Le monde de la CEM [1].	6
Figure I. 2:	Trilogie d'une perturbation électromagnétique.	10
Figure I. 3:	Modes de couplage.	12
Figure I. 4:	Prise en compte de la CEM dès la phase de conception [1].	14
Figure I. 5:	Les ferrites.	15
Figure I. 6:	Contenir les émissions rayonnées à l'intérieur de l'enceinte blindée.	16
Figure I. 7:	Exclure les émissions rayonnées de sources se trouvant à l'extérieur de l'enceinte.	17
Figure I. 8:	Continuité de blindage entre le câble et le châssis d'un appareil.	17
Figure I. 9:	Couplage ÉM avec une plaque métallique.	20
Figure I. 10:	Pertes par absorption A .	21
Figure I. 11:	Pertes par réflexions R en champ lointain.	22
Figure I. 12:	Efficacité de blindage S_E en champ lointain.	23
Figure I. 13:	Pertes par réflexions R_M .	24
Figure I. 14:	Efficacité de blindage S_E .	25
Figure I. 15:	Pertes par réflexions R_E .	26
Figure I. 16:	Efficacité de blindage S_E .	26
Figure I. 17:	Efficacité de blindage SE d'une ouverture.	27
Figure I. 18:	Pénétration d'un champ ÉM à travers une ouverture, (a) sans joint conducteur et (b) avec joint conducteur.	28
Figure I. 19:	Blindage des ouvertures, (a) par le VUSSIL, (b) par le SILAIR.	29
Figure I. 20:	Agression ÉM d'un aéronef [34].	30
Figure I. 21:	Couplage ÉM avec le boîtier d'un équipement électronique.	31
Figure I. 22:	Découpage topologique de la structure.	33
Figure II. 1:	Couplage d'une onde plane arrivant en incidence oblique avec un fil conducteur [45].	41
Figure II. 2:	Distribution du courant normalisé obtenu par la résolution des équations de Pocklington et Hallén.	45
Figure II. 3:	Cavité métallique rectangulaire vide de dimensions $a(x) \times b(y) \times d(z)$.	47
Figure II. 4:	Convergence de la représentation modale triple somme de la composante G_A^{zz} .	57
Figure II. 5:	Erreur relative à la convergence de la représentation triple somme de la composante G_A^{zz} .	58
Figure II. 6:	Principe de la théorie des images.	60
Figure II. 7:	Illustration de la théorie des images appliquée sur une structure 2D [9].	61
Figure II. 8:	Enceinte métallique rectangulaire contient une antenne dipôle.	66
Figure II. 9:	Courant distribué le long de l'antenne pour différentes valeurs de Q .	67
Figure III. 1:	Cavité rectangulaire excitée par une source orientée vers l'axe (\hat{y}).	70

Figure III. 2:	Circuit équivalent d'une cavité excitée par une source interne orientée vers l'axe (\hat{y}).	71
Figure III. 3:	Enceinte métallique rectangulaire vide illuminée par une onde plane.	72
Figure III. 4:	Modèle de l'ouverture.	73
Figure III. 5:	Circuit équivalent de l'ouverture.	74
Figure III. 6:	Modèle de l'enceinte sans ouverture.	75
Figure III. 7:	Sous modèles de notre géométrie du problème.	76
Figure III. 8:	Circuit équivalent de Robinson [12].	76
Figure III. 9:	Combinaison entre le modèle du champ incident et celui de la fente.	77
Figure III. 10:	Circuit équivalent issu de la deuxième simplification.	78
Figure III. 11:	Circuit équivalent final.	79
Figure III. 12:	Calcul de S_E obtenu par Temsi-FD et le modèle de Robinson.	80
Figure III. 13:	Calcul de la composante du champ électrique E_y .	81
Figure III. 14:	Calcul de S_E dans trois positions à l'intérieur de l'enceinte.	82
Figure III. 15:	Comportement de S_E en basse fréquence.	82
Figure III. 16:	Calcul de S_M dans trois positions à l'intérieur de l'enceinte.	83
Figure III. 17:	Collection des petites ouvertures centrées sur la face de l'enceinte.	84
Figure III. 18:	Configurations des ouvertures pour les quatre boîtiers, la surface totale occupée par ces ouvertures est identique.	85
Figure III. 19:	S_E calculée pour les quatre boîtiers.	86
Figure III. 20:	Graphe correspondant à notre géométrie de problème.	87
Figure III. 21:	Circuit équivalent à graphe topologique.	88
Figure III. 22:	Circuit équivalent d'un quadripôle.	88
Figure III. 23:	Circuit équivalent de Kron.	89
Figure III. 24:	Comparaison de S_E obtenue par le modèle de Kron avec celle de Robinson.	91
Figure III. 25:	Sous modèles de découpage d'une enceinte avec ouverture.	92
Figure III. 26:	Couplage d'une onde plane avec l'ouverture.	93
Figure III. 27:	Circuit équivalent de R. Azaro d'une enceinte avec ouverture.	95
Figure III. 28:	Calcul de S_E obtenu par trois méthodes différentes.	97
Figure III. 29:	Calcul de S_M obtenu par les deux méthodes analytiques.	98
Figure III. 30:	Couplage d'une onde plane avec l'enceinte.	100
Figure III. 31:	Principe de Babinet.	100
Figure III. 32:	Circuit équivalent de l'ouverture couplée avec une onde ÉM [16].	101
Figure III. 33:	Circuit équivalent d'une enceinte excitée par une onde ÉM externe à travers son ouverture.	104
Figure III. 34:	Comparaison entre le résultat de S_E calculé par le modèle de Konefal et celui simulé par Temsi-FD.	109
Figure III. 35:	Comparaison de S_E calculée dans une enceinte munie d'une ouverture décentrée.	109
Figure III. 36:	Comparaison entre le résultat de S_E calculé par trois méthodes différentes.	110

Figure IV. 1:	Enceinte métallique fermée contient deux dipôles A et B, excitée par le dipôle A.	113
Figure IV. 2:	Modèle équivalent de l'enceinte [55].	115
Figure IV. 3:	Circuit équivalent d'un dipôle.	116
Figure IV. 4:	Couplage mutuel dipôle-enceinte [21].	118
Figure IV. 5:	Circuit équivalent établi par le modèle ILCM correspondant au couplage entre deux dipôles situés à l'intérieur d'une enceinte rectangulaire fermée [21].	120
Figure IV. 6:	Excitation de l'enceinte par une perturbation ÉM externe à travers un fil conducteur [21].	126
Figure IV. 7:	Circuit équivalent au fil conducteur qui pénètre à l'intérieur de l'enceinte [21].	127
Figure IV. 8:	Résultat du couplage avec le dipôle A.	128
Figure IV. 9:	Résultat du couplage avec le dipôle B.	128
Figure IV. 10:	Converge du résultat de couplage en fonction de modes de l'enceinte.	130
Figure IV. 11:	Enceinte métallique contient deux dipôles A et B se situent dans la même abscisse (z).	130
Figure IV. 12:	Résultat du couplage avec le dipôle B, le cas d'une propagation forcée.	131
Figure IV. 13:	Résultat du couplage avec le dipôle B, le cas d'une propagation forcée.	132
Figure IV. 14:	Enceinte rectangulaire contenant trois dipôle A, B et C, excitée par le dipôle A.	133
Figure IV. 15:	Circuit équivalent à une enceinte rectangulaire contient trois dipôles élémentaires.	134
Figure IV. 16:	Résultat du couplage avec le dipôle A.	142
Figure IV. 17:	Résultat du couplage avec le dipôle B.	143
Figure IV. 18:	Résultat du couplage avec le dipôle C.	143
Figure IV. 19:	Enceinte métallique rectangulaire contient un dipôle B et excitée à travers son ouverture.	144
Figure IV. 20:	Circuit équivalent à la géométrie du problème.	145
Figure IV. 21:	Résultat du couplage avec le dipôle B, situé à l'intérieur d'une enceinte munie d'ouverture.	151
Figure V. 1:	Enceinte métallique contient une LT, et excitée par un dipôle.	154
Figure V. 2:	Enceinte métallique rectangulaire excitée par un dipôle orienté vers l'axe (\hat{z}).	154
Figure V. 3:	Circuit équivalent en Pi de la LT.	158
Figure V. 4:	Circuit équivalent à la géométrie du problème.	159
Figure V. 5:	Enceinte métallique contient une LT, et excitée par une onde plane à travers son ouverture.	162
Figure V. 6:	Composante E_x du champ électrique.	164
Figure V. 7:	Composante E_y du champ électrique.	164
Figure V. 8:	Composante E_z du champ électrique.	165
Figure V. 9:	Courant induit à la charge d'extrémité Z_1 .	166
Figure V. 10:	Courant induit à la charge d'extrémité Z_2 .	166

Figure V. 11:	Enceinte contenant une LT et excitée par un monopôle.....	167
Figure V. 12:	Courant induit à la charge d'extrémité Z_2	167
Figure V. 13:	Convergence de résultat en fonction de nombre de modes.	168
Figure V. 14:	Courant induit à la charge d'extrémité $Z_2 = 360 \Omega$	169
Figure V. 15:	Influence de la valeur de la charge Z_2 sur l'intensité du couplage ÉM avec la TL. 169	169
Figure V. 16:	Courant induit sur la charge d'extrémité Z_2 , pour $h = 6cm$	170
Figure V. 17:	Influence de la hauteur h de la TL sur l'intensité du couplage ÉM avec la TL. 170	170
Figure V. 18:	Courant induit à la charge d'extrémité Z_2	171
Figure V. 19:	Géométrie utilisée dans la mesure.	173
Figure V. 20:	Banc de mesure	173
Figure V. 21:	Amplitude du couplage entre le monopôle et la charge Z_2	174
Figure V. 22:	Enceinte métallique excitée par un dipôle infinitésimal.....	176
Figure V. 23:	Circuit équivalent du dipôle en espace libre.....	179
Figure V. 24:	Enceinte contient une LT excitée par une source de tension.....	182
Figure V. 25:	Circuit équivalent à notre géométrie du problème.	183
Figure V. 26:	Enceinte excitée par deux sources d'excitation, la LT et le dipôle.	185
Figure V. 27:	Intensité du courant induit à la charge Z_1	187
Figure V. 28:	Intensité du courant induit à la charge Z_2	187
Figure V. 29:	Intensité du courant induit à la charge Z_2 , avec une deuxième excitation par un monopôle orienté vers l'axe (\hat{y})	188
Figure V. 30:	Intensité du courant induit à la charge Z_2 , avec une deuxième excitation par un monopôle orienté vers l'axe (\hat{z}).....	189
Figure V. 31:	Intensité du courant induit à la charge Z_2 , avec une deuxième excitation par un dipôle orienté suivant l'axe (\hat{y})	189
Figure V. 32:	Comparaison de l'amplitude de s_{21} avec la mesure.	190

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Introduction générale

Dans de nombreux domaines d'activités (énergie, télécommunication, santé, aéronautique, automobile, ferroviaire...), les perturbations électromagnétiques sur les systèmes électroniques peuvent avoir pour effet de générer des dysfonctionnements susceptibles de mettre en cause la sécurité des personnes. Afin d'anticiper les dysfonctionnements, il est impératif de prendre en considération l'aspect « compatibilité électromagnétique (CEM) » dès la phase de conception d'un système [1]. Ceci implique la mise en place de méthodologies permettant d'analyser les niveaux de perturbations et de développer des techniques limitant leurs nuisances. Plus les problèmes CEM sont résolus tardivement dans la phase de conception d'un circuit, plus les coûts augmentent en raison de l'allongement du temps de mise sur le marché. Faisant suite à la phase de conception et développement, la validation finale de la CEM des produits et installations est basée sur l'application de normes d'essais, bien définies.

Le blindage électromagnétique est l'une des solutions employées pour réduire les problèmes d'interférences électromagnétiques au niveau des équipements, l'utilisation des enceintes métalliques de blindage à pour objet de contenir ou d'exclure les émissions rayonnées [1], malheureusement sur les parois de ces enceintes des ouvertures sont toujours présentes ; elles ont différents rôles : ventilation, l'affichage,.... On note aussi la présence de fils de connexions pour l'alimentation, le transfert de données,... Le couplage et la pénétration de l'énergie électromagnétique dans l'enceinte de blindage à travers les fils et les ouvertures engendrent des interférences électromagnétiques (IÉM) au niveau des différentes parties de l'équipement, ces IÉM sont à l'origine de tensions et courants parasites qui peuvent conduire à la défaillance du système entier. La prédiction des couplages entre les IÉM sur les systèmes électroniques sensibles situés dans des enceintes blindées est donc devenue une nécessité dans le domaine de la CEM des systèmes électroniques complexes.

L'étude du couplage d'un champ ÉM avec et à l'intérieur d'un boîtier de blindage d'un équipement électronique a été réalisée antérieurement en utilisant des méthodes numériques et analytiques. Le travail de recherche présenté tout au long de ce document de thèse a pour but d'apporter une contribution à une meilleure compréhension des modèles analytiques permettant

Introduction générale

une évaluation rapide des niveaux de couplages induits sur un équipement électrique et/ou électronique, en représentant celui-ci sous forme d'une enceinte métallique qui contient des monopôles, des dipôles, des plans de masse représentatifs de cartes et des lignes de transmissions. Le principe des modèles qui font l'objet de notre étude repose sur trois points essentiels :

- la décomposition de la géométrie du problème en plusieurs éléments,
- le développement des sous modèles électriques des différents éléments,
- la connexion entre les sous modèles permettant d'établir le circuit électrique équivalent à la géométrie du problème entier.

Ce manuscrit de thèse proposera cinq chapitres. Dans un premier chapitre, nous allons commencer par une présentation générale de la CEM et des techniques de protection contre les perturbations ÉM conduites et rayonnées en l'occurrence le filtrage et le blindage ÉM. Ensuite, nous décrirons la problématique de notre travail de thèse que représente le couplage ÉM à l'intérieur d'un boîtier métallique contenant un équipement électronique. À la fin de ce chapitre, nous allons citer les différentes méthodes numériques et analytiques utilisées pour l'analyse de cette problématique, puis nous allons sélectionner les modèles qui seront étudiés par la suite en expliquant leur principe et leurs avantages.

Le deuxième chapitre sera consacré à l'écriture de la fonction de Green (FG) du problème en espace libre et dans une cavité. Dans un premier temps, nous allons écrire la fonction de Green en espace libre, puis nous présenterons un exemple d'application de cette fonction pour la résolution d'un problème du couplage ÉM avec une structure filaire en utilisant les méthodes de Pocklington [2] et Hallén [3]. Dans un second temps, nous allons nous intéresser à la représentation de la fonction de Green relative à une cavité; cette partie sera considérée comme un support théorique nécessaire au développement de nos modèles d'étude. L'écriture de la fonction de Green dans une cavité rectangulaire existe sous trois formes : une représentation modale (triple et double somme) [4], [5], une représentation spatiale [6], [7] et une représentation hybride [8], [9], [10]. À la fin du deuxième chapitre, nous allons appliquer la FG pour l'étude du couplage ÉM avec une structure filaire située à l'intérieur d'une enceinte métallique rectangulaire en utilisant les méthodes intégrales de Pocklington et Hallén [10].

Introduction générale

Le troisième chapitre présentera l'étude du couplage d'une perturbation ÉM externe avec une enceinte rectangulaire vide parfaitement conductrice munie d'ouvertures. Dans cette étude, nous allons nous focaliser sur quatre modèles ILCM (Intermediate Level Circuit Model) qui sont: le modèle de M. P. Robinson [11], [12], le modèle de Kron [13], le modèle de R. Azaro [14], [15] et le modèle de T. Konefal [16], [17]. En se basant sur l'approche élaborée par R. E. Collin [18], les modèles ILCM reposent sur une représentation de l'enceinte métallique rectangulaire par un guide d'onde court-circuité à ses deux extrémités. La pénétration de l'énergie électromagnétique à l'intérieur de l'enceinte sera évaluée par le calcul de l'efficacité de blindage électromagnétique (SE) de celle-ci. Les résultats obtenus par les modèles ILCM seront comparés et validés avec ceux simulés à l'aide du logiciel Différences Finies de XLIM Temsi-FD [19].

Le quatrième chapitre sera consacré à l'étude du couplage ÉM avec des dipôles élémentaires situés à l'intérieur d'un boîtier métallique, nous allons exploiter le modèle ILCM dédié au calcul de l'intensité du couplage ÉM avec des structures filaires de petite dimension disposées à l'intérieur d'un boîtier métallique rectangulaire [20], [21], [22]. Ce modèle représentera d'une part le boîtier métallique vide comme étant une superposition de lignes de transmissions, d'autre part chaque dipôle à l'intérieur de l'enceinte sera modélisé par son impédance interne. La connexion entre le sous modèle du boîtier et celui de dipôle sera établie par une capacité de couplage mutuelle. Nous commencerons ce chapitre par une étude détaillée portant sur le couplage ÉM entre deux dipôles situés à l'intérieur d'une enceinte métallique fermée. Ensuite, nous allons établir l'extension de ce modèle permettant d'évaluer le couplage ÉM avec trois dipôles. Dans la dernière partie de ce chapitre, nous allons développer le modèle ILCM combiné permettant d'étudier le couplage ÉM avec un dipôle élémentaire situé à l'intérieur d'une enceinte métallique excitée par une perturbation ÉM externe à travers son ouverture. Les résultats du modèle ILCM obtenus par les trois configurations étudiées, seront comparés avec ceux du solveur ÉM Temsi-FD.

L'objectif du cinquième chapitre est de développer un nouveau modèle permettant l'analyse du couplage ÉM avec une ligne de transmission (LT) située à l'intérieur de l'enceinte de blindage d'un équipement électronique [23], [24]. Ce chapitre sera décomposé en deux parties. Dans la première partie, nous élaborerons notre modèle qui permet d'analyser le couplage ÉM avec une LT sans excitation placée dans une enceinte excitée par une source interne (par un

Introduction générale

dipôle élémentaire), ou externe (par onde plane à travers une ouverture). Dans la deuxième partie, nous établirons l'extension de notre modèle à l'étude du couplage ÉM avec une LT alimentée par une source de tension en se basant sur l'approche MSA (Method of Small Antenna) [25]. Les résultats obtenus par notre modèle seront comparés avec ceux de Temsi-FD, ainsi qu'avec des résultats de mesures.

*Chapitre I : La CEM et les couplages des
interférences ÉM avec un système
électronique*

I. 1 Introduction

La multiplication du nombre de systèmes électriques et électroniques peut être responsable de problèmes de perturbations d'un dispositif par un autre. Aussi, afin d'assurer une bonne intégration dans son environnement, l'appareil ne doit pas polluer le milieu qui l'entoure par un rayonnement électromagnétique trop important. La prise de conscience de ces problèmes de perturbations a engendré la naissance d'une discipline scientifique qui est la compatibilité électromagnétique (CEM). La première partie de ce chapitre présentera de manière succincte les concepts de la CEM, les différentes perturbations électromagnétiques (ÉM), leurs origines, les gammes de fréquences concernées et leurs chemins de couplages entre circuits coupables et victimes. Dans la deuxième partie, nous allons évoquer la nécessité de prendre en compte les exigences de la CEM dès la phase de conception d'un système, puis nous allons proposer les techniques de protection contre les perturbations ÉM conduites et rayonnées en l'occurrence le filtrage et le blindage ÉM. La troisième partie traitera du calcul analytique de l'efficacité de blindage (SE) d'une plaque métallique et des différents problèmes de blindage des ouvertures pour les basses et hautes fréquences. La quatrième partie sera consacrée à la description de la problématique de notre étude qui représente le couplage ÉM à l'intérieur du boîtier métallique d'un équipement électronique. À la fin de ce chapitre, nous allons présenter les différentes méthodes numériques et analytiques utilisées pour prédire l'intensité du couplage ÉM avec les contenus d'un équipement électronique, puis nous allons sélectionner les approches sur lesquelles sera basée notre étude en expliquant leurs avantages ainsi que leur principe.

I. 2 La Compatibilité ElectroMagnétique (CEM)

I. 2. 1 La définition de la CEM

La Compatibilité Électromagnétique (CEM en anglais EMC) est la discipline qui étudie la cohabitation de tous les systèmes utilisant de l'énergie électrique (Figure I. 1), plus particulièrement les systèmes électroniques. Plus précisément, ses objectifs sont:

- ne pas perturber le fonctionnement des appareils électroniques environnants,
- ne pas être lui-même perturbé par les appareils de son environnement.

La CEM concerne trois acteurs, sont :

- le fabricant ou / et l'importateur,
- la personne qui commercialise le produit,
- l'utilisateur.

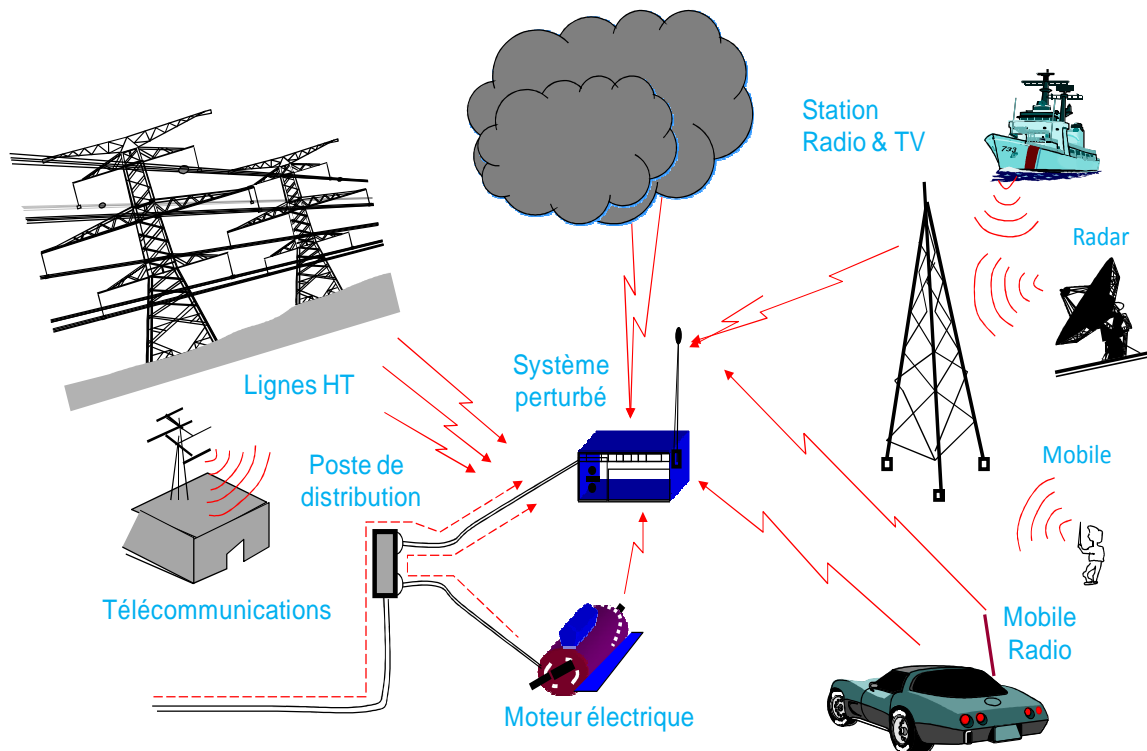


Figure I. 1: Le monde de la CEM [1].

Les fabricants de matériel ont été les premiers à être concernés par la CEM. Depuis le 1er janvier 1996, seuls les produits conformes à la réglementation en vigueur sur la CEM et portant le marquage CE peuvent être commercialisés en France et dans l'Union Européenne [26].

La Communauté Européenne propose la définition suivante pour décrire la compatibilité électromagnétique: « C'est l'aptitude d'un dispositif, d'un appareil ou d'un système à fonctionner dans son environnement électromagnétique de façon satisfaisante et sans produire lui-même des perturbations électromagnétiques » [26].

I. 2. 2 La naissance de la CEM

L'utilisation d'équipements électroniques se multiplie dans tous les domaines d'activités, qu'ils soient grands publics, industriels ou militaires. Les technologies employées dans la conception et le développement des systèmes numériques d'équipements reposent sur trois paramètres :

- la rapidité de commutation (vitesse des microprocesseurs),
- les faibles énergies mises en œuvre pour basculer d'un état à un autre,
- le haut niveau d'intégration des composants.

Trois facteurs se conjuguent rendant sans cesse plus importants les problèmes de perturbations électromagnétiques :

- 1-** les dispositifs de contrôle-commande comprennent désormais des composants électroniques travaillant à des niveaux de tension de plus en plus bas ; cela entraîne, si aucune précaution particulière n'est prise, une plus grande sensibilité de ces équipements aux perturbations auxquelles ils sont normalement soumis.
- 2-** la multiplication des systèmes capables de couper brusquement des puissances importantes (thyristors, triacs) engendre une prolifération d'impulsions à front raide susceptibles d'influencer les équipements sensibles.
- 3-** les dispositifs perturbateurs et les matériels sensibles à ces perturbations sont de plus en plus intégrés ensembles. Les perturbations sont transmises avec une atténuation d'autant plus faible que les deux types d'éléments sont proches l'un de l'autre.

Cette course aux performances a considérablement modifié les rapports entre les équipements électroniques et leur environnement. L'environnement électromagnétique dans lequel ils sont amenés à fonctionner se trouve fortement pollué par des parasites de toutes origines. L'évolution des technologies rend les matériels plus sensibles ou plus "vulnérables" aux agressions extérieures, de plus ils deviennent eux-mêmes source de perturbation.

I. 2. 3 Le rôle de la CEM

Pour rendre compatible le fonctionnement d'un système ou d'une installation avec son environnement électromagnétique, il est nécessaire:

- d'évaluer l'environnement ÉM (sources de perturbations détermination des champs générés),
- d'étudier les modes de couplages entre les sources de perturbations et le système ou l'installation,
- de déterminer dans quelle mesure les éléments sensibles du système ou de l'installation supportent les perturbations,
- de définir les protections des éléments sensibles ou des installations (simulations et tests devant aboutir à l'élaboration des protections),

I. 2. 4 Les normes CEM

Dans de nombreux domaines d'activités, l'action des perturbations électromagnétiques sur les systèmes électroniques peut entraîner des dysfonctionnements susceptibles de générer des risques. C'est pourquoi la validation de la CEM des systèmes qui suit les phases de conception est basée sur l'application de normes bien définies. Ces dernières évoluent constamment, elles nécessitent un travail conséquent de réadaptation et de création, afin de prendre en compte la majorité des phénomènes perturbateurs existants dans les environnements concernés [27]. Ces normes sont établies par des instances comme le Comité Européen de Normalisation Électrotechnique (CENELEC) ou encore l'Institut Européen de Normalisation en Télécommunications (ETSI). Ces organismes travaillent en étroite collaboration avec les instances nationales et internationales comme la Commission Électrotechnique Internationale (CEI) et le Comité International Spécial des Perturbations Radioélectriques (CISPR). Il existe trois grandes familles de normes [28]:

- **Les normes fondamentales:** elles donnent les règles et conditions générales pour réaliser la CEM et servent de référence pour les comités produits. Elles concernent (non exclusivement) la terminologie, la description des phénomènes électromagnétiques, la

spécification des niveaux de compatibilité, la limitation des émissions, la description et la classification des environnements et les méthodes de mesure et d'essai.

- **Les normes génériques:** elles concernent un environnement particulier. Elles spécifient un ensemble de prescriptions essentielles, de procédures d'essais et de critères de performance généraux applicables à tous les produits ou systèmes en service dans cet environnement. Pour les méthodes d'essai et les mesures détaillées, les normes génériques se réfèrent aux normes fondamentales.
- **Les normes de familles de produits:** elles contiennent des prescriptions et des méthodes d'essai spécifiques à une famille de produits particulière. Une famille de produits est un groupe de produits, systèmes ou installations similaires pour lesquels on applique les mêmes normes. Les normes de familles de produits indiquent les conditions d'installation et de fonctionnement appropriées en donnant des critères d'acceptation précis en fonction du matériel considéré. Elles doivent utiliser les normes fondamentales en y faisant référence pour les méthodes d'essais et les mesures détaillées et être coordonnées avec les normes génériques.

I. 3 Les perturbations électromagnétiques

La Communauté Européenne définit de la manière suivante la notion de perturbations électromagnétiques: ce sont des « phénomènes électromagnétiques susceptibles de créer des troubles de fonctionnement d'un dispositif, d'un appareil ou d'un système. Une perturbation électromagnétique peut être un bruit électromagnétique, un signal non désiré ou une modification du milieu de propagation lui-même ». La perturbation d'un équipement met en jeu trois éléments susceptibles d'être caractérisés [29] (Figure I. 2):

- la source de perturbation, qui se caractérise par sa puissance, sa durée, son spectre de fréquence, les champs qu'elle génère,
- le vecteur par lequel la perturbation est transmise, on parle de mode de couplage,
- l'équipement victime de la perturbation.

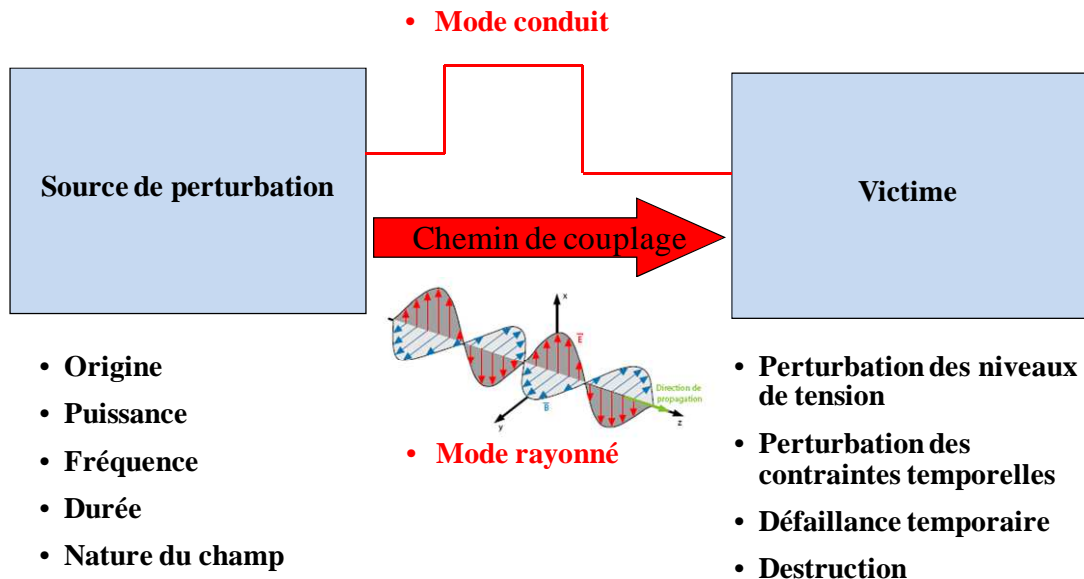


Figure I. 2: Trilogie d'une perturbation électromagnétique.

On peut classer les sources de perturbations selon leur origine, leur fréquence et leur support de transmission [30].

I. 3. 1 L'origine

On peut distinguer deux grandes catégories de sources de perturbations électromagnétiques :

- les sources de perturbations d'origine naturelle,
- les sources de perturbations qui proviennent de l'activité humaine.

I. 3.1.1 Les sources naturelles

On peut citer :

- phénomènes atmosphériques dont la foudre au sens habituel du terme,
- le bruit galactique,
- l'effet des rayons ionisants,

I. 3.1.2 Activité humaine

Parmi les sources de perturbation qui découlent de l'activité humaine, on peut distinguer trois catégories:

- la première catégorie est constituée par des sources de rayonnement électromagnétique volontairement créées par l'homme ; parmi lesquelles, on distingue: les réseaux de communication sans fil, les téléphones mobiles et les stations relais associées, les relais radiofréquences, les radars, les armes électromagnétiques de forte puissance,
- la deuxième catégorie des sources de perturbations involontaires qui proviennent de l'utilisation de l'électricité ; on peut distinguer: les lignes de transport d'énergie, les postes aériens, les circuits numériques, microprocesseurs, convertisseurs à découpage, gradateurs et variateurs de vitesse, oscillateur local d'un récepteur radio, allumage des véhicules, soudure à l'arc, tubes à décharge (néons, flashes), composants électromécaniques (relais, moteurs, contacts secs, etc...), les impulsions électromagnétiques dues aux désintégrations nucléaires.
- la troisième catégorie comprend les décharges électrostatiques (DES) qui sont des phénomènes transitoires qui peuvent apparaître lorsque deux corps différemment chargés sont suffisamment proches l'un de l'autre. La décharge électrostatique qui suscite le plus d'attention est sans aucun doute celle inhérente au corps humain, et qui met en jeu des courants de l'ordre de dizaine d'ampères sur des temps très courts (10 ns).

I. 3.2 Fréquence

Les perturbations électromagnétiques peuvent également être classées selon la valeur de la fréquence du signal perturbateur :

I. 3.2.1 Perturbations basse et moyenne fréquence

Pour une plage de fréquence inférieure à 30 MHz, ces perturbations se propagent essentiellement sous forme conduite par les câbles. Elles sont souvent longues (quelques dizaines de ms), voire permanentes dans le cas d'harmoniques. Une perturbation conduite importante, se traduisant en plus du dysfonctionnement par un risque de destruction du système.

I. 3.2.2 Perturbations haute fréquence

Pour une plage de fréquence supérieure à 30 MHz. Ces perturbations se propagent essentiellement dans l'air sous forme rayonnée. Elles sont caractérisées par un front de montée très court (<10ns), elles peuvent être permanentes dans le cas du redressement ou de signaux d'horloge.

I. 3.3 Les vecteurs de propagation

La CEM fait une première classification entre les vecteurs de propagation en distinguant :

- 1- Les perturbations conduites :** celles qui se propagent par les câbles de liaison, et en particulier les câbles d'alimentation,
- 2- Les perturbations rayonnées :** celles qui n'empruntent pas de voie matérielle, mais agissent par l'intermédiaire de champs magnétique, électrique ou électromagnétique,

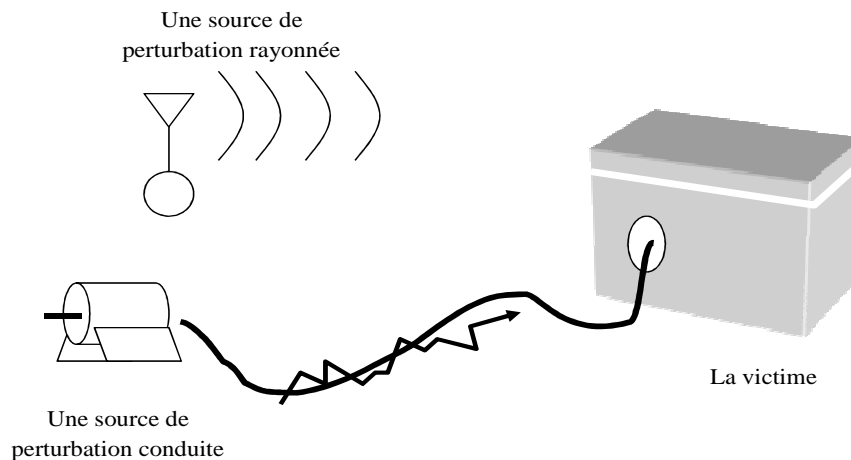


Figure I. 3: Modes de couplage.

- 3- Les décharges électrostatiques (DES):** la mise en contact d'un conducteur chargé électriquement ou à un « amorçage » par ionisation de l'air,
- 4- Vecteur électronucléaire (IEMN) :** elle évoque le rayonnement électromagnétique ravageur (le champ électrique $E = 50kV / m$) qui serait provoqué par l'explosion en altitude d'une charge nucléaire, et qui pourrait mettre hors d'usage une partie importante des matériels électriques exposés sur le territoire d'un pays.

I. 4 La conception CEM

La compatibilité électromagnétique (CEM) d'un équipement n'est atteinte de manière économique, que par le respect d'un certain nombre de règles de base lors de la conception de l'appareil [1]. Les équipements électriques et électroniques doivent être construits de telle sorte:

- que les perturbations électromagnétiques générées soient limitées à un niveau permettant aux appareils de radio et de télécommunication et aux autres appareils de fonctionner conformément à leur utilisation,
- qu'ils aient un niveau d'immunité intrinsèque contre les perturbations électromagnétiques leur permettant de fonctionner conformément à leur utilisation.

L'amélioration du niveau de sécurité attaché à la CEM ne doit pas se baser uniquement sur les normes CEM. L'application des règles de base (ou de l'art) permet de solutionner les trois quarts des problèmes d'immunité et/ou d'émissivité et d'avoir une marge de compatibilité suffisante entre les conditions d'environnement électromagnétique et les caractéristiques du produit. Avec l'avènement de calculateurs de plus en plus puissants et le développement de la modélisation numérique, il devient de plus en plus courant d'effectuer, dès le stade de la conception, des démarches prédictives concernant l'émissivité et l'immunité.

Les exigences CEM doivent être donc prises en compte dès la phase de conception de dispositifs électroniques. Plus les problèmes CEM sont résolus tardivement dans le flot de conception d'un circuit, plus les coûts augmentent en raison de l'allongement du temps de mise sur le marché (Figure I. 4). Pour cela, avant la mise sur le marché de tout équipement, il est nécessaire de s'assurer que les composants choisis disposent de seuils de susceptibilité le plus haut possible et de faible niveau d'émission afin que les contraintes de compatibilité électromagnétique soient respectées.

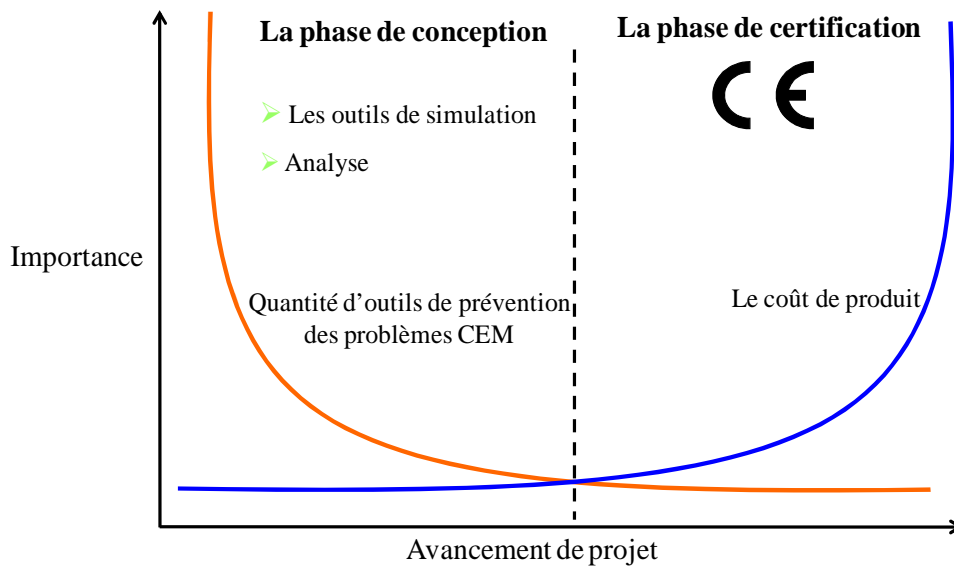


Figure I. 4: Prise en compte de la CEM dès la phase de conception [1].

I. 5 Les techniques de protection en CEM

L'amélioration de la compatibilité électromagnétique agit du côté des sources en tentant de réduire les perturbations qu'elles émettent, et du côté des victimes en les protégeant des influences extérieures. Nous avons vu qu'une source de perturbation atteignait sa victime par le biais d'un couplage. C'est à ce niveau qu'il faut agir. Afin de protéger un équipement contre les perturbations conduites et rayonnées, nous utilisons respectivement le filtrage et le blindage ÉM [31].

I. 5. 1 Le filtrage: protection contre les perturbations conduites

Un filtre CEM est caractérisé par sa perte d'insertion, aussi appelée "efficacité du filtre". Par définition c'est le niveau résiduel mesuré après la pose du filtre par rapport au niveau mesuré sans filtre. Un filtre supporte peu de pertes, il fonctionne surtout par désadaptation d'impédance, c'est-à-dire par réflexion. Si un filtre supporte des pertes, il agit aussi par absorption. La perte d'insertion d'un filtre dépend des impédances des circuits amont et aval. Le but du filtrage est d'éliminer les perturbations conduites (le plus souvent en mode commun) par les lignes de transport d'énergie, les lignes de télécommunication, les fils de liaisons analogiques ou numériques etc. On pourra donc positionner des filtres sur:

- les entrées sorties numériques et analogiques des cartes,
- les câbles de liaison entre appareils,
- les lignes de transmissions,
- les lignes du réseau de distribution.

I. 5.1.1 Les filtres: les produits

- les filtres passe-bas sont les plus utilisés en CEM. Tous les filtres d'alimentation et la plupart de ceux d'entrée-sortie sont de type passe-bas. Le filtre le plus simple est composé d'un condensateur. L'efficacité d'un condensateur s'améliore en ajoutant une résistance en série à la ligne. De simples filtres RC peuvent être utilisés sur les entrées signaux.
- des filtres inductifs tels que les ferrites sont très efficaces car ils présentent en HF une importante composante résistive amortissant ainsi les résonances. Ils peuvent, de plus, être montés sur les câbles.



Figure I. 5: Les ferrites.

- des filtres plus complexes intégrant des selfs et des condensateurs tels les filtres en «T», c'est-à-dire L-C-L ou en « π », c'est-à-dire C-L-C, permettent une coupure plus raide.
- les filtres secteurs les plus courants filtrent le mode commun (MC) et le mode différentiel (MD) dans le même boîtier.

I. 5.1.2 Les filtres : précautions d'emploi

Les filtres travaillent soit par absorption, soit par désadaptation, la perte d'insertion d'un filtre à faible absorption (composé uniquement de condensateurs et d'inductance à faibles pertes) ne dépend que de la désadaptation d'impédance qu'il introduit dans le circuit. Pour une forte réflexion, un filtre doit présenter une impédance très différente de celle du circuit. Pour une grande perte d'insertion, un filtre installé sur un circuit à faible impédance doit présenter une forte impédance. Inversement un filtre installé sur un circuit à haute impédance doit présenter une basse impédance.

I. 5.2 Le blindage ÉM : protection contre les perturbations rayonnées

Le blindage électromagnétique est l'une des solutions employées pour réduire les phénomènes d'interférences rayonnées. Un blindage ou un écran électromagnétique est une enveloppe conductrice qui sépare l'espace en deux régions, l'une contenant des sources de champs électromagnétiques, l'autre non. Selon l'application et l'environnement visé, on peut utiliser des techniques de blindage pour:

- atténuer le champ électromagnétique émis par un appareil afin de le rendre conforme aux normes d'émission rayonnée (Figure I. 6);

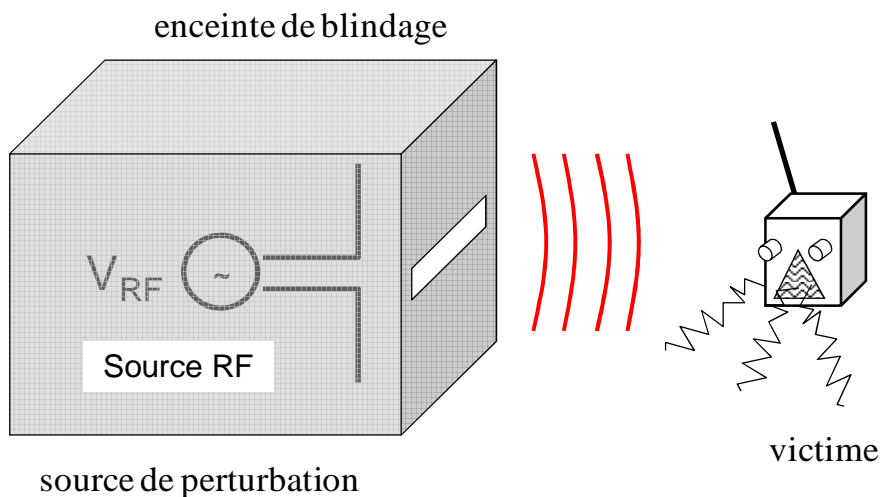


Figure I. 6: Contenir les émissions rayonnées à l'intérieur de l'enceinte blindée.

- atténuer le champ électromagnétique ambiant reçu aux circuits internes de l'appareil, pour le rendre conforme aux normes d'immunité rayonnée (Figure I. 7).

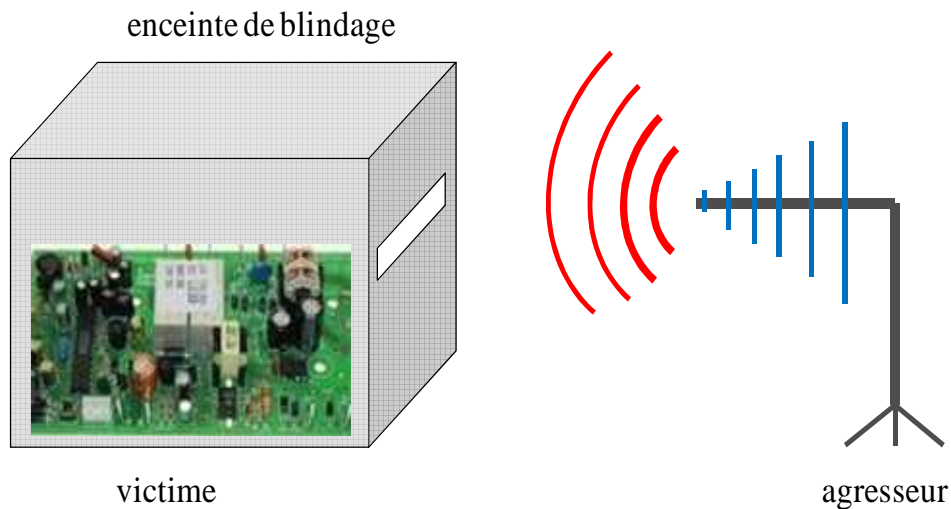


Figure I. 7: Exclure les émissions rayonnées de sources se trouvant à l'extérieur de l'enceinte.

- réaliser un écran autour d'un câblage,
- améliorer la continuité électrique entre les blindages, le câble et le châssis d'un appareil de façon à ce que ces câbles blindés jouent pleinement leurs rôles (Figure I. 8),

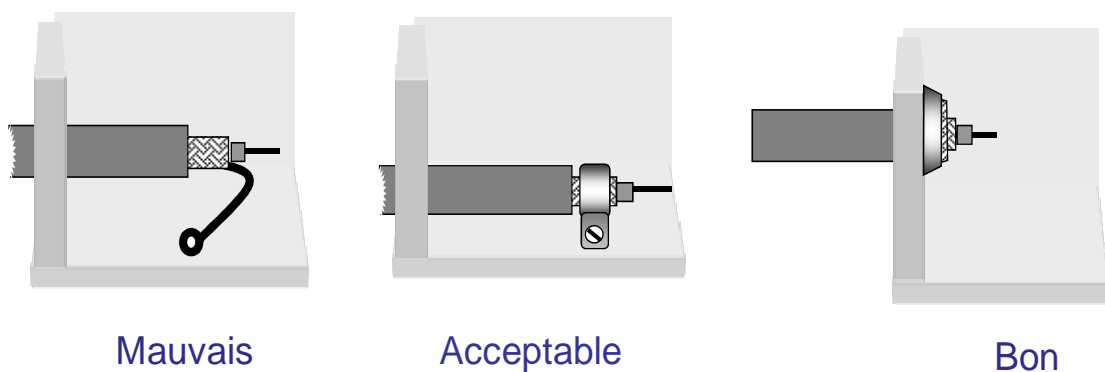


Figure I. 8: Continuité de blindage entre le câble et le châssis d'un appareil.

- améliorer la continuité électrique et l'équipotentialité des masses d'un système ou d'un site.

I. 5.2.1 Le blindage en basse et en haute fréquence

- ***En basse fréquence:***

- les champs électriques ne posent pas beaucoup de problèmes, ils sont facilement maîtrisables et la solution consiste à utiliser des matériaux ayant une conductivité électrique élevée (le cuivre, l'aluminium et l'acier) [32].
- il n'en est pas de même avec les champs magnétiques pour lesquels les solutions permettant de les atténuer ne sont pas nombreuses. Seuls les matériaux ferromagnétiques dont la courbe de magnétisation a une caractéristique à front très raide avec une perméabilité relative très élevée ($\mu_r \approx 20000 - 25000$) permettent un blindage efficace contre les champs magnétiques en basse fréquence.

- ***En haute fréquence:***

- Un écran parfaitement conducteur sans fuites (fuites : les fentes et les pénétrations de câbles mal maîtrisées) peut assurer un blindage efficace en haute fréquence.

- ***Outils de blindage en haute fréquence et en décharges électrostatiques:***

- les vernis électro-conducteurs sont utilisés comme blindage ÉM ou protection contre les DES sur les habillages et capots en matière plastique. Ces vernis électro-conducteurs réalisent une barrière conductrice contre les interférences ÉM ou les décharges électrostatiques. Ils sont très efficaces et offrent un rapport prix/performance avantageux [33].
- la peinture de blindage à base métallique assure une excellente protection contre les interférences électromagnétiques rayonnées et les décharges électrostatiques. Sa présentation en aérosol en simplifie l'utilisation pour la réalisation de prototypes ou la reprise sur de petites surfaces [33].
- le film TECP (polyester métallisé transparent) pour écrans et afficheurs est un blindage électromagnétique contre les champs rayonnés et protection contre les décharges électrostatiques des écrans de visualisation et des fenêtres d'affichage.

I. 5. 3 Étude de l'efficacité de blindage d'une plaque métallique

L'efficacité du blindage est définie comme étant égale à l'atténuation de l'intensité du champ électrique ou magnétique que le blindage respectif est capable de réaliser. La diminution du champ électromagnétique par le blindage dépend de plusieurs facteurs [32]:

- suivant la position de la source qui génère les champs parasites par rapport au circuit perturbé (zone proche ou lointaine); on parle alors de champ proche ou de champ lointain. D'autre part, l'efficacité de blindage n'est pas la même suivant que le champ incident est à prédominance de champ électrique ou de champ magnétique.
- la diminution du champ dépend du type de matériau, de l'épaisseur du matériau, de la forme du blindage, de la présence d'ouvertures, de la direction et de la polarisation du champ incident. La fréquence du champ incident est également un paramètre très important.

Elle s'exprime différemment suivant que l'on fait le bilan des champs avec et sans blindage, l'efficacité de blindage est donnée par les expressions suivantes [1], [32]:

Pour le champ électrique:

$$S_E = 20 \log_{10} \left(\frac{E_{sans}}{E_{avec}} \right)_{dB} \quad (I. 1)$$

Pour le champ magnétique :

$$S_H = 20 \log_{10} \left(\frac{H_{sans}}{H_{avec}} \right)_{dB} \quad (I. 2)$$

Quand un champ électromagnétique arrive sur une plaque métallique, une partie est réfléchiée, une partie est absorbée par le matériau (se traduisant par un échauffement) et l'autre partie transmise de l'autre côté du matériau (Figure I. 9). L'expression approchée de l'efficacité de blindage d'une plaque métallique est donnée par cette formule [32]:

$$S_E = A + R - C \quad (I. 3)$$

A : les pertes par absorptions (en dB), sont proportionnelles au rapport épaisseur de la plaque métallique (t) sur l'épaisseur de peau (δ) à la fréquence considérée. Elles sont indépendantes de l'impédance de l'onde (champ proche, champ lointain).

R : les pertes par réflexion (en dB), sont liées à la désadaptation entre l'impédance de l'onde et l'impédance de la plaque métallique.

C : le facteur de re-réflexion (en dB), est très faibles si ($A > 10dB$).

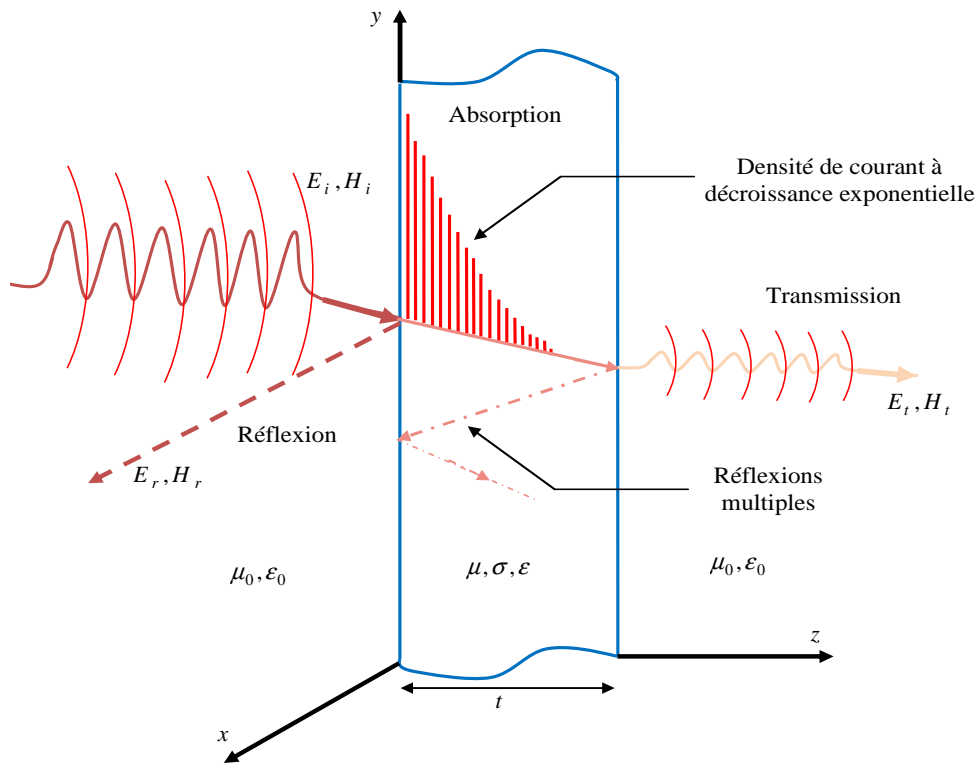


Figure I. 9: Couplage ÉM avec une plaque métallique.

L'expression des pertes par absorptions (A) est écrite comme suit [32]:

$$A_{dB} = K_1 t \sqrt{f \mu_r \sigma_r} \quad (I. 4)$$

avec

$K_1 = 131.4$ si t est en mètres

f : la fréquence

μ_r : la perméabilité relative du matériau

σ_r : la conductivité relative du matériau $\left(\sigma_r = \frac{\sigma_{matériau}}{5.82 \cdot 10^7} \right)$

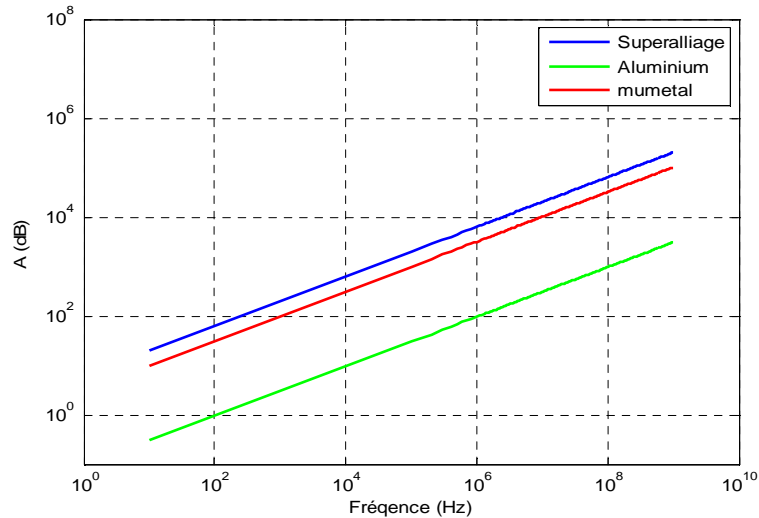


Figure I. 10: Pertes par absorption A.

La figure I. 10 montre les résultats de calculs des pertes par absorption de trois plaques à base de trois matériaux différents : la première plaque à base de superalliage ($\sigma_r = 0.023$, $\mu_r = 10^5$), la deuxième d'aluminium ($\sigma_r = 0.53$, $\mu_r = 1$) et la troisième de mumetal ($\sigma_r = 0.0289$, $\mu_r = 2 \cdot 10^4$), l'épaisseur de chaque plaque est $t = 1mm$. Nous constatons que les fortes valeurs des pertes par absorptions sont obtenues par le superalliage et les faibles valeurs sont obtenues par l'aluminium, ceci confirme que un matériau de perméabilité magnétique élevée donne une plus grande absorption de champ électromagnétique.

Afin de calculer les pertes par réflexions (R) et le facteur de re-réflexion (C), Il faut distinguer trois cas: champ lointain, champ proche magnétique et champ proche électrique.

I. 5.3.1 En champ lointain (onde plane)

L'expression des pertes dues aux réflexions en champ lointain donnée par la formule suivant [32]:

$$R = 168 - 20 \log \sqrt{\frac{f \mu_r}{\sigma}} \quad (\text{I. 5})$$

Le facteur de re-réflexion s'écrit comme suit:

$$C = 20 \log \left[1 - \Gamma \cdot 10^{\frac{-A}{10}} \cdot (\cos(0.23A) - j \sin(0.23A)) \right] \quad (\text{I. 6})$$

avec

A : les pertes par absorptions

$$\Gamma = 4 \frac{(1 - m^2)^2 - 2m^2 - j 2\sqrt{2}m(1 - m^2)}{\left[(1 + \sqrt{2}m)^2 + 1 \right]^2} \quad (\text{I. 7})$$

$$m = 9.77 \times 10^{-10} \sqrt{\frac{f \mu_r}{\sigma_r}} \quad (\text{I. 8})$$

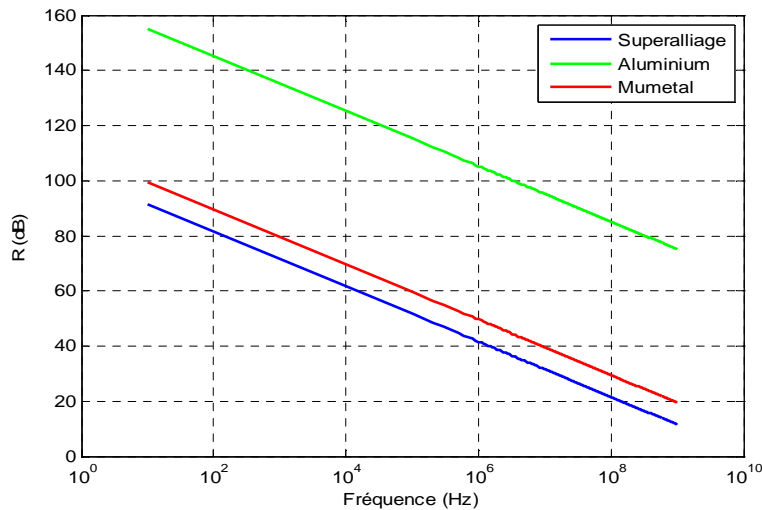


Figure I. 11: Pertes par réflexions R en champ lointain.

La figure I. 11 montre les résultats de calculs des pertes par réflexions des trois plaques précitées. Nous constatons que:

- les pertes par réflexions sur l'aluminium sont les plus fortes,

- les pertes par réflexions obtenus par le superalliage sont les plus faibles,
- les pertes par réflexions diminuent avec l'augmentation en fréquence.

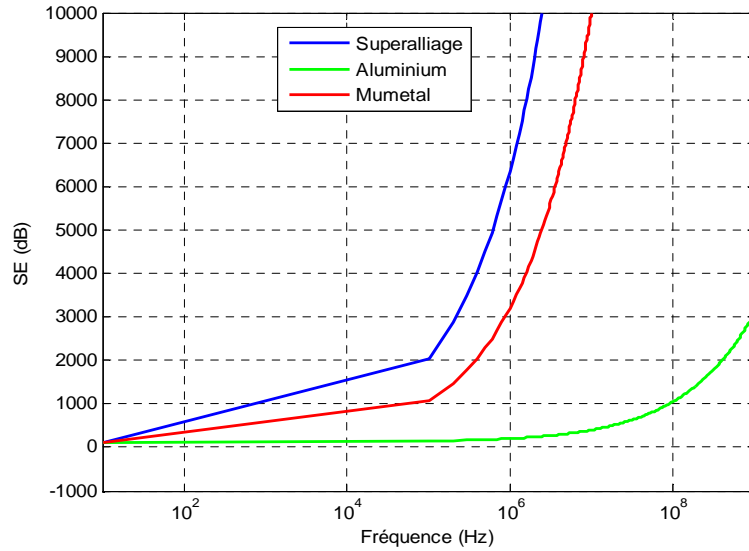


Figure I. 12: Efficacité de blindage S_E en champ lointain.

Le calcul de l'efficacité du blindage illustré par la figure I. 12 montre que le meilleur matériau de blindage est le superalliage, ainsi la S_E de l'aluminium est médiocre par rapport à celles de superalliage et de mumetal. Les S_E des trois matériaux sont faibles en basse fréquence, les S_E de superalliage et de mumetal augmentent considérablement en fréquence à partir de 10^5 Hz, cependant celle de l'aluminium augmente à partir de 1MHz.

I. 5.3.2 En champ proche magnétique

L'expression des pertes dues aux réflexions en champ proche magnétique [6],

$$R_M = 20 \log \left(\frac{C_1}{r \sqrt{\frac{f \sigma_r}{\mu_r}}} + C_2 r \sqrt{\frac{f \sigma_r}{\mu_r}} + 0.354 \right) \quad (I. 9)$$

avec

$C_1 = 0.0117$ si r en mètres

$C_2 = 5.35$ si r en mètres

r : la distance entre la source et la barrière métallique.

La formule de facteur de correction C est donnée par (I. 6), avec:

$$\Gamma = 4 \frac{(1-m^2)^2 - 2m^2 + j2\sqrt{2}m(1-m^2)}{\left[(1+\sqrt{2}m)^2 + 1 \right]^2} \quad (\text{I. 10})$$

$$m = \frac{4.7 \times 10^{-2}}{r} \sqrt{\frac{\mu_r}{f \sigma_r}} \quad (\text{I. 11})$$

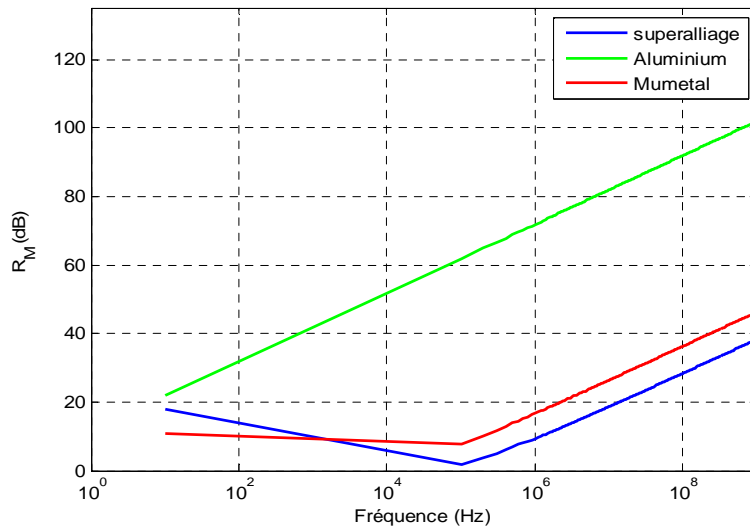


Figure I. 13: Pertes par réflexions R_M .

En champ proche comme en champ lointain le meilleur matériau de réflexion est l'aluminium (Figure I. 13), en champ proche magnétique, les pertes par réflexions augmentent avec l'augmentation en fréquence.

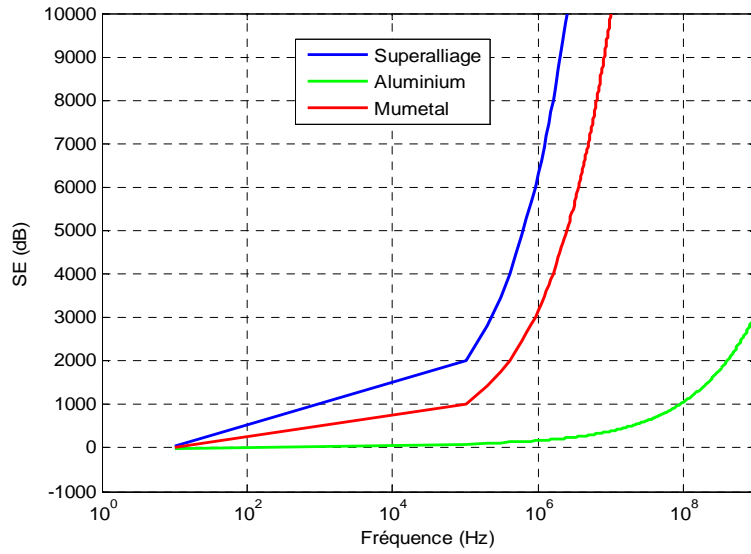


Figure I. 14: Efficacité de blindage S_E .

I. 5.3.3 En champ proche électrique

L'expression des pertes dues aux réflexions en champ proche électrique [32],

$$R_E = C_3 - 10 \log \frac{\mu_r f^3 r^2}{\sigma_r} \quad (\text{I. 12})$$

avec

$C_3 = 322$ si r est en mètres

$C_3 = 354$ si r est en centimètres

La formule du facteur de correction C est donnée par (I. 6), avec :

$$\Gamma = 4 \frac{(1-m^2)^2 - 2m^2 - j2\sqrt{2}m(1-m^2)}{\left[(1-\sqrt{2}m)^2 + 1 \right]^2} \quad (\text{I. 13})$$

$$m = 0.205 \times 10^{-16} r \sqrt{\frac{\mu_r f^3}{\sigma_r}} \quad (\text{I. 14})$$

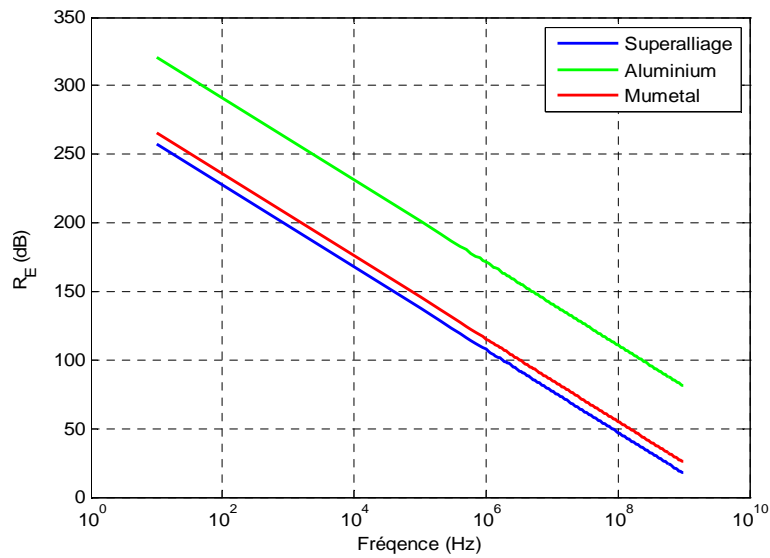


Figure I. 15: Pertes par réflexions R_E .

La figure I. 15 montre que le meilleur matériau en réflexion est l'aluminium. En champ proche électrique, les pertes par réflexions déminent avec l'augmentation en fréquence.

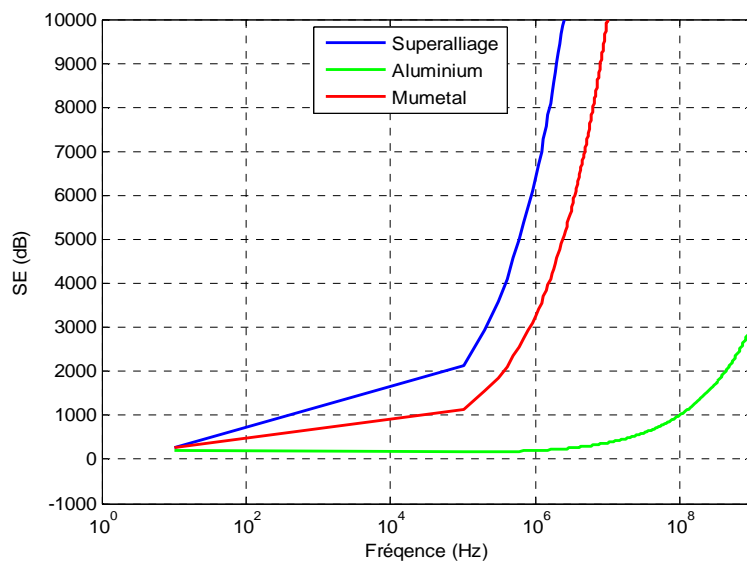


Figure I. 16: Efficacité de blindage S_E .

Le meilleur matériau pour l'efficacité de blindage en champ proche (Figure I. 14 et Figure I. 15) est le superalliage et l'aluminium est le mauvais matériau (comme nous avons vu en champ

lointain (Figure I. 12)). D'après cette étude sur l'efficacité du blindage d'une plaque métallique, nous pouvons tirer les points suivants:

- le matériau de perméabilité magnétique élevée est un bon matériau en absorption,
- le matériau de conductivité élevée est un bon matériau en réflexion,
- un matériau conducteur de perméabilité magnétique élevée est un bon matériau de blindage en champ proche ainsi qu'en champ lointain.

I. 5. 4 Le blindage ÉM d'une barrière métallique contenant des ouvertures

Les ouvertures et les fentes sont des structures généralement présentes sur les boîtiers contenant des circuits électroniques particulièrement les enceintes et les châssis. Les enceintes métalliques d'un équipement électronique et/ou électrique contiennent toujours des rangés d'ouvertures, l'enjeu de l'étude consiste à optimiser la forme, la taille et la position de ces trous pour augmenter l'efficacité de blindage. L'efficacité de blindage en décibel d'une ouverture rectangulaire de longueur L inférieur ou égale à la demi-longueur d'onde $\lambda/2$ est donnée par l'expression suivante [1], [32],

$$S_E \cong 20 \log_{10} \left(\frac{\lambda}{2 \cdot L} \right) \quad (\text{I. 15})$$

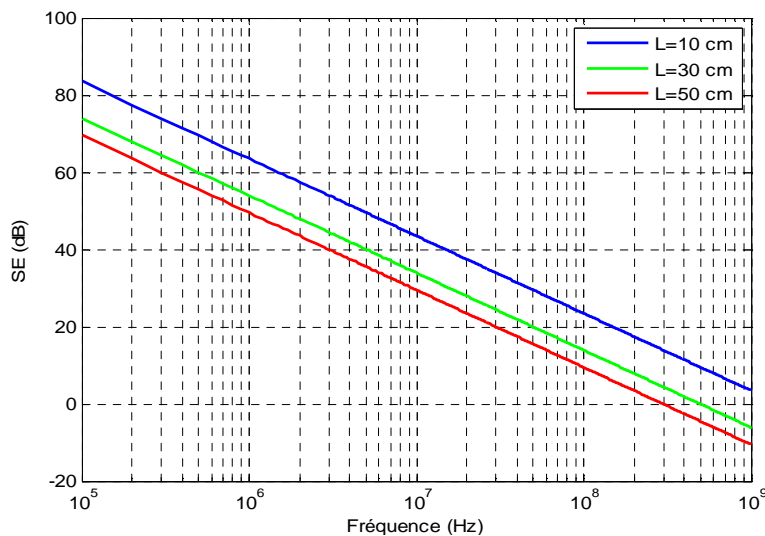


Figure I. 17: Efficacité de blindage SE d'une ouverture.

La fuite créée par une ouverture augmente avec la fréquence car elle est liée à la dimension L par rapport à la longueur d'onde λ du champ incident (figure I. 17). Si sa plus grande dimension atteint $\lambda/2$ de la fréquence perturbatrice, l'ouverture se comporte comme une antenne et re-rayonne l'énergie du champ incident. L'efficacité de blindage de la paroi tombe alors à $\approx 0dB$ (100 % du champ est transmis) quelle que soit la qualité du métal de la paroi. Dès que l'on dépasse quelques centaines de KHz, l'efficacité de blindage d'un métal plein augmente rapidement avec la fréquence, alors qu'elle diminue avec la fréquence pour une plaque qui contient des ouvertures.

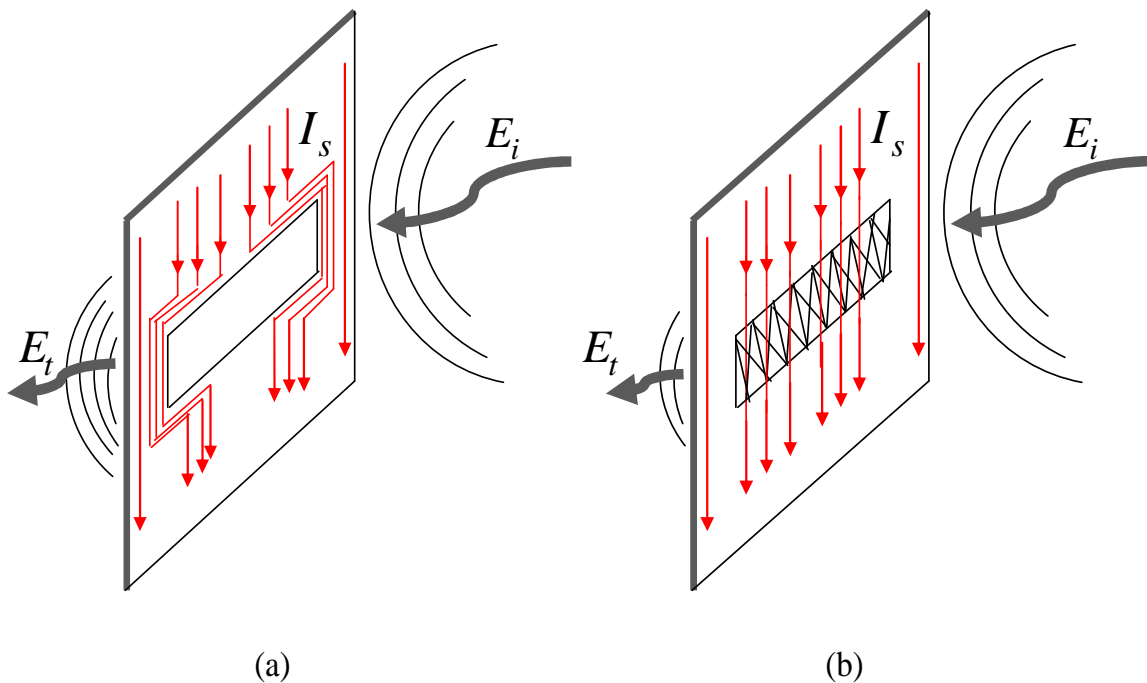
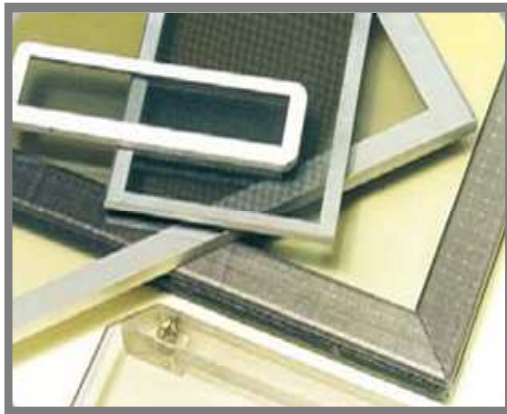
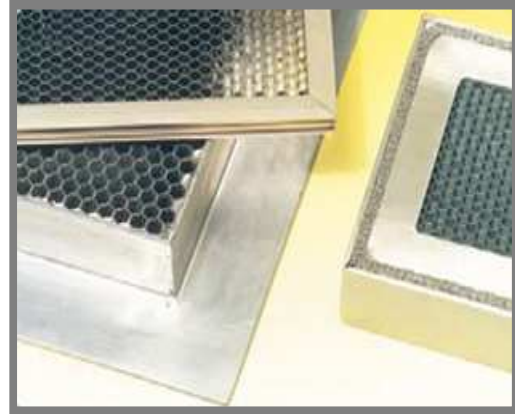


Figure I. 18: Pénétration d'un champ ÉM à travers une ouverture, (a) sans joint conducteur et (b) avec joint conducteur.

Pour limiter la pénétration d'un champ ÉM à travers les ouvertures, il faut assurer une continuité de blindage en utilisant des joints conducteurs comme le montre la figure I. 18. Actuellement les concepteurs des enceintes métalliques utilisent différentes techniques pour réaliser cette continuité, parmi elles [33]:



(a)



(b)

Figure I. 19: Blindage des ouvertures, (a) par le VUSSIL, (b) par le SILAIR.

- le VUSSIL indiqué sur la figure I. 19 (a) est une vitre qui assure deux fonctions: transparence et protection électromagnétique des écrans d'affichages. Les matériaux utilisés pour la construction du VUSSIL sont: le verre, le verre trempé, le polycarbonate et l'acrylique. Ses applications sont multiples: cages de faraday, moniteurs vidéo, écrans plats d'ordinateur, baies, indicateurs...
- le SILAIR comme le montre la figure I. 19 (b) est un élément de protection électromagnétique destiné au blindage des ouvertures de ventilation, de chauffage, d'éclairage..., les alvéoles métalliques en forme de nid d'abeilles utilisent le principe du guide d'onde qui offre une excellente atténuation de champ ÉM. Le SILAIR laisse circuler l'air, tout en assurant la continuité de blindage de l'ouverture.

I. 6 La problématique : le couplage et la pénétration des perturbations ÉM à l'intérieur d'un équipement électronique

Il est connu actuellement que les exigences CEM des systèmes embarqués sont très sévères et critiques. Par exemple dans le domaine de l'aéronautique l'ignorance des normes CEM peut mettre en danger la sécurité et la vie des passagers.

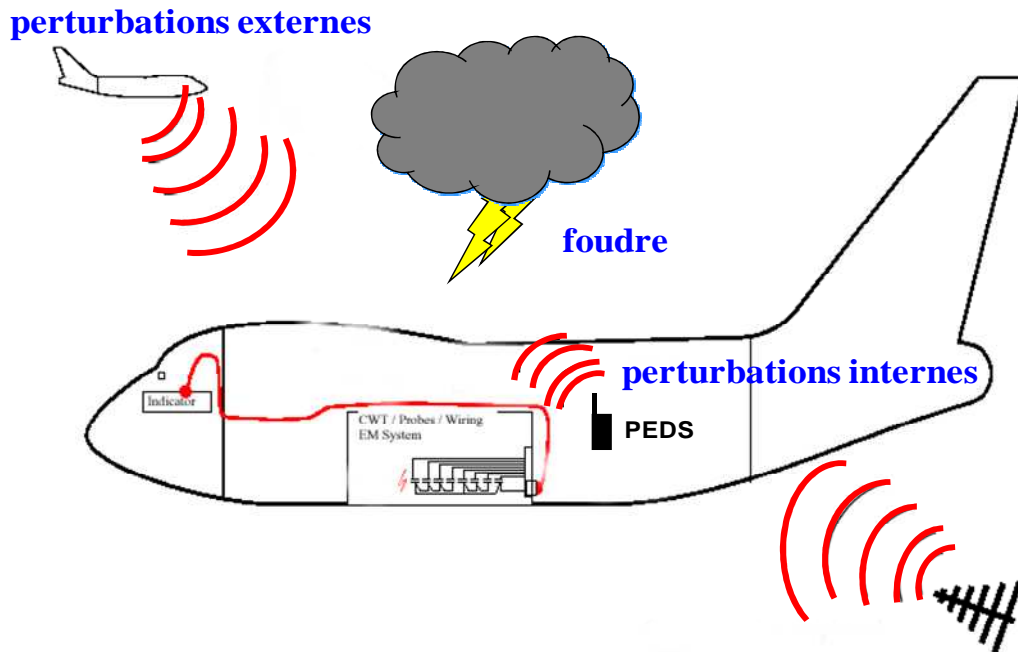


Figure I. 20: Agression ÉM d'un aéronef [34].

Les boîtiers métalliques de blindage sont indispensables pour protéger les systèmes sensibles d'un avion menacé par des perturbations ÉM internes et externes (Figure I. 20), malheureusement ces boîtiers sont toujours équipés d'ouvertures pour différentes raisons, notamment la ventilation et l'affichage. Ils contiennent aussi des fils, des câbles de connexions et des antennes de communications. Le couplage et la pénétration de l'énergie électromagnétique à travers ces fils et ces ouvertures engendre des interférences électromagnétiques (IÉM) à l'intérieur des systèmes électronique de l'avion ; ces interférences induisent des tensions et courants parasites pouvant conduire à la défaillance de tout le système. Le siège des interférences électromagnétiques n'est pas seulement dû à des pénétrations ÉM extérieures, mais aussi la conséquence du fonctionnement des différentes parties du système qui ne possèdent pas les mêmes niveaux de puissances et de sensibilités. La problématique que nous voulons donc traiter tout au long de ce manuscrit de la thèse est l'étude de la pénétration et du couplage d'une interférence ÉM à l'intérieur de boîtier métallique d'un équipement électronique (Figure I. 21).

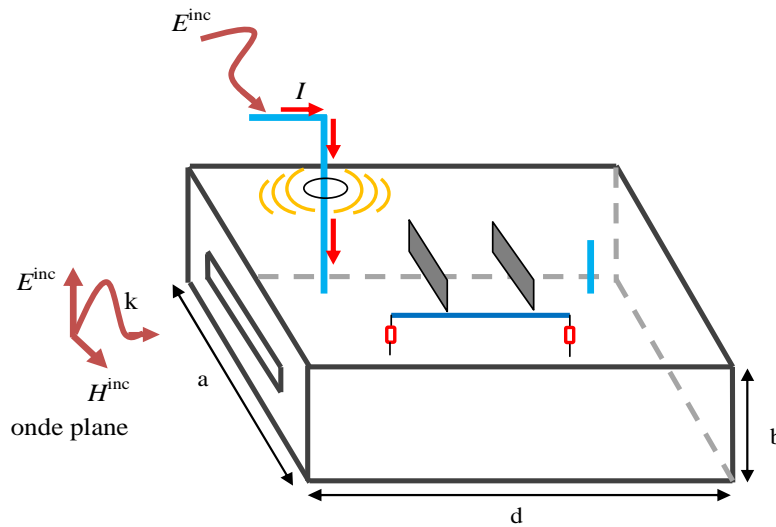


Figure I. 21: Couplage ÉM avec le boîtier d'un équipement électronique.

Les contenus de l'équipement électronique seront représentés sous une forme simplifiée par des monopôles, des dipôles élémentaires, des lignes de transmissions et de plans métalliques (Figure I. 21). Notre travail consiste donc à calculer dans un premier temps l'intensité du couplage ÉM à l'intérieur d'un boîtier métallique vide et puis dans un second temps avec les différents contenus de ce boîtier ; le couplage ÉM avec les monopôles, les dipôles et les lignes de transmissions.

I. 7 Les méthodes d'étude du couplage ÉM à l'intérieur du boîtier métallique d'un équipement électronique

Il n'existe pas vraiment une méthode supérieure aux autres mais simplement des méthodes plus ou moins rapides pour un cas de calcul donné. Le choix d'une méthode dépend avant tout du problème à traiter, des capacités informatiques disponibles et de la précision souhaitée. Les méthodes utilisées pour calculer l'intensité du couplage ÉM avec et à l'intérieur d'une enceinte de blindage d'un équipement électronique sont de type numérique et analytique.

I. 7. 1 Les méthodes numériques

Les méthodes numériques permettent l'étude de structures à géométries quelconques, leur champ d'application est très vaste, mais elles nécessitent souvent un temps de calcul et un espace

mémoire importants pour traiter des structures de grande dimension. Les méthodes numériques utilisées pour l'étude du couplage ÉM à l'intérieur d'une enceinte métallique sont: la méthode des moments [35], la méthode des différences finies [36], la méthode TLM [37] et la méthode des éléments finis [38].

I. 7. 2 Les méthodes analytiques

Les méthodes analytiques sont précises, fournissent un moyen de calcul très rapide, elles sont appliquées particulièrement pour traiter les géométries simples en introduisant quelques approximations. Les méthodes analytiques utilisées antérieurement pour l'étude de couplage ÉM à l'intérieur d'une enceinte métallique sont: la méthode de M. Robinson [11], [12], la méthode de R. Azaro [13], [14], la méthode de T. Konefal [15], [20], G. Spadacini [39] et S. Tkachenko [40], [41], [42].

I. 8 Les méthodes sélectionnées et les objectifs visés

L'objectif de cette thèse est d'étudier la pénétration et le couplage d'une perturbation ÉM à l'intérieur de l'enceinte métallique de blindage d'un équipement électronique. Pour ce faire, nous allons nous baser sur les approches analytiques qui permettent d'établir des modèles électriques équivalents à nos géométries de problèmes, ces approches analytiques se caractérisent par :

- la rapidité du calcul,
- la simplicité d'implémentation,
- la précision des résultats.

Le principe des méthodes proposées tout au long de notre étude est basé sur trois points fondamentaux :

- 1-** le découpage topologique de la géométrie de problème en plusieurs objets (Figure I. 22),
- 2-** le développement de sous modèles des objets,
- 3-** la connexion entre les sous modèles pour construire le modèle électrique équivalent qui correspond à la géométrie de problème.

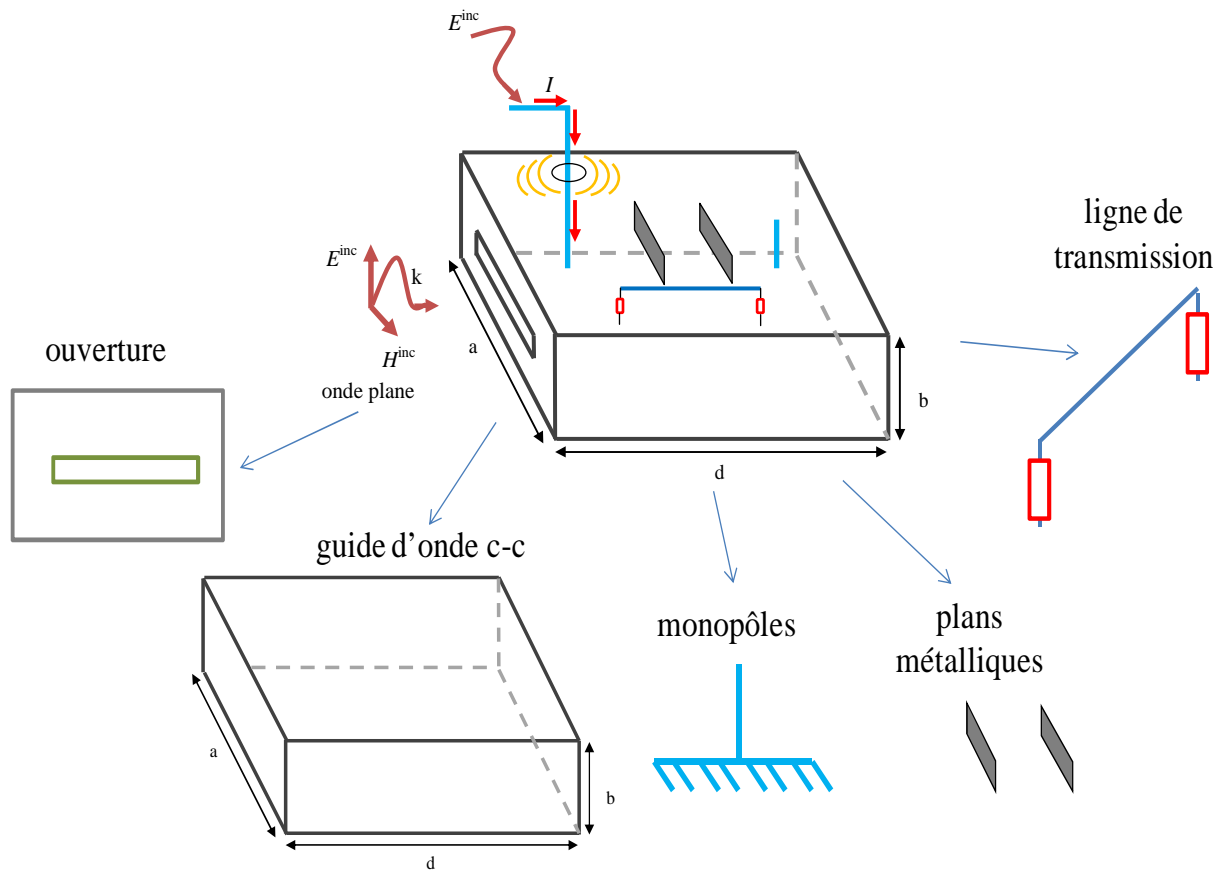


Figure I. 22: Découpage topologique de la structure.

Afin de valider les résultats obtenus par les modèles analytiques, nous allons réaliser des simulations par le solveur ÉM Temsi-FD ainsi des mesures expérimentales. Tout au long de ce mémoire de thèse nous voulons atteindre les objectifs suivants :

Objectifs 1 : l'écriture de la fonction de Green (FG) en espace libre et dans une cavité métallique rectangulaire en réalisant les tâches suivantes :

- Nous allons rappeler les équations de rayonnement électromagnétique et la fonction de Green en espace libre,
- L'application de la fonction de Green pour résoudre le problème du couplage ÉM avec une structure filaire en espace libre en utilisant les méthodes intégrales,
- L'écriture de la fonction de Green dans une cavité rectangulaire.

Objectifs 2 : l'étude du couplage d'une perturbation ÉM externe avec une enceinte rectangulaire vide parfaitement conductrice possédant des ouvertures, nous aborderons:

- L'analyse du couplage et de pénétration de l'énergie ÉM à l'intérieur de boîtier d'un équipement électronique en se basant sur les modèles ILCM (Intermediate Level Circuit Model),
- Quatre modèles ILCM seront présentés: le modèle de M. P. Robinson, le modèle de Kron, le modèle de R. Azaro et le modèle de T. Konefal,
- La pénétration de l'énergie électromagnétique à l'intérieur de l'enceinte sera évaluée par le calcul de l'efficacité de blindage électromagnétique (SE) de cette enceinte.

Objectifs 3 : l'étude du couplage ÉM avec des dipôles élémentaires situés à l'intérieur d'un boîtier métallique rectangulaire en utilisant les modèles ILCM, nous réalisons les points suivants:

- Le calcul de l'intensité du couplage ÉM avec deux dipôles élémentaires situés à l'intérieur d'une enceinte fermée,
- Le calcul de l'intensité du couplage ÉM avec trois dipôles élémentaires situés à l'intérieur d'une enceinte fermée,
- Le calcul de l'intensité du couplage ÉM avec un dipôle élémentaire situé à l'intérieur d'une enceinte excitée par une onde plane à travers son ouverture.

Objectifs 4 : Le développement d'un nouveau modèle du couplage ÉM avec une ligne de transmission (LT) située à l'intérieur d'une enceinte de blindage d'un équipement électronique, nous allons nous intéresser à l'étude des cas suivants :

- Le couplage ÉM avec une LT sans excitation placée dans une enceinte fermée et excitée par une source d'excitation interne,
- Le couplage ÉM avec une LT sans excitation placée dans une enceinte excitée par une onde plane à travers son ouverture,
- L'extension de notre modèle pour l'étude du couplage ÉM avec une LT alimentée par une source de tension et située dans enceinte fermée.

I. 9 Conclusion

Ce chapitre a permis de donner un aperçu sur les aspects théoriques dont nous aurons besoin tout au long de ce manuscrit de thèse. Nous avons synthétisé les définitions et les normes de la CEM en insistant particulièrement sur celles relatives à la Communauté Européenne. Ensuite, nous avons évoqué les techniques les plus utilisées pour remédier aux menaces de deux modes de perturbations ÉM conduites et rayonnées; le filtrage pour protéger contre les perturbations conduites et le blindage ÉM contre les rayonnées. Puis nous avons donné la définition de l'efficacité de blindage électromagnétique (SE) et la formulation permettant le calcul de SE d'une plaque métallique, ainsi que celle des ouvertures en fonction de la fréquence. Afin d'expliquer l'importance et l'utilité de notre travail de thèse dans le domaine de la CEM, nous avons exposé la problématique qui exige l'étude des phénomènes de couplage ÉM à l'intérieur d'un système électronique embarqué. À la fin de ce chapitre, nous avons exposé les différentes méthodes utilisées pour traiter le problème du couplage et de pénétration de l'énergie ÉM à l'intérieur de l'enceinte métallique d'un équipement électronique en justifiant le choix des modèles sélectionnés pour notre étude.

***Chapitre II : La fonction de
Green relative à une cavité
métallique rectangulaire***

I. 1 Introduction

L'objectif de ce chapitre est la détermination des bases mathématiques qui seront utiles dans la suite de cette thèse. Notre finalité étant l'étude des niveaux de champs dans une cavité, nous nous pencherons plus particulièrement sur la détermination de la fonction de Green (FG) du problème. Cette fonction sera tout d'abord déterminée en espace libre puis en milieu contraint sous diverses formes adaptées à un calcul rapide de la solution. Dans un premier temps, nous allons rappeler les équations de rayonnement électromagnétique et la fonction de Green en espace libre, puis nous présentons un exemple simple d'application de la fonction de Green pour la résolution de problèmes de couplage d'une onde ÉM avec une structure filaire en utilisant les méthodes des équations intégrales en l'occurrence celles de Pocklington [2] et Hallén [3].

Dans un second temps, nous allons nous intéresser à la représentation de la fonction de Green relative à une cavité; cette partie sera considérée comme une référence pour la suite de notre étude et un support théorique nécessaire au développement de nos modèles. En effet, le principe de tous les modèles qui nous allons développer tout au long des trois chapitres III, IV et V repose sur des hypothèses et des approximations appliquées à la fonction de Green rigoureuse déterminée dans ce chapitre. L'écriture de la fonction de Green dans une cavité rectangulaire existe sous trois formes : une représentation modale [4], [5], une représentation spatiale [6], [7] et une représentation hybride [8], [9], [10]. La représentation modale est donnée sous forme d'une triple somme des modes de cavité (une somme suivant chaque direction du repère cartésien); la convergence de la fonction de Green écrite par cette forme est très lente d'où un temps de calcul important. De ce fait, pour accélérer le temps de calcul, nous allons par la suite simplifier l'écriture de la triple somme à celle de la double somme. Contrairement à la précédente, la représentation spatiale est écrite en termes de rayons associés à la théorie des images. Dans cette seconde représentation, un autre problème de convergence de la fonction de Green est rencontré dans le cas où le point d'observation est très proche à la région source. La méthode d'Ewald [43] est ensuite exploitée pour résoudre ce problème, en utilisant la représentation hybride de la fonction de Green. La représentation hybride est constituée par la somme de deux termes : un terme modal qui exprime la génération des modes dans la cavité et un autre spatiale pour résoudre la singularité de la FG dans la région source. Nous allons discuter à la fin de ce chapitre

de l'application de la FG pour l'étude du couplage ÉM avec une structure filaire située à l'intérieur d'une enceinte métallique rectangulaire en utilisant les méthodes intégrales de Pocklington et Hallén [10].

I. 2 Les équations de rayonnement en espace libre

I. 2. 1 Les équations de Maxwell

Les équations de Maxwell en régime harmonique dans un milieu linéaire homogène et isotrope s'écrivent comme suit :

$$\nabla \cdot \vec{E} = \rho / \varepsilon \quad (\text{II. 1})$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0 \quad (\text{II. 2})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -j \omega \mu \vec{H} \quad (\text{II. 3})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + j \omega \varepsilon \vec{E} \quad (\text{II. 4})$$

Nous exprimons le champ électrique et magnétique en termes de potentiel vecteur \vec{A} et potentiel scalaire V par ces deux formules :

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad (\text{II. 5})$$

$$\vec{E} = -j \omega \vec{A} - \vec{\nabla} V \quad (\text{II. 6})$$

La connaissance de deux potentiels permettra donc de déduire l'expression de \vec{E} et \vec{B} . Pour ce faire, il est tout d'abord nécessaire de définir complètement le potentiel vecteur \vec{A} grâce à l'utilisation d'une jauge. Selon la condition de Helmholtz, on peut le définir seulement si l'on connaît son rotationnel (II. 5) et sa divergence. La divergence de \vec{A} est proposée par la jauge de Lorenz comme suit :

$$\nabla \cdot \vec{A} = -j \omega \mu \varepsilon V \quad (\text{II. 7})$$

Ce qui donne

$$\vec{E} = \frac{1}{j\omega\mu\epsilon} \nabla(\nabla \cdot \vec{A}) - j\omega\vec{A} \quad (\text{II. 8})$$

Nous remplaçons l'équation (II. 5) dans (II. 4), nous obtenons la nouvelle écriture de (II. 4) comme suit :

$$\frac{1}{\mu} (\nabla\nabla \cdot \vec{A} - \nabla^2 \vec{A}) = \vec{J} + j\omega\epsilon\vec{E} \quad (\text{II. 9})$$

Nous remplaçons maintenant (II.6) dans (II.9) et par l'application de la jauge de Lorenz (II. 7), nous obtenons l'équation sur le potentiel vecteur comme suit :

$$\nabla^2 \vec{A} + \omega^2 \mu\epsilon \vec{A} = -\mu\vec{J} \quad (\text{II. 10})$$

La solution de cette équation est connue et s'exprime simplement par un produit de convolution du terme source et de la fonction de Green à condition de connaître cette dernière. L'objectif de la partie suivante est l'établissement de la fonction de Green.

I. 2. 2 La fonction de Green

La fonction de Green est utilisée en mathématiques pour résoudre des équations de type :

$$L(f(r)) = g(r) \quad (\text{II. 11})$$

Où L est un opérateur linéaire intégral-différentiel à coefficients constants, $g(r)$ est la fonction source connue, et $f(r)$ est la fonction recherchée. La fonction de Green a été introduite par le physicien Georges Green [44] pour des besoins en électromagnétisme.

La forme de la fonction de Green notée $G(r, r_0)$ représente la solution pour l'opérateur L , en un espace donné et pour une excitation unitaire. Dans ce cas, la fonction $g(r)$ est remplacée par la distribution de Dirac $\delta(r - r_0)$ [9]:

$$L(G(r, r_0)) = -\delta(r - r_0) \quad (\text{II. 12})$$

avec $r_0(x_0, y_0, z_0)$ et $r(x, y, z)$ sont respectivement le point source et le point d'observation.

Il est donc important de spécifier deux quantités pour définir de façon unique une fonction de Green précise :

- l'opérateur linéaire,
- les conditions aux limites.

Si la fonction de Green est connue, alors la solution de l'équation (II. 11) s'écrit simplement sous la forme d'un produit de convolution avec la fonction source [9]:

$$f(r) = G(r, r_0) \otimes g(r) = \int_X G(r, r_0) g(r_0) dr_0 \quad (\text{II. 13})$$

Où X est le domaine de définition (l'espace entre les limites entre lesquelles est définie la fonction $f(r)$)

Pour des équations différentielles à coefficients constants, le plus simple est d'effectuer la transformée de Fourier :

$$F\{\delta(r)\} = 1 \quad (\text{II. 14})$$

$$F\{G(r, r_0)\} = \frac{1}{\mathfrak{S}(\chi)} \quad (\text{II. 15})$$

Ce faisant, on trouve de (II. 12) que

$$G(r, r_0) = \frac{1}{2\pi} \int \frac{e^{j\chi r}}{\mathfrak{S}(\chi)} d\chi \quad (\text{II. 16})$$

Où $\mathfrak{S}(\chi)$ est la transformée de Fourier de L qui est un polynôme de degré équivalent à l'ordre de l'équation différentielle de la variable χ .

I. 2. 3 Application à l'équation de rayonnement

Nous utilisons maintenant la fonction de Green pour résoudre l'équation de rayonnement (II. 10) qui est une équation différentielle linéaire à coefficients constants. Les conditions aux limites dans l'espace 3D imposent que $G(r, r_0) \rightarrow 0$ lorsque $|r - r_0| \rightarrow \infty$, ce qui signifie simplement que les champs tendent à devenir nuls en s'éloignant de la source. Avec ces conditions, la fonction de Green qui résout l'équation,

$$\nabla^2 G + k_0^2 G = -\delta(r - r_0) \quad (\text{II. 17})$$

$$k = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \quad (\text{II. 18})$$

est donnée par la fonction de Green de type potentiel vecteur G_A écrite comme suit :

$$G_A(r | r_0) = \frac{e^{-jk_0|r-r_0|}}{4\pi|r-r_0|} \quad (\text{II. 19})$$

En utilisant (II. 19) dans (II. 13), la solution de (II. 10) est le potentiel vecteur retardé :

$$A(r) = \mu \int_{v_0} \frac{J(r_0) e^{-jk_0|r-r_0|}}{4\pi|r-r_0|} dv_0 \quad (\text{II. 20})$$

I. 2. 4 La méthode des équations intégrales

Le champ d'application de la fonction de Green pour résoudre un problème de couplage électromagnétique est très vaste. Nous allons donner dans cette partie un exemple portant sur l'étude du couplage ÉM avec une antenne en espace libre en utilisant les équations intégrales de Pocklington [2] et Hallén [3].

I. 2.4.1 Équation de Pocklington

Soit une onde plane incidente sur un fil conducteur rectiligne de longueur l et de rayon r_a (figure II. 1), le champ incident $E^i(r)$ induira un courant de surface de densité J_s . Le courant

induit sera à son tour la source d'un champ rayonné appelé champ diffracté $E^d(r)$. En tout point dans l'espace et dans un milieu linéaire, le champ électrique total est donc [45]:

$$E^t(r) = E^i(r) + E^d(r) \quad (\text{II. 21})$$

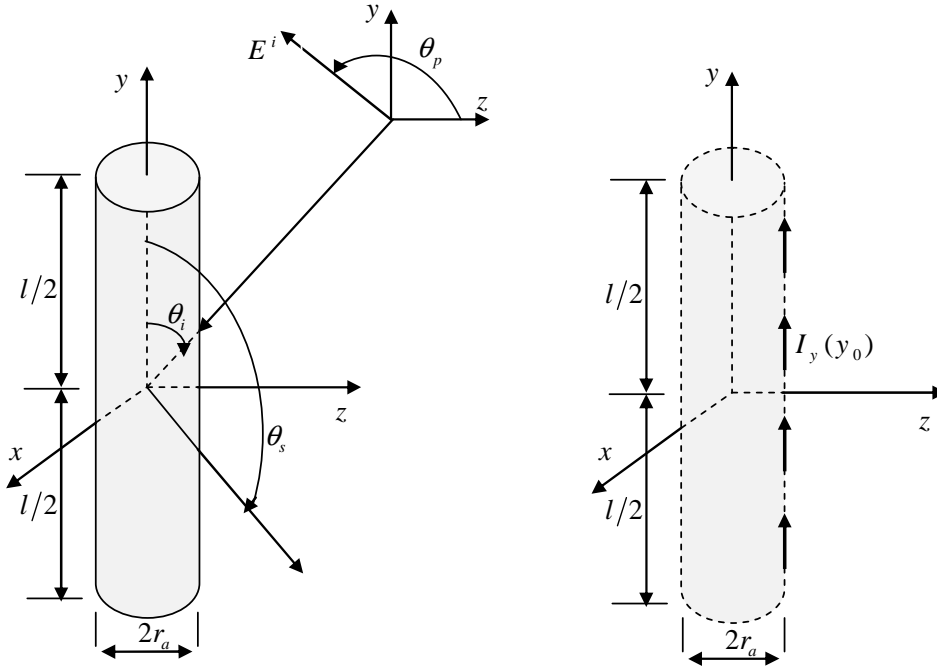


Figure II. 1: Couplage d'une onde plane arrivant en incidence oblique avec un fil conducteur [45].

On suppose seulement l'existence d'une seule composante de courant qui circule le long de l'axe de la structure filaire (\hat{y}). On néglige alors la composante axiale, ce qui est valide si le rayon du fil est petit par rapport à la longueur d'onde (approximation des fils minces). L'application des conditions aux limites sur la surface de la structure considérée comme une antenne en émission, soit $r_s = r_a$, dit que la composante tangentielle du champ électrique E_y^t est nulle, implique :

$$E_y^s(r_s = r_a) = -E_y^i(r_s = r_a) \quad (\text{II. 22})$$

Pocklington [2] suggéra une dérivation des équations de rayonnement basées sur la jauge de Lorenz. Cette dernière devient :

$$\frac{\partial A_y}{\partial y} = -j \omega \epsilon_0 \mu_0 V \quad (\text{II. 23})$$

D'autre part, l'équation (II. 6) qui donne le champ diffracté généré par une densité de courant, s'écrit :

$$E_y^s(r) = -\frac{\partial V}{\partial y} - j \omega A_y \quad (\text{II. 24})$$

Ce qui conduit à :

$$E_y^s(r) = \frac{1}{j \omega \mu_0 \epsilon_0} \left(k_0^2 A_y + \frac{\partial^2 A_y}{\partial y^2} \right) \quad (\text{II. 25})$$

On réécrit la solution sur le potentiel vecteur retardé en conservant seulement la composante \hat{y} comme suit [45]:

$$\begin{aligned} A_y &= \mu \int_{-l/2}^{+l/2} \left(\frac{1}{2\pi r_a} \int_0^{2\pi} \frac{I_y(y_0) e^{-jk_0 r''}}{4\pi r''} a d\phi_0 \right) dy_0 \\ &= \mu \int_{-l/2}^{+l/2} I_y(y_0) \left(\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{e^{-jk_0 r''}}{4\pi r''} d\phi_0 \right) dy_0 \end{aligned} \quad (\text{II. 26})$$

avec

$$\begin{aligned} r'' &= \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2} \\ &= \sqrt{r_c^2 + r_{c0}^2 - 2r_c r_{c0} \cos(\phi - \phi_0) + (y - y_0)^2} \end{aligned} \quad (\text{II. 27})$$

Du fait de la symétrie, le champ observé devrait être indépendant de ϕ . Nous choisissons donc par commodité l'observation à $\phi = 0$. L'équation (II. 26) pour $r_c = r_a$ et $(r_{c0} = r_a, \phi_0)$ se réduit comme suit [45]:

$$A_y(r_c = r_a) = \mu \int_{-l}^{+l} I_y(y_0) G_A^y(y, y_0) dy_0 \quad (\text{28})$$

$$G_A^y(y, y_0) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{e^{-jk_0 r''}}{4\pi r''} d\phi_0 \quad (29)$$

$$r''(r_c = r_a) = \sqrt{4r_a^2 \sin^2(\phi_0/2) + (y - y_0)^2} \quad (30)$$

En appliquant la condition aux limites sur l'antenne considérée comme étant parfaitement conductrice (champ tangent nul), il est maintenant possible de déduire le champ produit par l'ensemble des segments en utilisant l'équation (II. 25), nous obtenons [45]:

$$-E_y^i(r_c = r_a) = \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \left(k_0^2 + \frac{d^2}{dy^2} \right) \int_{-l/2}^{+l/2} I_y(y_0) G_A^y(y | y_0) dy_0 \quad (31)$$

Ou encore, nous pouvons écrire (II. 31) comme suit :

$$-j\omega\epsilon_0 E_y^i(r_c = r_a) = \int_{-l/2}^{+l/2} I_y(y_0) \left(\left(k_0^2 + \frac{d^2}{dy^2} \right) G_A^y(y | y_0) \right) dy_0 \quad (II. 32)$$

Cette dernière équation est connue sous le nom de l'équation intégró-différentielle de Pocklington [2]. Elle permet de déterminer le courant linéique le long d'une antenne constituée de dipôle rectiligne.

I. 2.4.2 Équation de Hallén

Nous appliquons les conditions aux limites sur la surface de l'antenne (Figure II. 1) comme précédemment, ce qui implique que le champ total tangentiel sur la surface et que le courant aux extrémités de l'antenne sont nuls. L'équation (II. 25) devient :

$$\left(k_0^2 A_y + \frac{\partial^2 A_y}{\partial y^2} \right) = 0 \quad (II. 33)$$

Nous savons que le courant qui circule le long de l'antenne et le potentiel vecteur sont symétriques, la solution de l'équation différentielle (II. 33) est obtenue comme suit [45]:

$$A_y(y) = -j\sqrt{\epsilon_0\mu_0} \left[B \cos(ky) + \frac{V_0}{2} \sin(k|y|) \right] \quad (\text{II. 34})$$

Nous remplaçons donc cette dernière équation de A_y dans (II. 28), nous obtiendrons l'équation intégrale de Hallén [3] :

$$\int_{-l/2}^{-l/2} I_y(y_0) \frac{e^{-jk_0 r}}{4\pi r} dy_0 = -j\sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \left[B \cos(ky) + \frac{V_0}{2} \sin(k|y|) \right] \quad (\text{II. 35})$$

La résolution des équations intégrales de Pocklington (II. 32) et Hallén (II. 35) est généralement faite en considérant une discrétisation de l'antenne en N segments et des fonctions de base de type :

- triangle pour l'équation de Pocklington,
- rectangle pour l'équation de Hallén.

Nous constatons que l'intégrale de Hallén présente l'avantage de faire apparaître directement la fonction de Green de type potentiel vecteur G_A .

Nous avons résolu l'équation de Pocklington (II. 32) et celle de Hallén (II. 35) pour calculer le courant normalisé distribué le long d'une antenne de longueur $l = 0.47m$ et de rayon $r_a = 5mm$. Pour une antenne discrétisée en $N = 21$ segments, la comparaison entre les résultats obtenus par les deux équations est illustrée par la figure II. 2.

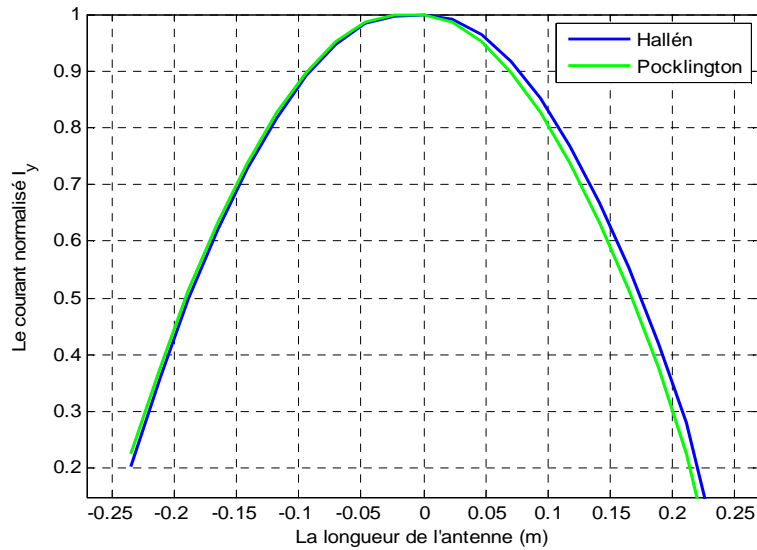


Figure II. 2: Distribution du courant normalisé obtenu par la résolution des équations de Pocklington et Hallén.

Après avoir rappelé l'écriture de la fonction de Green en espace libre, ainsi que les formules des équations intégrales de Pocklington et Hallén pour résoudre le problème du couplage électromagnétique avec une antenne dipôle en espace libre, nous allons nous focaliser dans la deuxième partie de ce chapitre sur la représentation de la fonction de Green dans une cavité métallique rectangulaire.

I. 3 La fonction de Green d'une cavité rectangulaire

Dans cette deuxième partie, nous allons détailler l'obtention de la fonction de green (FG) dyadique dans une cavité métallique rectangulaire, les pertes dans la cavité ont été prises en compte par le facteur de qualité Q . Dans un premier temps, nous allons considérer une cavité sans pertes pour effectuer les calculs de la fonction de Green, puis nous verrons par la suite que l'introduction des pertes revient à introduire un nombre d'onde complexe dans la formulation, la partie imaginaire de ce nombre d'onde étant liée au coefficient de qualité traduisant les pertes métalliques sur les parois. La FG dyadique a été représentée dans la littérature sous trois formes :

- une représentation modale : en termes de modes de cavité [4], [5].
- une représentation spatiale : en termes de rayons [6], [7].

- une représentation hybride : la somme de modes et rayons [8], [9]

I. 3. 1 La représentation modale de la FG dyadique d'une cavité rectangulaire

Deux types de la FG sous forme modale ont été représentés par [4] et [5], sont :

- la FG dyadique de type potentiel vecteur \vec{G}_A
- la FG dyadique de type champ électrique \vec{G}_e

En effet, nous avons vu plus haut comment déterminer la fonction de Green en espace libre sur le potentiel, de plus nous avons présenté la relation entre le champ et le potentiel, équation (II. 25). De ce fait, on peut définir une fonction de Green Dyadique permettant de relier directement le champ aux sources en intégrant tous les opérateurs dans la Dyade.

La FG de type potentiel vecteur satisfait à l'équation différentielle suivante:

$$\nabla^2 \vec{G}_A + k_0^2 \vec{G}_A = -I \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \quad (\text{II. 36})$$

$\vec{r}_0(x_0, y_0, z_0)$ et $\vec{r}(x, y, z)$ sont respectivement le vecteur source et le vecteur d'observation.

$$k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \quad (\text{II. 37})$$

$$I = \hat{x}\hat{x} + \hat{y}\hat{y} + \hat{z}\hat{z} \quad (\text{II. 38})$$

$$\delta(\vec{r} - \vec{r}_0) = \delta(x - x_0) \delta(y - y_0) \delta(z - z_0) \quad (\text{II. 39})$$

La FG de type champ électrique satisfait l'équation différentielle:

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{G}_e - k_0^2 \vec{G}_e = I \delta(r - r') \quad (\text{II. 40})$$

La relation entre \vec{G}_A et \vec{G}_e est donnée comme suit :

$$\vec{G}_e = \left(I + \frac{1}{k_0^2} \vec{\nabla} \nabla \right) \cdot \vec{G}_A \quad (\text{II. 41})$$

Pour une cavité rectangulaire, nous cherchons les types de la FG qui satisfont la condition aux limites suivante :

$$\hat{n} \times \vec{G}_e = 0 \quad (\text{II. 42})$$

$$\hat{n} \times \left(I + \frac{1}{k_0^2} \nabla \nabla \right) \cdot \vec{G}_A = 0 \quad (\text{II. 43})$$

I. 3.1.1 La FG dyadique de type potentiel vecteur d'une cavité rectangulaire

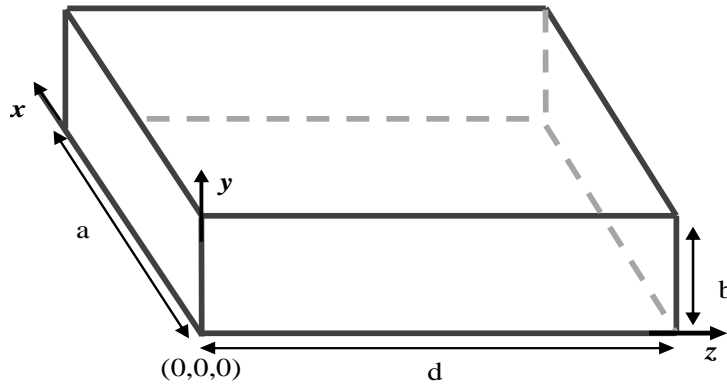


Figure II. 3: Cavité métallique rectangulaire vide de dimensions $a(x) \times b(y) \times d(z)$.

Afin de définir la FG de type potentiel vecteur d'une enceinte rectangulaire (Figure II. 3), nous allons suivre la méthode d'Ohm-Rayleigh [46]. La fonction singulière $I \delta(\vec{r} - \vec{r}_0)$ a été exprimée en termes de fonctions de vecteurs d'ondes d'après [4] \vec{L}^{mnp} , \vec{L}_0^{mnp} , \vec{M}^{mnp} , \vec{M}_0^{mnp} , \vec{N}^{mnp} et \vec{N}_0^{mnp} définies comme suit :

$$\vec{L}^{mnp}(\vec{r}) = \vec{\nabla} \psi_x^{mnp} \quad (\text{II. 44})$$

$$\vec{L}_0^{mnp}(\vec{r}_0) = \vec{\nabla} \psi_{x_0}^{mnp} \quad (\text{II. 45})$$

$$\vec{M}^{mnp}(\vec{r}) = \vec{\nabla} \times (\psi_y^{mnp} \hat{z}) \quad (\text{II. 46})$$

$$\vec{M}_0^{mnp}(\vec{r}_0) = \vec{\nabla} \times (\psi_{y_0}^{mnp} \hat{z}) \quad (\text{II. 47})$$

$$\vec{N}^{mnp}(\vec{r}) = \frac{1}{K_{mnp}} \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times (\psi_z^{mnp} \hat{z}) \quad (\text{II. 48})$$

$$\vec{N}_0^{mnp}(\vec{r}_0) = \frac{1}{K_{mnp}} \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times (\psi_{z_0}^{mnp} \hat{z}) \quad (\text{II. 49})$$

avec

$$\psi_x^{mnp} = \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \sin\left(\frac{p\pi}{d}z\right) \quad (\text{II. 50})$$

$$\psi_{x_0}^{mnp} = \sin\left(\frac{m\pi}{a}x_0\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b}y_0\right) \sin\left(\frac{p\pi}{d}z_0\right) \quad (\text{II. 51})$$

$$\psi_y^{mnp} = \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \sin\left(\frac{p\pi}{d}z\right) \quad (\text{II. 52})$$

$$\psi_{y_0}^{mnp} = \cos\left(\frac{m\pi}{a}x_0\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b}y_0\right) \sin\left(\frac{p\pi}{d}z_0\right) \quad (\text{II. 53})$$

$$\psi_z^{mnp} = \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \cos\left(\frac{p\pi}{d}z\right) \quad (\text{II. 54})$$

$$\psi_{z_0}^{mnp} = \sin\left(\frac{m\pi}{a}x_0\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b}y_0\right) \cos\left(\frac{p\pi}{d}z_0\right) \quad (\text{II. 55})$$

$$m, n, p = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (\text{II. 56})$$

$$K_{mnp} = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{d}\right)^2} \quad (\text{II. 57})$$

Nous obtenons donc

$$I \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) = \sum_{m,n,p} C_{mn} \left[\frac{k_c^2}{K_{mnp}^2} \vec{L}^{mnp} \vec{L}_0^{mnp} + \vec{M}^{mnp} \vec{M}_0^{mnp} + \vec{N}^{mnp} \vec{N}_0^{mnp} \right] \quad (\text{II. 58})$$

avec

$$C_{mn} = \frac{4(2 - \delta_0)}{abd k_c^2} \quad (\text{II. 59})$$

$$k_c^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 \quad (\text{II. 60})$$

$$\delta_0 = \begin{cases} 1, & p \text{ ou } m \text{ ou } n = 0 \\ 0, & p, m, n \neq 0 \end{cases} \quad (\text{II. 61})$$

Après avoir remplacé (II. 58) dans (II. 36), la FG de type potentiel vecteur \vec{G}_A dérivée par C. Tai [4] est donnée par cette formule :

$$\vec{G}_A(\vec{r} | \vec{r}_0) = \sum_{m,n,p} \frac{C_{mn}}{K_{mnp}^2 - k^2} \left[\frac{k_c^2}{K_{mnp}^2} \vec{L}^{mnp} \vec{L}_0^{mnp} + \vec{M}^{mnp} \vec{M}_0^{mnp} + \vec{N}^{mnp} \vec{N}_0^{mnp} \right] \quad (\text{II. 62})$$

Nous pouvons également exprimer la FG dyadique \vec{G}_A (II. 62) par les fonctions modales de la théorie de guides d'ondes utilisées particulièrement par Felsen and Marcuvitz [47], ces fonctions modales sont définies comme suit :

$$\vec{l}^{mn} = \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \hat{z} \quad (\text{II. 63})$$

$$\vec{l}_0^{mn} = \sin\left(\frac{m\pi x_0}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y_0}{b}\right) \hat{z} \quad (\text{II. 64})$$

$$\vec{m}^{mn} = \nabla_t \left[\cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \right] \times \hat{z} \quad (\text{II. 65})$$

$$\vec{m}_0^{mn} = \nabla_t \left[\cos\left(\frac{m\pi x_0}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y_0}{b}\right) \right] \times \hat{z} \quad (\text{II. 66})$$

$$\vec{n}^{mn} = \nabla_t \left[\sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \right] \quad (\text{II. 67})$$

$$\vec{n}_0^{mn} = \nabla_t \left[\sin\left(\frac{m\pi x_0}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y_0}{b}\right) \right] \quad (\text{II. 68})$$

Les expressions qui relient les fonctions modales par les fonctions de vecteurs d'ondes sont les suivantes :

$$\vec{L}^{mnp} = \vec{n}^{mn} \sin\left(\frac{p\pi z}{d}\right) + \left(\frac{p\pi}{d}\right) \vec{l}^{mn} \cos\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \quad (\text{II. 69})$$

$$\vec{L}_0^{mnp} = \vec{n}_0^{mn} \sin\left(\frac{p\pi z_0}{d}\right) + \left(\frac{p\pi}{d}\right) \vec{l}_0^{mn} \cos\left(\frac{p\pi z_0}{d}\right) \quad (\text{II. 70})$$

$$\vec{M}^{mnp} = \vec{m}^{mn} \sin\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \quad (\text{II. 71})$$

$$\vec{M}_0^{mnp} = \vec{m}_0^{mn} \sin\left(\frac{p\pi z_0}{d}\right) \quad (\text{II. 72})$$

$$\vec{N}^{mnp} = \frac{1}{K_{mnp}} \left(-\left(\frac{p\pi}{d}\right) \vec{n}^{mn} \sin\left(\frac{p\pi z}{d}\right) + k_c^2 \vec{l}^{mn} \cos\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \right) \quad (\text{II. 73})$$

$$\vec{N}_0^{mnp} = \frac{1}{K_{mnp}} \left(-\left(\frac{p\pi}{d}\right) \vec{n}_0^{mn} \sin\left(\frac{p\pi z_0}{d}\right) + k_c^2 \vec{l}_0^{mn} \cos\left(\frac{p\pi z_0}{d}\right) \right) \quad (\text{II. 74})$$

Nous remplaçons les équations de connexion (II. 69) à (II. 74) dans (62), nous obtenons l'expression de la FG dyadique \vec{G}_A en termes de fonctions modales comme suit :

$$\vec{G}_A(\vec{r} | \vec{r}_0) = \sum_{m,n,p} \frac{C_{mn}}{K_{mnp}^2 - k_0^2} \left[\begin{array}{l} k_c^2 \vec{l}^{mn} \vec{l}_0^{mn} \cos\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \cos\left(\frac{p\pi z_0}{d}\right) + \\ (\vec{m}^{mn} \vec{m}_0^{mn} + \vec{n}^{mn} \vec{n}_0^{mn}) \sin\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \sin\left(\frac{p\pi z_0}{d}\right) \end{array} \right] \quad (\text{II. 75})$$

La dyade étant diagonale, les expressions des composantes G_A^{xx} , G_A^{yy} et G_A^{zz} sont respectivement :

$$G_A^{xx} = \frac{4(2-\delta_0)}{abd} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{p=1}^{\infty} \frac{1}{(K_{mnp}^2 - k_0^2)} \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{m\pi x_0}{a}\right) \cdot \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \sin\left(\frac{n\pi y_0}{b}\right) \sin\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \sin\left(\frac{p\pi z_0}{d}\right) \quad (\text{II. 76})$$

$$G_A^{yy} = \frac{4(2-\delta_0)}{abd} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{p=1}^{\infty} \frac{1}{(K_{mnp}^2 - k_0^2)} \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{m\pi x_0}{a}\right) \cdot \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \cos\left(\frac{n\pi y_0}{b}\right) \sin\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \sin\left(\frac{p\pi z_0}{d}\right) \quad (\text{II. 77})$$

$$G_A^{zz} = -\frac{4(2-\delta_0)}{abd} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{p=0}^{\infty} \frac{1}{(K_{mnp}^2 - k_0^2)} \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{m\pi x_0}{a}\right) \cdot \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \sin\left(\frac{n\pi y_0}{b}\right) \cos\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \cos\left(\frac{p\pi z_0}{d}\right) \quad (\text{II. 78})$$

I. 3.1.2 La FG dyadique type champ électrique d'une cavité rectangulaire

Nous allons utiliser le développement précédent pour dériver l'expression de \vec{G}_e . Nous remplaçons l'expression de \vec{G}_A (II. 62) dans (II. 41), la formule de \vec{G}_e obtenue en termes de fonctions de vecteurs d'ondes est donnée comme suit :

$$\vec{G}_e(\vec{r} | \vec{r}_0) = \sum_{m,n,p} C_{mn} \left[\frac{1}{K_{mnp}^2 - k_0^2} (\vec{M}^{mnp} \vec{M}_0^{mnp} + \vec{N}^{mnp} \vec{N}_0^{mnp}) - \frac{k_c^2}{k^2 K_{mnp}^2} \vec{L}^{mnp} \vec{L}_0^{mnp} \right] \quad (\text{II. 79})$$

La formule de \vec{G}_e dérivée en termes de fonctions modales a été obtenue en remplaçant (II. 75) dans (II. 41) :

$$\begin{aligned} \vec{G}_e(\vec{r} | \vec{r}_0) = & \sum_{m,n,p} \frac{C_{mn}}{K_{mnp}^2 - k_0^2} \left[\vec{m}^{mn} \vec{m}_0^{mn} \sin\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \sin\left(\frac{p\pi z_0}{d}\right) \right. \\ & + \frac{K_{mn}}{k_0^2} \vec{n}^{mn} \vec{n}_0^{mn} \sin\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \sin\left(\frac{p\pi z_0}{d}\right) \\ & + \frac{k_c^2 \left(k_0^2 - \left(\frac{p\pi}{d}\right)^2 \right)}{k_0^2} \vec{l}^{mn} \vec{l}_0^{mn} \cos\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \cos\left(\frac{p\pi z_0}{d}\right) \\ & - \frac{\left(\frac{p\pi}{d}\right) k_c^2}{k_0^2} \left(\vec{l}^{mn} \vec{n}_0^{mn} \cos\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \sin\left(\frac{p\pi z_0}{d}\right) \right. \\ & \left. \left. + \vec{n}^{mn} \vec{l}_0^{mn} \sin\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \cos\left(\frac{p\pi z_0}{d}\right) \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{II. 80})$$

$$K_{mn} = \sqrt{k_0^2 - \left(\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 \right)} \quad (\text{II. 81})$$

Les expressions des composantes G_e^{xx} , G_e^{yy} et G_e^{zz} sont respectivement :

$$\begin{aligned}
 G_e^{xx} = & \frac{4(2-\delta_0)}{abd} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{p=1}^{\infty} \frac{1}{k_c^2 (K_{mnp}^2 - k_0^2)} \left(\left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 + \left(\frac{K_{mn}}{k_0^2} \right)^2 \left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 \right) \\
 & \cdot \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \cos\left(\frac{m\pi x_0}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y_0}{b}\right) \\
 & \cdot \sin\left(\frac{n\pi z}{d}\right) \sin\left(\frac{n\pi z_0}{d}\right)
 \end{aligned} \tag{II. 82}$$

$$\begin{aligned}
 G_e^{yy} = & \frac{4(2-\delta_0)}{abd} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{p=1}^{\infty} \frac{1}{k_c^2 (K_{mnp}^2 - k_0^2)} \left(\left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{K_{mn}}{k_0^2} \right)^2 \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 \right) \\
 & \cdot \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \sin\left(\frac{m\pi x_0}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y_0}{b}\right) \\
 & \cdot \sin\left(\frac{n\pi z}{d}\right) \sin\left(\frac{n\pi z_0}{d}\right)
 \end{aligned} \tag{II. 83}$$

$$\begin{aligned}
 G_e^{zz} = & -\frac{4(2-\delta_0)}{abd} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{p=0}^{\infty} \frac{1}{k_c^2 (K_{mnp}^2 - k_0^2)} \left(\frac{k_0^2 - \left(\frac{p\pi z}{d} \right)^2}{k_0^2} \right) \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \\
 & \cdot \sin\left(\frac{m\pi x_0}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y_0}{b}\right) \cos\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \cos\left(\frac{p\pi z_0}{d}\right)
 \end{aligned} \tag{II. 84}$$

I. 3. 2 La prise en compte des pertes dans la cavité

I. 3.2.1 Analytiquement

Nous exprimons analytiquement les pertes dans la cavité par l'utilisation d'une fréquence angulaire ω complexe et un nombre d'onde k_0 complexe, s'écrivent comme suit [9]:

$$\omega = \omega' + j\omega'' \tag{II. 85}$$

$$k_0 = k' - jk'' = \omega' \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \tag{II. 86}$$

La relation entre la fréquence angulaire complexe et le nombre d'onde complexe est donnée comme suit :

$$\frac{k'}{k''} = \frac{\omega'}{\omega''} \quad (\text{II. 87})$$

avec

$$Q \approx \frac{\omega'}{2\omega''} \quad (\text{II. 88})$$

Après avoir remplacé (II. 88) dans (II. 87), nous obtenons :

$$k'' = \frac{k'}{2Q} \quad (\text{II. 89})$$

Nous remplaçons (II. 89) dans (II. 86) nous obtenons la formule de nombre d'onde complexe comme suit [9]:

$$k_0 \approx k' \left(1 - j / (2Q(f)) \right) = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \left(1 - j / (2Q(f)) \right) \quad (\text{II. 90})$$

$$Q(f) = Q_0(f_0) \cdot (f / f_0) \quad (\text{II. 91})$$

Il faut noter que dans le cas d'une cavité parfaitement conductrice, il est possible de conserver la même formulation de la fonction de Green écrite ci-dessus.

I. 3.2.2 Numériquement

Afin d'introduire artificiellement les pertes dans la cavité par le logiciel Différences Finies de XLIM Temsi-FD [19], nous appliquons un filtrage exponentiel sur des signaux de sorties associés aux intervalles temporels ou fréquentiels. L'intérêt de ce filtrage est la non-déformation de la réponse en fréquence, toutefois il introduit une diminution des intensités de pics de résonances. Soit un signal de sortie temporel $S(t)$, le filtrage de ce signal est écrit comme suit [19]:

$$S_{\text{filtre}}(t) = S(t) e^{-t/\tau} \quad (\text{II. 92})$$

La valeur de τ est reliée au facteur de qualité $Q_0(f_0)$ (f_0 est la fréquence centrale de la bande modélisée), s'écrit comme suit :

$$\tau = \frac{Q_0}{\pi f_0} \quad (\text{II. 93})$$

Remarque : comme cela est précisé par Gronwald dans son HDR [9], il est possible d'intégrer les pertes sur les parois métalliques par l'introduction d'un coefficient de réflexion dont la valeur absolue est inférieure à l'unité.

I. 3. 3 Processus d'accélération du calcul de la FG : de la triple somme à la double somme

Les deux types de la fonction de Green G_A et G_e développés ci-dessus possèdent une propriété de convergence très lente à cause de la triple somme de modes. Afin de diminuer le temps de calcul, une solution est de réduire l'écriture en triple somme à une écriture en double somme. L'écriture de G_A et G_e en termes de fonctions modales repose sur un principe qui considère la cavité comme étant un guide d'ondes court-circuité à ses deux extrémités R. E. Collin [18], cette approche va nous permettre de transformer la triple somme des expressions mathématiques (II. 75) et (II. 80) à des expressions en double somme.

Les étapes de passage d'une écriture en triple somme des modes à celle en double somme, sont les suivantes :

- la cavité est représentée comme étant un guide d'ondes court-circuité à ses deux extrémités le long de l'axe de propagation [18],
- l'écriture de la fonction de Green en termes de fonctions modales [47],
- le développement de la troisième somme de modes en employant des transformations trigonométriques.

Comme nous avons vu, la première et la deuxième étape ont été déjà réalisées précédemment. Afin de réaliser la troisième étape (le développement de la troisième somme), nous allons choisir dans un premier temps l'axe (\hat{z}) comme direction de propagation. Dans un second temps, nous allons effectuer un développement mathématique en somme de termes qui expriment la propagation longitudinale des modes p le long de l'axe de propagation (\hat{z}). Les

expressions des sommes à développer liés aux modes p apparaissent dans les représentations modales de la FG dyadique (II. 75) et (II. 80) sont les suivantes :

$$\sum_{p=1}^{\infty} \frac{\sin\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \sin\left(\frac{p\pi z_0}{d}\right)}{K_{mnp}^2 - k_0^2} \quad (\text{II. 94})$$

$$\sum_{p=0}^{\infty} \frac{\cos\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \cos\left(\frac{p\pi z_0}{d}\right)}{K_{mnp}^2 - k_0^2} \quad (\text{II. 95})$$

Nous allons nous baser pour le développement mathématique de deux expressions (II. 94) et (II. 95) sur des formules trigonométriques et spécialement sur la formule suivante [18], [9] :

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos(nx)}{n^2 - a^2} = \frac{1}{2a^2} - \frac{\pi}{2a} \frac{\cos((x - \pi)a)}{\sin(\pi a)} \quad 0 < x < 2\pi \quad (\text{II. 96})$$

Nous commençons par la transformation de la somme (II. 94), nous obtenons :

$$\sum_{p=1}^{\infty} \frac{\sin\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \sin\left(\frac{p\pi z_0}{d}\right)}{K_{mnp}^2 - k_0^2} = \frac{1}{2} \left[\sum_{p=1}^{\infty} \frac{\cos\left(\frac{p\pi}{d}(z - z_0)\right)}{\left(\frac{p\pi}{d}\right)^2 - K_{mn}^2} - \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\cos\left(\frac{p\pi}{d}(z + z_0)\right)}{\left(\frac{p\pi}{d}\right)^2 - K_{mn}^2} \right] \quad (\text{II. 97})$$

Nous simplifions maintenant les deux termes situés à la droite de (II. 97) pour le cas où $z > z_0$ et aussi $z < z_0$. Le développement mathématique de la somme (II. 94) est détaillé dans l'Annexe A, la première somme (II. 94) s'écrit finalement par l'expression suivante :

$$\sum_{p=1}^{\infty} \frac{\sin\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \sin\left(\frac{p\pi z_0}{d}\right)}{K_{mnp}^2 - k_0^2} = \frac{d}{2K_{mn} \sin(K_{mn}d)} f_{mn}(z, z_0) \quad (\text{II. 98})$$

$$f_{mn}(z, z_0) = \begin{cases} \sin(K_{mn}(d - z)) \sin(K_{mn}z_0) & z > z_0 \\ \sin(K_{mn}z) \sin(K_{mn}(d - z_0)) & z < z_0 \end{cases} \quad (\text{II. 99})$$

Nous allons maintenant procéder de même avec les termes en produit de cosinus (nous transformons maintenant la deuxième somme (II. 95)), nous allons suivre les mêmes étapes réalisées pour transformer la première somme. La division de la somme (II. 95) en deux termes est donnée comme suit :

$$\sum_{p=1}^{\infty} \frac{\cos\left(\frac{p\pi z}{d}\right)\cos\left(\frac{p\pi z_0}{d}\right)}{K_{mnp}^2 - k_0^2} = \frac{1}{2} \left[\sum_{p=1}^{\infty} \frac{\cos\left(\frac{p\pi}{d}(z - z_0)\right)}{\left(\frac{p\pi}{d}\right)^2 - K_{mn}^2} + \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\cos\left(\frac{p\pi}{d}(z + z_0)\right)}{\left(\frac{p\pi}{d}\right)^2 - K_{mn}^2} \right] \quad (\text{II. 100})$$

Le développement mathématique de la somme (II. 95) est détaillé dans l'Annexe A. L'expression finale de la deuxième somme (II. 95) est écrite sous la forme suivante:

$$\sum_{p=0}^{\infty} \frac{\cos\left(\frac{p\pi z}{d}\right)\cos\left(\frac{p\pi z_0}{d}\right)}{K_{mnp}^2 - k_0^2} = -\frac{d}{2K_{mn} \sin(dK_{mn})} g_{mn} \quad (\text{II. 101})$$

$$g_{mn} = \begin{cases} \cos(K_{mn}(d-z))\cos(K_{mn}z_0) & z > z_0 \\ \cos(K_{mn}z)\cos(K_{mn}(d-z_0)) & z < z_0 \end{cases} \quad (\text{II. 102})$$

I. 3.3.1 L'écriture de la FG dyadique \vec{G}_A sous la forme d'une double somme

Après avoir remplacé les deux sommes (II. 94) et (II. 95) par leurs développements (II. 98) et (II. 101) dans (II. 75), la nouvelle représentation modale de \vec{G}_A en double somme est obtenue comme suit :

$$\vec{G}_A(\vec{r} | \vec{r}_0) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2(2-\delta_0)}{abk_c^2 K_{mn} \sin(K_{mn}d)} \cdot \left[k_c^2 \vec{l}^{mn} \vec{l}_0^{mn} g_{mn} + (\vec{m}^{mn} \vec{m}_0^{mn} + \vec{n}^{mn} \vec{n}_0^{mn}) f_{mn} \right] \quad (\text{II. 103})$$

Les expressions des composantes G_A^{xx} , G_A^{yy} et G_A^{zz} sont respectivement :

$$G_A^{xx} = \frac{1}{ab} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \cos\left(\frac{m\pi x_0}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y_0}{b}\right) \cdot \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{K_{mn} \sin(K_{mn} d)} \begin{cases} \sin(K_{mn} z_0) \sin(K_{mn} (d-z)) & z > z_0 \\ \sin(K_{mn} (d-z_0)) \sin(K_{mn} z) & z < z_0 \end{cases} \quad (\text{II. 104})$$

$$G_A^{yy} = \frac{1}{ab} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \sin\left(\frac{m\pi x_0}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y_0}{b}\right) \cdot \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{K_{mn} \sin(K_{mn} d)} \begin{cases} \sin(K_{mn} z_0) \sin(K_{mn} (d-z)) & z > z_0 \\ \sin(K_{mn} (d-z_0)) \sin(K_{mn} z) & z < z_0 \end{cases} \quad (\text{II. 105})$$

$$G_A^{zz} = \frac{1}{ab} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \sin\left(\frac{m\pi x_0}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y_0}{b}\right) \cdot \frac{-\varepsilon_m \varepsilon_n}{K_{mn} \sin(K_{mn} d)} \begin{cases} \cos(K_{mn} z_0) \cos(K_{mn} (d-z)) & z > z_0 \\ \cos(K_{mn} (d-z_0)) \cos(K_{mn} z) & z < z_0 \end{cases} \quad (\text{II. 106})$$

ε_m et ε_n sont les facteurs de Neumann

$$\varepsilon_m = \begin{cases} 1, & m = 0 \\ 2, & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (\text{II. 107})$$

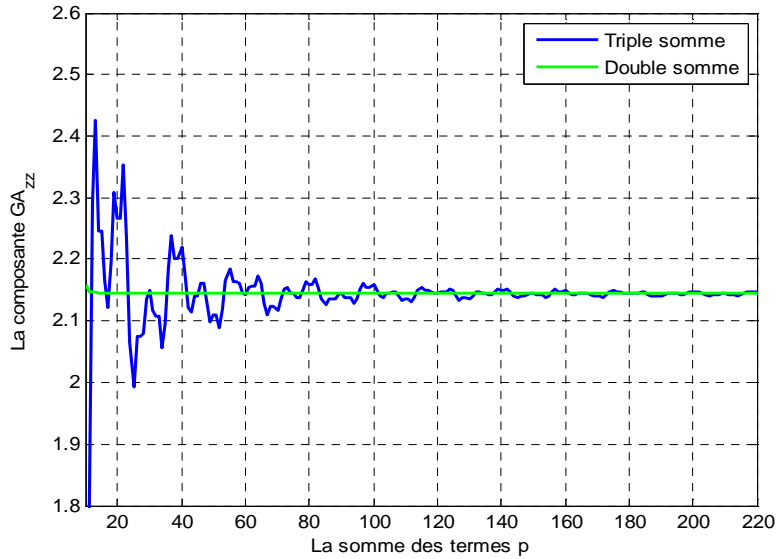


Figure II. 4: Convergence de la représentation modale triple somme de la composante G_A^{zz} .

La figure II. 4 représente la convergence de l'écriture triple somme de G_A^{zz} en fonction de la troisième somme des modes p . La géométrie de l'enceinte est donnée par la figure II. 3, ses dimensions sont $1m(x) \times 1m(y) \times 1m(z)$. Nous considérons que la fréquence de la source est $f = 1\text{Ghz}$. Le point de la source est $P_0(x_0, y_0, z_0) = P_0\left(\frac{1}{3}m, \frac{1}{3}m, \frac{1}{3}m\right)$, et le point de calcul est $P_1(x_1, y_1, z_1) = P_1(0.4m, 0.4m, 0.17m)$,

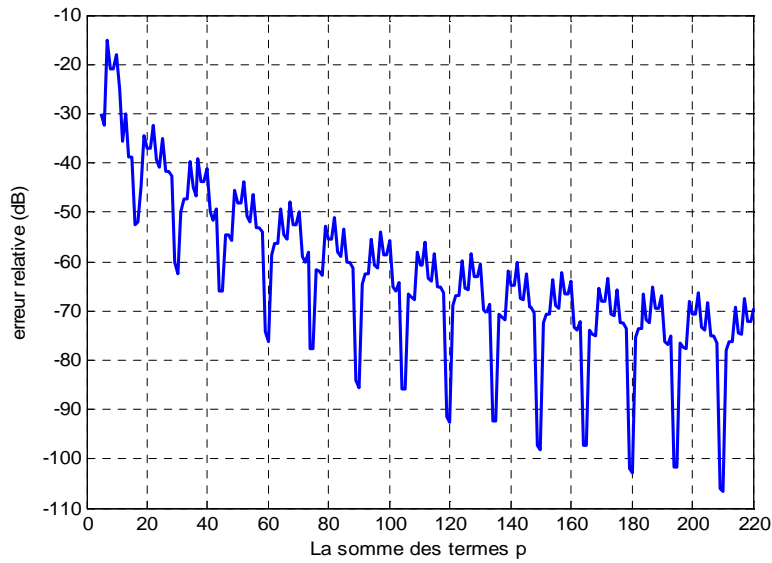


Figure II. 5: Erreur relative à la convergence de la représentation triple somme de la composante

$$G_A^{zz}.$$

La comparaison de G_A^{zz} triple somme avec celle de double somme montre que la forme triple somme de G_A^{zz} converge vers celle de la double somme après avoir réalisé une sommation de 180 termes des modes suivant l'axe (\hat{z}).

I. 3.3.1 Écriture de la FG dyadique $\vec{\vec{G}}_e$ sous la forme d'une double somme

En remplaçant les deux sommes (II. 94) et (II. 95) par leurs développements (II. 98) et (II. 101) dans (II. 80), nous obtenons la nouvelle représentation modale de $\vec{\vec{G}}_e$ en double somme,

$$\begin{aligned}
 \vec{G}_e(\vec{r}|\vec{r}_0) = & \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2(2-\delta_0)}{abk_c^2 K_{mn} \sin(K_{mn}d)} \\
 & \cdot \left[\left(\bar{m}^{mn} \bar{m}_0^{mn} + \frac{K_{mn}}{k_0^2} \bar{n}^{mn} \bar{n}_0^{mn} \right) f_{mn} + \frac{k_c^4}{k_0^2} \bar{l}^{mn} \bar{l}_0^{mn} g_{mn} \right. \\
 & \left. + \frac{k_c^2}{k_0^2} \bar{n}^{mn} \bar{l}_0^{mn} \frac{\partial g_{mn}}{\partial z} - \frac{k_c^2}{k_0^2} \bar{l}^{mn} \bar{n}_0^{mn} \frac{\partial f_{mn}}{\partial z} \right]
 \end{aligned} \quad (\text{II. 108})$$

Les termes diagonaux de la dyade \vec{G}_e : G_e^{xx} , G_e^{yy} et G_e^{zz} sont respectivement

$$\begin{aligned}
 G_e^{xx} = & \frac{1}{ab} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\left(1 - \left(\frac{1}{k_0^2} \right) \left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 \right) \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \right. \\
 & \cdot \left. \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \cos\left(\frac{m\pi x_0}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y_0}{b}\right) \right] \\
 & \cdot \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{K_{mn} \sin(K_{mn}d)} \begin{cases} \sin(K_{mn}z_0) \sin(K_{mn}(d-z)) & z > z_0 \\ \sin(K_{mn}(d-z_0)) \sin(K_{mn}z) & z < z_0 \end{cases}
 \end{aligned} \quad (\text{II. 109})$$

$$\begin{aligned}
 G_e^{yy} = & \frac{1}{ab} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\left(1 - \left(\frac{1}{k_0^2} \right) \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 \right) \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \right. \\
 & \cdot \left. \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \sin\left(\frac{m\pi x_0}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y_0}{b}\right) \right] \\
 & \cdot \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{K_{mn} \sin(K_{mn}d)} \begin{cases} \sin(K_{mn}z_0) \sin(K_{mn}(d-z)) & z > z_0 \\ \sin(K_{mn}(d-z_0)) \sin(K_{mn}z) & z < z_0 \end{cases}
 \end{aligned} \quad (\text{II. 110})$$

$$\begin{aligned}
 G_e^{zz} = & \frac{1}{ab} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\left(\frac{k_c^2}{k_0} \right)^2 \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \sin\left(\frac{m\pi x_0}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y_0}{b}\right) \right] \\
 & \cdot \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{k_c^2 K_{mn} \sin(K_{mn}d)} \begin{cases} \cos(K_{mn}z_0) \cos(K_{mn}(d-z)) & z > z_0 \\ \cos(K_{mn}(d-z_0)) \cos(K_{mn}z) & z < z_0 \end{cases}
 \end{aligned} \quad (\text{II. 111})$$

I. 3. 4 La représentation spatiale de la FG dyadique

La représentation spatiale de la FG dans une cavité est basée sur le principe de la méthode des rayons développée par Balian et Duplantier [6]. Nous considérons une cavité rectangulaire (Figure II. 3) excitée par une source (dipôle, antenne élémentaire,...), cette source va exciter des

rayons qui se distribuent dans tout le volume de la cavité. La propagation d'un rayon du point source au point d'observation se déroule par deux manières : par un chemin direct qui relie le point source au point d'observation ou par un chemin indirect après s'être réfléchis sur les parois de la cavité. Selon Balian et Duplantier [6], la représentation spatiale de la FG est obtenue par la somme de tous les rayons qui proviennent de la source et atteignent le point d'observation. La théorie des images a été employée par F. Gronwald [9] afin d'expliquer physiquement le rayonnement d'une source dans une cavité rectangulaire.

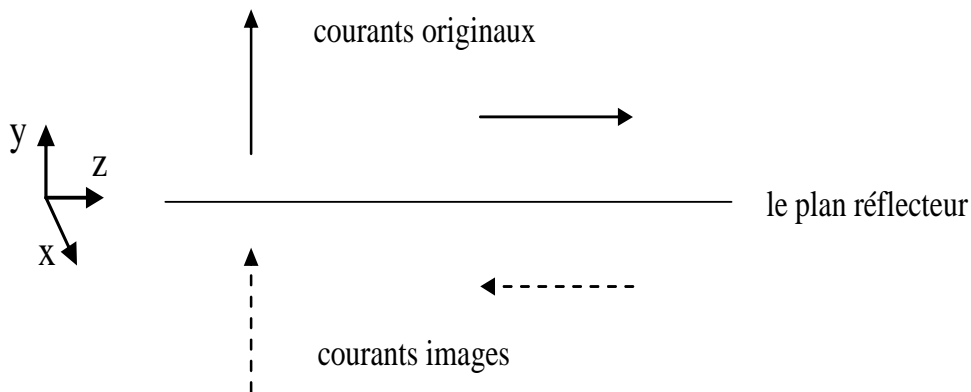


Figure II. 6: Principe de la théorie des images.

La Figure II. 6 montre les images de deux sources de courants électriques créées par un seul plan réflecteur (plan miroir) situé dans le plan (xoz) . La première source originale est perpendiculaire au plan miroir orientée suivant l'axe (\hat{y}) , l'image de cette source (source imaginaire) a gardé la même direction que la source originale. La deuxième source est parallèle au plan miroir orientée suivant l'axe (\hat{z}) , l'image de la source dans ce deuxième cas a changé de direction et se retrouve orienté suivant $(-\hat{z})$.

La Figure II. 7 illustre l'application de la théorie des images sur une structure bidimensionnelle (2D). Les sources originales sont situées dans la cellule 0. On constate la création de trois cellules qui contiennent des sources images: cellule 1, 2 et 3. Les quatre cellules 0, 1, 2 et 3 constituent ce que l'on appelle un bloc de base; ce bloc est responsable de la création d'une infinité d'images sources. Les huit blocs montrés par la figure II. 7 sont des copies qui correspondent aux images des cellules de bloc de base [9].

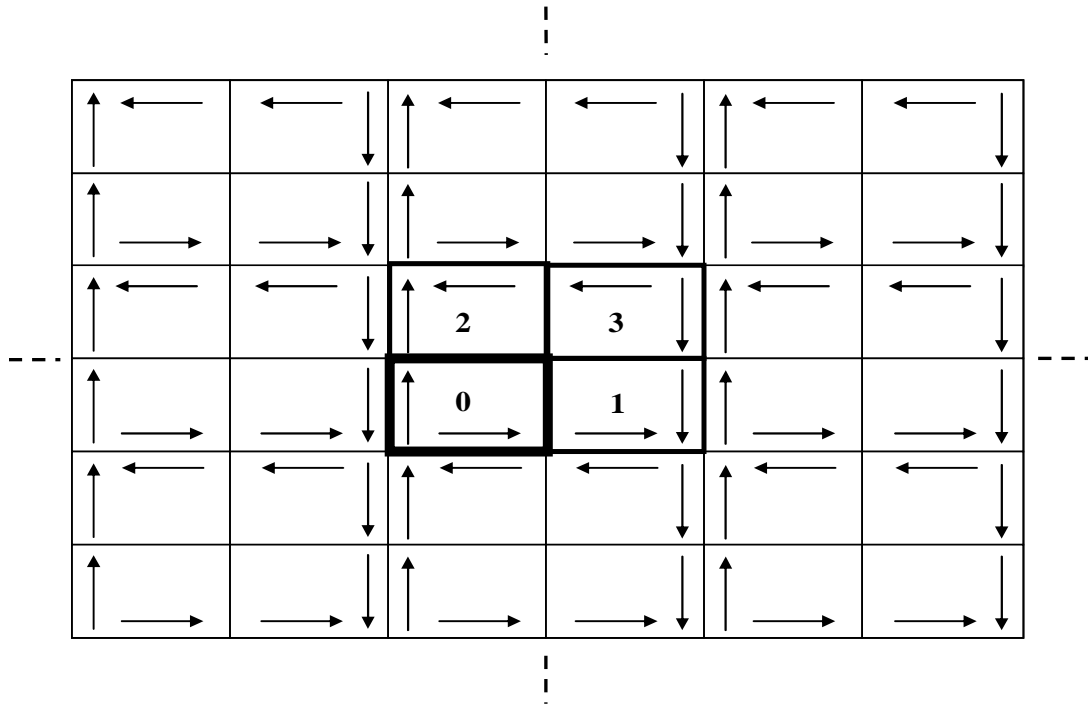


Figure II. 7: Illustration de la théorie des images appliquée sur une structure 2D [9].

Pour le cas d'une structure tridimensionnelle (3D) en l'occurrence une cavité rectangulaire contient une source d'excitation (dipôle), nous rencontrons deux murs de cavité situés de part et d'autre de la source pour chacune des trois directions de l'espace, chaque mur est responsable de la création des images sources. Par exemple le mur 1 est responsable de la création d'une image propre, cette dernière est responsable d'une nouvelle image (image de l'image) par le mur 2, et ainsi de suite. Nous constatons que dans chacune des trois directions de l'espace, il va y avoir la création de deux familles d'images à l'infini. Nous obtiendrons dans ce cas un bloc de base constitué par huit cellules numérotées de 0 à 7 qui forment un parallélépipède rectangulaire. Connaissant l'orientation du dipôle source, il est alors possible de déduire l'orientation des différents dipôles images. Nous remplaçons les parois métalliques par toutes les sources, et par l'application d'une formule de calcul de champ proche rayonné nous pouvons déduire une cartographie du champ dans toute la cavité. La fonction de Green ainsi obtenue revient à enlever la cavité autour du dipôle et à faire rayonner ce dernier dans un nouvel environnement comprenant tous les dipôles images. En se basant sur le principe de la théorie des images, les expressions des composantes $\hat{x}\hat{x}$, $\hat{y}\hat{y}$ et $\hat{z}\hat{z}$ de la FG spatiale de type potentiel vecteur sont dérivées par F. Gronwald [7] comme suit :

$$G_A^{xx}(r, r_0) = \sum_{m,n,p=-\infty}^{+\infty} \sum_{i=0}^7 A_i^{xx} G_0(R_{i,mnp}(r, r_0)) \quad (\text{II. 112})$$

$$G_A^{yy}(r, r_0) = \sum_{m,n,p=-\infty}^{+\infty} \sum_{i=0}^7 A_i^{yy} G_0(R_{i,mnp}(r, r_0)) \quad (\text{II. 113})$$

$$G_A^{zz}(r, r_0) = \sum_{m,n,p=-\infty}^{+\infty} \sum_{i=0}^7 A_i^{zz} G_0(R_{i,mnp}(r, r_0)) \quad (\text{II. 114})$$

$$G_0(R_{i,mnp}(r, r_0)) = \frac{\mu e^{-jk_0 R_{i,mnp}(r, r_0)}}{4\pi R_{i,mnp}(r, r_0)} \quad (\text{II. 115})$$

La distance $R_{i,mnp}(r, r_0)$ représente la distance entre la source, ou ses images et le point d'observation $r(x, y, z)$, son expression est écrite comme suit :

$$R_{i,mnp}(r, r_0) = \sqrt{(X_i + 2ma)^2 + (Y_i + 2nb)^2 + (Z_i + 2pd)^2} \quad (\text{II. 116})$$

avec

$$X_i = \begin{cases} x - x_0, & i = 0, 1, 2, 3 \\ x + x_0, & i = 4, 5, 6, 7 \end{cases} \quad (\text{II. 117})$$

$$Y_i = \begin{cases} y - y_0, & i = 0, 1, 4, 5 \\ y + y_0, & i = 2, 3, 6, 7 \end{cases} \quad (\text{II. 118})$$

$$Z_i = \begin{cases} z - z_0, & i = 0, 2, 4, 6 \\ z + z_0, & i = 1, 3, 5, 7 \end{cases} \quad (\text{II. 119})$$

Les coefficients A_i^{xx} , A_i^{yy} et A_i^{zz} sont définis par l'intermédiaire de ces formules :

$$A_i^{xx} = \begin{cases} +1, & i = 0, 3, 4, 7 \\ -1, & i = 1, 2, 5, 6 \end{cases} \quad (\text{II. 120})$$

$$A_i^{yy} = \begin{cases} +1, & i = 0, 2, 5, 7 \\ -1, & i = 1, 3, 4, 6 \end{cases} \quad (\text{II. 121})$$

$$A_i^{zz} = \begin{cases} +1, & i = 0, 1, 6, 7 \\ -1, & i = 2, 3, 4, 5 \end{cases} \quad (\text{II. 122})$$

Comme il est montré ci-dessus, nous constatons que l'expression de la fonction de Green en termes des rayons dans une cavité ressemble à celle en espace libre. Quand on remplace $m = n = p = i = 0$ dans (II. 112), (II. 113) et (II. 114), nous obtiendrons les formules des composantes de la FG de type potentiel vecteur en espace libre.

I. 3. 5 Représentation hybride : Accélération de la FG dans la région source

La fonction de Green sous forme modale est bien adaptée à l'étude de fréquences de résonances de la cavité. Au contraire, la FG en termes des rayons ne converge pas bien autour de ces fréquences; il serait nécessaire de sommer un nombre de rayons trop important. D'autre part, il apparait que la méthode modale converge mal lorsque les points sources et d'observations sont très voisins $|r - r_0| \ll 1$, cette remarque est gênante notamment lorsque l'on veut résoudre une équation intégrale, dans ce cas particulier la méthode des rayons converge mieux que la forme modale. Nous voyons qu'il n'y a pas de forme universelle, chacune présente des avantages et des inconvénients. M. J. Park [9] a montré que l'application de la méthode d'Ewald [43] permet d'obtenir une nouvelle représentation hybride de la FG d'une cavité rectangulaire qui converge beaucoup plus vite par rapport aux deux formes précitées. La forme hybride développée [8], [9] est une combinaison judicieuse entre les formes modale et spatiale décrites plus haut. Les composantes G_A^{xx} , G_A^{yy} et G_A^{zz} de la FG seront donc exprimées en fonction de deux formes modale et spatiale.

$$G_A^{vv} = G_{A1}^{vv} + G_{A2}^{vv} \quad (\text{II. 123})$$

vv : est l'indice d'une composante xx , yy ou zz .

G_{A1}^{vv} : la première partie de la FG sous forme modale

G_{A2}^{vv} : la deuxième partie de la FG sous forme spatiale

Afin d'aboutir à l'expression mathématique de la représentation hybride, nous allons appliquer la méthode d'Ewald sur la représentation spatiale de la FG de type potentiel vecteur décrite ci-dessus en terme de rayon. Nous avons choisi arbitrairement de détailler le développement mathématique seulement de la composante G_A^{yy} (II. 113):

$$G_A^{yy} = G_{A1}^{yy} + G_{A2}^{yy} \quad (\text{II. 124})$$

Nous rappelons dans un premier temps le terme d'identité dérivé par Ewald [43] :

$$\frac{e^{-jk_0 R_{i, mnp}}}{R_{i, mnp}} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} e^{-R_{i, mnp}^2 s^2 + \frac{k^2}{4s^2}} ds \quad (\text{II. 125})$$

Nous remplaçons (II. 125) dans (II. 113), la nouvelle expression de G_A^{yy} donnée comme suit :

$$G_A^{yy} = \frac{\mu}{4\pi} \sum_{m, n, p=-\infty}^{+\infty} \sum_{i=0}^7 A_i^{yy} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} e^{-R_{i, mnp}^2 s^2 + \frac{k^2}{4s^2}} ds \quad (\text{II. 126})$$

La décomposition de G_A^{yy} en deux termes (G_{A1}^{yy} et G_{A2}^{yy}) est donnée par [8], [9] :

$$G_{A1}^{yy} = \frac{\mu}{4\pi} \sum_{m, n, p=-\infty}^{+\infty} \sum_{i=0}^7 A_i^{yy} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{E_v} e^{-R_{i, mnp}^2 s^2 + \frac{k^2}{4s^2}} ds \quad (\text{II. 127})$$

$$G_{A2}^{yy} = \frac{\mu}{4\pi} \sum_{m, n, p=-\infty}^{+\infty} \sum_{i=0}^7 A_i^{yy} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{E_v}^{\infty} e^{-R_{i, mnp}^2 s^2 + \frac{k^2}{4s^2}} ds \quad (\text{II. 128})$$

E_v : est le paramètre d'ajustement d'Ewald [43].

Après avoir simplifié les intégrales de deux expressions (II. 127) et (II. 128) [8], [9] nous obtenons :

$$G_{A1}^{yy} = \frac{\mu}{8abd} \sum_{m, n, p=-\infty}^{\infty} \sum_{i=0}^7 A_i^{yy} f(K_{mnp}) e^{j(k_x X_i + k_y Y_i + k_z Z_i)} \quad (\text{II. 129})$$

$$f(K_{mnp}) = \frac{1}{2K_{mnp}} \left(\frac{e^{-\frac{(K_{mnp}+k_0)^2}{4E_v^2}}}{K_{mnp}+k_0} + \frac{e^{-\frac{(K_{mnp}-k_0)^2}{4E_v^2}}}{K_{mnp}-k_0} \right) \quad (\text{II. 130})$$

$$G_{A2}^{yy} = \frac{1}{8\pi} \sum_{m,n,p=-\infty}^{\infty} \sum_{i=0}^7 A_i^{yy} \left[\frac{e^{jk_0 R_{i,mnp}} \operatorname{erfc}\left(R_{i,mnp} E_v + jk_0 / (2E_v)\right)}{R_{i,mnp}} + \frac{e^{-jk_0 R_{i,mnp}} \operatorname{erfc}\left(R_{i,mnp} E_v - jk_0 / (2E_v)\right)}{R_{i,mnp}} \right] \quad (\text{II. 131})$$

erfc : est la fonction erreur complémentaire, cette fonction sert à gérer correctement la pondération de deux termes.

La valeur du paramètre d'ajustement E_v peut influencer sur la convergence de deux termes G_{A1}^{yy} et G_{A2}^{yy} ; une grande valeur de E_v accélère la convergence de G_{A2}^{yy} mais ralentit celle de G_{A1}^{yy} et vice versa. Une valeur optimale de E_v va nous permettre de résoudre ce problème, cette formule optimale est donnée par [8] comme suit :

$$E_{v_opt} = \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt[3]{abc}} \quad (\text{II. 132})$$

Nous simplifions encore l'expression de G_{A1}^{yy} , la série de Fourier exponentielle est transformée en séries trigonométriques comme suit [8]:

$$G_{A1}^{yy} = \frac{4\mu}{abd} \sum_{m,n,p=0}^{\infty} (2 - \delta_{p0}) f(K_{pmn}) \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{m\pi x_0}{a}\right) \cdot \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \cos\left(\frac{n\pi y_0}{b}\right) \sin\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \sin\left(\frac{p\pi z_0}{d}\right) \quad (\text{II. 133})$$

Nous constatons que la partie G_{A1}^{yy} est écrite en termes de fonctions modales, et la partie G_{A2}^{yy} en termes de rayons (forme spatiale). La somme de deux expressions (II. 131) et (II. 133) compose la représentation hybride de la FG de type potentiel vecteur.

I. 3. 6 Le couplage ÉM avec les structures filaires dans une enceinte métallique rectangulaire

La fonction de Green représente un outil crucial pour résoudre la problématique du couplage ÉM avec les structures filaires (monopôle, dipôle élémentaire, antenne, ligne de transmission, ...) à l'intérieur de l'enceinte métallique d'un équipement électronique (Figure II. 8). Cette problématique a été traitée par F. Gronwald [10] en utilisant les équations intégrales de Pocklington et Hallén. Comme nous avons vu dans la première partie de ce chapitre, l'équation intégrale de Pocklington est écrite en fonction de G_e (II. 32), et celle de Hallén est en fonction de G_A (II. 35). L'étude réalisée par F. Gronwald [10] a montré que l'écriture de deux équations (Pocklington et Hallén) dans une cavité est la même que celle donnée en espace libre (II. 32) et (II. 35) en changeant seulement les expressions de la fonction de Green.

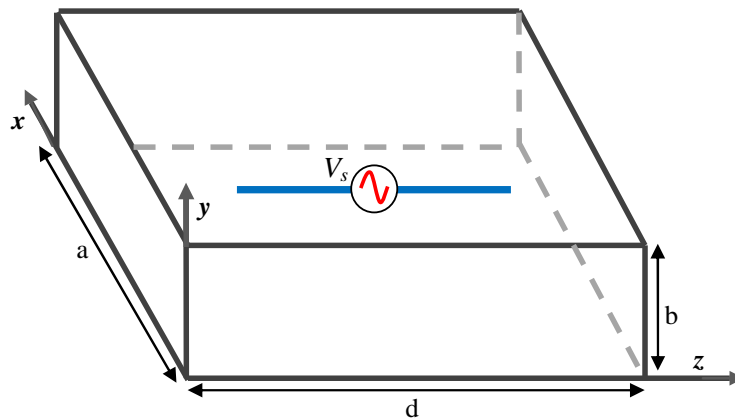


Figure II. 8: Enceinte métallique rectangulaire contient une antenne dipôle.

Nous avons résolu l'équation intégrale de Hallén (II. 35) en se basant sur la représentation hybride de la FG dans une cavité (II. 131) et (II. 133). La figure II. 9 montre le calcul de l'intensité du courant distribué le long d'une antenne dipôle de longueur $l = 0.4m$ située dans le point $P_0 \left(\frac{1}{3}m, \frac{1}{3}m, \frac{1}{3}m \right)$ à l'intérieur d'une enceinte métallique rectangulaire de dimensions $a = b = d = 1m$. Afin de comprendre l'influence de facteur de qualité de l'enceinte Q sur le comportement du courant distribué le long de l'antenne, nous avons tracé trois courbes du courant correspondant à trois valeurs de facteurs de qualité $Q = 40$, $Q = 500$ et $Q = 1000$.

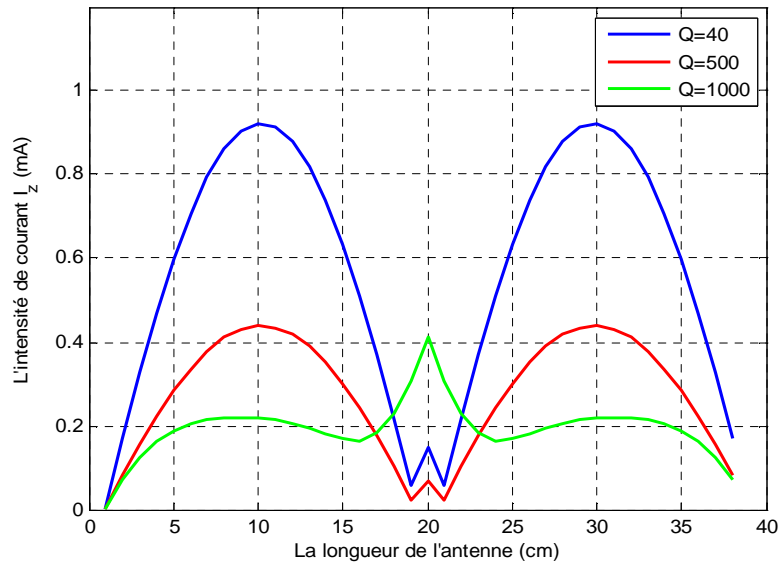


Figure II. 9: Courant distribué le long de l'antenne pour différentes valeurs de Q .

Les principales conclusions de F. Gronwald [10] tirées par cette étude sont :

- lorsque le coefficient de qualité Q de la cavité est faible, la fonction de Green est semblable à celle obtenue en espace libre, et la forme du courant de couplage ressemble aussi à celle en espace libre,
- lorsque le coefficient de qualité Q est fort, les effets de la cavité sont importants près des fréquences de résonances,
- une forte intensité du couplage ÉM avec une antenne dans la cavité implique qu'un nombre assez important de modes de cavité a été couplé avec cette antenne.

I. 4 Conclusion

Ce chapitre décrit un support théorique primordial inévitable pour bien comprendre le développement des approches sur lesquelles les modèles de notre étude se sont basés. Nous avons commencé dans la première partie de ce chapitre par un bref rappel de la FG en espace libre, puis nous avons donné un exemple sur l'utilité de la FG pour résoudre un problème du couplage électromagnétique en espace libre, en employant les méthodes intégrales de Pocklington et Hallén. Ensuite, nous avons détaillé dans la deuxième partie de ce chapitre les différentes

écritures mathématique de la FG dyadique relatives à une cavité rectangulaire, nous avons réalisé les tâches suivantes:

- la représentation de la FG sous forme modale, et la transformation de l'écriture triple somme des modes en double somme en considérant la cavité comme étant un guide d'onde court-circuité à ces deux extrémités,
- l'explication physique de l'écriture spatiale de la FG en termes des rayons en se basant sur la théorie des images,
- la description de la forme hybride de la FG qui donne la solution du problème de convergence si le point d'observation (de calcul) est proche de la région source.
- l'analyse du couplage ÉM avec une antenne filaire située à l'intérieur d'une enceinte métallique rectangulaire en se basant sur la résolution des équations intégrales de Pocklington et Hallén.

Afin de développer les modèles analytiques pour traiter le problème du couplage ÉM à l'intérieur d'une cavité métallique rectangulaire, nous allons dans la suite de notre thèse, nous reposer sur le modèle physique de la représentation modale de la FG double somme.

*Chapitre III : Étude du couplage ÉM
avec une enceinte de blindage par les
modèles ILCM*

I. 1 Introduction

L'objectif de ce troisième chapitre concerne l'étude du couplage d'une perturbation électromagnétique externe avec une enceinte rectangulaire vide parfaitement conductrice et munie d'ouvertures. Nous allons nous focaliser dans cette étude sur les modèles ILCM (Intermediate Level Circuit Model), ceux-ci ont principalement été développés pour résoudre le problème du couplage et de pénétration de l'énergie ÉM à l'intérieur des boîtiers d'un équipement électronique par une approche rapide. En se basant sur l'approche élaborée par R. E. Collin [18] exploitée au chapitre II pour accélérer la convergence de la fonction de Green, les modèles ILCM présentés ci-dessous vont permettre de modéliser l'enceinte métallique rectangulaire par une représentation sous la forme d'un guide d'onde court-circuité à ses deux extrémités. Nous présenterons le long de ce chapitre quatre modèles ILCM, sont: le modèle de M. P. Robinson [11], [12], le modèle de Kron [13], le modèle de R. Azaro [14], [15] et le modèle de T. Konefal [16], [17].

La pénétration de l'énergie électromagnétique à l'intérieur de l'enceinte sera évaluée par le calcul de l'efficacité de blindage électromagnétique de cette enceinte. L'efficacité de blindage (SE) est définie comme étant le rapport entre l'intensité du champ ÉM externe existant sans la cavité à celui présent à l'intérieur de la cavité. Nous expliquons dans un premier temps les fondements théoriques du premier modèle ILCM qui a été développé par M. P. Robinson. Dans un second temps nous construirons un modèle de Kron dédié au calcul de l'efficacité de blindage, puis nous étudierons le couplage d'une onde ÉM externe avec l'ouverture d'une enceinte en utilisant le modèle d'Azaro. Nous terminerons ce chapitre par une description détaillée du modèle de Konefal; ce dernier étant plus récent et le plus performant pour étudier le couplage, la pénétration et la propagation du champ ÉM à l'intérieur du boîtier d'un équipement électronique. Les résultats obtenus par les modèles ILCM ont été comparés et validés avec ceux simulés à l'aide du logiciel Temsi-FD [19].

I. 2 Le modèle physique de la fonction de Green

Nous allons expliquer dans cette section le principe de l'approche développée par E. R. Collin [18] qui représente la base des modèles analytiques utilisés dans notre étude, ce principe

va nous conduire à une interprétation physique du développement mathématique de la FG modale double somme.

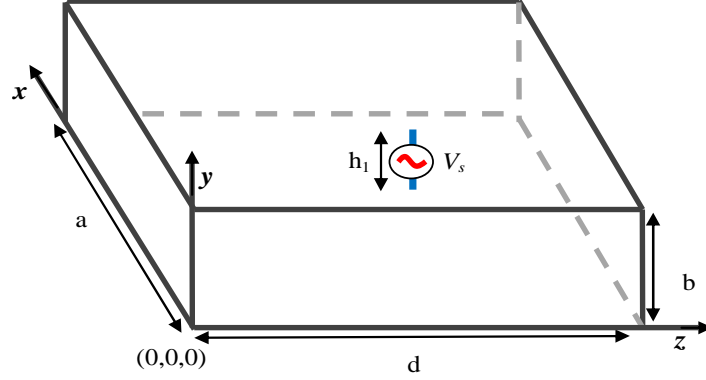


Figure III. 1: Cavité rectangulaire excitée par une source orientée vers l'axe (\hat{y}).

Nous allons interpréter, par exemple, la composante modale double somme de la FG type champ électrique G_e^{yy} qui correspond à l'effet sur la composante verticale du champ électrique, d'une source située dans une cavité rectangulaire orientée vers l'axe (\hat{y}) (Figure III. 1). L'expression de cette composante du tenseur de Green est donnée par la formule démontrée au chapitre II s'écrit comme suit :

$$\begin{aligned}
 G_e^{yy} = & \frac{1}{ab} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\left(1 - \left(\frac{1}{k_0^2} \right) \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 \right) \sin \left(\frac{m\pi x}{a} \right) \right. \\
 & \cdot \left. \cos \left(\frac{n\pi y}{b} \right) \sin \left(\frac{m\pi x_0}{a} \right) \cos \left(\frac{n\pi y_0}{b} \right) \right] \\
 & \cdot \frac{\epsilon_m \epsilon_n}{K_{mn} \sin(K_{mn} d)} \begin{cases} \sin(K_{mn} z_0) \sin(K_{mn} (d - z)) & z \geq z_0 \\ \sin(K_{mn} (d - z_0)) \sin(K_{mn} z) & z < z_0 \end{cases}
 \end{aligned} \quad (\text{III. 1})$$

Dans un premier temps, nous décomposons la formule de G_e^{yy} en deux termes ; ensuite, nous proposons l'interprétation physique de chaque terme. La formule de G_e^{yy} se décompose comme suit :

$$G_e^{yy} = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} G_{e1}^{yy} \cdot G_{e2}^{yy} = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} f^{mn}(x, y) f^{mn}(x_0, y_0) Z_{mn}^{LS} \quad (\text{III. 2})$$

Pour le cas où $z = z_0$,

$$\begin{aligned} G_{e1}^{zz} &= f^{mn}(x, y) f^{mn}(x_0, y_0) \\ &= \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{ab} \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \sin\left(\frac{m\pi x_0}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y_0}{b}\right) \end{aligned} \quad (\text{III. 3})$$

$$G_{e2}^{yy} = Z_{mn}^{LS} = \left(1 - \left(\frac{1}{k_0^2}\right) \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2\right) \frac{\cos(K_{mn}z) \cos(K_{mn}(d-z))}{K_{mn} \sin(K_{mn}d)} \quad (\text{III. 4})$$

G_{e1}^{yy} : ce terme contient des informations sur les phénomènes ÉM transversaux, il représente les bases modales $f^{mn}(x, y)$ et $f^{mn}(x_0, y_0)$ qui excitent les modes TE_{mn} et TM_{mn} qui constituent une base orthonormée à l'intérieur de la cavité (guide d'ondes).

G_{e2}^{yy} : ce terme contient des informations sur les phénomènes ÉM longitudinaux, il agit comme un support qui assure la propagation des modes TE_{mn} et TM_{mn} excités à l'intérieur de la cavité. On peut modéliser ce terme comme étant une superposition des lignes de transmissions, dont $Z_{mn}^{LS} = (Z_{smn} // Z_{vmn})$ est l'impédance équivalente d'une ligne de transmission (LT) court-circuitée à ses deux extrémités et exprime la propagation d'un mode TE_{mn} ou TM_{mn} (Figure III. 2).

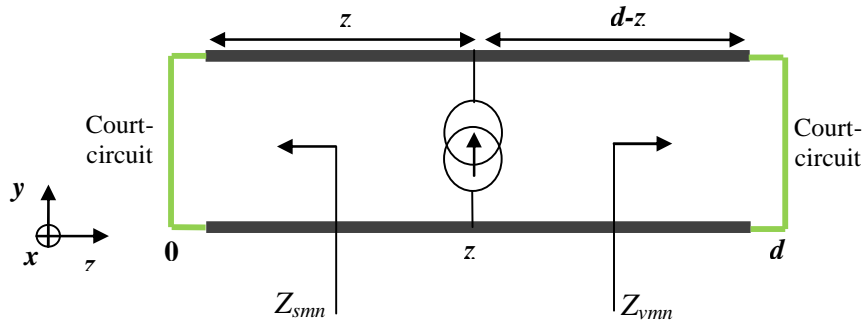


Figure III. 2: Circuit équivalent d'une cavité excitée par une source interne orientée vers l'axe (\hat{y}) .

La combinaison de deux interprétations consiste donc à modéliser une cavité rectangulaire (Figure III. 1) comme étant un guide d'ondes multimodal court-circuité à ses deux extrémités (Figure III. 2).

I. 3 Le modèle de Robinson

Le modèle de Robinson [11], [12] est le premier modèle ILCM établi pour résoudre la problématique du couplage ÉM avec le boîtier d'un équipement électronique. La géométrie du problème étudié par Robinson est présentée par la figure III. 3; il s'agit d'une enceinte rectangulaire vide et parfaitement conductrice de dimensions $a(x) \times b(y) \times d(z)$, sur une face de cette enceinte est disposée une ouverture rectangulaire centrée de dimension $w \times l$ illuminée par une onde plane.

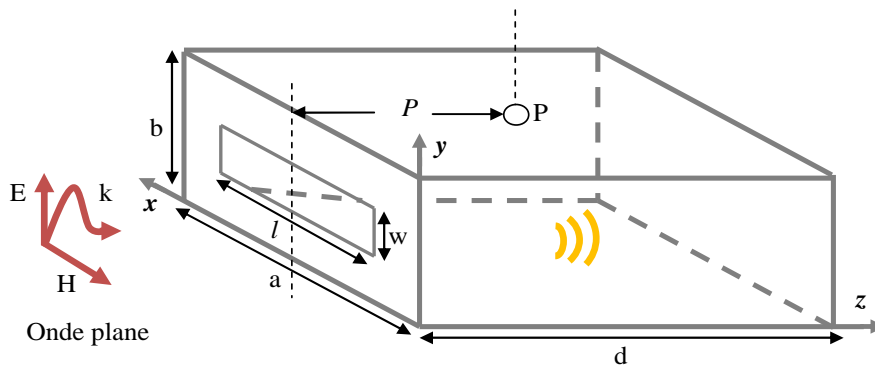


Figure III. 3: Enceinte métallique rectangulaire vide illuminée par une onde plane.

Robinson a exprimé l'intensité de l'énergie ÉM ayant pénétré à l'intérieur de l'enceinte par les coefficients de l'efficacité de blindage de cette enceinte S_E et S_M . Le principe de ce modèle repose sur le découpage de la géométrie du problème en trois parties correspondant à trois sous modèles différents à savoir le modèle de l'onde incidente (la source de perturbation), le modèle de l'ouverture et le modèle de la cavité.

I. 3.1 La description du modèle de Robinson

Le modèle de Robinson repose sur des formules analytiques établies à partir de la théorie des lignes de transmissions et des guides d'ondes. Pour aboutir aux équations du modèle, nous

allons détailler dans cette section le développement de trois sous modèles (le modèle de l'onde incidente, de l'ouverture et celui de boîtier), ensuite nous construirons le circuit électrique équivalent de tout le problème.

I. 3.1.1 Le modèle de l'onde incidente et d'ouverture

L'onde d'incidence (onde plane) est remplacée par une source de tension V_0 en série avec l'impédance de vide $Z_0 = 377\Omega$. L'ouverture est modélisée par une ligne de transmission (LT) coplanaire court-circuitée à ses deux extrémités, comme le montre la figure III. 4. Cette considération est fondée sur la manière dont se propage le champ électromagnétique le long de l'ouverture et circule le courant induit engendré autour de cette ouverture; on rencontre les mêmes phénomènes dans le cas du couplage ÉM avec une ligne de transmission de type ligne coplanaire.

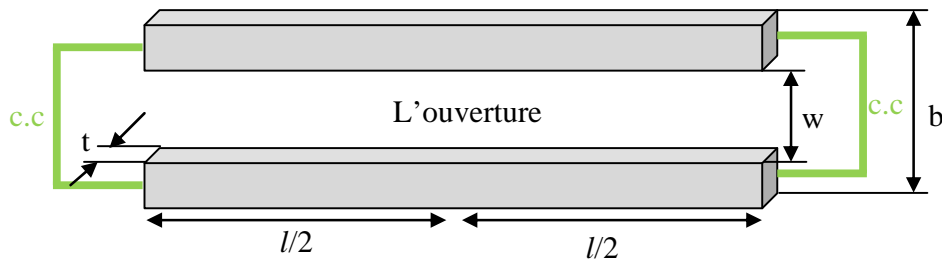


Figure III. 4: Modèle de l'ouverture.

L'impédance caractéristique de l'ouverture est donnée par Gupta [48], comme suit:

$$Z_{0s} = 120\pi K(w_e/b)K'(w_e/b) \quad (\text{III. 5})$$

K et K' sont les intégrales elliptiques, w_e est la largeur effective de l'ouverture donnée par:

$$w_e = w - \frac{5t}{4\pi} \left(1 + \ln \frac{4\pi w}{t} \right) \quad (\text{III. 6})$$

Pour le cas où $w_e < b/\sqrt{2}$, la valeur approximative de l'impédance caractéristique est donnée par l'intermédiaire de la formule suivante [11], [12]:

$$Z_{0s} = 120\pi^2 \left[\ln \left(2 \frac{1 + \sqrt{1 - (w_e/b)^2}}{1 - \sqrt{1 - (w_e/b)^2}} \right) \right]^{-1} \quad (\text{III. 7})$$

L'impédance d'une ouverture rectangulaire est égale à l'impédance équivalente de deux lignes bifilaire situées en parallèle, chaque ligne est court-circuitée à l'une de ses extrémités (figure III. 5). Il est nécessaire de tenir compte le facteur l/a (le facteur de couplage entre l'ouverture et l'enceinte métallique) dans le calcul de l'impédance.

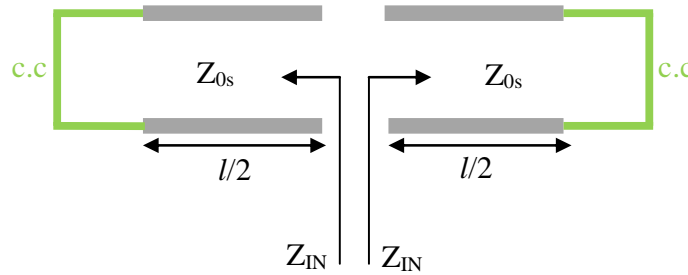


Figure III. 5: Circuit équivalent de l'ouverture.

$$Z_{IN} = jZ_{0s} \tan \frac{k_0 l}{2} \quad (\text{III. 8})$$

$$Z_{ap} = (Z_{IN} // Z_{IN}) = \frac{1}{2} \frac{l}{a} jZ_{0s} \tan \frac{k_0 l}{2} \quad (\text{III. 9})$$

k_0 est le nombre d'onde complexe défini au chapitre II par la formule (II.90).

S'il existe n ouvertures identiques situées sur la même face d'un mur de l'enceinte, l'impédance totale de ces ouvertures est donnée par la formule suivante:

$$Z_{aprot} = n \frac{1}{2} \frac{l}{a} jZ_{0s} \tan \frac{k_0 l}{2} \quad (\text{III. 10})$$

Cette expression néglige malheureusement les couplages entre les ouvertures.

I. 3.1.2 Le modèle de la cavité sans ouverture

Robinson a considéré l'enceinte rectangulaire parfaitement conductrice comme étant un guide d'onde rectangulaire court-circuité à ses deux extrémités (Figure III. 6), en tenant compte l'existence seulement de mode fondamental TE_{10p} (car est une enceinte de faible hauteur $a > b$) qui propage le long de l'axe (\hat{z}).

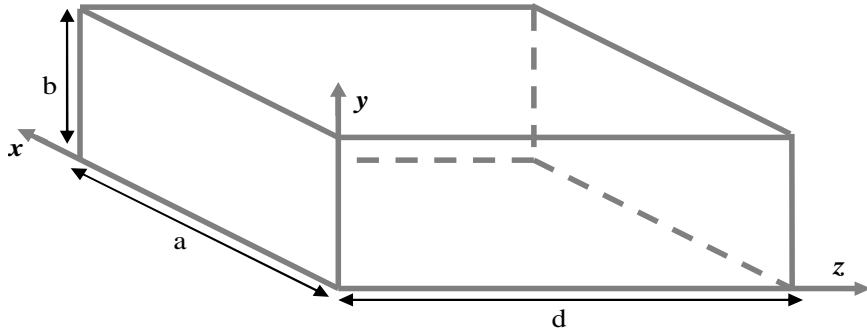


Figure III. 6: Modèle de l'enceinte sans ouverture.

Pour le mode fondamental la fréquence de coupure $f_c = c_0/2a$ correspond à une longueur d'onde de coupure $\lambda_c = 2a$. La longueur d'onde du guide, son impédance caractéristique, et sa constante de propagation sont écrites comme suit [49]:

$$\lambda_g = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}} \quad (\text{III. 11})$$

$$Z_g = Z_0 / \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2} \quad (\text{III. 12})$$

$$k_g = k_0 \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2} \quad (\text{III. 13})$$

Pour les enceintes qui contiennent des matériaux absorbants, comme des cartes et tous autres contenus qui présentent des pertes électromagnétiques; à condition que ces contenus soient uniformément distribués, les formules de Z_g et k_g deviennent comme suit:

$$Z'_g = (1 + \zeta - j\zeta) Z_g \quad (\text{III. 14})$$

$$k'_g = (1 + \zeta - j\zeta)k_g \quad (\text{III. 15})$$

ζ est le facteur de correction [50] qui présente l'effet des pertes électromagnétiques liées à des objets situés à l'intérieur de l'enceinte et aussi aux pertes des parois de l'enceinte sur la valeur de l'efficacité de blindage.

I. 3.1.3 Le modèle du système complet

Nous présentons donc le circuit équivalent (Figure III. 8) du modèle de Robinson qui correspond à une enceinte rectangulaire parfaitement conductrice munie d'une ouverture rectangulaire centrée et illuminée par une onde plane d'incidence normale (Figure III. 7).

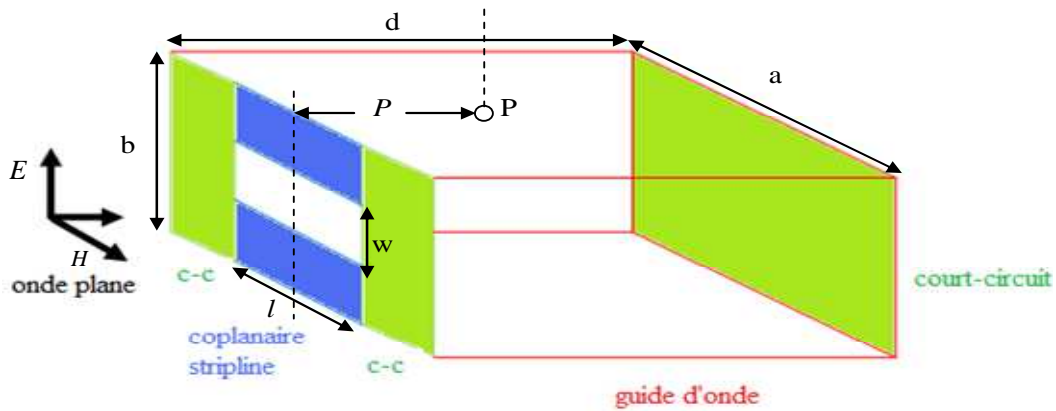


Figure III. 7: Sous modèles de notre géométrie du problème.

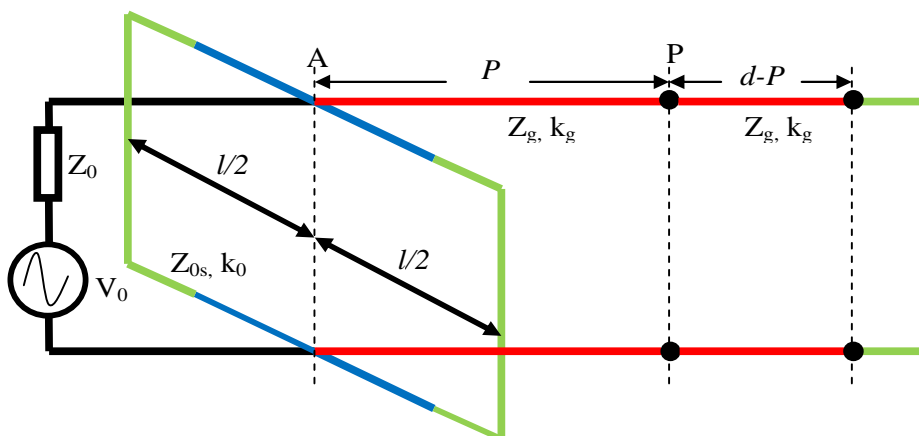


Figure III. 8: Circuit équivalent de Robinson [12].

L'énergie ÉM pénétrant à l'intérieur de l'enceinte est exprimée en un point $P(x, y, z)$ par une tension V_P le long du circuit équivalent (Figure III. 8). Cette approximation constitue la première étape menant à l'évaluation de S_E et S_M .

I. 3.1.4 L'efficacité électrique et magnétique de blindage

Afin de pouvoir calculer les efficacités électrique S_E et magnétique S_M du blindage à partir du modèle de Robinson, nous simplifions le circuit du modèle complet (Figure III. 8) de telle sorte nous puissions calculer les tensions et les courants dans un point P situé à l'intérieur de l'enceinte, il faut noter que le point de calcul P est seulement en fonction de l'abscisse (z), les deux abscisses (x) et (y) sont fixes $P\left(x = \frac{a}{2}, y = \frac{b}{2}, z\right)$. La simplification du circuit équivalent sera réalisée en trois étapes.

La première étape de simplification consiste à combiner le modèle du champ incident et celui de la fente par l'application de théorème de Thévenin (Figure III. 9), nous obtiendrons :

$$V_1 = V_0 Z_{ap} / (Z_0 + Z_{ap}) \quad (\text{III. 16})$$

$$Z_1 = Z_0 Z_{ap} / (Z_0 + Z_{ap}) \quad (\text{III. 17})$$

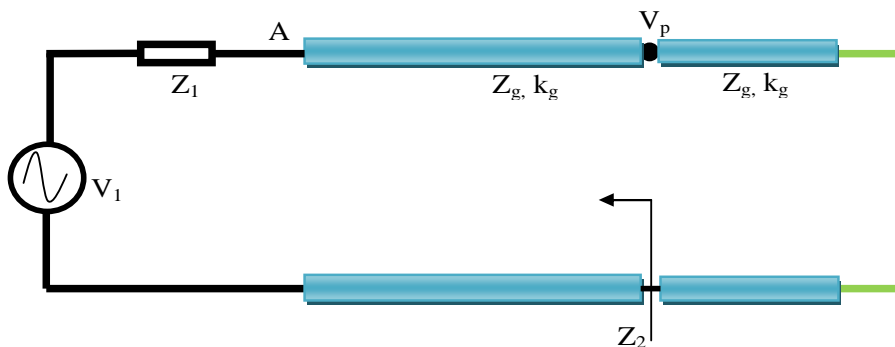


Figure III. 9: Combinaison entre le modèle du champ incident et celui de la fente.

La deuxième étape de simplification consiste à subdiviser le circuit précédent en deux parties. La première partie est située à gauche et la deuxième est celle de droite par rapport au point d'observation ou de calcul $P \left(x = \frac{a}{2}, y = \frac{b}{2}, z \right)$ (Figure III. 10).

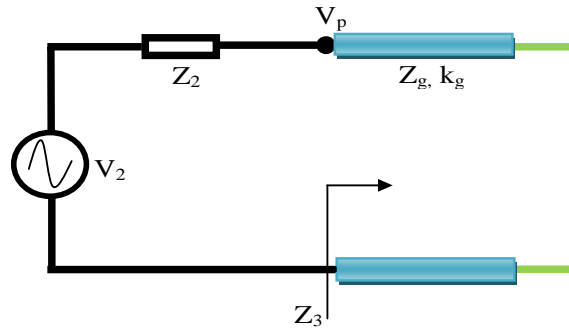


Figure III. 10: Circuit équivalent issu de la deuxième simplification.

Le calcul des nouvelles grandeurs Z_2 et V_2 repose sur l'application des lois relatives à la théorie des lignes de transmissions, Z_2 signifie l'impédance localisée d'une ligne sans pertes terminée par une impédance Z_1 , et V_2 est le nouveau générateur de cette ligne, nous pouvons trouver sa valeur par l'application de la formule de la matrice chaîne [51], [12]:

$$Z_2 = \frac{Z_1 + Z_g \tan(k_g P)}{1 + j \left(Z_1 / Z_g \right) \tan(k_g P)} \quad (\text{III. 18})$$

$$V_2 = \frac{V_1}{\cos(k_g P) + j \left(Z_1 / Z_g \right) \sin(k_g P)} \quad (\text{III. 19})$$

La troisième étape consiste à calculer l'impédance Z_3 , la tension V_p et le courant i_p . Ceci nous permettra de donner le circuit simplifié final (figure III. 11).

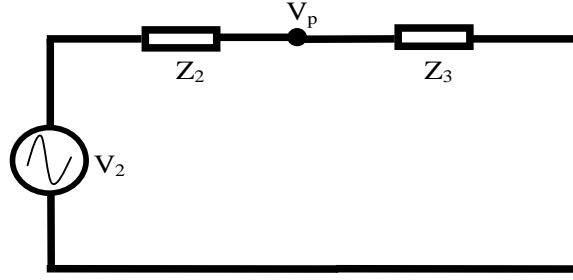


Figure III. 11: Circuit équivalent final.

Nous appliquons le théorème de Thévenin pour calculer la tension V_P et le courant i_P qui représentent respectivement le champ électrique et magnétique au point P à l'intérieur du boîtier, nous obtenons:

$$V_P = V_2 Z_3 / (Z_2 + Z_3) \quad (\text{III. 20})$$

$$i_P = V_2 / (Z_2 + Z_3) \quad (\text{III. 21})$$

$$Z_3 = jZ_g \tan(k_g (d - P)) \quad (\text{III. 22})$$

En absence de l'enceinte métallique l'impédance de charge au point P est égale à Z_0 , dans ce cas la tension et le courant s'expriment comme suit:

$$V'_P = V_0 / 2 \quad (\text{III. 23})$$

$$i'_P = V_0 / 2Z_0 \quad (\text{III. 24})$$

Les expressions des efficacités électrique et magnétique de blindage sont les suivantes [11], [12]:

$$S_E = -20 \log_{10} |V_P / V'_P| = -20 \log_{10} |2V_P / V_0| \quad (\text{III. 25})$$

$$S_M = -20 \log_{10} |i_P / i'_P| = -20 \log_{10} |2i_P Z_0 / V_0| \quad (\text{III. 26})$$

I. 3. 2 Résultats et validations avec Tamsi-FD

Nous allons maintenant exploiter le modèle analytique du Robinson pour calculer la S_E et la S_M d'une enceinte rectangulaire en fonction de la fréquence, et de la position du point de calcul situé à l'intérieur de l'enceinte. Nous étudions ensuite l'effet des ouvertures sur la

conception du blindage. Afin d'introduire les pertes dans la cavité, nous allons utiliser la technique évoquée au chapitre II (paragraphe I. 3. 2).

I. 3.2.1 Validation avec Temsi-FD

Nous avons comparé le résultat de calcul relatif à la S_E obtenu par le modèle de Robinson, avec celui restitué par Temsi-FD dans un point $P \left(x = \frac{a}{2}, y = \frac{b}{2}, z = 25cm \right)$ situé à l'intérieur d'une enceinte métallique de taille $30 \times 12 \times 30cm$ et excitée à travers son ouverture de longueur $l = 10cm$ et de largeur $w = 2cm$ (Figure III. 3), le facteur de qualité $Q_0(f_0 = 800MHz) = 1000$. Les figures III. 12 et III. 13 montrent que les deux courbes sont similaires et présentent deux pics de résonances identiques TE_{101} et TE_{102} sur une bande de fréquence de $0GHz$ à $1.4GHz$.

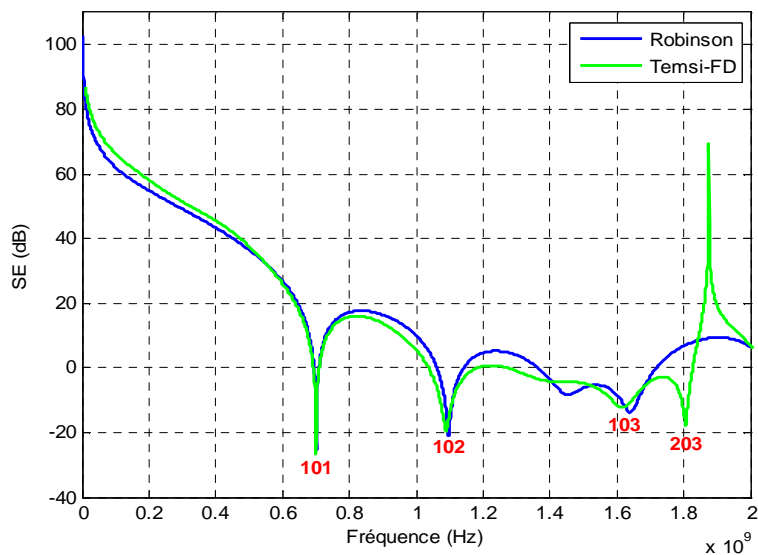


Figure III. 12: Calcul de S_E obtenu par Temsi-FD et le modèle de Robinson.

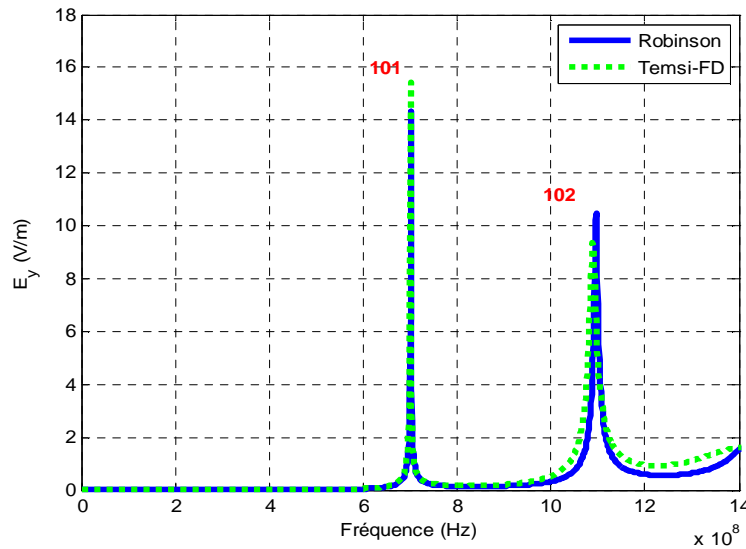


Figure III. 13: Calcul de la composante du champ électrique E_y .

Sur une bande de fréquence de 1.4 GHz à 2 GHz (Figure III. 12), nous constatons que le modèle de Robinson n'est plus valable pour tenir compte de l'excitation des modes d'ordres supérieurs de champ électrique à l'intérieur de l'enceinte. La simulation effectuée par Temsi-TD demande 06 heures pour fournir les résultats souhaités contrairement au modèle de Robinson qui restitue les résultats instantanément, le temps de calcul est l'avantage majeur de ce modèle. Notons que dans la simulation FDTD, aucune extrapolation n'a été réalisée, le temps de calcul est celui nécessaire pour que le champ soit suffisamment atténué pour réaliser la transformation de Fourier.

I. 3.2.2 Efficacité électrique de blindage

La figure III. 14 montre le calcul de S_E effectué par le modèle de Robinson dans trois positions différentes ($P(z_1)=3\text{cm}$, $P(z_2)=15\text{cm}$ et $P(z_3)=27\text{cm}$) situées à l'intérieur d'une enceinte de dimensions $30 \times 12 \times 30\text{cm}$, l'ouverture est rectangulaire de dimensions $10 \times 2\text{cm}$, les points de calcul sont seulement en fonction de l'abscisse (z). Les tracés (figure III.14) montrent que la fréquence de résonance de cette enceinte est alentours de 700MHz , au voisinage de cette fréquence l'efficacité de blindage prend la plus faible valeur.

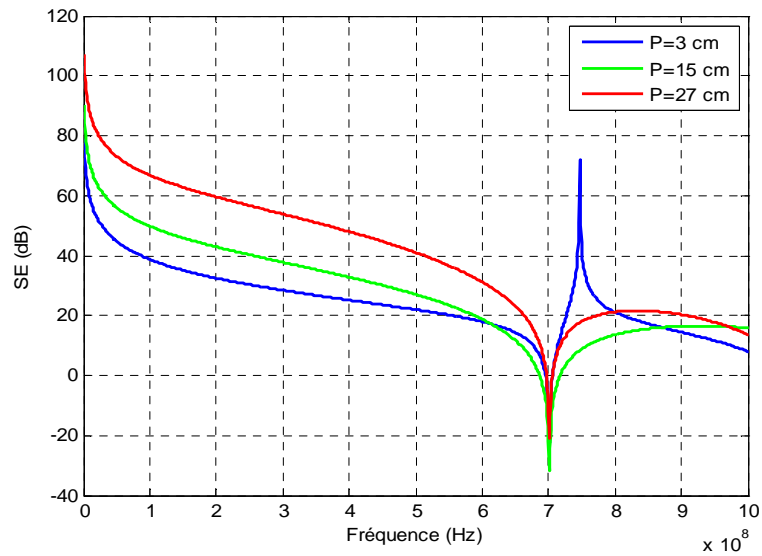


Figure III. 14: Calcul de S_E dans trois positions à l'intérieur de l'enceinte.

Au-dessous de la résonance nous constatons que la S_E diminue avec la fréquence et augmente avec l'accroissement de la distance entre le point de calcul et l'ouverture (Figure III. 15). Ceci confirme que l'intensité de champ électrique pénétrant à l'intérieur de l'enceinte est maximale au niveau de l'ouverture (correspondant au point de pénétration).

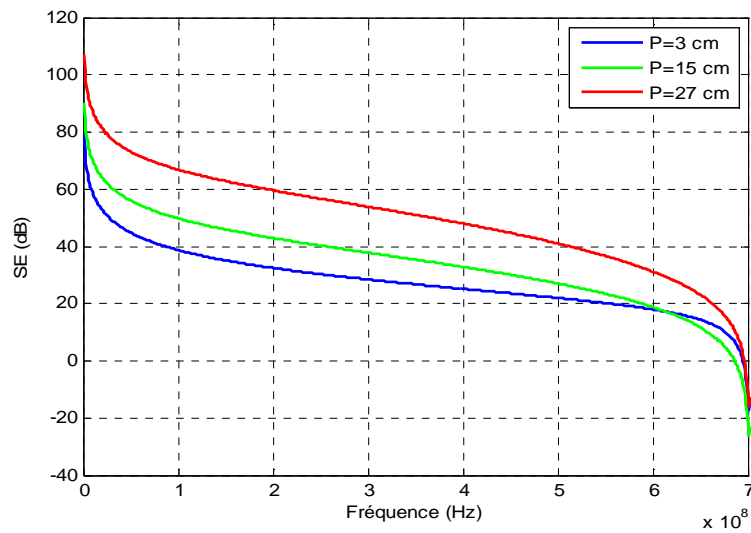


Figure III. 15: Comportement de S_E en basse fréquence

I. 3.2.3 Efficacité magnétique de blindage

La figure III.16 représente la variation de S_M en fonction de la fréquence pour trois positions à l'intérieur de l'enceinte ; en effet la S_M augmente avec la distance qui sépare le point de calcul et l'ouverture (même comportement que la S_E).

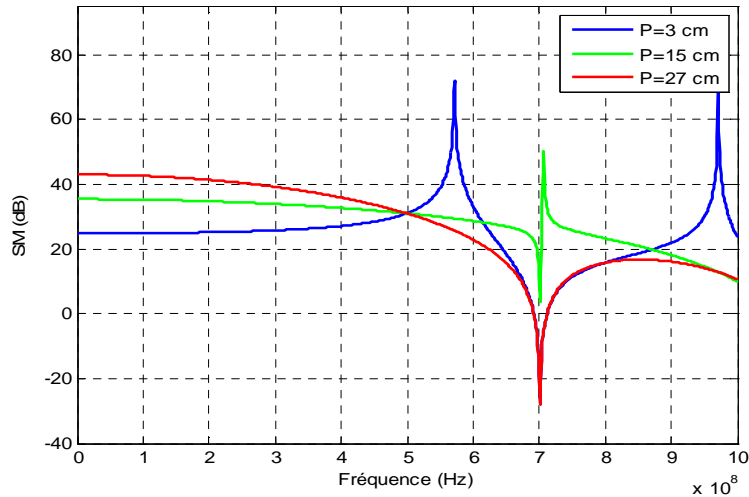


Figure III. 16: Calcul de S_M dans trois positions à l'intérieur de l'enceinte.

I. 3.2.4 Effet de la présence de multiples ouvertures sur l'efficacité de blindage

Nous pouvons calculer la S_E d'une enceinte munie de plusieurs ouvertures par deux méthodes différentes, la première est la méthode utilisant la formule de l'impédance équivalente (III. 10) [3] sachant qu'elle ignore les distances séparant les ouvertures, la deuxième méthode est une nouvelle formule de l'impédance équivalente à une collection d'ouvertures [52], [53]. Pour calculer l'impédance de plusieurs ouvertures centrées sur une face de l'enceinte (Figure III. 17) en tenant compte du couplage mutuel entre ces ouvertures, nous allons utiliser la formule suivante,

$$\frac{Y_{ah}}{Y_0} = -j \frac{3d_h d_v \lambda_0}{\pi d_r^3} + j \frac{288}{\pi \lambda_0 d_r^2} \cdot \left[\sum_{\substack{m=0 \\ m \neq \text{odd}}}^{\infty} \sum_{\substack{n=0 \\ n \neq \text{odd}}}^{\infty} (\epsilon_m n^2 / d_v^2 + \epsilon_n m^2 / d_h^2) J_1^2(X) \right] \quad (\text{III. 27})$$

Avec:

- d_v et d_h sont les séparations horizontales et verticales entre les ouvertures circulaires de diamètre d_r .
- λ_0 et Y_0 sont respectivement la longueur d'onde et l'admittance intrinsèque du vide.
- J_1 est la fonction de Bessel du premier ordre.
- $\varepsilon_{m,n} = 1$ si $m, n = 0$ et 2 si $m, n \neq 0$.

L'argument de la fonction de Bessel est donné par la formule suivante [52], [53]:

$$X = \left[\pi d \left(m^2/d_h^2 + n^2/d_v^2 \right) / 2 \right]^{1/2} / \left(m^2/d_h^2 + n^2/d_v^2 \right)^{5/2} \quad (\text{III. 28})$$

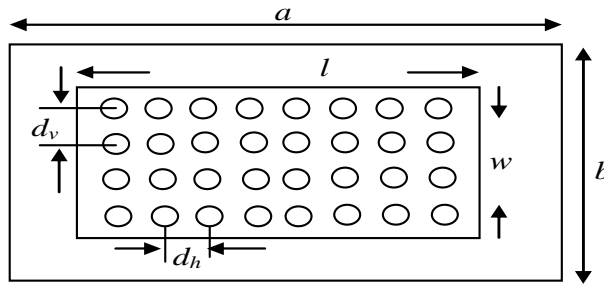


Figure III. 17: Collection des petites ouvertures centrées sur la face de l'enceinte.

L'impédance équivalente de ce groupe d'ouvertures Z_{ap} est égale à l'inverse de l'admittance

Y_{ah} :

$$Z_{ap} = 1/Y_{ah} \quad (\text{III. 29})$$

Pour le cas d'un mur partiellement perforé par une collection des petites ouvertures (Figure III.13). L'impédance équivalente efficace Z'_{ap} elle s'exprime en fonction de Z_{ap} , elle tient compte de la position de la collection d'ouvertures sur la face frontale de l'enceinte. En utilisant le concept du rapport d'impédance [53], nous déduisons l'expression finale de Z'_{ap} comme suit:

$$Z'_{ap} = Z_{ap} \times \frac{(w \times l)}{(a \times b)} \quad (\text{III. 30})$$

$$l = \frac{d_h}{2} + (m_{ou} - 1) \times d_h + \frac{d_h}{2} \quad (\text{III. 31})$$

$$w = \frac{d_v}{2} + (n_{ou} - 1) \times d_v + \frac{d_v}{2} \quad (\text{III. 32})$$

m_{ou} et n_{ou} sont respectivement le nombre d'ouvertures suivant la longueur et la largeur de la collection. La nouvelle expression donnée par (III. 30) sera utilisée pour le calcul de S_E des enceintes multi ouvertures. Cette formulation présente l'avantage d'intègre à la fois la position et la distance entre ouvertures.

La figure III. 18 représente quatre boîtiers qui ont les mêmes dimensions $30 \times 30 \times 30 \text{ cm}$ mais leur nombre d'ouvertures est différent : une seul pour le premier, (2×2) pour le deuxième, (4×4) pour le troisième et (6×6) pour le quatrième. La forme des ouvertures est carrée avec des séparations horizontale et verticale $d_v = d_h = 4 \text{ cm}$. Dans chaque configuration, la surface totale occupée par ces ouvertures est la même et égale 36 cm^2 .

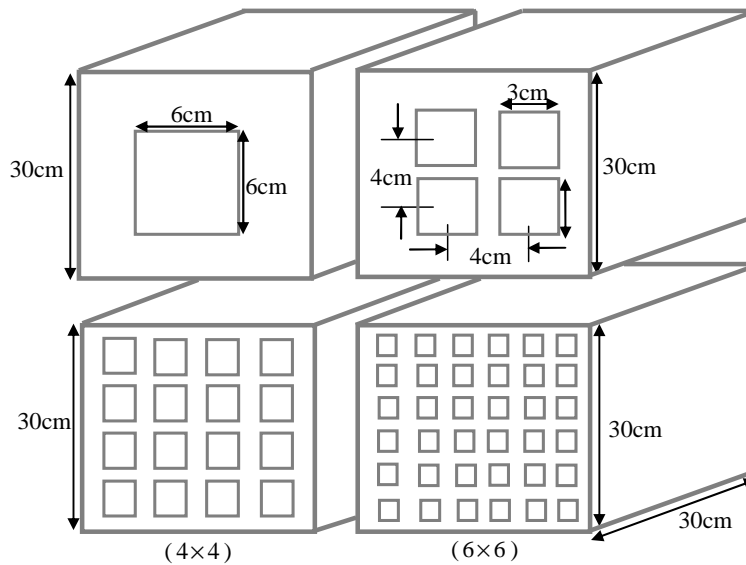


Figure III. 18: Configurations des ouvertures pour les quatre boîtiers, la surface totale occupée par ces ouvertures est identique.

La figure III. 19 montre que la S_E s'améliore quand on augmente le nombre d'ouvertures tout en conservant la même surface totale occupée par celles-ci.

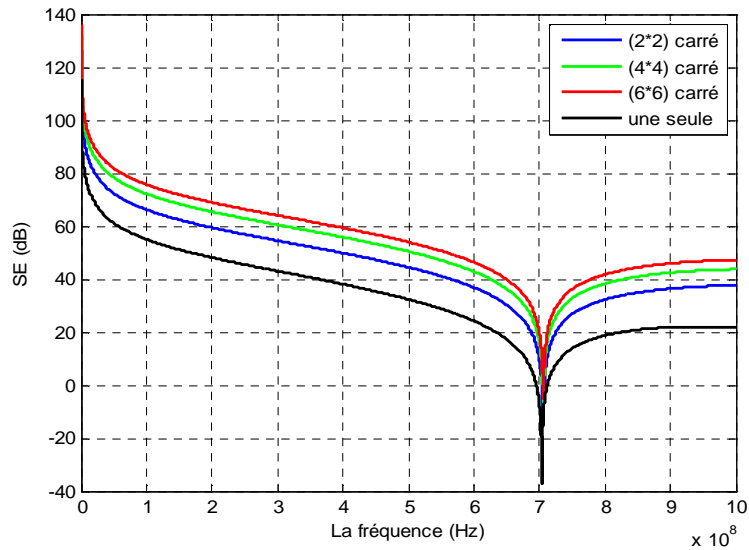


Figure III. 19: S_E calculée pour les quatre boîtiers.

I. 4 Le modèle de Kron

Nous allons employer dans cette section le formalisme de Kron pour étudier le problème de couplage d'une onde ÉM avec une cavité rectangulaire vide (Figure III. 3). La méthode de Kron est une approche topologique basée sur la théorie de graphe [13]. L'écriture de notre problème d'étude sous le formalisme de Kron est basée sur trois étapes essentielles :

- 1- la représentation de la géométrie de notre problème par un graphe topologique, ce dernier décrit les grandeurs physiques du problème qui sont reliées entre elles par des entités topologiques ; nœud, branches et mailles.
- 2- la transformation de graphe obtenu sous forme d'un circuit électrique équivalent en exprimant le phénomène électromagnétique par des grandeurs électrique. Le calcul des métriques qui sont ici les impédances de circuit.
- 3- l'écriture des équations mathématiques de circuit équivalent tout en se basant sur les lois de Kirchhoff (loi des nœuds et loi des mailles), et l'établissement du système matriciel de tout le problème.

Pour pouvoir transformer notre géométrie en un circuit électrique équivalent, nous allons adopter dans notre représentation topologique (découpage de la structure) du modèle de Robinson [12] étudié ci-dessus.

La technique de Kron n'impose pas la définition d'un circuit électrique toutefois dans notre domaine d'application cette représentation est classiquement utilisée.

I. 4. 1 Le circuit équivalent au modèle de Kron

Afin d'élaborer le circuit électrique équivalent du problème, nous allons suivre les trois étapes précitées. Dans un premier temps, nous découpons notre problème en trois sous problèmes, à savoir la source de perturbation, l'ouverture et la cavité. Nous obtiendrons le graphe suivant :

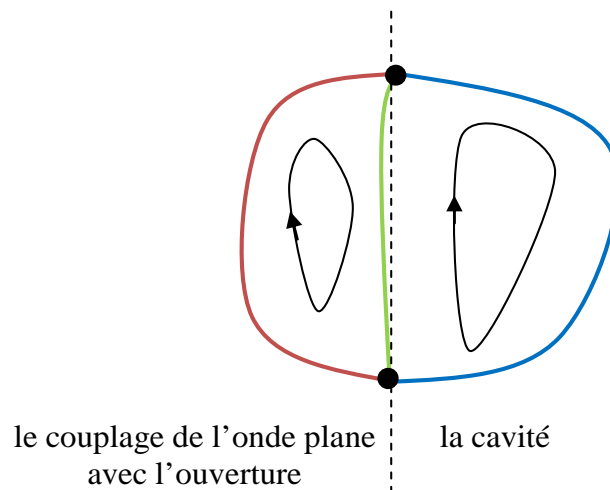


Figure III. 20: Graphe correspondant à notre géométrie de problème.

Comme le montre la figure III. 20 ce graphe contient deux nœuds, deux mailles et trois branches. La première maille signifie le couplage de l'onde plane avec l'ouverture de l'enceinte, et la deuxième décrit un support de propagation de l'énergie ÉM pénétrant à l'intérieur de l'enceinte.

Dans un seconde temps, nous transformons notre graphe en un circuit équivalent. Nous allons employer le modèle de Robinson [12] pour réaliser cette tâche. Nous modélisons l'onde

plane par une source de tension V_0 en série avec l'impédance du vide Z_0 , l'ouverture sera remplacée par l'impédance Z_{ap} calculée par la formule (III. 9) et l'enceinte sera modélisée par une LT. Nous obtiendrons le circuit équivalent à notre graphe (Figure III. 21).

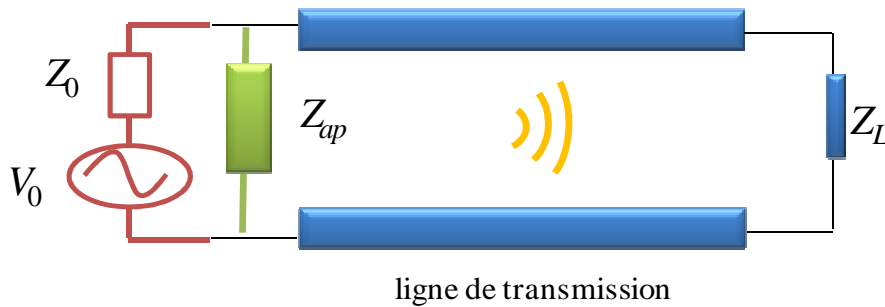


Figure III. 21: Circuit équivalent à graphe topologique.

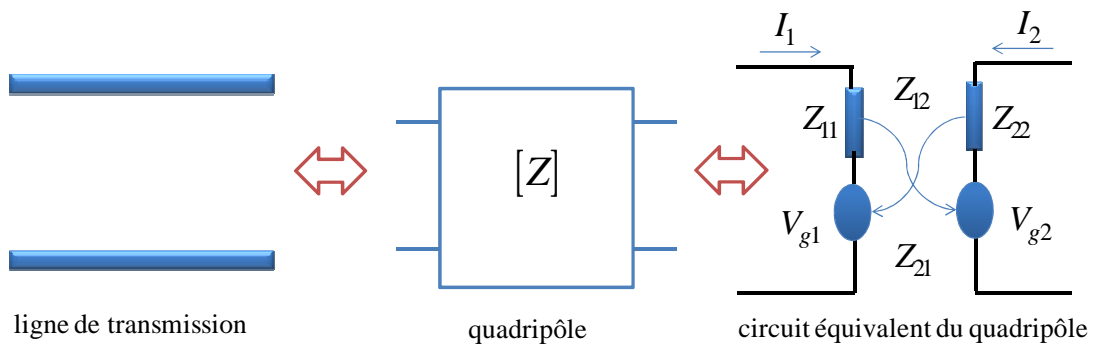


Figure III. 22: Circuit équivalent d'un quadripôle.

Nous simplifions notre circuit équivalent (Figure III. 21), nous appliquons le théorème de Thévenin sur la première maille du circuit ; cette maille exprime le couplage de l'onde plane avec l'ouverture, puis nous modélisons la ligne de transmission (le milieu de propagation) par un quadripôle (Figure III. 22) traduit d'un point de vue mathématique par sa matrice impédance $[Z]$ écrite comme suit,

$$[Z] = \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{12} & Z_{22} \end{bmatrix} \quad (\text{III. 33})$$

avec

$$Z_{11} = Z_{22} = \frac{Z_g}{(j \tan(k_g P))} \quad (\text{III. 34})$$

$$Z_{12} = Z_{21} = \frac{Z_g}{(j \sin(k_g P))} \quad (\text{III. 35})$$

Les formules des générateurs de tensions V_{g1} et V_{g2} sont données comme suit,

$$V_{g1} = Z_{12}I_2 \quad (\text{III. 36})$$

$$V_{g2} = Z_{21}I_1 \quad (\text{III. 37})$$

Nous avons ajouté au modèle de l'enceinte une forte résistance R située dans un point P à l'intérieur de l'enceinte, la chute de tension aux bornes de cette résistance correspond à l'intensité du champ électromagnétique pénétrant à l'intérieur de l'enceinte dans le point P (Figure III. 23). Le calcul de la chute de tension va donc nous permettre de calculer l'efficacité de blindage de l'enceinte métallique. Le circuit équivalent simplifié est obtenu comme suit [13]:

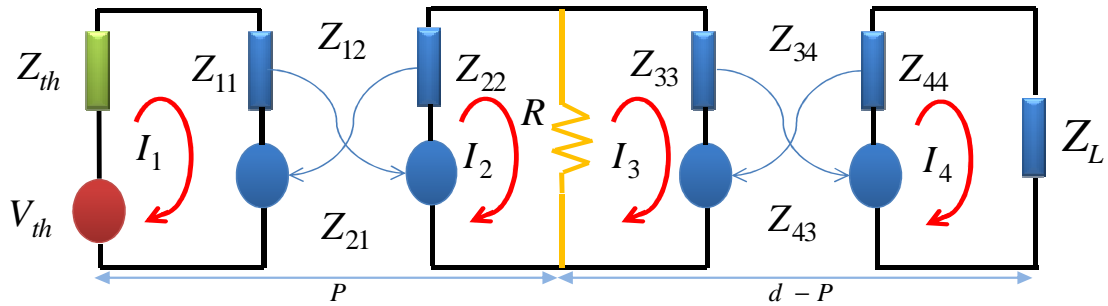


Figure III. 23: Circuit équivalent de Kron.

Finalement nous écrivons les équations de ce circuit équivalent en se basant sur la loi des mailles, et nous construisons le système matriciel suivant [13]:

$$[I] = \text{inv} [Z] \cdot [V] \quad (\text{III. 38})$$

$[I]$ est le vecteur des courants inconnus, $[V]$ est le vecteur des sources de tensions et $[Z]$ est la matrice impédances de Kron, sont écrits comme suit :

$$[V] = \begin{bmatrix} V_{th} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (III. 39)$$

$$[I] = \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \\ I_4 \end{bmatrix} \quad (III. 40)$$

$$[Z] = \begin{bmatrix} Z_{11} + Z_{th} & Z_{12} & 0 & 0 \\ Z_{21} & Z_{22} + R & R & 0 \\ 0 & R & Z_{33} + R & Z_{34} \\ 0 & 0 & Z_{43} & Z_{44} + Z_L \end{bmatrix} \quad (III. 41)$$

avec

$$V_{th} = V_0 \frac{Z_{ap}}{(Z_0 + Z_{ap})} \quad (III. 42)$$

$$Z_{11} = Z_{22} = \frac{Z_g}{(j \tan(k_g P))} \quad (III. 43)$$

$$Z_{12} = Z_{21} = \frac{Z_g}{(j \sin(k_g P))} \quad (III. 44)$$

$$Z_{33} = Z_{44} = \frac{Z_g}{(j \tan(k_g (d - P)))} \quad (III. 45)$$

$$Z_{34} = Z_{43} = \frac{Z_g}{(j \sin(k_g (d - P)))} \quad (III. 46)$$

Z_{ap} et Z_{th} sont calculées respectivement par les formules (III. 9) et (III. 17), Z_L est l'impédance de l'extrémité de l'enceinte s'écrit comme suit,

$$Z_L = (1 + j) \sqrt{\pi f \mu / \sigma} \quad (III. 47)$$

μ et σ sont respectivement la perméabilité et la conductivité du mur de l'enceinte.

Après avoir résolu le système matriciel (III. 38), l'expression de la chute de tension V_P aux bornes de la résistance R est donnée comme suit :

$$V_P = Z_R (I_2 + I_3) \quad (\text{III. 48})$$

Pour calculer l'efficacité de blindage dans le point P situé à l'intérieur de l'enceinte, nous appliquons la formule (III. 25) écrite par le modèle de Robinson.

I. 4. 2 Comparaison avec le modèle de Robinson

Nous établissons une comparaison entre le calcul de S_E obtenu par le modèle de Kron avec celui restitué par le modèle de Robinson en un point $P \left(x = \frac{a}{2}, y = \frac{b}{2}, z = \frac{z}{2} \right)$ situé au centre de l'enceinte. Les dimensions de l'enceinte sont $30 \times 12 \times 30 \text{ cm}$, la longueur et la largeur de l'ouverture sont respectivement $l = 10 \text{ cm}$ et $w = 2 \text{ cm}$. Comme le montre la figure III. 24 les deux tracés sont identiques, cela prouve que notre réécriture du problème en utilisant le formalisme de Kron est correcte.

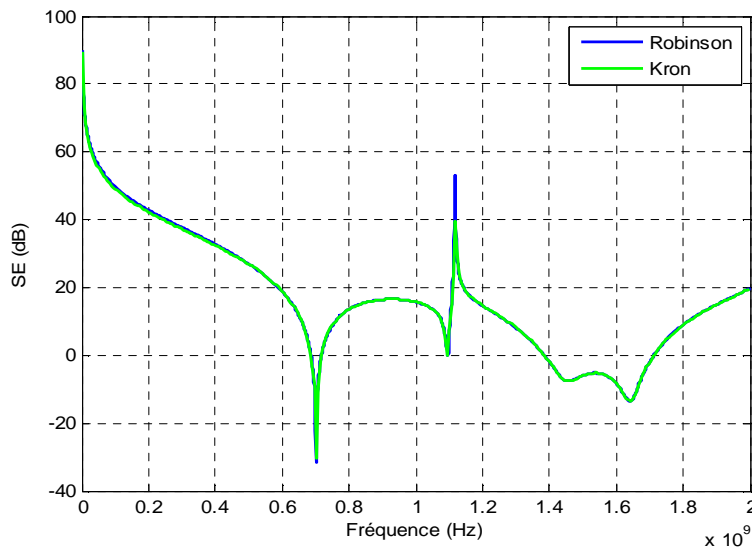


Figure III. 24: Comparaison de S_E obtenue par le modèle de Kron avec celle de Robinson.

I. 5 Le modèle de Renzo Azaro

Le modèle de Renzo Azaro [14], [15] est basé sur l'approche de Robinson [12]. Ce modèle permet de calculer la S_E et la S_M d'une enceinte et de traiter le phénomène du couplage d'une onde électromagnétique externe avec l'ouverture. Azaro a considéré l'enceinte comme étant un guide d'onde monomode, et l'ouverture comme une ligne de transmission bifilaire (figure III.25), ceci permettra d'étudier son couplage avec une onde électromagnétique externe par l'application de la théorie des lignes de transmission.

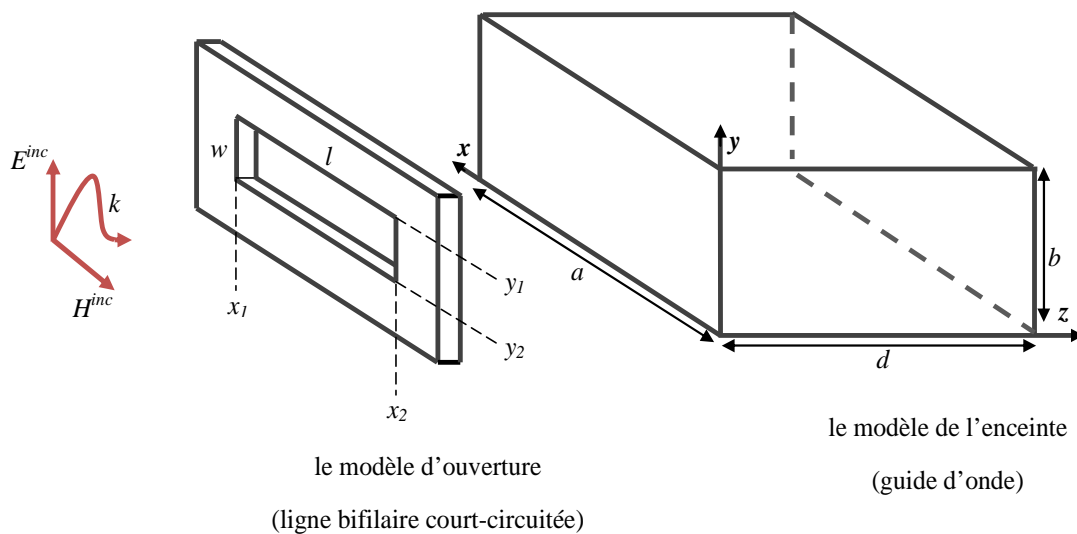


Figure III. 25: Sous modèles de découpage d'une enceinte avec ouverture.

I. 5. 1 Le couplage d'une onde plane avec l'ouverture

Nous considérons seulement l'ouverture sans enceinte, la figure III. 26 montre le couplage d'une onde ÉM avec l'ouverture; w et l sont respectivement la largeur et la longueur de cette ouverture et t est l'épaisseur de l'enceinte, l'ouverture est modélisée par deux conducteurs reliés entre eux à leurs extrémités (Figure III. 26). Les dimensions transversales sont considérées beaucoup plus petites que la plus petite longueur d'onde des signaux perturbateurs (mode quasi-TEM). La première tâche à réaliser pour aboutir aux expressions de l'efficacité de blindage décrites par le modèle de R. Azaro, est le calcul de la tension induite le long de l'ouverture en résolvant les équations des télégraphistes.

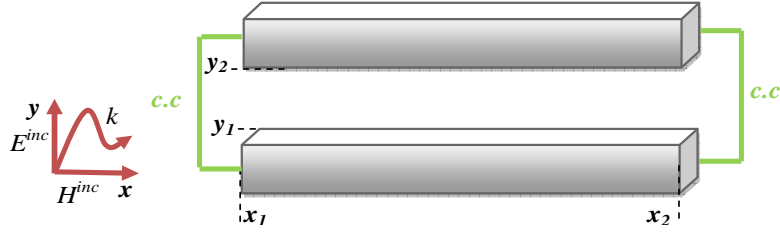


Figure III. 26: Couplage d'une onde plane avec l'ouverture.

Nous rappelons pour le cas d'une ligne de transmission bifilaire excitée par un champ électromagnétique externe, les équations des télégraphistes dans le domaine fréquentiel sont écrites comme suit:

$$\frac{\partial V(x)}{\partial x} = -j.\omega.LI(x) + V_s(x) \quad (\text{III. 49})$$

$$\frac{\partial I(x)}{\partial x} = -j.\omega.CV(x) + I_s(x) \quad (\text{III. 50})$$

L et C sont respectivement l'inductance et la capacité linéique de la ligne. La tension $V_s(x,t)$ et le courant $I_s(x,t)$ représentent les sources de couplage des champs électromagnétiques excitateurs E^i et H^i avec la ligne, sont définies comme suit:

$$V_s = j.\omega.\mu \int_{y_1}^{y_2} H^i . \hat{x} dy \quad (\text{III. 51})$$

$$I_s = j.\omega.C \int_{y_1}^{y_2} E^i . \hat{y} dy \quad (\text{III. 52})$$

avec

$$E^i = (E_x \hat{x} + E_y \hat{y} + E_z \hat{z}) \exp(-j\beta_x x) \exp(-j\beta_y y) \exp(-j\beta_z z) \quad (\text{III. 53})$$

$$H^i = (H_x \hat{x} + H_y \hat{y} + E_z \hat{z}) \exp(-j\beta_x x) \exp(-j\beta_y y) \exp(-j\beta_z z) \quad (\text{III. 54})$$

$$\beta = (\beta_x, \beta_y, \beta_z) = \frac{\omega}{c} \hat{b} \quad (\text{III. 55})$$

La solution des équations des télégraphistes trouvée par Azaro permet d'écrire l'expression de la tension induite le long de l'ouverture sous la forme suivante [14], [15]:

$$V(x) = A \exp(-j\omega\sqrt{LC}x) + B \exp(+j\omega\sqrt{LC}x) + K \exp(-j\beta_x x) \quad (\text{III. 56})$$

Nous calculons A , B et K par l'intermédiaire des formules suivantes [14]:

$$K = \frac{j(\beta_x \alpha_1 - \alpha_2)}{(\omega^2 LC - \beta_x^2)} \quad (\beta_x^2 \neq \omega^2 LC) \quad (\text{III. 57})$$

$$A = +K \frac{(\exp(-j\beta_x x_2) - \exp(-j\beta_x x_1) \exp(-j\omega\sqrt{LC}(x_2 - x_1)))}{(\exp(j\omega\sqrt{LC}x_2) - \exp(2j\omega\sqrt{LC}x_1) \exp(-j\omega\sqrt{LC}x_2))} \quad (\text{III. 58})$$

$$\times \exp(2j\omega\sqrt{LC}x_1) - K \exp(-j\beta_x x_1) \exp(j\omega\sqrt{LC}x_1)$$

$$B = -K \frac{(\exp(-j\beta_x x_2) - \exp(-j\beta_x x_1) \exp(-j\omega\sqrt{LC}(x_2 - x_1)))}{(\exp(j\omega\sqrt{LC}x_2) - \exp(2j\omega\sqrt{LC}x_1) \exp(-j\omega\sqrt{LC}x_2))} \quad (\text{III. 59})$$

$$\alpha_1 = \omega\mu_0 H_z \left[\frac{\exp(-j\beta_y y_2) - \exp(-j\beta_y y_1)}{\beta_y} \right] \exp(-j\beta_z z) \quad (\text{III. 60})$$

$$\alpha_2 = \omega^2 LC \left[\frac{\exp(-j\beta_y y_2) - \exp(-j\beta_y y_1)}{\beta_y} \right] \exp(-j\beta_z z) \quad (\text{III. 61})$$

I. 5.1.1 L'évaluation de la distribution de champ électrique le long de l'ouverture

Le champ électrique distribué le long de l'ouverture d'une enceinte métallique est considéré comme étant la source d'excitation de cette enceinte. Si nous tenons compte seulement l'excitation du mode fondamental TE_{10p} , il est possible de calculer le champ au niveau de l'ouverture sans tenir compte la présence de boîtier à partir de la formule de tension (III. 56), en utilisant l'expression suivante [15]:

$$E_y(x) = V(x) \sqrt{\frac{2}{wl}} \quad (\text{III. 62})$$

Pour calculer le champ électrique dans l'ouverture en tenant compte la présence de l'enceinte, il est nécessaire d'employer le principe de Robinson qui modélise l'enceinte par un

guide d'onde [12]; dans ce cas, l'enceinte est vue par le champ de l'ouverture comme une impédance, elle représente l'impédance de charge Z_{ch} comme le montre la figure III. 27. L'expression du champ électrique d'ouverture en présence de l'enceinte est écrite comme suit [14], [15]:

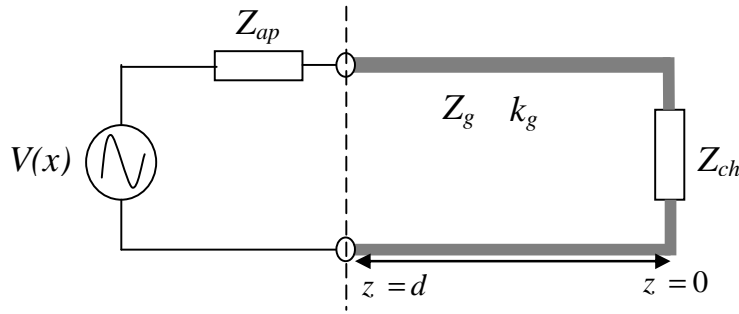


Figure III. 27: Circuit équivalent de R. Azaro d'une enceinte avec ouverture.

$$E_y^{ap}(x) = E_y(x) \frac{Z_{ch}}{Z_{ch} + Z_{ap}} \quad (\text{III. 63})$$

avec

$$Z_{ch} = jZ_g \tan(k_g d) \quad (\text{III. 64})$$

Z_{ap} est l'impédance de l'ouverture donnée par Robinson (équation III. 9)

I. 5.1.2 L'évaluation des expressions de SE et SM

Dans cette partie, nous allons décrire l'enchaînement adopté par Azaro pour aboutir aux expressions de S_E et S_M . En effet, Azaro a modélisé le champ électromagnétique excité à l'intérieur de l'enceinte par des ondes de tension V_g et de courant I_g . Nous calculons en premier lieu ces ondes de tensions et de courants qui propagent le long de l'axe (\hat{z}) par l'intermédiaire de ces formules [14]:

$$V_g(z) = V_p \exp(-jk_g z) + V_r \exp(+jk_g z) \quad (\text{III. 65})$$

$$I_g(z) = I_p \exp(-jk_g z) + I_r \exp(+jk_g z) \quad (\text{III. 66})$$

Nous déterminons les termes V_p et V_r par l'application des conditions aux limites suivantes [14]:

$$V_g(0) = 0 = V_p + V_r \quad (\text{III. 67})$$

$$V_g(d) = V_{in} = V_p \exp(-jk_g d) + V_r \exp(+jk_g d) \quad (\text{III. 68})$$

$$V_{in} = V_{ap} \frac{Z_{ch}}{Z_{ch} + Z_{ap}} \quad (\text{III. 69})$$

$$I_p = \frac{V_p}{Z_g} \quad (\text{III. 70})$$

$$I_r = \frac{V_r}{Z_g} \quad (\text{III. 71})$$

En deuxième lieu, nous traitons la discontinuité de la distribution du champ entre le guide d'onde et l'ouverture en multipliant le champ d'ouverture par le facteur suivant [14]:

$$\kappa_d = \sqrt{\frac{ab}{wl}} \quad (\text{III. 72})$$

Pour estimer les champs électrique et magnétique en un point $P\left(x = \frac{a}{2}, y = \frac{b}{2}, z\right)$ situé à l'intérieur de l'enceinte, nous appliquons les formules suivantes [14]:

$$E_p = \kappa_d V_g \sqrt{\frac{2}{ab}} = V_g \sqrt{\frac{2}{wl}} \quad (\text{III. 73})$$

$$H_p = \kappa_d I_g \sqrt{\frac{2}{ab}} = I_g \sqrt{\frac{2}{wl}} \quad (\text{III. 74})$$

Pour calculer le champ électrique E'_p et le champ magnétique H'_p en absence de l'enceinte métallique (dans le vide), nous utilisons les deux relations suivantes:

$$E'_p = \frac{E_0}{2} \quad (\text{III. 75})$$

$$H'_p = \frac{H_0}{2} \quad (\text{III. 76})$$

Finalement, d'après le modèle de R. Azaro les expressions de S_E et S_M s'écrivent comme suit [14]:

$$S_E = -20 \log \left| \frac{V_g \sqrt{\frac{2}{wl}}}{E_p'} \right| \quad (\text{III. 77})$$

$$S_M = -20 \log \left| \frac{I_g \sqrt{\frac{2}{wl}}}{H_p'} \right| \quad (\text{III. 78})$$

I. 5. 2 La comparaison entre les efficacités électriques de blindage

La figure III. 28 montre la comparaison entre le résultat de S_E obtenu par le modèle d'Azaro avec celui restitué d'une part par le modèle de Robinson et d'autre part par Temsi-FD dans le point $P\left(x = \frac{a}{2}, y = \frac{b}{2}, z = \frac{z}{2}\right)$. L'enceinte utilisée pour ce calcul est parfaitement conductrice de dimensions $30 \times 12 \times 30 \text{ cm}$, avec une ouverture rectangulaire de longueur $l = x_1 - x_2 = 10 \text{ cm}$ et de largeur $w = y_1 - y_2 = 2 \text{ cm}$.

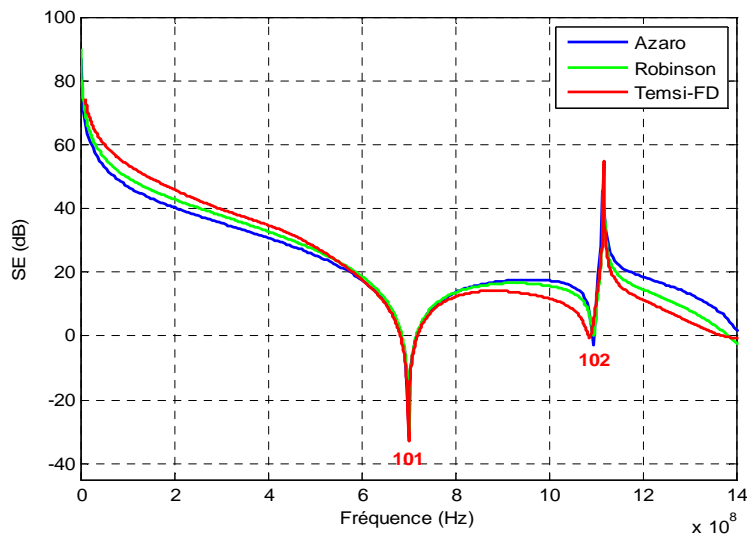


Figure III. 28: Calcul de S_E obtenu par trois méthodes différentes.

Sur une bande de fréquence de 0GHz à 1.4GHz les tracés de S_E sont très proches, ils ont les mêmes valeurs de fréquences de résonances TE_{101} (700MHz) et TE_{102} (1.1GHz), ceci démontre la bonne correspondance entre les trois méthodes utilisées.

I. 5. 3 La comparaison entre les efficacités magnétiques de blindage

Nous utilisons les paramètres de simulation précédents, la comparaison entre le calcul de S_M résultant par le modèle de Robinson et celui de R. Azaro est illustrée par la figure III. 29. Nous constatons une bonne concordance entre les deux courbes et notamment aux points de pics de résonances.

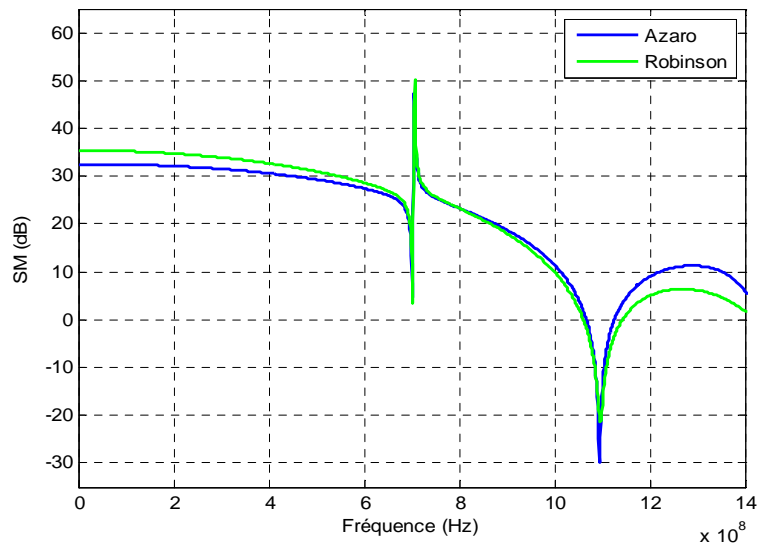


Figure III. 29: Calcul de S_M obtenu par les deux méthodes analytiques.

I. 6 Le modèle de T. Konefal

Les modèles analytiques développés ci-dessus constituent un moyen très rapide pour étudier l'effet des paramètres de conception d'une enceinte métallique sur son efficacité de blindage S_E . Les trois modèles précités (Robinson, Kron et Azaro) nous ont permis d'approfondir notre compréhension sur le couplage et la pénétration de l'énergie électromagnétique à l'intérieur de l'enceinte d'un équipement électronique. D'autre part les

modèles de Robinson et Azaro permettent d'évaluer la S_E en fonction des paramètres nécessaires à la conception d'une enceinte métallique de blindage à savoir:

- les dimensions de l'enceinte,
- les dimensions des ouvertures,
- le nombre d'ouvertures, et leur emplacement,

Les deux modèles présentent plusieurs avantages pour le calcul de S_E , néanmoins, ils ne permettent pas d'évaluer la S_E dans les situations suivantes:

- l'apparition des modes de propagation d'ordres supérieurs TE_{mn} et TM_{mn} qui se propagent à l'intérieur de l'enceinte,
- le cas d'une ouverture décentrée,
- le re-rayonnement de l'ouverture,
- la position de point de calcul P en fonction de trois directions (x , y et z).

Dans cette dernière partie de ce chapitre III, nous allons étudier le modèle ILCM de T. Konefal [16] établi pour décrire le couplage, la pénétration et la propagation des composantes de champ ÉM à l'intérieur d'une enceinte métallique rectangulaire de dimension $a(x) \times b(y) \times d(z)$ possédant une ouverture décentrée de longueur $l = x_1 - x_2$ et de largeur $w = y_1 - y_2$ (Figure III. 30). Le modèle de Konefal [16] repose principalement sur celui d'Azaro [15]; l'ouverture est modélisée par une ligne de transmission bifilaire court-circuitée à ses deux extrémités en tenant compte son re-rayonnement, et l'enceinte par un guide d'ondes en tenant compte la propagation multimodale des modes TE_{mn} et TM_{mn} .

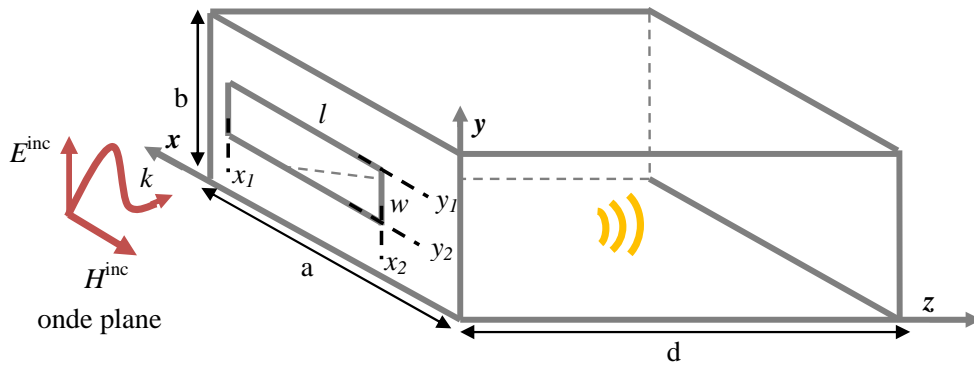
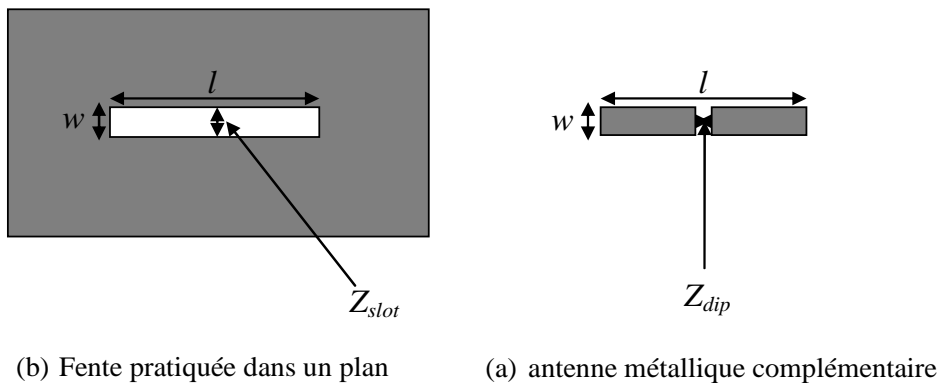


Figure III. 30: Couplage d'une onde plane avec l'enceinte.

I. 6. 1 Reconstitution de champ électrique au niveau de l'ouverture

Nous allons maintenant aborder la description de ce modèle [16], [17] par l'écriture des expressions de champ électrique d'ouverture en tenant compte du re-rayonnement de cette dernière à travers sa résistance de rayonnement R_p .



(b) Fente pratiquée dans un plan

(a) antenne métallique complémentaire

Figure III. 31: Principe de Babinet

Le calcul de R_p est basé sur le principe de Babinet [54] qui a été validé en optique géométrique particulièrement en diffraction, en effet toute fente située dans un plan de masse de grande dimension aura le même comportement en terme de rayonnement que le complémentaire d'une antenne dipôle (Figure III. 31). La relation entre les impédances de deux structures est donnée par cette expression :

$$Z_{slot} Z_{dip} = \frac{Z_0^2}{4} \quad (\text{III. 79})$$

$$Z_{dip} = R_d + jX_d \quad (\text{III. 80})$$

Z_{dip} : est l'impédance de dipôle de longueur $x_1 - x_2$ et de rayon $r = w/4$, nous pouvons la calculée par une simulation ÉM.

L'expression de la résistance de rayonnement R_p est donnée comme suit :

$$R_p = \frac{Z_0^2}{4R_d} \quad (\text{III. 81})$$

Le circuit équivalent du couplage de champ électrique incident E^{inc} et magnétique H^{inc} avec l'ouverture (Figure III. 32) a été établi par Konefal [16] en tenant compte du rayonnement de la résistance R_p .

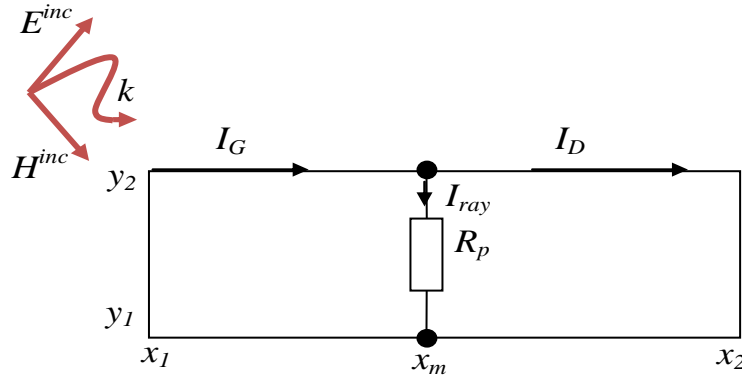


Figure III. 32: Circuit équivalent de l'ouverture couplée avec une onde ÉM [16].

Les formules des tensions et courants induits le long de l'ouverture sont écrites par [16] comme suit :

Pour $x_1 \leq x \leq x_m$

$$V_G(x) = A_L \exp(+j \frac{\omega}{c} x) + B_L \exp(-j \frac{\omega}{c} x) + H \exp(-j \beta_x x) \quad (\text{III. 82})$$

$$Z_c I_G(x) = -A_L \exp(+j \frac{\omega}{c} x) + B_L \exp(-j \frac{\omega}{c} x) + Z_c H' \exp(-j \beta_x x) \quad (\text{III. 83})$$

Pour $x_m \leq x \leq x_2$

$$V_D(x) = A_R \exp(+j \frac{\omega}{c} x) + B_R \exp(-j \frac{\omega}{c} x) + H \exp(-j \beta_x x) \quad (\text{III. 84})$$

$$Z_c I_D(x) = -A_R \exp(+j \frac{\omega}{c} x) + B_R \exp(-j \frac{\omega}{c} x) + Z_c H' \exp(-j \beta_x x) \quad (\text{III. 85})$$

x_m : est le centre de l'ouverture,

$$x_m = (x_1 + x_2) / 2 \quad (\text{III. 86})$$

Le calcul des coefficients A_L , B_L , A_R et B_R est effectué par l'application des conditions aux limites suivantes :

$$V_D(x_2) = 0 \quad (\text{III. 87})$$

$$V_G(x_1) = 0 \quad (\text{III. 88})$$

$$V_D(x_m) = V_G(x_m) \quad (\text{III. 89})$$

$$I_G(x_m) = I_D(x_m) - V_D(x_m) / R_p \quad (\text{III. 90})$$

L'expression de champ électrique de l'ouverture $E_y^{aperture}$ est donnée en fonction des tensions induites au niveau de cette ouverture comme suit :

Pour $x_1 \leq x \leq x_m$

$$E_y^{aperture}(x) = -\frac{b}{(y_2 - y_1)^2} \left[A_R \exp\left(+j \frac{\omega}{c} x\right) + B_R \exp\left(-j \frac{\omega}{c} x\right) + H \exp(-j \beta_x x) \right] \quad (\text{III. 91})$$

Pour $x_m \leq x \leq x_2$

$$E_y^{aperture}(x) = -\frac{b}{(y_2 - y_1)^2} \left[A_L \exp\left(+j \frac{\omega}{c} x\right) + B_L \exp\left(-j \frac{\omega}{c} x\right) + H \exp(-j \beta_x x) \right] \quad (\text{III. 92})$$

avec

$$H = \frac{\left[\frac{\omega^2}{c^2} E_y^{inc} + \omega \mu_0 \beta_x H_z^{inc} \right] T_y}{\frac{\omega^2}{c^2} - \beta_x^2} \quad \text{pour } \left(\beta_x \neq \frac{\omega}{c} \right) \quad (\text{III. 93})$$

$$T_y = \begin{cases} \left[\frac{\exp(-j \beta_y y)}{-j \beta_y} \right]_{y_1}^{y_2} & \text{Pour } \beta_y \neq 0 \\ y_2 - y_1 & \text{pour } \beta_y = 0 \end{cases} \quad (\text{III. 94})$$

Dans cette étude nous allons nous intéresser au cas d'une onde plane arrivant en incidence normale, dans ce cas les deux composantes de la constante de propagation β_x et β_y sont nulles.

I. 6. 2 Reconstitution de champ électrique à l'intérieur de l'enceinte

Pour aboutir aux formules des composantes de champ électrique excité à l'intérieur de l'enceinte, nous allons faire les hypothèses suivantes [16], [17]:

- à partir d'une analogie fondée sur la théorie des lignes de transmission et des guides d'ondes, l'enceinte métallique (guides d'ondes multi modes) a été modélisée par une superposition de lignes de transmissions, chaque ligne représentant alors un mode de propagation.
- la continuité de couplage entre le champ de l'ouverture et le champ excité à l'intérieur de l'enceinte est assurée par une transimpédance de couplage Z_{Trans} .
- le champ électrique à l'intérieur de l'enceinte a été reconstitué par des ondes de tensions progressives V_f^n et rétrogrades V_r^n .

Le circuit électrique équivalent de notre géométrie du problème (Figure III. 33) a été construit en adoptant les trois hypothèses précitées. Comme le montre le circuit équivalent (Figure III. 33), le couplage du champ d'ouverture avec l'enceinte par l'intermédiaire de la transimpédance Z_{Trans} excite des tensions induites $V_{wg}^{(n)}$ correspondant aux modes de propagation générés à l'intérieur de l'enceinte.

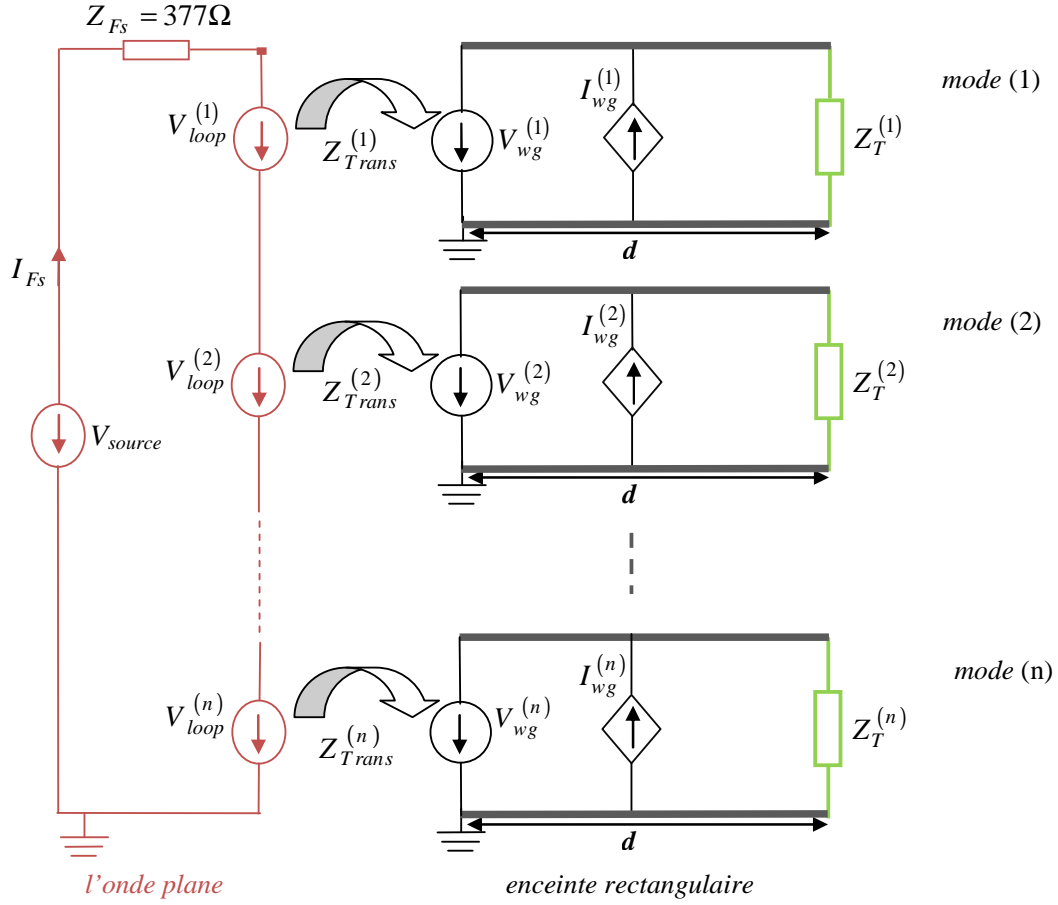


Figure III. 33: Circuit équivalent d'une enceinte excitée par une onde ÉM externe à travers son ouverture.

Les expressions de la transimpédance Z_{Ttrans} qui assurent la continuité du couplage de deux types de modes TE_{mn} et TM_{mn} sont écrites comme suit [16]:

$$Z_{Ttrans}^{TE_{mn}} = -\frac{Z_{mn}^{TE}}{j\omega\mu_0 s_c} \left[\left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 \right] k_1 \frac{Z_0}{\sqrt{ab}} \quad (\text{III. 95})$$

$$Z_{Ttrans}^{TM_{mn}} = -\frac{1}{u\gamma_{mn}} \left[\left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 \right] k_2 \frac{Z_0}{\sqrt{ab}} \quad (\text{III. 96})$$

avec

$$k_1 = \frac{C_{f_{mn}}^{TE}}{E_y^{inc}} \quad (\text{III. 97})$$

$$k_2 = \frac{C_{f_{mn}}^{TM}}{E_y^{inc}} \quad (\text{III. 98})$$

$$s_c = \left(\frac{Z_{mn}}{2\alpha_{mn}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{III. 99})$$

$$u = \left(\frac{1}{2\alpha'_{mn} Z'_{mn}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{III. 100})$$

Le calcul de deux coefficients $C_{f_{mn}}^{TE}$ et $C_{f_{mn}}^{TM}$ est détaillé dans l'Annexe B.

La tension induite pour n modes TE_{mn} ou TM_{mn} est définie par la formule suivante :

$$V_{wg}^{(n)} = Z_{Trans}^{(n)} I_{FS} \quad (\text{III. 101})$$

$$I_{FS} = \frac{-V_{source}}{\left(\sum_{n=1}^N \left\{ \frac{\left[Z_{Trans}^{(n)} \right]^2}{Z_T^{(n)}} \right\} \right) - Z_{FS}} \quad (\text{III. 102})$$

avec

$$V_{source} = E_y^{inc} \times \sqrt{ab} \quad (\text{III. 103})$$

$$Z_T^{TE} = \frac{j\omega\mu_0}{\gamma_{mn}} \tanh(\gamma_{mn}d) \quad (\text{III. 104})$$

$$Z_T^{TM} = \frac{\gamma_{mn}}{j\omega\epsilon_0} \tanh(\gamma_{mn}d) \quad (\text{III. 105})$$

$$\gamma_{mn} = \sqrt{\left(\left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 \right) - k_0^2} \quad (\text{III. 106})$$

Les ondes de tension V_f^n et V_r^n sont écrites en fonction de la tension induite $V_{wg}^{(n)}$ comme suit :

$$V_f^{(n)} = \frac{V_{wg}^{(n)}}{1 - \exp(-2\gamma_{mn}d)} \quad (\text{III. 107})$$

$$V_r^{(n)} = \frac{V_{wg}^{(n)}}{1 - \exp(+2\gamma_{mn}d)} \quad (\text{III. 108})$$

Après avoir modélisé la continuité du couplage entre l'ouverture et l'enceinte par Z_{Trans} , et calculé les ondes de tensions progressives $V_f^{(n)}$ et rétrogrades $V_r^{(n)}$ qui expriment la propagation des modes TE_{mn} et TM_{mn} , nous pouvons écrire les formules des composantes de champ électrique excité à l'intérieur de l'enceinte comme suit [16]:

1- Pour les modes TE_{mn} :

$$E_f^{(n)}(x, y, z) = \frac{V_f^{(n)}}{Z_{mn}} \frac{j \omega \mu_0}{\gamma_{mn}} s_c \exp(-\gamma_{mn}z) \cdot [f_x^{mn} x, -f_y^{mn} y, 0] \quad (\text{III. 109})$$

$$E_r^{(n)}(x, y, z) = \frac{V_r^{(n)}}{Z_{mn}} \frac{j \omega \mu_0}{\gamma_{mn}} s_c \exp(+\gamma_{mn}z) \cdot [f_x^{mn} x, -f_y^{mn} y, 0] \quad (\text{III. 110})$$

$$E_v^{TE_{mn}} = E_f^{TE_{mn}} + E_r^{TE_{mn}} \quad (\text{III. 111})$$

v : est l'indice d'une composante x , y ou z .

avec

$$Z_{mn} = \frac{j \omega \mu_0}{\gamma_{mn}} \quad (\text{III. 112})$$

$$\alpha_{mn} = \frac{\omega \mu_0 \beta_z}{\left[\left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 \right]^2} \frac{ab}{8} \left[\left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 (1 - \delta_{m0}) \times (1 + \delta_{n0}) + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 (1 + \delta_{m0}) \times (1 - \delta_{n0}) \right] \quad (\text{III. 113})$$

$$\beta_z = -j \gamma_{mn} \quad (\text{III. 114})$$

f_x^{mn} et f_y^{mn} sont les fonctions modales des modes TE_{mn} , sont données par les formules suivantes [16]:

$$f_x^{mn} = \left[\frac{\gamma_{mn}}{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} \right] \left(\frac{m\pi}{a}\right) \times \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \quad (\text{III. 115})$$

$$f_y^{mn} = \left[\frac{\gamma_{mn}}{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} \right] \left(\frac{n\pi}{b}\right) \times \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \quad (\text{III. 116})$$

δ_{kl} est le symbole Kronecker, égale 1 pour $k = l$ et zéro pour $k \neq l$.

2- Pour les modes TM_{mn} :

$$E_f^{(n)}(x, y, z) = V_f^{(n)} u \exp(-\gamma_{mn} z) \cdot [-g_x^{mn} x, -g_y^{mn} y, g_z^{mn} z] \quad (\text{III. 117})$$

$$E_r^{(n)}(x, y, z) = V_r^{(n)} u \exp(+\gamma_{mn} z) \cdot [-g_x^{mn} x, -g_y^{mn} y, -g_z^{mn} z] \quad (\text{III. 118})$$

$$E_v^{TM_{mn}} = E_{fv}^{TM_{mn}} + E_{rv}^{TM_{mn}} \quad (\text{III. 119})$$

avec

$$Z'_{mn} = \frac{\gamma}{j \omega \epsilon_0} \quad (\text{III. 120})$$

$$\alpha'_{mn} = \frac{\alpha \mu_0 \beta_z}{\left[\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2\right]^2} \frac{db}{8} \left[\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 (1 + \delta_{m0}) \times (1 - \delta_{n0}) + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 (1 - \delta_{m0}) \times (1 + \delta_{n0}) \right] \quad (\text{III. 121})$$

g_x^{mn} , g_y^{mn} et g_z^{mn} sont les fonctions modales des modes TM_{mn} , sont écrites comme suit:

$$g_x^{mn} = \left[\frac{\gamma_{mn}}{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} \right] \left(\frac{m\pi}{a}\right) \times \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \quad (\text{III. 122})$$

$$g_y^{mn} = \left[\frac{\gamma_{mn}}{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} \right] \left(\frac{n\pi}{b}\right) \times \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \quad (\text{III. 123})$$

$$g_z^{mn} = \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \quad (\text{III. 124})$$

Nous trouvons finalement les composantes du champ électrique total comme étant la somme de deux modes TE_{mn} et TM_{mn} de chaque composante,

$$E_v^{tot} = E_v^{TE} + E_v^{TM} \quad (\text{III. 125})$$

Pour le calcul de l'efficacité de blindage nous considérons seulement la composante de champ électrique E_y^{tot} [16],

$$SE = -20 \log_{10} \left(\frac{E_y^{tot}}{E_y^{inc}} \right) \quad (\text{III. 126})$$

I. 6. 3 Comparaisons et validations avec Tetsi-FD

La S_E calculée par le modèle de Konefal en un point $P(25cm, 10cm, 25cm)$ situé à l'intérieur d'une enceinte métallique parfaitement conductrice de dimensions $30 \times 12 \times 30cm$ munie d'une ouverture centrée de longueur ($x_1 - x_2 = 10cm$) et de largeur ($y_1 - y_2 = 2cm$) a été comparée avec celle simulée par Tetsi-FD (Figure III. 34). Comme le montre la figure de comparaison, 10 modes de propagation ont été excités à l'intérieur de l'enceinte sur une bande de fréquence de $0GHz$ à $3GHz$, à l'exception d'une légère erreur qui a été repérée en basse fréquence, les deux courbes sont similaires et ont les mêmes valeurs de fréquences des résonances, ceci démontre la bonne concordance entre les deux méthodes. Néanmoins, le temps du calcul de modèle ILCM est environ 30 secondes, par contre celui de Tetsi-FD est de plus de 06 heures.

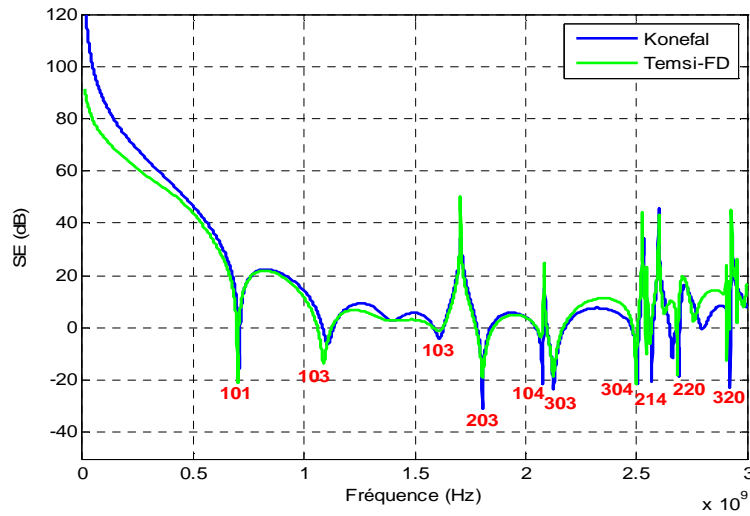


Figure III. 34: Comparaison entre le résultat de S_E calculé par le modèle de Konefal et celui simulé par Tetsi-FD.

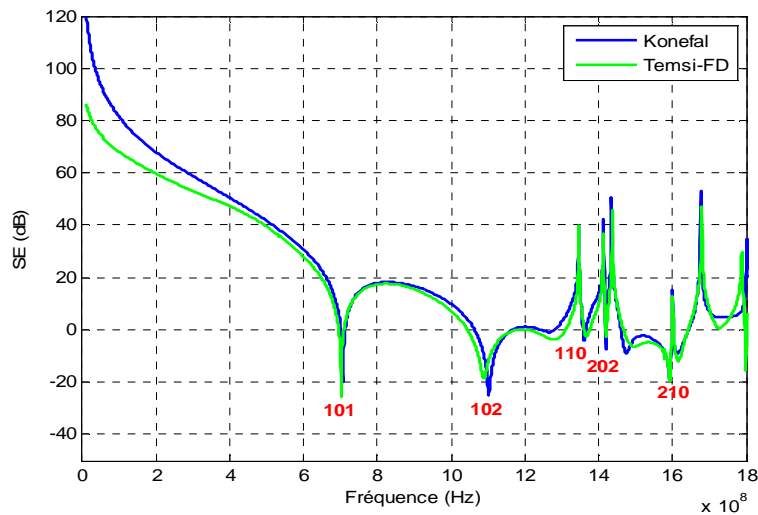


Figure III. 35: Comparaison de S_E calculée dans une enceinte munie d'une ouverture décentrée.

Une deuxième comparaison entre le résultat de S_E calculé par le modèle de Konefal et simulé par la méthode FDTD pour le cas d'une enceinte munie d'une ouverture décentrée est illustrée par la figure III. 35, en gardant les mêmes dimensions de l'enceinte utilisée au premier calcul, les points qui définissent la position de l'ouverture décentrée suivant l'axe (\hat{x}) et (\hat{y}) sont: $x_1 = 15\text{cm}$, $x_2 = 25\text{cm}$, $y_1 = 8\text{cm}$ et $y_2 = 10\text{cm}$. Les deux courbes illustrées par la figure de comparaison se ressemblent et présentent des pics de résonances identiques.

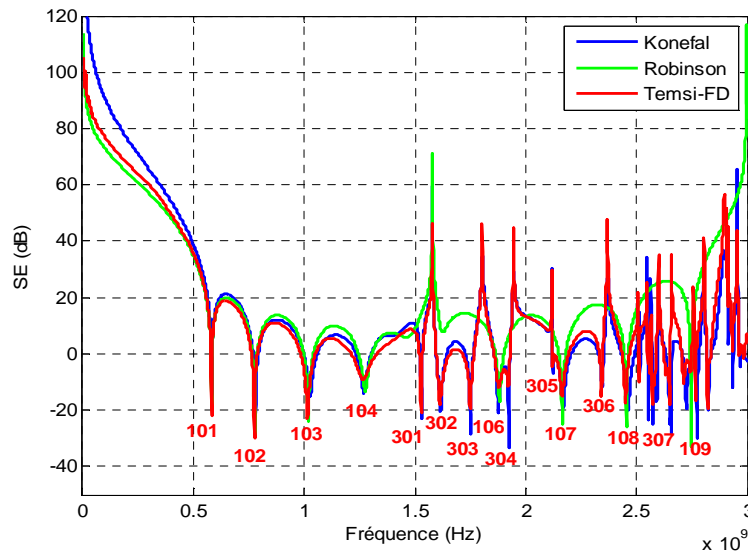


Figure III. 36: Comparaison entre le résultat de S_E calculé par trois méthodes différentes.

La figure III. 36 montre la comparaison entre le résultat de S_E calculé par trois méthodes différentes, la première est celle développée par Konefal, la deuxième celle de Robinson et la troisième est la méthode FDTD. Le calcul est effectué dans un point $P(15\text{cm}, 6\text{cm}, 40\text{cm})$ situé à l'intérieur d'une enceinte métallique parfaitement conductrice de dimensions $30 \times 12 \times 50\text{cm}$ munie d'ouverture rectangulaire de longueur ($x_1 - x_2 = 10\text{cm}$) et de largeur ($y_1 - y_2 = 2\text{cm}$). Nous constatons que le modèle de Konefal et la méthode FDTD sont similaires de 0GHz à 3GHz ; leurs pics de résonances sont identiques, en revanche la méthode de Robinson est valable seulement sur une bande de fréquence étroite de 0GHz à 1.5GHz .

I. 7 Conclusion

L'étude du couplage, de la pénétration et de la propagation de l'énergie ÉM à l'intérieur d'une enceinte de blindage d'un équipement électronique a été réalisée au cours de ce chapitre par l'application de quatre approches analytiques connues sous l'appellation de « modèles ILCM ». Nous avons débuté notre étude par la description du modèle de Robinson, ce dernier est le plus connu dans la littérature, car il a été le premier formalisme analytique établi pour représenter le problème du couplage ÉM avec un boîtier de blindage par un circuit électrique équivalent. Après avoir analysé l'effet des paramètres de conception de l'enceinte sur le calcul de S_E par le modèle

de Robinson, nous avons décrit la méthode de Kron dédiée au calcul de S_E d'une enceinte rectangulaire munie d'ouverture centrée qui repose sur la théorie de graphe. Le couplage d'une onde ÉM externe avec l'ouverture d'une enceinte est à l'origine de la création des tensions et courants induits autour de cette ouverture, le modèle d'Azaro a été employé pour évaluer la relation entre ces phénomènes issus de couplage ÉM avec le comportement de S_E de l'enceinte. Malgré les performances qu'offrent les deux modèles analytiques (Robinson et Azaro), ils restent limités malheureusement à quelques applications et valides sur une bande de fréquence étroite. Afin de remédier aux insuffisances de ces modèles, nous avons exploité le modèle ILCM de Konefal qui se caractérise par une grande souplesse et son adaptabilité à une étude large bande. La comparaison entre les S_E calculées par les modèles ILCM avec celles simulées par Temsi-FD montre une bonne concordance sur plusieurs cas. Le temps de calcul et la simplicité d'implémentation sont les avantages majeurs des modèles ILCM par rapport aux méthodes numériques classiques. Grâce à leur aspect circuit, les modèles ILCM présentent un grand intérêt pour la suite portant sur l'étude du couplage ÉM avec des structures filaires situées à l'intérieur de boîtiers des systèmes électroniques complexes.

***Chapitre IV : Étude du couplage ÉM
avec des dipôles élémentaires situés à
l'intérieur d'une enceinte***

I. 1 Introduction

Dans ce chapitre nous allons nous intéresser à l'étude du couplage ÉM avec des dipôles élémentaires situés à l'intérieur de boîtiers métalliques utilisés comme blindages d'équipements électroniques, notre objectif consiste à développer un modèle circuit équivalent à notre géométrie. Pour ce faire, nous allons exploiter le modèle ILCM dédié au calcul de l'intensité du couplage ÉM avec des structures filaires disposées à l'intérieur d'un boîtier métallique rectangulaire [20], [21], [22]. Ce modèle permet, d'une part de représenter le boîtier métallique comme étant une superposition de lignes de transmissions, d'autre part chaque dipôle à l'intérieur de l'enceinte sera modélisé par son impédance interne. La connexion entre le sous modèle de boîtier et celui de dipôle sera établie par une capacité de couplage ÉM mutuelle.

Nous débuterons ce chapitre par l'étude du couplage ÉM entre deux dipôles situés à l'intérieur d'une enceinte métallique fermée, le modèle ILCM consacré à cette étude sera détaillé. Ensuite, pour mesurer la robustesse de ce modèle, nous allons établir son extension permettant d'évaluer le couplage ÉM avec trois dipôles placés à l'intérieur de l'enceinte. Dans la dernière partie de ce chapitre, nous allons développer le modèle ILCM combiné afin d'étudier le couplage ÉM avec un seul dipôle élémentaire disposés à l'intérieur d'une enceinte métallique excitée à travers son ouverture.

Les résultats du modèle ILCM obtenus par les trois problèmes étudiés, seront comparés avec ceux issus du solveur électromagnétique Temsi-FD.

I. 2 Couplage ÉM entre deux dipôles élémentaires situés dans une enceinte rectangulaire fermée

Nous allons traiter dans cette section le couplage ÉM entre deux dipôles élémentaires situés à l'intérieur d'une enceinte rectangulaire fermée. La géométrie de notre premier problème est montrée par la Figure IV. 1; une enceinte parallélépipédique parfaitement conductrice de dimensions $a(x) \times b(y) \times d(z)$ contient deux dipôles, le dipôle A est la source de perturbation et le B est la victime.

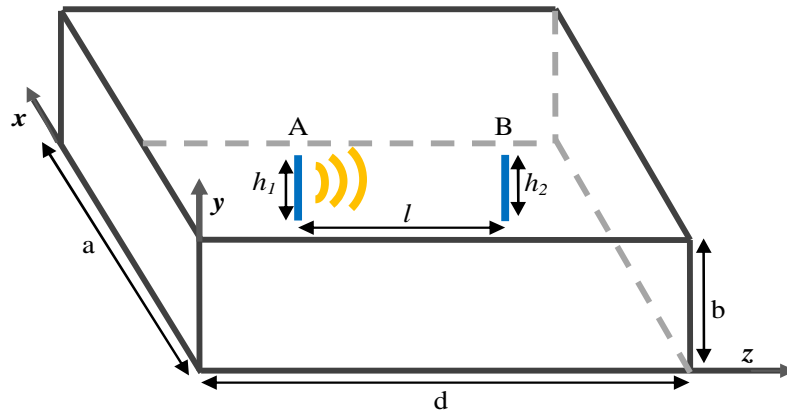


Figure IV. 1: Enceinte métallique fermée contient deux dipôles A et B, excitée par le dipôle A.

Le modèle ILCM développé pour cette étude consiste à transformer notre géométrie du problème (Figure IV. 1) en un circuit électrique équivalent, en se basant sur une analogie de la théorie des lignes de transmissions et des guides d'ondes [20], [21]. Le principe de ce modèle repose sur le découpage de la géométrie du problème en trois parties correspondant à trois sous modèles, sont :

- le modèle de la cavité vide,
- le modèle de dipôle A,
- le modèle de dipôle B.

Pour bien comprendre les étapes de construction de ce modèle ILCM, nous détaillons tout d'abord le développement de trois sous modèles, puis nous établirons le circuit équivalent de tout le problème.

I. 2. 1 Le modèle de la cavité rectangulaire vide

L'enceinte vide est modélisée comme étant un guide d'onde court-circuité à ses deux extrémités situées le long de l'axe de propagation (\hat{z}), en considérant la propagation multimodale d'un nombre (P) de modes TE_{mn} et TM_{mn} , ceux-ci constituent une base orthonormée à l'intérieur de guide. Chaque mode de propagation à l'intérieur de l'enceinte est représenté par un modèle équivalent se présentant sous la forme d'une ligne de transmission, la

superposition d'un nombre (P) des lignes de transmissions exprime donc une somme finie de termes de la base orthonormée (TE_{mn}, TM_{mn}) [20] (Figure IV. 2).

Comme le montre la figure IV. 2, le modèle équivalent à un mode propagatif (p) de l'enceinte fermée est constitué de trois sous parties. La première partie (une ligne de transmission bifilaire) remplace la sous partie de l'enceinte située entre les deux dipôles, nous modélisons cette partie par le générateur équivalent de type Norton, la deuxième sous partie située avant le monopôle A, et la troisième après le monopôle B, représentent chacune des deux extrémités de l'enceinte, elles sont modélisées par une ligne de transmission court-circuitée [55].

Dans le circuit équivalent d'un mode (p) illustré par la figure IV. 2, $I_A^{(p)}$ et $I_B^{(p)}$ sont les sources de courants de Norton, $Z_s^{(p)}$ et $Z_v^{(p)}$ sont respectivement les impédances des extrémités gauche et droite de l'enceinte, et finalement $Z_{mn}^{(p)}$ est l'impédance caractéristique de l'enceinte. Ces grandeurs se sont calculées par l'intermédiaire des formules suivantes [21], [55]:

$$I_A^{(p)} = Y_2^{(p)} V_A^{(p)} + Y_1^{(p)} V_B^{(p)} \quad (\text{IV. 1})$$

$$I_B^{(p)} = Y_1^{(p)} V_A^{(p)} + Y_2^{(p)} V_B^{(p)} \quad (\text{IV. 2})$$

$$Y_1^{(p)} = \frac{1}{Z_{mn}^{(p)} \sinh(\gamma_{mn} l)} \quad (\text{IV. 3})$$

$$Y_2^{(p)} = \frac{1}{Z_{mn}^{(p)}} [1 - \coth(\gamma_{mn} l)] \quad (\text{IV. 4})$$

$$Z_s^{(p)} = Z_{mn}^{(p)} \tanh(\gamma_{mn} l_1) \quad (\text{IV. 5})$$

$$Z_v^{(p)} = Z_{mn}^{(p)} \tanh(\gamma_{mn} l_2) \quad (\text{IV. 6})$$

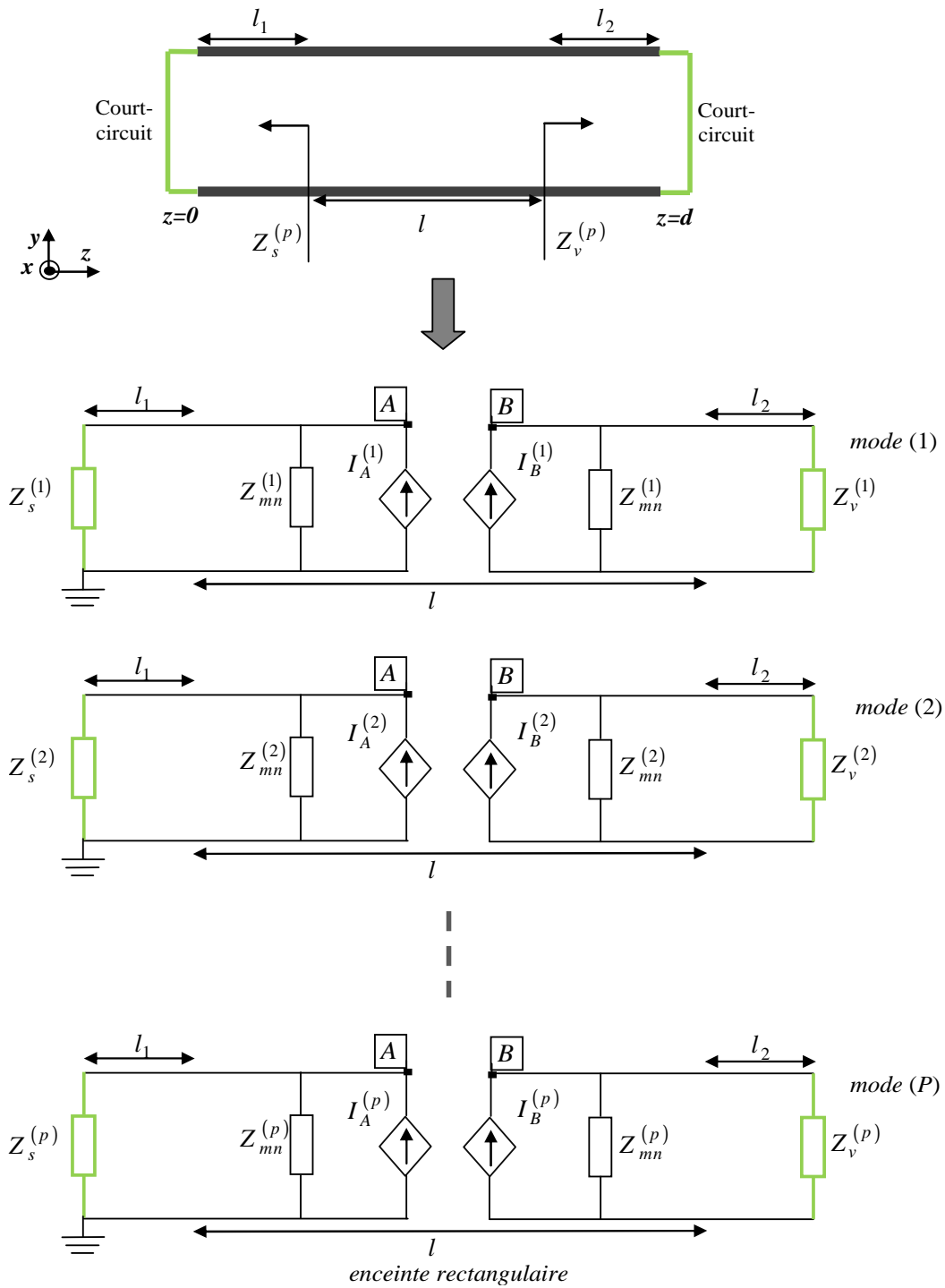


Figure IV. 2: Modèle équivalent de l'enceinte [55].

Les impédances caractéristiques des modes Z_{mn}^{TE} , Z_{mn}^{TM} et la constante de propagation γ_{mn} sont données respectivement en chapitre III par les expressions (III. 112), (III. 120) et (III. 106).

I. 2. 2 Le modèle de chaque dipôle

Chaque dipôle est modélisé par son impédance interne. Le circuit équivalent de l'impédance interne Z_{int} d'un dipôle est illustré par la Figure IV. 3 [20].

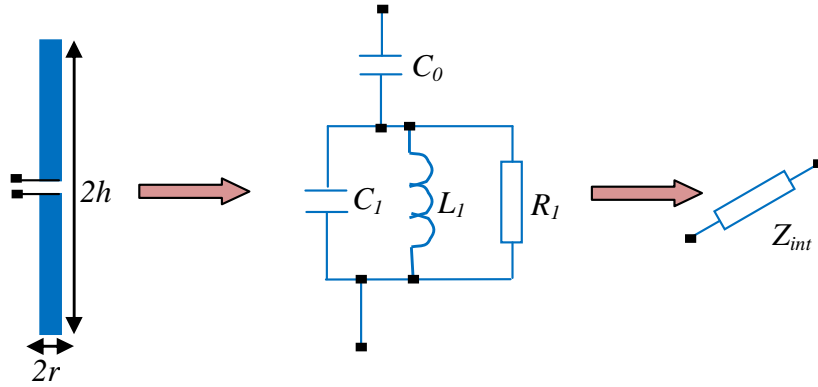


Figure IV. 3: Circuit équivalent d'un dipôle.

La valeur de l'impédance Z_{int} a été calculée en utilisant les formules empiriques suivantes [2] :

$$Z_{int} = \frac{1}{sC_0} + \frac{s \frac{1}{C_1}}{s^2 + s \frac{1}{C_1 R_1} + \frac{1}{L_1 C_1}} \quad (IV. 7)$$

avec

$$s = j \omega = j 2\pi f \quad (IV. 8)$$

$$C_0 \approx \frac{27.88h}{\ln(h/a) - 1.452} \text{ (pF)} \quad (IV. 9)$$

$$Z_{c0} \approx (70.88)(\ln(h/a)) - (0.7648) \text{ (}\Omega\text{)} \quad (IV. 10)$$

$$Z_{c1} \approx (125.2)(\ln(h/a)) - (1.768) \text{ (}\Omega\text{)} \quad (IV. 11)$$

$$R_0 \approx 72 \text{ (}\Omega\text{)} \quad (IV. 12)$$

$$R_1 \approx \frac{Z_{c0}^2}{R_0} \text{ (}\Omega\text{)} \quad (IV. 13)$$

$$f_1 \approx \frac{(8.401) \ln(h/a) + 87.67}{h} \text{ (MHz)} \quad (\text{IV. 14})$$

$$L_1 \approx \frac{Z_{c1}}{2\pi f_1} \text{ (H)} \quad (\text{IV. 15})$$

$$C_1 \approx \frac{1}{2\pi f_1 Z_{c1}} \text{ (F)} \quad (\text{IV. 16})$$

$$f_h = \frac{(7.609) \ln(h/a) + 92.57}{h} \text{ (MHz)} \quad (\text{IV. 17})$$

$$\omega_h = 2\pi f_h \quad (\text{IV. 18})$$

$$|h_e|_{\max} = h((0.7063) \ln(h/a) + 0.1387) \text{ (m)} \quad (\text{IV. 19})$$

$$\delta h = \frac{h \omega_h}{2|h_e|_{\max}} \text{ (rad / s)} \quad (\text{IV. 20})$$

$$h_e(s) = \frac{h \omega_h^2}{s^2 + 2s \delta h + \omega_h^2} \quad (\text{I. 21})$$

I. 2. 3 Modélisation de l'interaction ÉM : dipôle électrique-modes de la cavité

T. Konefal [20] modélise le guide d'ondes multi modes par une superposition de lignes de transmissions, le champ électrique d'un mode (p) (TE_{mn} ou TM_{mn}) excité à l'intérieur du guide d'onde (l'enceinte) se présente sous la forme d'ondes de tensions progressives et rétrogrades V_f^p et V_r^p qui se propagent le long de l'axe de propagation (\hat{z}), ces ondes de tensions engendrent un courant électrique $I_{dip}^{(p)}$ qui parcourt le dipôle électrique (figure IV. 4). De la même manière la différence de potentiel $V_{dip}^{(p)}$ aux bornes du dipôle induit un courant $I_{WG}^{(p)}$ (figure IV. 4) qui parcourt la ligne de transmission (le guide d'ondes), le principe de réciprocité impose que l'interaction ÉM guide-dipôle soit la même que l'interaction dipôle-guide [20], l'impédance du couplage est identique dans les deux directions.

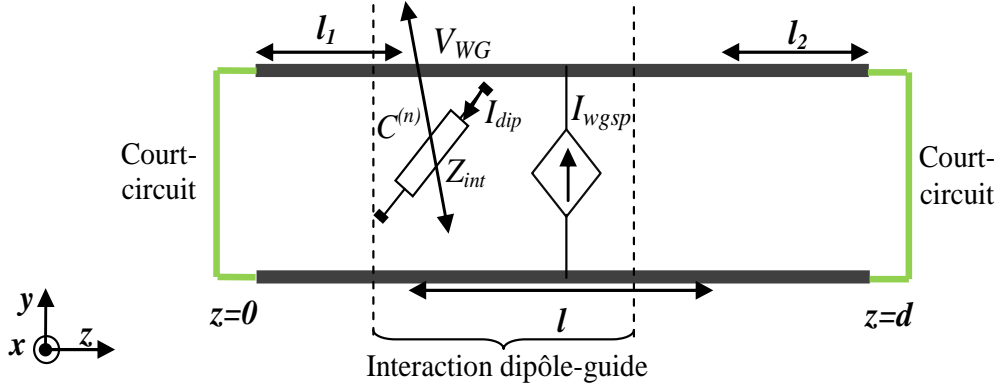


Figure IV. 4: Couplage mutuel dipôle-enceinte [21].

Nous modélisons cette interaction ÉM mutuelle par une capacité mutuelle $C^{(p)}$, nous obtenons [21]:

$$I_{dip}^{(p)} = j \omega C^{(p)} V_{WG}^{(p)} \quad (\text{IV. 22})$$

$$I_{WG}^{(p)} = j \omega C^{(p)} V_{dip}^{(p)} \quad (\text{IV. 23})$$

Ce raisonnement peut être appliqué si le dipôle est court et situé dans le plan x - y , la formule donnant le courant circulant sur le dipôle implique :

$$\begin{aligned} I_{dip}^{(p)} &= j \omega C^{(p)} \left[V_f^{(p)} e^{-\gamma_{mn} z} + V_r^{(p)} e^{+\gamma_{mn} z} \right] \\ &= \frac{1}{Z_{int}} \int_{h_1}^{h_2} E^{(p)} dh \end{aligned} \quad (\text{IV. 24})$$

$E^{(p)}$ est le champ électrique de mode (p) qui se propage à l'intérieur du guide, le coefficient de réflexion d'onde en tension $\rho_T = -1$ aux extrémités de guide court-circuité ($z = 0$ et $z = d$).

Nous calculons la valeur de $C^{(p)}$ pour les modes TE_{mn} et TM_{mn} comme suit [21] :

I. 2.3.1 Modes TE_{mn}

Pour le mode TE_{mn} , nous posons $C^{(p)} = C_{TE_{mn}}$ et nous définirons $C_{TE_{mn}}$ par l'intermédiaire de la formule suivante :

$$\begin{aligned}
 & Z_{\text{int}} j \omega C_{TE_{mn}} (e^{-\gamma_{mn} z} + \rho_T e^{+\gamma_{mn} z}) \\
 &= + \frac{j \omega \mu_0 s_c}{Z_{mn} \gamma_{mn}} \int_{h_1}^{h_2} [f_y^{mn} e^{-\gamma_{mn} z}, -f_x^{mn} e^{-\gamma_{mn} z}, 0] dh \\
 &+ \frac{j \omega \mu_0 s_c}{Z_{mn} \gamma_{mn}} \rho_T \int_{h_1}^{h_2} [f_y^{mn} e^{+\gamma_{mn} z}, -f_x^{mn} e^{+\gamma_{mn} z}, 0] dh
 \end{aligned} \tag{IV. 25}$$

Les formules de s_c , f_x^{mn} et f_y^{mn} sont définies respectivement au chapitre III par les expressions (III. 99), (III. 115) et (III. 116).

I. 2.3.2 Modes TM_{mn}

Pour les modes TM_{mn} , nous posons $C^{(p)} = C_{TM_{mn}}$ et nous calculons $C_{TM_{mn}}$ par l'intermédiaire de la formule suivante :

$$\begin{aligned}
 & Z_{\text{int}} j \omega C_{TM_{mn}} (e^{-\gamma_{mn} z} + \rho_T e^{+\gamma_{mn} z}) \\
 &= +u \int_{h_1}^{h_2} [-g_x^{mn} e^{-\gamma_{mn} z}, -g_y^{mn} e^{-\gamma_{mn} z}, +g_z^{mn} e^{-\gamma_{mn} z}] dh \\
 &+u \rho_T \int_{h_1}^{h_2} [-g_x^{mn} e^{+\gamma_{mn} z}, -g_y^{mn} e^{+\gamma_{mn} z}, -g_z^{mn} e^{+\gamma_{mn} z}] dh
 \end{aligned} \tag{IV. 26}$$

Les formules de u , g_x^{mn} , g_y^{mn} et g_z^{mn} sont définies respectivement par les expressions (III. 100), (III. 122), (III. 123) et (III. 124).

I. 2. 4 Circuit équivalent à une enceinte contenant deux monopôles

Après avoir établi le sous modèle de chaque dipôle et celui de l'enceinte, nous combinons les trois sous modèles afin de construire le circuit équivalent final correspondant à notre géométrie du problème. Nous supposons que le dipôle A (source d'excitation) est alimenté par le premier port de l'analyseur de réseau à travers une impédance de 50Ω , et le deuxième port de l'analyseur de réseau est raccordé au dipôle B à travers un câble de 50Ω . Le circuit électrique équivalent élaboré par le modèle ILCM est illustré par la figure IV. 5.

L'intensité du couplage ÉM entre les deux dipôles A et B sera évaluée par le calcul des tensions induites V_{1i} et V_{2i} aux bornes de deux charges de 50Ω disposées sur le circuit

électrique équivalent de chaque dipôle. Afin de calculer V_{1i} et V_{2i} nous allons développer le système matriciel du circuit équivalent (Figure IV. 5) qui décrit les interactions mutuelles enceinte-dipôles en appliquant les lois de Kirchhoff KCL et KVL [21].

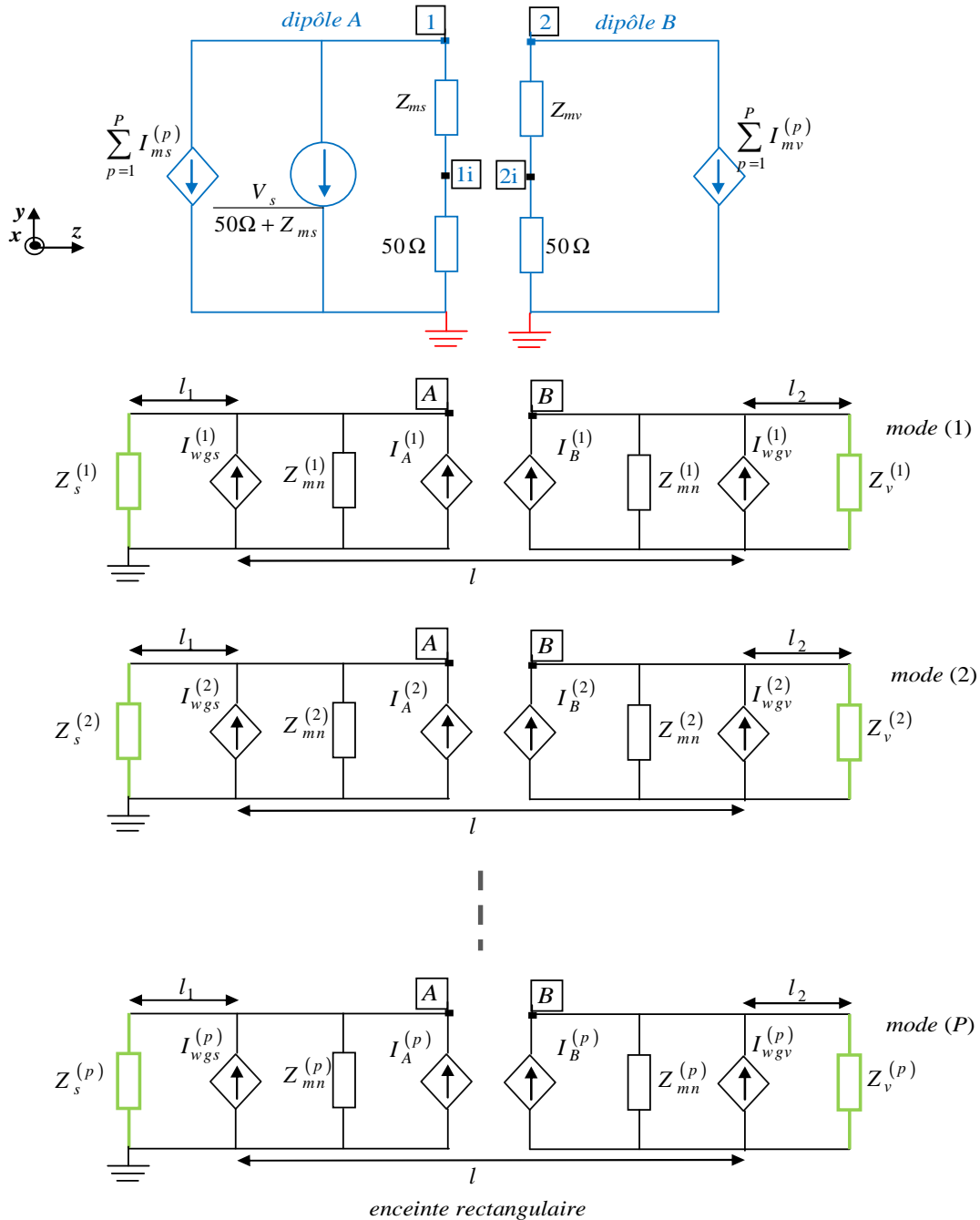


Figure IV. 5: Circuit équivalent établi par le modèle ILCM correspondant au couplage entre deux dipôles situés à l'intérieur d'une enceinte rectangulaire fermée [21].

I. 2.4.1 Analyse du circuit électrique équivalent

En un premier lieu, nous écrivons séparément les équations mathématiques qui caractérisent les trois sous modèles correspondant au circuit équivalent de notre problème (modèle de l'enceinte, modèle du dipôle A et modèle du dipôle B). En appliquant les expressions (IV. 22) et (IV. 23), les formules des courants induits dus aux couplages mutuelles dipôles-enceinte sont données comme suit,

$$I_{wgs}^{(p)} = j \omega C_s^{(p)} (V_{1i} - V_1) \quad (\text{IV. 27})$$

$$I_{wgv}^{(p)} = j \omega C_v^{(p)} (V_{2i} - V_2) \quad (\text{IV. 28})$$

$$I_{ms}^{(p)} = j \omega C_s^{(p)} (V_A^{(p)} + V_{1i}) \quad (\text{I. 29})$$

$$I_{mv}^{(p)} = j \omega C_v^{(p)} (V_B^{(p)} + V_{2i}) \quad (\text{IV. 30})$$

1- Équations au circuit équivalent de l'enceinte

L'analyse nodale de deux segments de Norton (circuit équivalent de l'enceinte) en appliquant la loi de nœuds de Kirchhoff (KCL), permet l'écriture de deux équations suivantes :

$$\left(\frac{1}{Z_{mn}^{(p)}} + \frac{1}{Z_s^{(p)}} \right) V_A^{(p)} - I_A^{(p)} - I_{wgs}^{(p)} = 0 \quad (\text{IV. 31})$$

$$\left(\frac{1}{Z_{mn}^{(p)}} + \frac{1}{Z_v^{(p)}} \right) V_B^{(p)} - I_B^{(p)} - I_{wgv}^{(p)} = 0 \quad (\text{IV. 32})$$

L'équation (IV. 31) correspond au segment gauche de circuit de Norton, et (IV. 32) correspond au segment droit. Nous remplaçons les deux équations (IV. 27) et (IV. 28) dans (IV. 31) et (IV. 32) successivement, nous obtiendrons les équations suivantes qui expriment l'interaction entre l'enceinte et les deux dipôles:

$$\left(\frac{1}{Z_{mn}^{(p)}} + \frac{1}{Z_s^{(p)}} - Y_2^{(p)} \right) V_A^{(p)} - Y_1^{(p)} V_B^{(p)} + j \omega C_s^{(p)} V_1 - j \omega C_s^{(p)} V_{1i} = 0 \quad (\text{IV. 33})$$

$$\left(\frac{1}{Z_{mn}^{(p)}} + \frac{1}{Z_v^{(p)}} - Y_2^{(p)} \right) V_B^{(p)} - Y_1^{(p)} V_A^{(p)} + j\omega C_v^{(p)} V_2 - j\omega C_v^{(p)} V_{2i} = 0 \quad (\text{IV. 34})$$

2- Équations au circuit équivalent du dipôle A

L'analyse du circuit équivalent de dipôle A par l'application des lois de Kirchhoff KCL et KVL , permet l'écriture des équations suivantes :

$$\sum_{p=1}^P I_{msp} + \frac{1}{Z_{ms}} (V_1 - V_{li}) = -\frac{V_s}{Z_{ms} + 50\Omega} \quad (\text{IV. 35})$$

$$\sum_{p=1}^P (j\omega C_s^{(p)} V_A^{(p)}) + \frac{1}{Z_{ms}} V_1 + \left(-\frac{1}{Z_{ms}} + \sum_{p=1}^P j\omega C_s^{(p)} \right) V_{li} = -\frac{V_s}{Z_{ms} + 50\Omega} \quad (\text{IV.36})$$

$$V_1 - \frac{Z_{ms} + 50\Omega}{50\Omega} V_{li} = 0 \quad (\text{IV. 37})$$

3- Équations au circuit équivalent du dipôle B

L'application des lois de Kirchhoff KCL et KVL sur le circuit équivalent du dipôle B donne les équations suivantes :

$$\sum_{p=1}^P I_{mvp} + \frac{1}{Z_{mv}} (V_2 - V_{2i}) = 0 \quad (\text{IV. 38})$$

$$\sum_{p=1}^P (j\omega C_v^{(p)} V_B^{(p)}) + \frac{1}{Z_{mv}} V_2 + \left(-\frac{1}{Z_{mv}} + \sum_{p=1}^P j\omega C_v^{(p)} \right) V_{2i} = 0 \quad (\text{IV. 39})$$

$$V_2 - \frac{Z_{mv} + 50\Omega}{50\Omega} V_{2i} = 0 \quad (\text{IV. 40})$$

I. 2.4.2 Construction du système matriciel de tout le problème

Après avoir écrit les équations issues de l'analyse de circuit électrique équivalent élaborées par le modèle ILCM, nous construisons, en deuxième lieu, le système matriciel décrivant notre géométrie de problème. L'expression de notre système matriciel est la suivante:

$$[V]_{(2P+4)} = [Y]_{(2P+4) \times (2P+4)}^{-1} [I]_{(2P+4)} \quad (\text{IV. 41})$$

avec

$[Y]_{(2P+4) \times (2P+4)}$: matrice des admittances propres et mutuelles de système.

$[V]_{(2P+4)}$: vecteur des inconnus de tensions.

$[I]_{(2P+4)}$: vecteur de courants d'excitations.

Afin d'établir notre système matriciel, nous allons utiliser les équations de circuits électriques équivalents des trois sous modèles. La matrice des admittances $[Y]$ se compose par quatre sous matrices, elle s'écrit comme suit:

$$[Y]_{(2P+4) \times (2P+4)} = \begin{bmatrix} [A_1] & [0] & \dots & [0] & [B_1] \\ [0] & [A_2] & \dots & [0] & [B_2] \\ \vdots & \vdots & \ddots & [0] & \vdots \\ [0] & [0] & [0] & [A_p] & [B_p] \\ [C_1] & [C_2] & \dots & [C_p] & [D] \end{bmatrix} \quad (\text{IV. 42})$$

La matrice $[A_p]_{(2 \times 2)}$ est celle des admittances propres du circuit équivalent de l'enceinte rectangulaire, P est le nombre des modes propagatifs excités à l'intérieur de l'enceinte. En employant les deux équations (IV. 33) et (IV. 34), nous écrivons cette matrice comme suit :

$$[A_p]_{(2 \times 2)} = \begin{bmatrix} \frac{1}{Z_{mn}^{(p)}} + \frac{1}{Z_s^{(p)}} - Y_2^{(p)} & -Y_1^{(p)} \\ -Y_1^{(p)} & \frac{1}{Z_{mn}^{(p)}} + \frac{1}{Z_v^{(p)}} - Y_2^{(p)} \end{bmatrix} \quad (\text{IV. 43})$$

La matrice $[B_p]_{(2 \times 4)}$ contient les capacités de couplage mutuel entre les dipôles et l'enceinte. En se basant sur les équations (IV. 33) et (IV. 34), cette matrice s'écrit:

$$[B_p] = \begin{bmatrix} j\omega C_s^{(p)} & -j\omega C_s^{(p)} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & j\omega C_v^{(p)} & -j\omega C_v^{(p)} \end{bmatrix} \quad (\text{IV. 44})$$

La matrice $[C_p]_{(4 \times 2)}$ contient les capacités de couplages mutuels entre chaque dipôle et la partie de l'enceinte où il se trouve ce dipôle, en résolvant les équations (IV. 36) et (IV. 39), cette matrice s'écrit comme suit :

$$[C_p] = \begin{bmatrix} j\omega C_s^{(p)} & 0 \\ 0 & 0 \\ 0 & j\omega C_v^{(p)} \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{IV. 45})$$

La matrice $[D]_{(4 \times 4)}$ est celle des admittances propres de deux dipôles A et B, elle est constituée par deux sous matrices $[D_s]$ et $[D_v]$:

$$[D] = \begin{bmatrix} [D_s] & [0] \\ [0] & [D_v] \end{bmatrix} \quad (\text{IV. 46})$$

$[D_s]_{(2 \times 2)}$: matrice des admittances propres de dipôle A,

$[D_v]_{(2 \times 2)}$: matrice des admittances propres de dipôle B.

Nous remplissons la sous matrice $[D_s]$ à partir des deux équations (IV. 36) et (IV. 37),

$$[D_s]_{(2 \times 2)} = \begin{bmatrix} \frac{1}{Z_{ms}} & -\frac{1}{Z_{ms}} + \sum_{p=1}^P j\omega C_s^{(p)} \\ -\frac{1}{Z_{ms}} & \frac{1}{Z_{ms}} + \frac{1}{50\Omega} \end{bmatrix} \quad (\text{IV. 47})$$

Nous remplissons la sous matrice $[D_v]$ à partir des deux équations (IV. 39) et (I. 40),

$$[D_v]_{(2 \times 2)} = \begin{bmatrix} \frac{1}{Z_{mv}} & -\frac{1}{Z_{mv}} + \sum_{p=1}^P j \omega C_v^{(p)} \\ -\frac{1}{Z_{mv}} & \frac{1}{Z_{mv}} + \frac{1}{50\Omega} \end{bmatrix} \quad (\text{IV. 48})$$

Le vecteur des courants d'excitations $[I]$ s'écrit comme suit :

$$[I]_{(2P+4)} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \\ \vdots \\ 0 \\ 0 \\ \frac{V_s}{Z_{ms} + 50\Omega} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (\text{IV. 49})$$

Le vecteur inconnu dans ce problème est le vecteur de tension $[V]_{(2P+4)}$,

$$[V]_{(2P+4)} = \begin{bmatrix} V_A^{(1)} \\ V_B^{(1)} \\ V_A^{(2)} \\ V_B^{(2)} \\ \vdots \\ V_A^{(P)} \\ V_B^{(P)} \\ V_1 \\ V_{1i} \\ V_2 \\ V_{2i} \end{bmatrix} \quad (\text{VI. 50})$$

Les expressions du couplage ÉM entre deux dipôles A et B sont données respectivement comme suit :

$$s_{11_A} = \frac{V_{1i}}{\frac{V_s}{2}} \quad (\text{VI. 51})$$

$$s_{21_B} = \frac{V_{2i}}{\frac{V_s}{2}} \quad (\text{VI. 52})$$

Dans le cas où l'enceinte est excitée par un champ ÉM externe pénétrant à l'intérieur de l'enceinte à travers un fil conducteur (A) (Figure IV. 6). Le circuit équivalent à ce fil conducteur excité par une perturbation externe, il traverse la face supérieure de l'enceinte comme illustré sur la figure IV. 6.

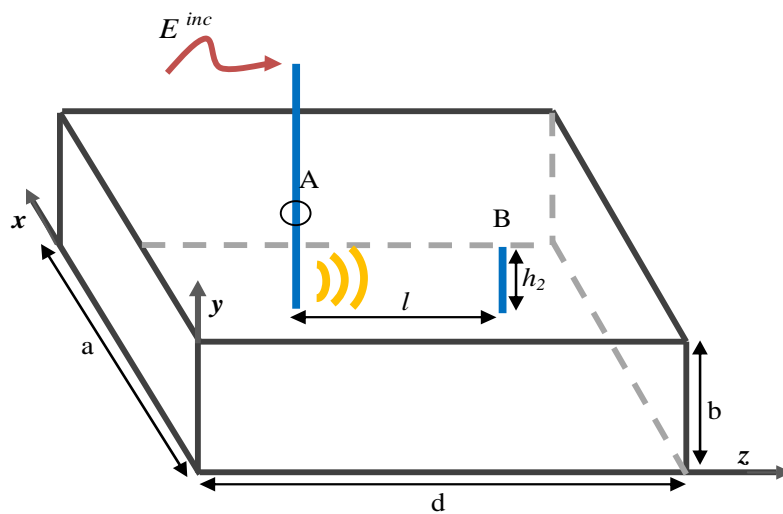


Figure IV. 6: Excitation de l'enceinte par une perturbation ÉM externe à travers un fil conducteur [21].

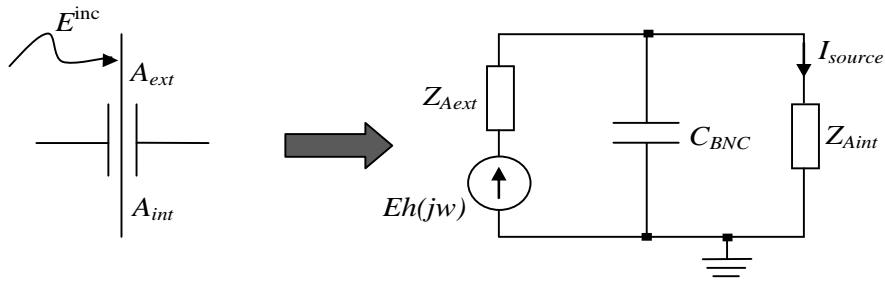


Figure IV. 7: Circuit équivalent au fil conducteur qui pénètre à l'intérieur de l'enceinte [21].

Afin d'étudier le couplage entre le fil conducteur (A) et le dipôle (B), nous exploitons le circuit (figure IV. 5) développé par le modèle ILCM, en changeant seulement le circuit équivalent du premier dipôle (A) par celui montré par la figure IV. 7. La formule donnant le courant d'excitation dans ce cas est donnée comme suit [20], [21],

$$I_{source} = \frac{Eh(j\omega)}{Z_{A_{int}} + Z_{A_{ext}}(1 + j\omega C_{BNC} Z_{A_{int}})} \quad (IV. 53)$$

$Z_{A_{int}}$ et $Z_{A_{ext}}$ sont respectivement l'impédance interne et externe de fil A, et C_{BNC} est la capacité de connecteur.

Remarque : il faut noter que le modèle ILCM décrit ci-dessus est limité dans le deux cas suivants :

- 1- si les dipôles sont orientés suivant l'axe de propagation (\hat{z}),
- 2- si les dipôles se situent dans la même abscisse (z) le long de l'axe de propagation.

I. 2. 5 Résultats et validations avec Tetsi-FD

Le calcul de l'intensité du couplage ÉM entre deux dipôles élémentaires (monopôles) situés à l'intérieur d'une enceinte métallique parfaitement conductrice de dimensions $30 \times 12 \times 50 \text{ cm}$ (Figure IV. 1) a été réalisé en utilisant d'une part le modèle ILCM et d'autre part le solveur Tetsi-FD (Figures IV. 8 et IV. 9), la longueur du dipôle A est $h_1 = 2 \text{ cm}$, sa première extrémité est connectée à la face inférieure de l'enceinte au point $P_A (15 \text{ cm}, 0, 20 \text{ cm})$, la longueur du dipôle

B est $h_2 = 2\text{cm}$, il connecté, comme le dipôle A, au point $P_B (15\text{cm}, 0, 30\text{cm})$, le rayon de chaque dipôle $r = 1\text{mm}$. Comme le montrent les deux figures (Figures IV. 8 et IV. 9), 13 modes ont été couplés avec chaque dipôle sur une bande de fréquence de 0GHz à 2GHz , ces modes de couplage sont mentionnés sur les deux figures, les résultats obtenus par l'ILCM et simulés par Tetsi-FD sont similaires, ils ont les mêmes valeurs de fréquences de résonances ; ce résultat montre la bonne précision du modèle ILCM. Néanmoins la simulation par le solveur Tetsi-FD nécessite un temps de calcul plus long par rapport à celui du modèle ILCM.

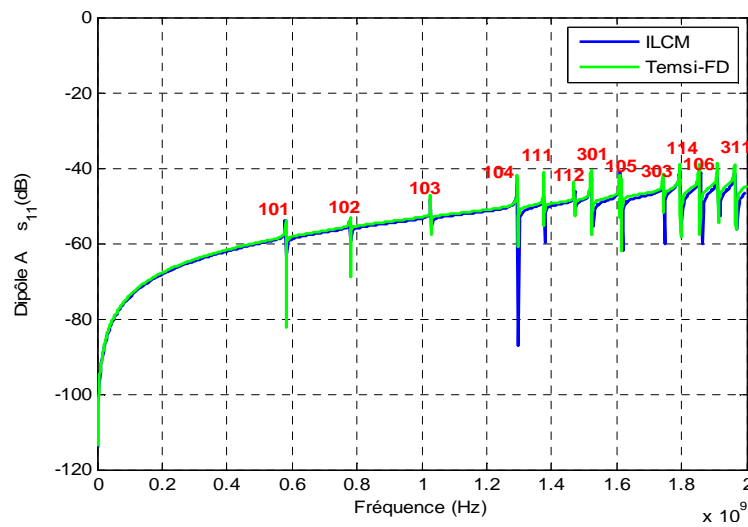


Figure IV. 8: Résultat du couplage avec le dipôle A.

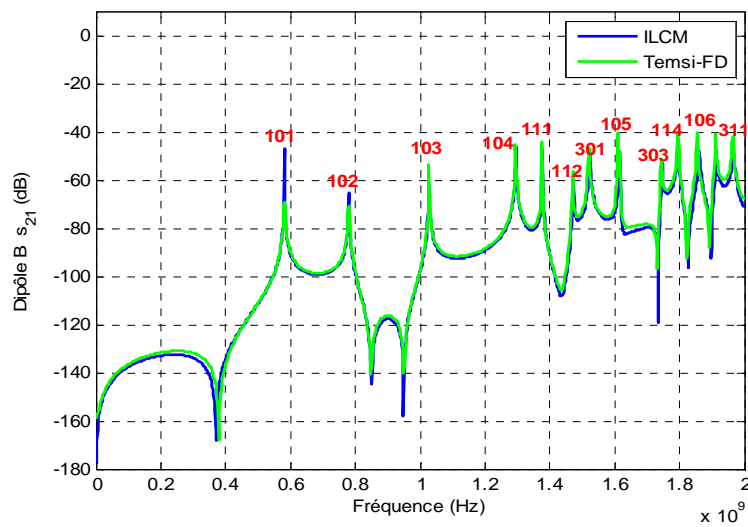


Figure IV. 9: Résultat du couplage avec le dipôle B.

Les figures IV. 8 et IV. 9 montrent un écart entre les niveaux de quelques pics de résonances des résultats calculés par le modèle ILCM et ceux simulés par Temsi-FD. Cet écart est dû à la différence entre les phénomènes physiques considérés dans les deux approches. En réalité les pics de résonances d'une enceinte parfaitement conductrice tendent vers l'infini, parce que son facteur de qualité tend vers l'infini. L'enceinte utilisée dans notre calcul est supposée parfaitement conductrice, mais malgré ça, les niveaux des pics obtenus par le modèle ILCM ont des valeurs finies, ceci est dû au choix de pas fréquentiel utilisé dans le calcul. Les pics des résultats obtenus par le solveur numérique Temsi-FD ont aussi des valeurs finies, mais ceci est inhérent à la méthode FDTD qui travaille dans le domaine temporel. De ce fait, pour effectuer les transformées de Fourier, il est nécessaire que le signal revienne à zéro. L'atténuation du signal est réalisée d'une part par les charges 50 ohms placés sur les dipôles présents dans la cavité et d'autre part par l'introduction d'un filtre temporel exponentiel qui représente le coefficient de qualité de la cavité à vide. Les simulations FDTD nécessitent donc la prise en compte de pertes internes afin de pouvoir calculer une réponse fréquentielle. Ainsi, dans un premier temps, nous allons donc éviter de comparer les niveaux des pics de résonances restitués par les deux approches qui ne modélisent pas les mêmes phénomènes physiques.

Après avoir validé le modèle ILCM par le solveur Temsi-FD, nous avons exploité ce modèle pour réaliser une étude paramétrique sur l'influence de nombre de modes pris en compte dans le calcul sur la convergence du résultat du couplage avec le dipôle B. Le nombre de modes pris en compte dans le calcul montré par la figure IV. 9 est 36 modes ($m = 4, n = 4$), la figure IV. 10 montre la comparaison de ce résultat avec d'autres résultats dont le nombre de modes considéré dans chaque calcul est différent, pour tracer la courbe verte nous avons considéré que seulement 13 modes ont été couplés avec le dipôle (modes mentionnés sur la figure IV. 9), nous avons pris 6 modes pour tracer la courbe rouge et finalement la courbe noire correspond au mode fondamental TE_{10p} . Nous constatons que la courbe verte converge bien avec la bleu, néanmoins la courbe rouge et la courbe noir ne font pas apparaître certains pics de résonances, ce qui implique que le nombre de modes pris en compte est insuffisant, il va donc falloir sommer au minimum les 13 modes qui ont été couplés avec le dipôle pour obtenir un résultat correct. Cette étude paramétrique réalisée par le modèle ILCM est nécessaire pour sélectionner le type de modes (TE_{mn} et TM_{mn}) et le nombre de modes qui se couplent avec la structure, ce qui est

impossible en utilisant les méthodes numériques classiques, ceci montre bel et bien l'avantage majeur du modèle ILCM.

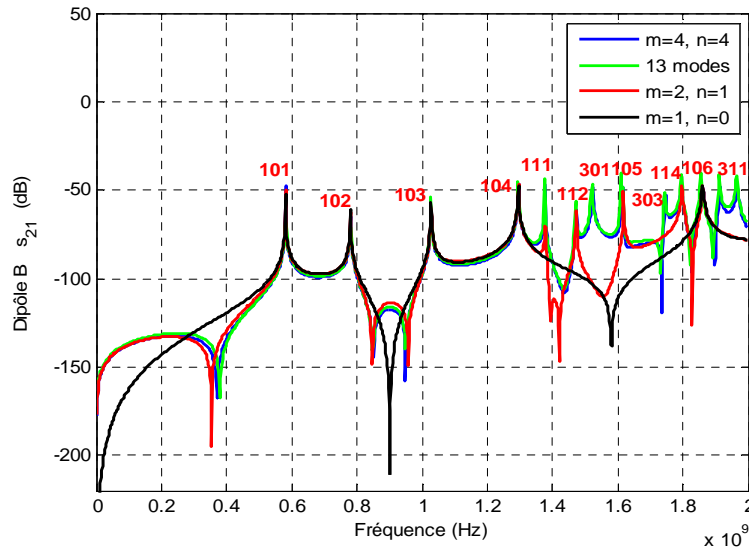


Figure IV. 10: Convergence du résultat de couplage en fonction de modes de l'enceinte.

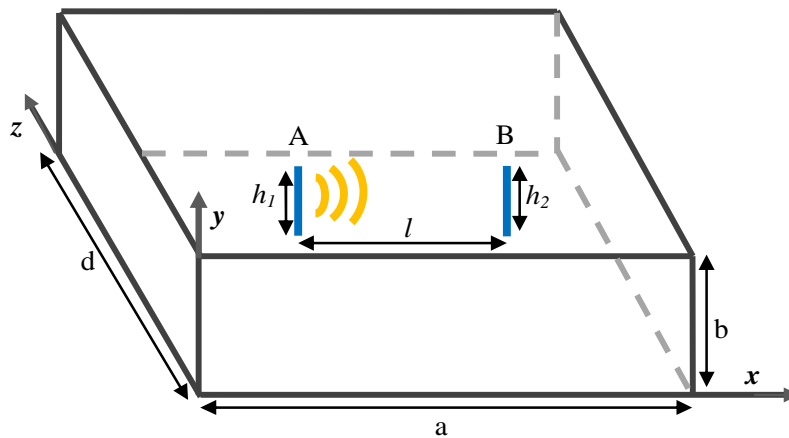


Figure IV. 11: Enceinte métallique contient deux dipôles A et B se situent dans la même abscisse (z).

Malgré l'efficacité et la précision du modèle ILCM, ce dernier semble limité dans le cas où les deux dipôles A et B se situent dans la même abscisse (z) le long de l'axe de propagation (Figure IV. 11), pour remédier à ce problème T. Konefal [21] a fondé l'hypothèse de la propagation forcée le long de l'axe (\hat{x}). Nous allons nous baser sur cette hypothèse pour calculer

l'intensité du couplage ÉM entre deux dipôles situés à l'intérieur d'une enceinte de dimensions $40 \times 12 \times 50 \text{ cm}$, les longueurs de deux dipôles A et B sont respectivement $h_1 = h_2 = 2 \text{ cm}$, leur rayon $r = 1 \text{ mm}$. Le dipôle A est disposé sur la face inférieure de l'enceinte au point $P_A (10 \text{ cm}, 0, 40 \text{ cm})$ et le dipôle B est situé au point $P_B (30 \text{ cm}, 0, 40 \text{ cm})$, les deux dipôles se situent donc à la même abscisse $z_A = z_B = 40 \text{ cm}$. Les figures IV. 12 et IV. 13 illustrent les comparaisons des résultats de couplages calculés par l'ILCM et simulés par Tetsi-FD ; le calcul par le modèle ILCM a été réalisé en considérant l'hypothèse de la propagation forcée le long de l'axe (\hat{x}). La comparaison montre une bonne concordance entre les résultats obtenus par l'ILCM avec ceux restitués par Tetsi-FD. Mais il faut noter que la convergence du résultat obtenu par le modèle ILCM est très lente dans le cas de la propagation forcée, elle exige la prise en compte d'un nombre de modes assez important.

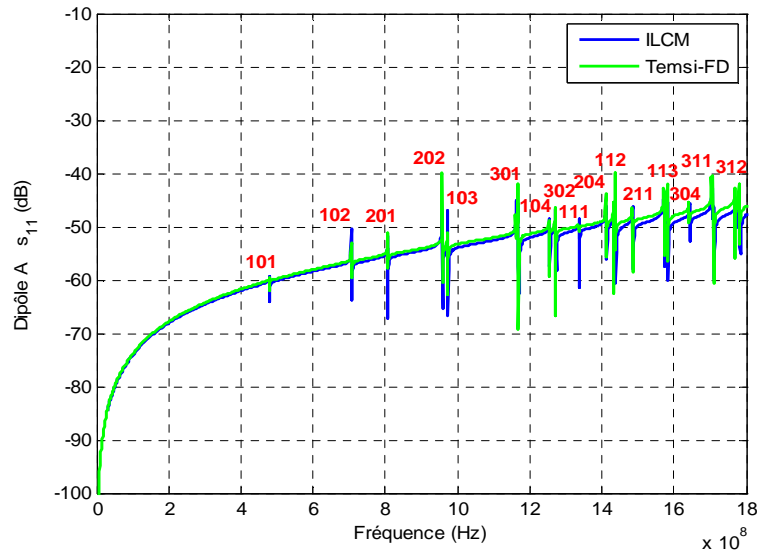


Figure IV. 12: Résultat du couplage avec le dipôle B, le cas d'une propagation forcée.

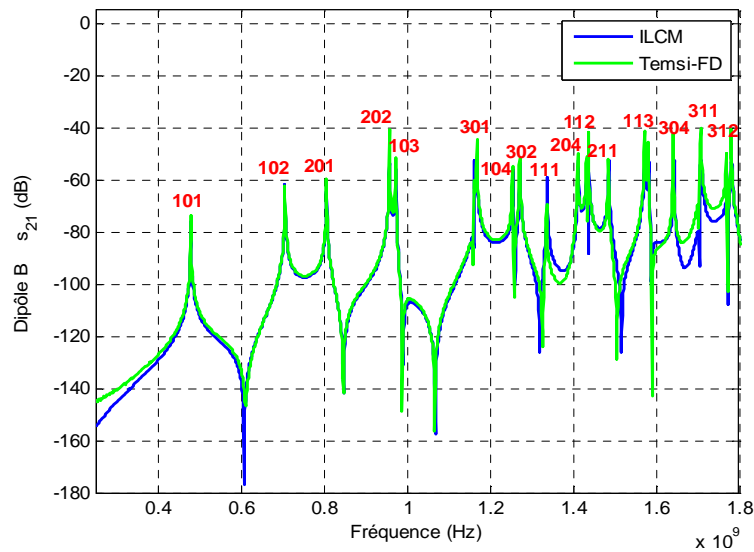


Figure IV. 13: Résultat du couplage avec le dipôle B, le cas d'une propagation forcée.

I. 3 Couplage ÉM entre trois dipôles élémentaires situés dans une enceinte fermée

Après avoir résolu le premier problème (le couplage entre deux dipôles) en utilisant le modèle ILCM, nous allons établir l'extension de ce dernier pour étudier le couplage ÉM avec trois dipôles élémentaires situés à l'intérieur de l'enceinte (Figure IV. 14). Le circuit électrique équivalent correspondant à notre géométrie du problème a été élaboré par le modèle ILCM comme le montre la figure VI. 15. Nous constatons cette fois-ci quatre sous modèles; les trois sous modèles des dipôles A, B et C sont représentés par leurs impédances internes, et le sous modèle de l'enceinte est représenté par le circuit équivalent de Norton. La différence par rapport au premier cas se situe donc au niveau de la taille de la géométrie du problème et de son circuit équivalent. Ceci implique donc une différence au niveau de la taille du système matriciel.

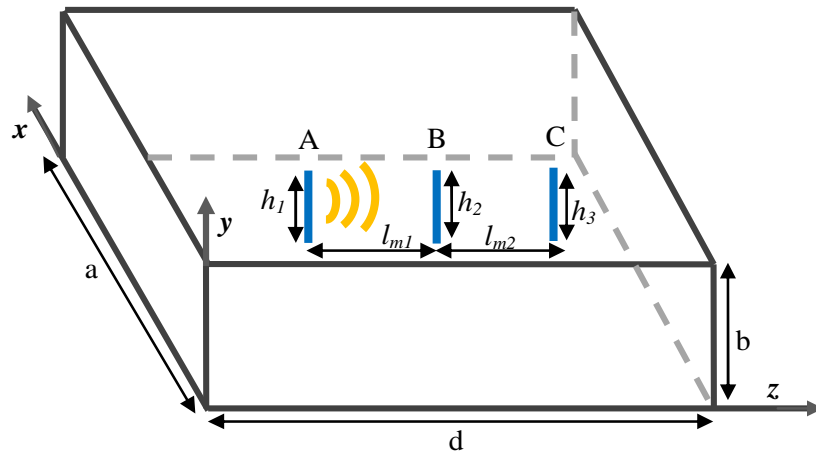


Figure IV. 14: Enceinte rectangulaire contenant trois dipôle A, B et C, excitée par le dipôle A.

Nous allons suivre les mêmes étapes réalisées dans le premier cas avec pour objectif d'établir le système matriciel décrivant le circuit équivalent de notre problème (Figure IV. 15).

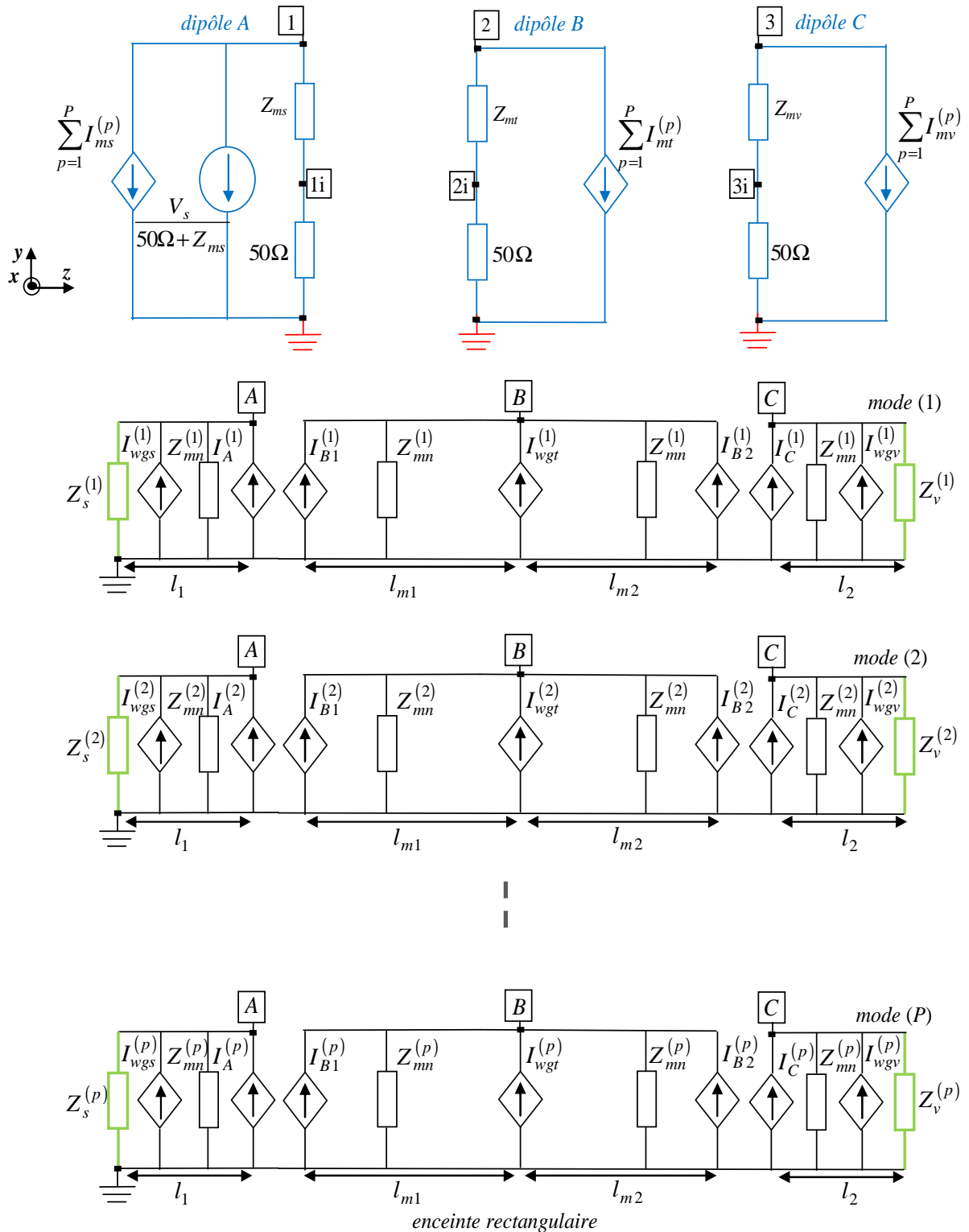


Figure IV. 15: Circuit équivalent à une enceinte rectangulaire contient trois dipôles élémentaires.

I. 3. 1 Analyse du circuit électrique équivalent

Dans le circuit équivalent montré ci-dessus (Figure IV. 15) $I_A^{(p)}$, $I_{B1}^{(p)}$, $I_{B2}^{(p)}$ et $I_C^{(p)}$ sont les sources de courant de Norton, ces grandeurs sont calculées par l'intermédiaire des formules suivantes :

$$I_A^{(p)} = Y_2^{(p)} V_A^{(p)} + Y_1^{(p)} V_B^{(p)} \quad (\text{VI. 54})$$

$$I_{B1}^{(p)} = Y_1^{(p)} V_A^{(p)} + Y_2^{(p)} V_B^{(p)} \quad (\text{VI. 55})$$

$$I_{B2}^{(p)} = Y_4^{(p)} V_B^{(p)} + Y_3^{(p)} V_C^{(p)} \quad (\text{VI. 56})$$

$$I_C^{(p)} = Y_3^{(p)} V_B^{(p)} + Y_4^{(p)} V_C^{(p)} \quad (\text{VI. 57})$$

$I_{wgs}^{(p)}$, $I_{wgt}^{(p)}$ et $I_{wgv}^{(p)}$ sont les courants induits dans le circuit de l'enceinte dus aux couplages entre les trois dipôles élémentaires A, B et C et avec l'enceinte. Les formules donnant les expressions de ces courants sont les suivantes:

$$I_{wgs}^{(p)} = j \omega C_s^{(p)} (V_{li} - V_1) \quad (\text{VI. 58})$$

$$I_{wgt}^{(p)} = j \omega C_t^{(p)} (V_{2i} - V_2) \quad (\text{VI. 59})$$

$$I_{wgv}^{(p)} = j \omega C_v^{(p)} (V_{3i} - V_3) \quad (\text{VI. 60})$$

Les formules donnant les courants induits dus aux couplages mutuels enceinte-dipôles sont écrites comme suit :

$$I_{ms}^{(p)} = j \omega C_s^{(p)} (V_A^{(p)} + V_{li}) \quad (\text{VI. 61})$$

$$I_{mt}^{(p)} = j \omega C_t^{(p)} (V_B^{(p)} + V_{2i}) \quad (\text{VI. 62})$$

$$I_{mv}^{(p)} = j \omega C_v^{(p)} (V_C^{(p)} + V_{3i}) \quad (\text{VI. 63})$$

1- Équations du circuit équivalent à l'enceinte

L'analyse nodale du circuit équivalent à l'enceinte a été effectuée par les lois de Kirchhoff (KCL), elle permet l'écriture des équations suivantes :

$$\left(\frac{1}{Z_{mn}^{(p)}} + \frac{1}{Z_s^{(p)}} \right) V_A^{(p)} - I_A^{(p)} - I_{wgs}^{(p)} = 0 \quad (\text{IV. 64})$$

$$\left(\frac{1}{Z_{mn}^{(p)}} + \frac{1}{Z_{mn}^{(p)}} \right) V_B^{(p)} - I_{B1}^{(p)} - I_{wgt}^{(p)} - I_{B2}^{(p)} = 0 \quad (\text{IV.65})$$

$$\left(\frac{1}{Z_{mn}^{(p)}} + \frac{1}{Z_v^{(p)}} \right) V_C^{(p)} - I_C^{(p)} - I_{wgv}^{(p)} = 0 \quad (\text{IV. 66})$$

La première équation décrit le segment gauche sous la forme d'un circuit équivalent de Norton, la deuxième décrit celui du centre et la troisième équation décrit le segment droit. Nous remplaçons successivement les équations (IV. 58), (VI. 59) et (VI. 60) dans (IV. 64), (VI. 65) et (VI. 66), nous obtiendrons les équations suivantes qui expriment les couplages ÉM mutuels entre l'enceinte et les trois dipôles A, B et C:

$$\left(\frac{1}{Z_{mn}^{(p)}} + \frac{1}{Z_s^{(p)}} - Y_2^{(p)} \right) V_A^{(p)} - Y_1^{(p)} V_B^{(p)} + j\omega C_s^{(p)} V_1 - j\omega C_s^{(p)} V_{1i} = 0 \quad (\text{IV. 67})$$

$$\left(\frac{1}{Z_{mn}^{(p)}} + \frac{1}{Z_{mn}^{(p)}} - Y_4^{(p)} - Y_2^{(p)} \right) V_B^{(p)} - Y_3^{(p)} V_C^{(p)} - Y_1^{(p)} V_A^{(p)} - j\omega C_t^{(p)} V_{2i} + j\omega C_t^{(p)} V_2 = 0 \quad (\text{IV. 68})$$

$$\left(\frac{1}{Z_{mn}^{(p)}} + \frac{1}{Z_v^{(p)}} - Y_4^{(p)} \right) V_C^{(p)} - Y_3^{(p)} V_B^{(p)} + j\omega C_v^{(p)} V_3 - j\omega C_v^{(p)} V_{3i} = 0 \quad (\text{IV. 69})$$

2- Équations des circuits équivalents aux dipôles A, B et C

Afin d'analyser les circuits équivalents des trois dipôles, nous appliquons les lois de Kirchhoff (KCL) et (KVL), les équations obtenues pour chaque dipôle sont :

a- Dipôle A

$$\sum_{p=1}^P I_{ms}^{(p)} + \frac{1}{Z_{ms}} (V_1 - V_{1i}) = -\frac{V_s}{Z_{ms} + 50\Omega} \quad (\text{IV. 70})$$

$$\sum_{p=1}^P (j\omega C_s^{(p)} V_A^{(p)}) + \frac{1}{Z_{ms}} V_1 + \left(-\frac{1}{Z_{ms}} + \sum_{p=1}^P j\omega C_s^{(p)}\right) V_{1i} = -\frac{V_s}{Z_{ms} + 50\Omega} \quad (\text{IV. 71})$$

$$V_1 - \frac{Z_{ms} + 50\Omega}{50\Omega} V_{1i} = 0 \quad (\text{IV. 72})$$

b- Dipôle B

$$\sum_{p=1}^P I_{mt}^{(p)} + \frac{1}{Z_{mt}} (V_2 - V_{2i}) = 0 \quad (\text{IV. 73})$$

$$\sum_{p=1}^P (j\omega C_t^{(p)} V_B^{(p)}) + \frac{1}{Z_{mt}} V_2 + \left(-\frac{1}{Z_{mt}} + \sum_{p=1}^P j\omega C_t^{(p)}\right) V_{2i} = 0 \quad (\text{IV. 74})$$

$$V_2 - \frac{Z_{mt} + 50\Omega}{50\Omega} V_{2i} = 0 \quad (\text{IV. 75})$$

c- Dipôle C

$$\sum_{p=1}^P I_{mv}^{(p)} + \frac{1}{Z_{mv}} (V_3 - V_{3i}) = 0 \quad (\text{IV. 76})$$

$$\sum_{p=1}^P (j\omega C_v^{(p)} V_C^{(p)}) + \frac{1}{Z_{mv}} V_3 + \left(-\frac{1}{Z_{mv}} + \sum_{p=1}^P j\omega C_v^{(p)}\right) V_{3i} = 0 \quad (\text{IV. 77})$$

$$V_3 - \frac{Z_{mv} + 50\Omega}{50\Omega} V_{3i} = 0 \quad (\text{IV. 78})$$

I. 3. 2 Construction de système matriciel de tout le problème

L'établissement du système matriciel de ce deuxième cas est le même que celui démontré dans le premier cas (le couplage avec deux dipôles) ; la différence entre les deux systèmes se situe seulement au niveau de leurs tailles. L'écriture du système matriciel est donnée comme suit :

$$[Y]_{(3P+6) \times (3P+6)} [V]_{(3P+6)} = [I]_{(3P+6)} \quad (\text{IV. 79})$$

Comme précédemment nous allons exploiter les équations décrivant les trois sous modèles pour composer les quatre sous matrices constituant la matrice $[Y]$. Nous construisons la sous matrice des admittances propres de l'enceinte $[A_p]_{(3 \times 3)}$ à partir de trois équations (IV. 67), (IV. 68) et (IV. 69).

$$[A_p] = \begin{bmatrix} \frac{1}{Z_{mn}^{(p)}} + \frac{1}{Z_s^{(p)}} - Y_2^{(p)} & -Y_1^{(p)} & 0 \\ -Y_1^{(p)} & \frac{2}{Z_{mn}^{(p)}} - Y_2^{(p)} - Y_4^{(p)} & -Y_3^{(p)} \\ 0 & -Y_3^{(p)} & \frac{1}{Z_{mn}^{(p)}} + \frac{1}{Z_v^{(p)}} - Y_4^{(p)} \end{bmatrix} \quad (\text{IV. 80})$$

En employant les trois équations (VI. 67), (VI. 68) et (IV. 69), nous écrivons la matrice des couplages mutuels enceinte-dipôles $[B_p]_{(3 \times 6)}$ comme suit :

$$[B_p]_{(3 \times 6)} = \begin{bmatrix} j\omega C_s^{(p)} & -j\omega C_s^{(p)} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & j\omega C_t^{(p)} & -j\omega C_t^{(p)} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & j\omega C_v^{(p)} & -j\omega C_v^{(p)} \end{bmatrix} \quad (\text{IV. 81})$$

En considérant les trois équations (IV. 71), (IV. 74) et (IV. 77), la matrice des capacités de couplages mutuels entre chaque dipôle et la partie de l'enceinte dans laquelle il se positionne, s'écrit :

$$[C_p]_{(6 \times 3)} = \begin{bmatrix} j\omega C_s^{(p)} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & j\omega C_t^{(p)} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & j\omega C_v^{(p)} \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{IV. 82})$$

La matrice des admittances propres $[D]_{(6 \times 6)}$ de trois dipôles A, B et C est écrite comme suit :

$$[D] = \begin{bmatrix} [D_s] & 0 & 0 \\ 0 & [D_t] & 0 \\ 0 & 0 & [D_v] \end{bmatrix} \quad (\text{IV. 83})$$

Nous remplissons la sous matrice $[D_s]$ à partir de deux équations (IV. 71) et (IV. 72)

$$[D_s] = \begin{bmatrix} \frac{1}{Z_{ms}} & -\frac{1}{Z_{ms}} + \sum_{p=1}^p j\omega C_s^{(p)} \\ -\frac{1}{Z_{ms}} & \frac{1}{Z_{ms}} + \frac{1}{50\Omega} \end{bmatrix} \quad (\text{IV. 84})$$

Nous remplissons ensuite la sous matrice $[D_t]$ à partir de deux équations (IV. 74) et (IV. 75)

$$[D_t] = \begin{bmatrix} \frac{1}{Z_{mt}} & -\frac{1}{Z_{mt}} + \sum_{p=1}^p j\omega C_t^{(p)} \\ -\frac{1}{Z_{mt}} & \frac{1}{Z_{mt}} + \frac{1}{50\Omega} \end{bmatrix} \quad (\text{IV. 85})$$

Finalement la sous matrice $[D_v]$ a été remplie en exploitant les deux équations (IV. 77) et (IV. 78)

$$[D_v] = \begin{bmatrix} \frac{1}{Z_{mv}} & -\frac{1}{Z_{mv}} + \sum_{p=1}^p j\omega C_v^{(p)} \\ -\frac{1}{Z_{mv}} & \frac{1}{Z_{mv}} + \frac{1}{50\Omega} \end{bmatrix} \quad (\text{IV. 86})$$

Le vecteur des courants d'excitations $[I]$ s'écrit comme suit :

$$[I]_{(3P+6)} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \\ \vdots \\ 0 \\ \frac{V_s}{Z_{ms} + 50\Omega} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (\text{IV. 87})$$

Le vecteur des tensions inconnues s'écrit :

$$[V]_{(3P+6)} = \begin{bmatrix} V_A^{(1)} \\ V_B^{(1)} \\ V_C^{(1)} \\ V_A^{(2)} \\ V_B^{(2)} \\ V_C^{(2)} \\ \vdots \\ V_A^{(p)} \\ V_B^{(p)} \\ V_C^{(p)} \\ V_1 \\ V_{1i} \\ V_2 \\ V_{2i} \\ V_3 \\ V_{3i} \end{bmatrix} \quad (\text{IV. 88})$$

Les expressions de couplages ÉM avec les trois dipôles sont respectivement:

$$s_{11_A} = \frac{V_{1i}}{\frac{V_s}{2}} \quad (\text{IV. 89})$$

$$s_{21_B} = \frac{V_{2i}}{\frac{V_s}{2}} \quad (\text{IV. 90})$$

$$s_{31_C} = \frac{V_{3i}}{\frac{V_s}{2}} \quad (\text{IV. 91})$$

I. 3. 3 Résultats et validations avec Tmsi-FD

Les trois figures IV. 16, IV. 17 et IV. 18 illustrent les résultats de couplages avec trois dipôles élémentaires situés à l'intérieur d'une enceinte fermée de dimensions $30 \times 12 \times 50 \text{ cm}$, les

dipôles A, B et C ont la même longueur $h_1 = h_2 = h_3 = 2\text{cm}$, et le même rayon $r = 1\text{mm}$. Les dipôles (monopôles) sont situés sur la face inférieure de l'enceinte (Figure IV. 14), le dipôle A est placé au point $P_A (15\text{cm}, 0, 10\text{cm})$, le dipôle B au point $P_B (15\text{cm}, 0, 25\text{cm})$ et le dipôle C au point $P_C (15\text{cm}, 0, 40\text{cm})$. Sur une bande de fréquence de 0GHz à 2GHz , les trois courbes montrent une bonne correspondance entre les tracés obtenus par l'ILCM avec ceux restitués par Tetsi-FD. Ceci prouve que l'extension que nous avons réalisée du modèle ILCM [21] est conforme aux résultats attendus. De ce fait, il est possible de généraliser le modèle à l'étude de couplages entre N dipôles.

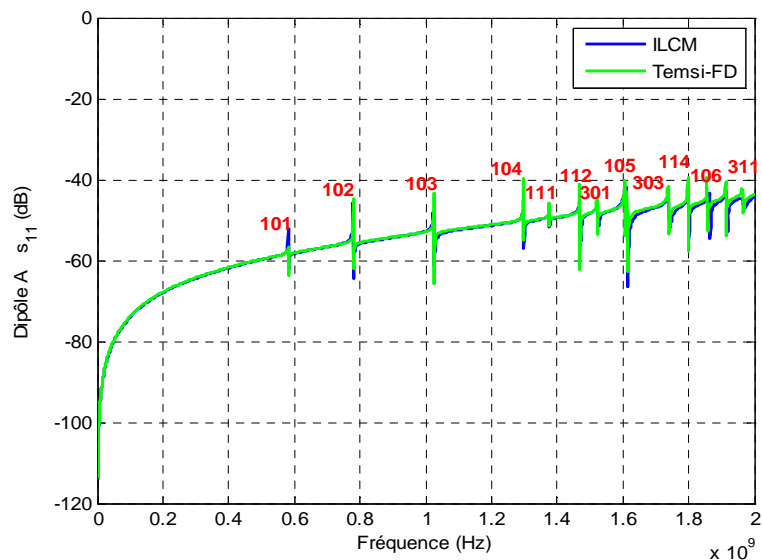


Figure IV. 16: Résultat du couplage avec le dipôle A.

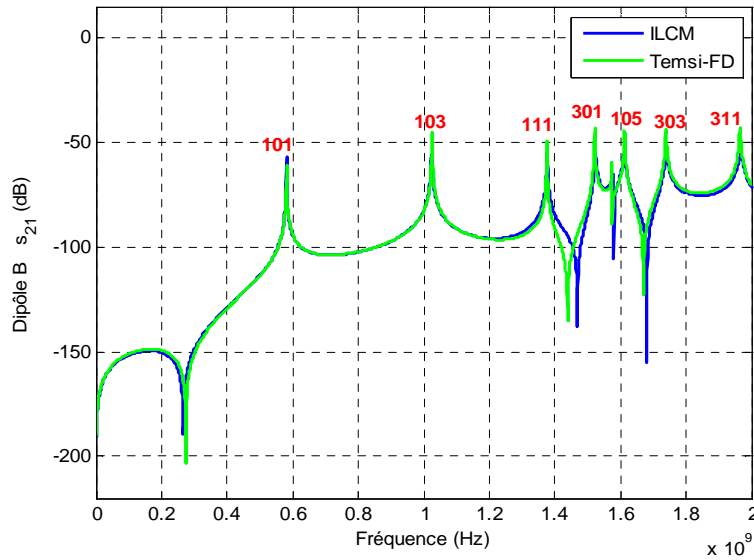


Figure IV. 17: Résultat du couplage avec le dipôle B.

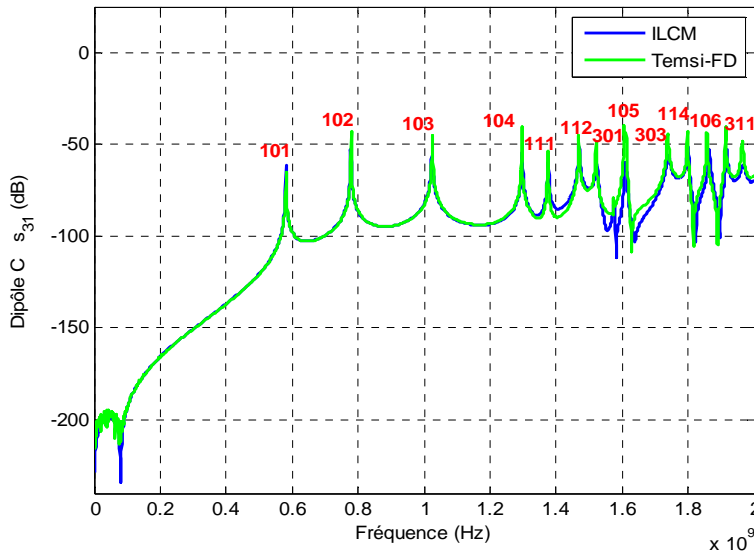


Figure IV. 18: Résultat du couplage avec le dipôle C.

I. 4 Étude du couplage ÉM avec un dipôle élémentaire situé dans une enceinte munie d'une ouverture

La deuxième partie de ce chapitre sera consacrée à l'étude du couplage ÉM avec un dipôle élémentaire situé à l'intérieur d'une enceinte métallique rectangulaire excitée par un champ externe à travers son ouverture, la géométrie de notre problème est illustrée par la figure IV. 19.

Pour réaliser cette étude nous allons combiner le modèle ILCM décrit dans la première partie de ce chapitre avec celui établi au troisième chapitre dans la section (III. 5) [16]. Nous allons modéliser d'une part le couplage et la pénétration de l'énergie électromagnétique à l'intérieur de l'enceinte munie d'une ouverture par la transimpédance Z_{Trans} en prenant en compte le re-rayonnement de l'ouverture, d'autre part le couplage ÉM avec le dipôle A sera exprimé par la capacité de couplage mutuel $C^{(p)}$.

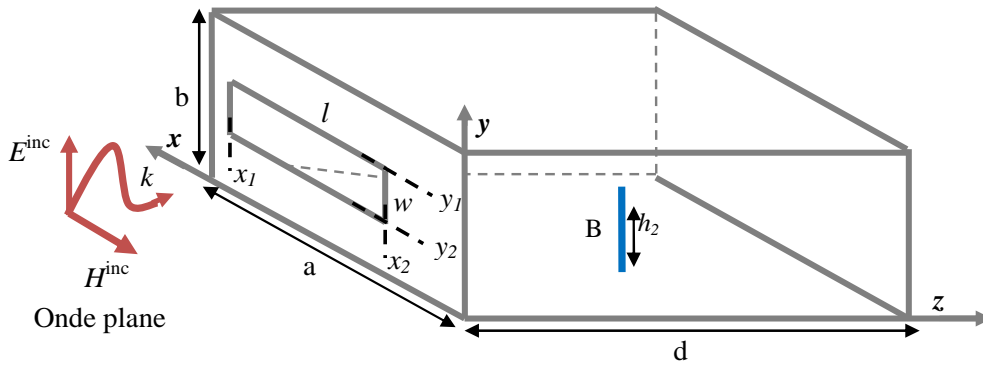


Figure IV. 19: Enceinte métallique rectangulaire contient un dipôle B et excitée à travers son ouverture.

Le circuit équivalent à notre géométrie du problème est montré par la figure VI. 20. L'onde plane est modélisée comme précédemment (chapitre III) par une source de tension V_{sour} en série avec l'impédance de vide Z_0 , à partir de ce circuit équivalent nous constatons deux couplages ÉM différents :

- le premier est le couplage mutuel de l'onde plane (la source d'excitation) avec l'ouverture, ce couplage est exprimé par l'intermédiaire de l'expression suivante,

$$V_{wgs}^{(p)} = Z_{Trans}^{(p)} I_{Fs} \quad (IV. 92)$$

- le deuxième est le couplage du champ ÉM excité à l'intérieur de l'enceinte avec le dipôle B (la victime).

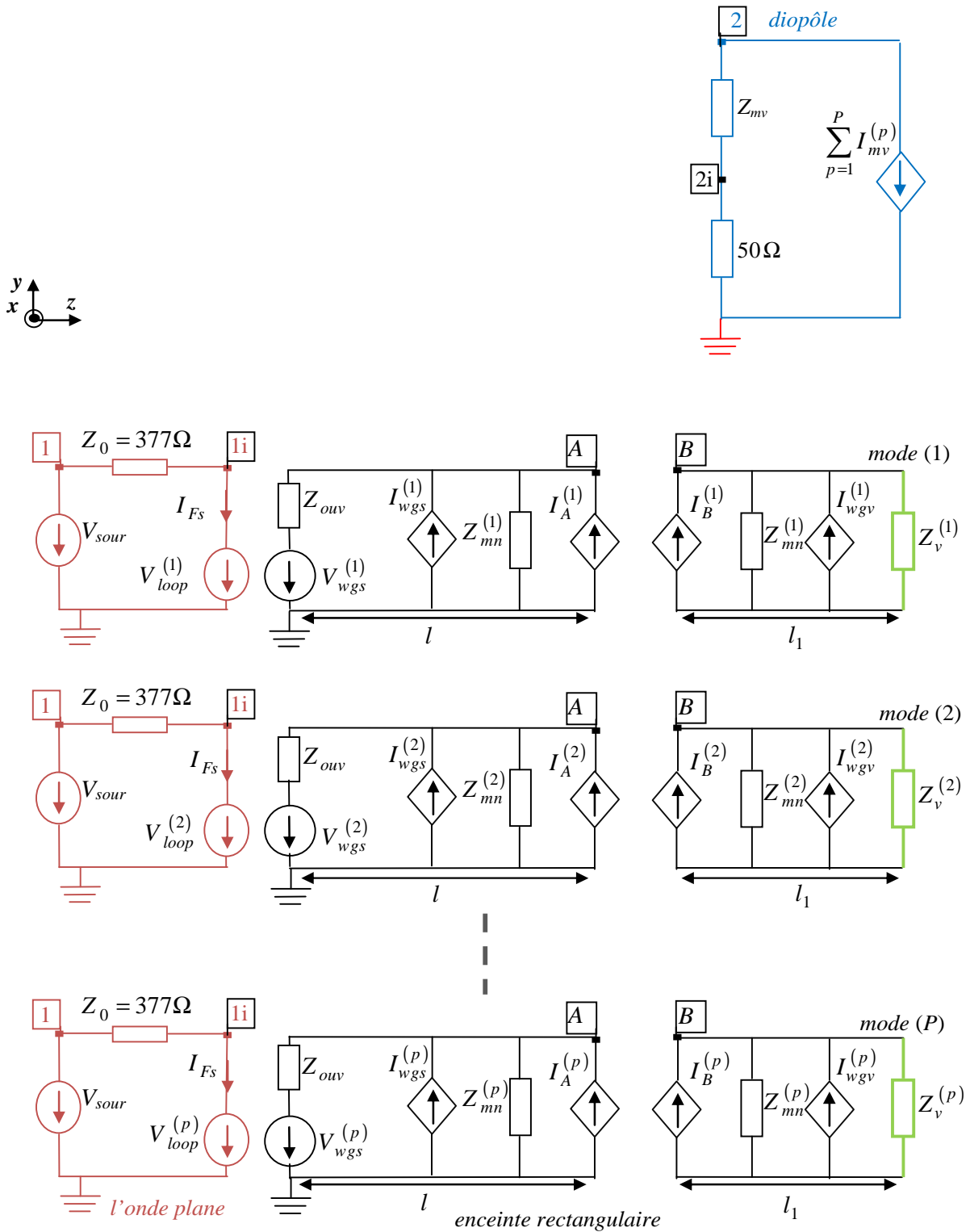


Figure IV. 20: Circuit équivalent à la géométrie du problème.

I. 4. 1 Analyse du circuit électrique équivalent

Nous écrivons les expressions qui caractérisent les sous modèles du circuit équivalent du problème. La formule donnant le courant induit dû au couplage mutuel onde plane-ouverture est écrite comme suit,

$$I_{wgs}^{(p)} = -\frac{V_A^{(p)} + V_{wgs}^{(p)}}{Z_{ouv}} = -\frac{V_A^{(p)} + Z_{Trans}^{(p)} I_{Fs}^{(p)}}{Z_{ouv}} \quad (\text{IV. 93})$$

Les expressions des courants induits $I_{wgv}^{(p)}$ et $I_{mv}^{(p)}$ dus aux couplages mutuels enceinte-dipôle sont données ci-dessus.

1- Équations du circuit équivalent à l'enceinte

L'analyse nodale de deux segments de Norton (circuit équivalent à l'enceinte) en appliquant la loi de nœuds de Kirchhoff (KCL), permet l'écriture de deux équations suivantes :

$$\left(\frac{1}{Z_{mn}^{(p)}} + \frac{1}{Z_{ouv}} \right) V_A^{(p)} - I_A^{(p)} - I_{wgs}^{(p)} = 0 \quad (\text{IV. 94})$$

$$\left(\frac{1}{Z_{mn}^{(p)}} + \frac{1}{Z_v^{(p)}} \right) V_B^{(p)} - I_B^{(p)} - I_{wgv}^{(p)} = 0 \quad (\text{IV. 95})$$

L'équation (IV. 94) correspond au segment gauche de circuit de Norton, et (VI. 95) correspond au segment de droite. Nous remplaçons les deux équations (IV. 93) et (IV. 28) dans (IV. 94) et (I. 95) successivement, nous obtiendrons les équations suivantes, la première (IV. 96) exprime l'interaction entre l'onde plane et l'enceinte et la deuxième (IV. 97) entre l'enceinte et le dipôle :

$$\left(\frac{1}{Z_{mn}^{(p)}} + \frac{1}{Z_0} - Y_2^{(p)} \right) V_A^{(p)} - Y_1^{(p)} V_B^{(p)} + \frac{Z_{Trans}^{(p)}}{Z_{ouv} Z_0} V_1 - \frac{Z_{Trans}^{(p)}}{Z_{ouv} Z_0} V_{li} = 0 \quad (\text{IV. 96})$$

$$\left(\frac{1}{Z_{mn}^{(p)}} + \frac{1}{Z_v^{(p)}} - Y_2^{(p)} \right) V_B^{(p)} - Y_1^{(p)} V_A^{(p)} + j\omega C_v^{(p)} V_2 - j\omega C_v^{(p)} V_{2i} = 0 \quad (\text{IV. 97})$$

2- Équations du circuit traduisant le couplage onde plane-enceinte

L'analyse des circuits équivalents issus du couplage onde plane-enceinte par l'application des lois de Kirchhoff KCL et KVL, permet l'écriture des équations suivantes :

$$V_1 = V_{sour} \quad (IV. 98)$$

$$\frac{V_{1i}}{Z_0} = \frac{\sum_{p=1}^P V_{loop}^{(p)}}{Z_0} \quad (IV. 99)$$

$$\frac{\sum_{p=1}^P Z_{Trans}^{(p)} V_A^{(p)}}{Z_{ouv} Z_0} + \frac{\sum_{p=1}^P \left(Z_{Trans}^{(p)} \right)^2 V_1}{Z_{ouv} Z_0^2} + \left(\frac{1}{Z_0} - \frac{\sum_{p=1}^P \left(Z_{Trans}^{(p)} \right)^2}{Z_{ouv} Z_0^2} \right) V_{1i} = 0 \quad (IV. 100)$$

3- Équations du circuit équivalent de dipôle B

L'application des lois de Kirchhoff KCL et KVL sur le circuit équivalent du dipôle B donne les équations suivantes :

$$\sum_{p=1}^P I_{mvp} + \frac{1}{Z_{mv}} (V_2 - V_{2i}) = 0 \quad (IV. 101)$$

$$\sum_{p=1}^P (j\omega C_v^{(p)} V_B^{(p)}) + \frac{1}{Z_{mv}} V_2 + \left(-\frac{1}{Z_{mv}} + \sum_{p=1}^P j\omega C_v^{(p)} \right) V_{2i} = 0 \quad (IV. 102)$$

$$V_2 - \frac{Z_{mv} + 50\Omega}{50\Omega} V_{2i} = 0 \quad (IV. 103)$$

I. 4. 2 Construction du système matriciel de tout le problème

L'écriture du système matriciel décrivant le circuit équivalent (Figure VI. 20) est ressemblable de celle établie dans le premier cas (couplage avec deux dipôles), la différence entre les deux systèmes réside seulement au niveau de la composition des sous matrices $[A_p]$, $[B_p]$, $[C_p]$ et $[D]$.

En employant les deux équations (IV. 96) et (IV. 97), nous écrivons la matrice $[A_p]$ comme suit :

$$[A_p]_{(2 \times 2)} = \begin{bmatrix} \frac{1}{Z_{mn}^{(p)}} + \frac{1}{Z_s^{(p)}} - Y_2^{(p)} & -Y_1^{(p)} \\ -Y_1^{(p)} & \frac{1}{Z_{mn}^{(p)}} + \frac{1}{Z_v^{(p)}} - Y_2^{(p)} \end{bmatrix} \quad (\text{IV. 104})$$

La matrice $[B_p]$ contient dans la première ligne les coefficients de couplages entre l'onde plane et la partie gauche de l'enceinte, et dans la deuxième ligne, contient les capacités de couplages mutuels entre le dipôle B et l'enceinte. En se basant sur les équations (IV. 96) et (IV. 97), cette matrice s'écrit:

$$[B_p] = \begin{bmatrix} \frac{Z_{Trans}^{(p)}}{Z_{ouv} Z_0} & -\frac{Z_{Trans}^{(p)}}{Z_{ouv} Z_0} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & j\omega C_v^{(p)} & -j\omega C_v^{(p)} \end{bmatrix} \quad (\text{IV. 105})$$

En se basant sur les équations (IV. 100) et (IV. 102), la matrice $[C_p]$ s'écrit comme suit :

$$[C_p] = \begin{bmatrix} \frac{Z_{Trans}^{(p)}}{Z_0 Z_{ouv}} & 0 \\ 0 & 0 \\ 0 & j\omega C_v^{(p)} \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{IV. 106})$$

La matrice $[D]_{(4 \times 4)}$, est constituée par deux sous matrices $[D_s]$ et $[D_v]$:

Nous remplissons la sous matrice $[D_s]$ à partir de deux équations (IV. 99) et (IV. 100), et la sous matrice $[D_v]$ à partir de deux équations (IV. 102) et (IV. 103),

$$[D_s]_{(2 \times 2)} = \begin{bmatrix} \frac{1}{Z_0} & 0 \\ \frac{\sum_{p=1}^P (Z_{Trans}^{(p)})^2}{Z_{ouv} Z_0^2} & \frac{1}{Z_0} - \frac{\sum_{p=1}^P (Z_{Trans}^{(p)})^2}{Z_{ouv} Z_0^2} \end{bmatrix} \quad (\text{IV. 107})$$

$$[D_v]_{(2 \times 2)} = \begin{bmatrix} \frac{1}{Z_{mv}} & -\frac{1}{Z_{mv}} + \sum_{p=1}^P j \omega C_v^{(p)} \\ -\frac{1}{Z_{mv}} & \frac{1}{Z_{mv}} + \frac{1}{50\Omega} \end{bmatrix} \quad (\text{IV. 108})$$

Le vecteur des courants d'excitations $[I]$ s'écrit comme suit :

$$[I]_{(2P+4)} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \\ \vdots \\ 0 \\ 0 \\ -\frac{V_{sour}}{Z_0} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (\text{IV. 109})$$

L'inconnu dans ce problème est le vecteur des tensions $[V]_{(2P+4)}$,

$$[V]_{(2P+4)} = \begin{bmatrix} V_A^{(1)} \\ V_B^{(1)} \\ V_A^{(2)} \\ V_B^{(2)} \\ \vdots \\ V_A^{(P)} \\ V_B^{(P)} \\ V_1 \\ V_{1i} \\ V_2 \\ V_{2i} \end{bmatrix} \quad (\text{IV. 110})$$

Le couplage avec le dipôle B sera calculé par l'intermédiaire de l'expression suivante:

$$s_{21} = \frac{V_{2i}}{\frac{V_{sour}}{2}} \quad (\text{VI. 111})$$

I. 4. 3 Résultat et validation

Le calcul de l'intensité du couplage avec un dipôle de longueur $h_2 = 2cm$ et de rayon $r = 1mm$, situé dans un point $P_B (15cm, 0, 40cm)$ à l'intérieur d'une enceinte métallique de dimensions $30 \times 12 \times 50 cm$ munie d'ouverture de longueur ($x_1 - x_2 = 10cm$) et de largeur ($y_1 - y_2 = 2cm$) a été réalisé en utilisant le modèle ILCM combiné et le solveur Temsi-FD. La figure IV. 21 illustre la comparaison entre le résultat calculé par l'ILCM avec celui simulé par Temsi-FD, nous constatons que les deux tracés sont similaires et présentent les mêmes valeurs des fréquences de résonances sur une bande de fréquence de $0GHz$ à $1.5GHz$, cependant le temps du calcul de modèle ILCM combiné est estimé environ 50 secondes, par contre celui de Temsi-FD est plus de 8h, ceci prouve l'intérêt et l'efficacité du modèle ILCM combiné.

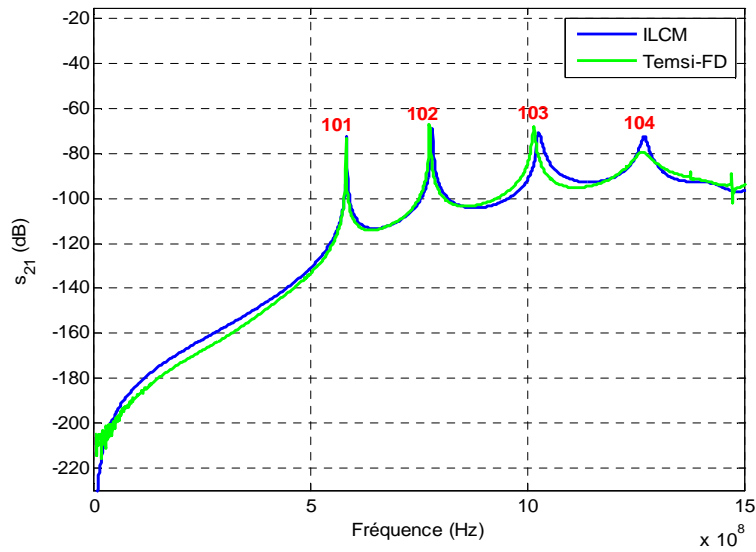


Figure IV. 21: Résultat du couplage avec le dipôle B, situé à l'intérieur d'une enceinte munie d'ouverture.

I. 5 Conclusion

Le couplage ÉM avec des dipôles élémentaires situés à l'intérieur d'une enceinte rectangulaire a été étudié tout au long de ce chapitre en employant le modèle ILCM. Nous avons débuté notre étude par une présentation détaillée du modèle ILCM dédié au calcul du couplage ÉM entre deux dipôles situés à l'intérieur d'une enceinte fermée, puis nous avons établi une extension à ce modèle afin d'étudier le couplage avec trois dipôles. Ensuite, nous avons développé le modèle ILCM combiné permettant d'étudier le couplage ÉM avec un dipôle situé à l'intérieur d'une enceinte excitée à travers son ouverture. Tous les résultats évalués par le modèle ILCM se sont validés avec ceux simulés par le solveur Tetsi-FD. Grâce à son adaptabilité pour réaliser une étude paramétrique sur le nombre des modes qui se couplent avec la structure, à sa précision et sa rapidité du calcul, le modèle ILCM révèle un vrai défi dans le domaine de la CEM des systèmes complexes. Mais malgré tous ces avantages, le formalisme analytique établi ci-dessus reste limité à l'étude du couplage ÉM avec les structures filaires de petites dimensions. Il serait donc judicieux de développer un nouveau modèle permettant d'étudier le couplage ÉM avec des lignes de transmissions situées à l'intérieur de l'enceinte d'un équipement électronique, ceci fera l'objet du prochain chapitre.

*Chapitre V : Étude du couplage ÉM
avec une ligne de transmission
située à l'intérieur d'une enceinte*

I. 1 Introduction

Après avoir étudié et validé avec succès le modèle ILCM dédié à la prédiction du couplage ÉM avec des structures filaires de petite dimension disposées à l'intérieur d'une enceinte métallique rectangulaire, nous allons développer tout au long de ce chapitre un nouveau modèle permettant d'analyser le problème du couplage ÉM avec une ligne de transmission (LT) située à l'intérieur de l'enceinte de blindage d'un équipement électronique [23], [24]. Différentes méthodes numériques [56], hybrides [57] et analytiques [39], [40], [41] ont été établies dans la littérature pour résoudre ce problème de couplage ÉM. Le principe de notre approche consiste à découper la géométrie du problème et de la transformer en un circuit électrique équivalent [23]. Ce chapitre sera composé en deux parties. Dans la première partie, nous allons expliquer en détail le principe de notre modèle, puis nous élaborerons ce modèle dans le but d'analyser le couplage ÉM avec une LT sans excitation placée dans une enceinte excitée par une source interne, par un dipôle élémentaire, ou externe par une onde plane à travers une ouverture. Dans la deuxième partie, nous établirons l'extension de notre modèle à l'étude du couplage ÉM avec une LT alimentée par une source de tension en se basant sur la MSA (Method of Small Antenna) [25]. Dans ce cas, l'enceinte sera excitée par une seule source ; ensuite, nous ajoutons une deuxième source d'excitation par un dipôle ou un monopôle. Les résultats calculés par notre modèle seront comparés avec ceux obtenus par le solveur électromagnétique Temsi-FD et avec des résultats de mesure.

I. 2 Étapes de l'établissement du modèle

Nous allons développer notre modèle pour l'étude du couplage ÉM avec une LT sans excitation située à l'intérieur d'une enceinte métallique rectangulaire excitée par une source interne. Afin d'établir le formalisme mathématique de notre approche, nous allons suivre les étapes suivantes:

- 1^{ère} étape : nous décomposons la géométrie du problème en deux objets; le premier est l'enceinte sans LT excitée par une source interne ou externe, et le deuxième objet sera la LT seule.

- 2^{ème} étape : nous modélisons chaque objet séparément ; pour modéliser l'enceinte nous allons nous baser sur l'approche développée au chapitre II [18], où l'enceinte est modélisée comme étant un guide d'onde court-circuité,
- 3^{ème} étape : nous évaluons ensuite les composantes de champ électrique excité à l'intérieur de l'enceinte à partir de la base modale du guide d'onde représentée par la double somme de la fonction de Green (FG) [4].
- 4^{ème} étape : la LT est considérée en espace libre et modélisée par son modèle électrique en Pi [58].
- 5^{ème} étape : nous réalisons la connexion entre les composantes de champ et le modèle en Pi de la LT en utilisant le modèle d'Agrawal [59], et finalement nous élaborons le circuit équivalent à tout le problème.

L'objectif principal de notre étude est le calcul des courants induits aux charges situées aux extrémités de la ligne; pour ce faire nous allons suivre les étapes précitées permettant d'établir le modèle mathématique qui correspond aux géométries de notre problème. Deux configurations seront analysées dans la première partie de ce chapitre:

- 1- la première configuration concerne le cas du couplage ÉM avec une LT sans excitation située à l'intérieur d'une enceinte métallique rectangulaire fermée et excitée par une source interne (dipôle ou monopôle électrique).
- 2- dans la deuxième configuration, nous changeons le type d'excitation de l'enceinte. L'enceinte sera alors excitée par une source externe (onde plane) à travers une fente.

I. 3 Première configuration

La géométrie de la première configuration est présentée par la Figure V. 1; elle montre une enceinte métallique rectangulaire de dimensions $a(x) \times b(y) \times d(z)$ qui contient une LT de longueur L et de hauteur h et excitée par un dipôle de longueur h_1 , la LT et le dipôle sont orientés suivant l'axe (\hat{z}) , Z_1 et Z_2 sont les charges d'extrémités de la LT. Les pertes dans la cavité seront prises en compte par le facteur de qualité Q défini en chapitre II par l'expression (II. 91).

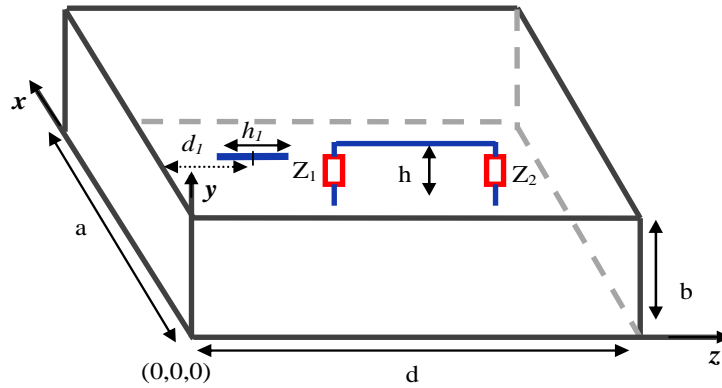


Figure V. 1: Enceinte métallique contient une LT, et excitée par un dipôle.

I. 3. 1 Écriture des composantes du champ électrique excité à l'intérieur de l'enceinte

Nous obtenons les composantes du champ électrique excité à l'intérieur de l'enceinte par un dipôle ou un monopôle électrique en utilisant la fonction de Green (FG) Dyadique de type potentiel vecteur développée au deuxième chapitre. Comme le montre la figure V. 2, le dipôle d'excitation est orienté suivant l'axe horizontal (\hat{z}), sa première extrémité est située dans un point $P_0(x_0 \neq 0, y_0 \neq 0, z_0 \neq 0)$.

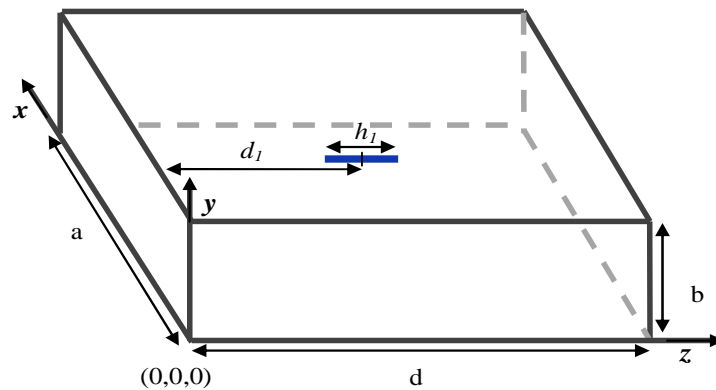


Figure V. 2: Enceinte métallique rectangulaire excitée par un dipôle orienté vers l'axe (\hat{z}).

Nous exprimons le champ électrique \vec{E} en terme de potentiel vecteur \vec{A} par l'intermédiaire de cette formule:

$$\vec{E} = \frac{1}{j\omega\mu\epsilon} \nabla(\nabla \cdot \vec{A}) - j\omega\vec{A} \quad (\text{V. 1})$$

Le potentiel vecteur \vec{A} est défini à partir de la FG dyadique de type potentiel vecteur \vec{G}_A comme suit:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \iiint \vec{G}(\vec{r} | \vec{r}_0) \cdot \mu \vec{J}(\vec{r}_0) d\tau_0 \quad (\text{V. 2})$$

$\vec{r}_0(x_0, y_0, z_0)$ et $\vec{r}(x, y, z)$ sont respectivement le vecteur source et le vecteur d'observation, avec \vec{J} est la densité du courant d'excitation de dipôle, donnée sous forme sinusoïdale par cette expression [60], [61]:

$$\vec{J} = \vec{1}_z J_z \quad (\text{V. 3})$$

$$J_z = \begin{cases} \frac{I_0 \sin\left[k_0 \left(\frac{h_1}{2} - |z - d_1|\right)\right]}{\sin\left(k_0 \frac{h_1}{2}\right)} \delta(x - x_0) \delta(y - y_0), & |z - d_1| < \frac{h_1}{2} \\ 0, & |z - d_1| > \frac{h_1}{2} \end{cases} \quad (\text{V. 4})$$

Étant donné que la distribution de courant comprends seulement la composante J_z , nous pouvons donc seulement considérer la composante G_A^{zz} et négliger les autres composantes dans le calcul de \vec{A} , l'expression de la composante G_A^{zz} est donnée en chapitre II par la formule (II. 106). La composante A_z du potentiel vecteur, elle s'écrit comme suit:

$$A_z = \frac{\mu}{ab} \sum_m \sum_n \epsilon_m \epsilon_n \psi_z^{mn} \psi_{z_0}^{mn} \frac{-1}{K_{mn} \sin(K_{mn} d)} \begin{cases} \cos(K_{mn}(d-z)) \int_{z_0}^{z_0+h_1} J_z \cos(K_{mn} z_0) dz_0 & z > z_0 \\ \cos(K_{mn} z) \int_{z_0}^{z_0+h_1} J_z \cos(K_{mn}(d-z_0)) & z < z_0 \end{cases} \quad (\text{V. 5})$$

avec

$$\psi_z^{mn} = \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \quad (\text{V. 6})$$

$$\psi_{z_0}^{mn} = \sin\left(\frac{m\pi x_0}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y_0}{b}\right) \quad (\text{V. 7})$$

Nous remplaçons l'expression de A_z dans (V. 1), et nous obtenons les composantes de champ électrique excitée à l'intérieur de l'enceinte, la première extrémité du dipôle exciteur est située au point $P_0(x_0 \neq 0, y_0 \neq 0, z_0 \neq 0)$,

$$\psi_x^{mn} = \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \quad (\text{V. 8})$$

$$\psi_y^{mn} = \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \quad (\text{V. 9})$$

$$E_x = \frac{jI_0\eta}{k_0ab} \sum_m \sum_n \varepsilon_m \varepsilon_n \psi_x^{mn} \psi_{z_0}^{mn} \left(\frac{m\pi}{a}\right) \frac{1}{\sin(K_{mn}d)}$$

$$\left\{ \begin{array}{ll} \sin(K_{mn}(d-z)) \int_{z_0}^{z_0+h_1} J_z \cos(K_{mn}z_0) dz_0 & z > z_0 \\ \sin(K_{mn}z_0) \int_{z_0}^{z_0+h_1} J_z \cos(K_{mn}(d-z_0)) dz_0 & z < z_0 \end{array} \right. \quad (\text{V. 10})$$

$$E_y = \frac{jI_0\eta}{k_0ab} \sum_m \sum_n \varepsilon_m \varepsilon_n \psi_y^{mn} \psi_{z_0}^{mn} \left(\frac{n\pi}{b}\right) \frac{1}{\sin(K_{mn}d)}$$

$$\left\{ \begin{array}{ll} \sin(K_{mn}(d-z)) \int_{z_0}^{z_0+h_1} J_z \cos(K_{mn}z_0) dz_0 & z > z_0 \\ \sin(K_{mn}z) \int_{z_0}^{z_0+h_1} J_z \cos(K_{mn}(d-z_0)) dz_0 & z < z_0 \end{array} \right. \quad (\text{V. 11})$$

$$E_z = \frac{jI_0\eta}{k_0ab} \sum_m \sum_n \varepsilon_m \varepsilon_n \psi_z^{mn} \psi_{z0}^{mn} \frac{[k_0^2 - K_{mn}^2]}{\sin(K_{mn}d)} \begin{cases} \cos(K_{mn}(d-z)) \int_{z_0}^{z_0+h_1} J_z \cos(K_{mn}z_0) dz_0 & z > z_0 \\ \cos(K_{mn}z) \int_{z_0}^{z_0+h_1} J_z \cos(K_{mn}(d-z_0)) dz_0 & z < z_0 \end{cases} \quad (\text{V. 12})$$

Les expressions de K_{mn} et k_0 sont définies en chapitre II respectivement par les équations (II. 81) et (II.90), $\eta = 377 \Omega$ est l'impédance du vide, ε_m et ε_n sont les facteurs de Neumann.

Si le dipôle est connecté sur une paroi de l'enceinte (monopôle) en un point $P_0(x_0 \neq 0, y_0 \neq 0, z_0 = 0)$, la formule donnant le courant d'excitation devient [60]:

$$J_z = \begin{cases} \frac{I_0 \sin k_0 (h_1 - z)}{\sin(k_0 h_1)} \delta(x - x_0) \delta(y - y_0), & z < h_1 \\ 0, & z > h_1 \end{cases} \quad (\text{V. 13})$$

Les formules des composantes du champ électrique excité à l'intérieur de l'enceinte par un monopôle connecté à une paroi de l'enceinte (monopôle ($z_0 = 0$)) sont obtenues dans la région $z > z_0$ comme suit :

$$E_x = \frac{jI_0\eta}{ab \sin(k_0 h_1)} \sum_m \sum_n \varepsilon_m \varepsilon_n \psi_x^{mn} \psi_{z0}^{mn} \left(\frac{m\pi}{a} \right) \frac{\sin(K_{mn}(d-z)) [\cos(K_{mn}h_1) - \cos(k_0 h_1)]}{\sin(K_{mn}d) [k_0^2 - K_{mn}^2]} \quad (\text{V. 14})$$

$$E_y = \frac{jI_0\eta}{ab \sin(k_0 h_1)} \sum_m \sum_n \varepsilon_m \varepsilon_n \psi_y^{mn} \psi_{z0}^{mn} \left(\frac{n\pi}{b} \right) \frac{\sin(K_{mn}(d-z)) [\cos(K_{mn}h_1) - \cos(k_0 h_1)]}{\sin(K_{mn}d) [k_0^2 - K_{mn}^2]} \quad (\text{V. 15})$$

$$E_z = \frac{jI_0\eta}{ab \sin(k_0 h_1)} \sum_m \sum_n \varepsilon_m \varepsilon_n \psi_z^{mn} \psi_{z0}^{mn} \cdot \frac{\cos(K_{mn}(d-z))}{K_{mn} \sin(K_{mn}d)} [\cos(K_{mn}h_1) - \cos(k_0 h_1)] \quad (\text{V. 16})$$

I. 3. 2 Modèle en Pi de la LT

La LT a été modélisée par son circuit équivalent en Pi [58]. La figure V. 3 montre le circuit équivalent en Pi d'une ligne divisée à N segments élémentaires ($N = N_g + N_h + N_d$), la ligne est divisée en trois parties; sont les deux brins verticaux aux extrémités de la ligne plus la partie horizontale; N_g est le nombre de segments de brin vertical gauche, N_h est le nombre de segments de la partie horizontale et N_d est le nombre de segments de brin vertical droit.

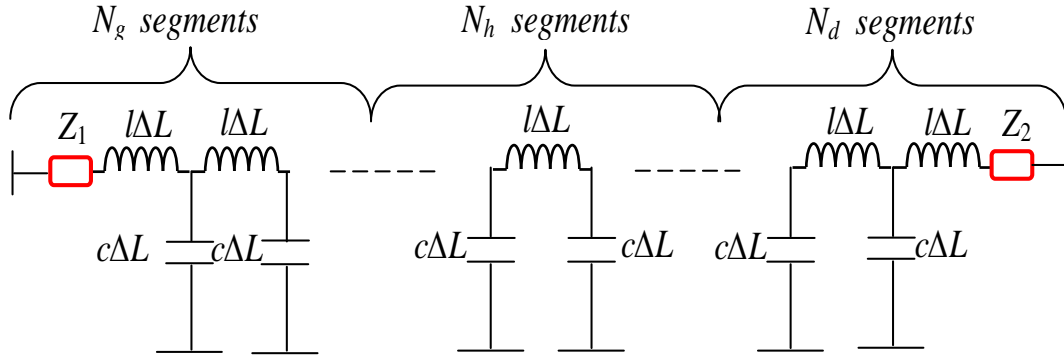


Figure V. 3: Circuit équivalent en Pi de la LT.

Les inductances et les capacités par unité de longueur sont respectivement l et c ,

$$l = \left(\frac{\mu_0}{2\pi} \right) \cdot \log \left(\frac{2h}{r} \right) \quad (\text{V. 17})$$

$$c = \left(\frac{2\pi}{\varepsilon_0} \right) / \log \left(\frac{2h}{r} \right) \quad (\text{V. 18})$$

I. 3. 3 Circuit équivalent au couplage ÉM avec une ligne de transmission

Afin d'établir le circuit équivalent du couplage ÉM avec une LT située à l'intérieur de l'enceinte, nous allons considérer les hypothèses suivantes:

- la longueur de chaque segment élémentaire ΔL est plus petite que $\frac{\lambda}{10}$; λ est la longueur d'onde,
- la hauteur de la LT est inférieure à la longueur d'onde,
- la LT est parfaitement conductrice (pas de pertes linéiques).

Nous employons le modèle d'Agrawal [59] pour réaliser la connexion entre le champ de l'enceinte et le modèle en Pi de la ligne, nous obtenons ainsi le circuit équivalent à notre configuration (Figure V. 1) comme le montre la figure V. 4.

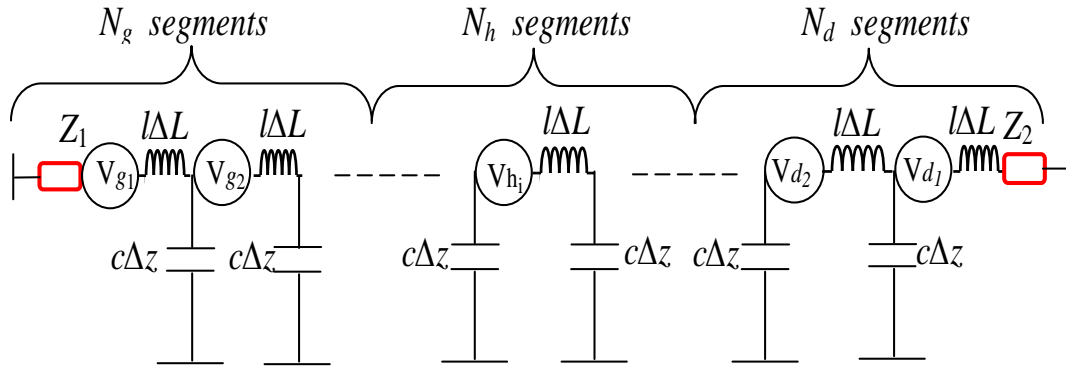


Figure V. 4: Circuit équivalent à la géométrie du problème.

Les sources de tension induites aux extrémités de la LT dues aux couplages des composantes verticales de champ électrique E_y avec les deux brins verticaux, se sont calculées par les formules:

$$V_{gi} = \int_{y_{gi-1}}^{y_{gi}} E_y(x_{gi}, y, z_{gi}) dy \quad (\text{V. 19})$$

$$V_{g1} = \int_0^{y_{g1}} E_y(x_1, y, z_1) dy \quad (\text{V. 20})$$

$$V_{g2} = \int_{y_{g1}}^{y_{g2}} E_y(x_1, y, z_1) dy \quad (\text{V. 21})$$

$$V_{di} = - \int_{y_{di-1}}^{y_{di}} E_y(x_{di}, y, z_{di}) dy \quad (\text{V. 22})$$

$$V_{d1} = - \int_0^{y_{d1}} E_y(x_1, y, z_1 + L) dy \quad (\text{V. 23})$$

$$V_{d2} = - \int_{y_{d1}}^{y_{d2}} E_y(x_1, y, z_1 + L) dy \quad (\text{V. 24})$$

Les sources de tension induites sur la partie horizontale de la ligne dues aux couplages des composantes horizontales du champ électrique E_z , sont évaluées par la formule suivante:

$$V_{hi} = \int_{z_{hi-1}}^{z_{hi}} E_z(x_{hi}, y_{hi}, z) dz \approx E_z(x_{hi}, y_{hi}, z_{hi}) \cdot \Delta L \quad (\text{V. 25})$$

Après avoir écrit les équations du circuit électrique équivalent (Figure V. 4) en employant la loi de Kirchhoff (KVL), nous construisons le système matriciel suivant:

$$[I] = \text{inv} [Z] \cdot [V] \quad (\text{V. 26})$$

$[I]$ est le vecteur des courants inconnus, $[V]$ est le vecteur des sources de tensions induites et $[Z]$ est la matrice des impédances.

L'écriture de $[I]$, $[V]$ et $[Z]$ pour le cas d'une ligne divisée à N segments, se présente comme suit:

$$[I] = \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \\ \vdots \\ I_i \\ \vdots \\ I_{N-2} \\ I_{N-1} \\ I_N \end{bmatrix} \quad (\text{V. 27})$$

$$[V] = \begin{bmatrix} V_{g1} \\ \vdots \\ V_{gN_l} \\ V_{h1} \\ \vdots \\ V_{hN_h} \\ V_{dN_r} \\ \vdots \\ V_{d1} \end{bmatrix} \quad (\text{V. 28})$$

$$[Z]_{N \times N} = \begin{bmatrix} Z_{eq1} & -Z_{ca} & 0 & \dots & 0 & \dots & 0 \\ -Z_{ca} & Z_{eq2} & -Z_{ca} & 0 & \dots & \dots & 0 \\ 0 & -Z_{ca} & Z_{eq2} & -Z_{ca} & 0 & \dots & 0 \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ 0 & \dots & 0 & -Z_{ca} & Z_{eq2} & -Z_{ca} & 0 \\ 0 & \dots & 0 & \ddots & -Z_{ca} & Z_{eq2} & -Z_{ca} \\ 0 & \dots & 0 & \dots & 0 & -Z_{ca} & Z_{eq3} \end{bmatrix} \quad (\text{V. 29})$$

$$Z_{eq1} = Z_{ca} + Z_L + Z_1 \quad (\text{V. 30})$$

$$Z_{eq2} = 2Z_{ca} + Z_L \quad (\text{V. 31})$$

$$Z_{eq3} = Z_{ca} + Z_L + Z_2 \quad (\text{V. 32})$$

$$Z_{ca} = \frac{1}{j\omega c \Delta L} \quad (\text{V. 33})$$

$$Z_L = j \omega l \Delta L \quad (\text{V. 34})$$

Finalement, nous résolvons le système matriciel et nous calculons les intensités des courants induits aux charges des extrémités I_1 et I_N .

I. 4 Deuxième configuration

La géométrie de la deuxième configuration est représentée par la figure V. 5; elle montre une enceinte métallique rectangulaire de dimensions $a(x) \times b(y) \times d(z)$, qui contient une LT de longueur L et de hauteur h , Z_1 et Z_2 sont les charges des extrémités de la ligne. L'enceinte est excitée à travers son ouverture par une onde plane. Dans notre étude, on suppose que l'ouverture est de type fente; de ce fait, la longueur d'ouverture ($x_1 - x_2$) est beaucoup plus grande que sa largeur ($y_1 - y_2$).

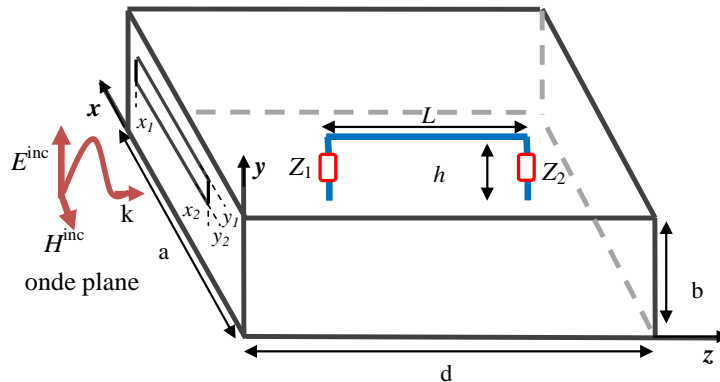


Figure V. 5: Enceinte métallique contient une LT, et excitée par une onde plane à travers son ouverture.

Pour élaborer le circuit équivalent de cette configuration et calculer les courants induits aux charges des extrémités, nous allons suivre la même démarche que celle adoptée dans l'étude de la première configuration. Dans un premier temps, nous établissons l'expression des composantes du champ électrique excité à l'intérieur de l'enceinte en adoptant le modèle de T. Konefal [16] déterminé dans la section (III. 5) de chapitre III. Dans un second temps, nous utilisons le modèle d'Agrawal pour assurer la connexion entre les composantes de champ électrique excité à

l'intérieur de l'enceinte et le modèle en Pi de la LT. Finalement, nous écrivons le système matriciel du problème complet [24].

I. 5 Résultats et validations

Nous allons illustrer dans cette section les comparaisons des résultats en courants induits aux charges d'extrémités d'une LT sans excitation située à l'intérieur d'une enceinte métallique rectangulaire (Figure V. 1 et V. 5) avec les courants obtenus par Temsi-FD, ainsi qu'avec les mesures expérimentales.

I. 5. 1 Validations avec Temsi-FD

Nous commençons par la validation de nos formules des composantes du champ électrique. Les trois figures V. 6, V. 7 et V. 8 montrent les résultats de comparaisons des trois composantes E_x , E_y et E_z calculées au point $P(40, 2, 20)cm$ situé à l'intérieur d'une enceinte métallique de dimensions $60 \times 40 \times 60cm$, excitée par un dipôle élémentaire orienté suivant l'axe (\hat{z}), son rayon $r = 1mm$ et sa longueur $h_1 = 2cm$, son extrémité gauche est située au point $P_0(20, 2, 5)cm$ (Figure V. 2). Les pertes dans la cavité sont prises en compte par le facteur de qualité Q , pour $Q_0(f_0 = 100MHz) = 1000$. Nous rappelons que,

$$Q(f) = Q_0(f_0) \cdot (f / f_0) \quad (V. 35)$$

Le nombre de modes pris en compte dans le calcul en utilisant notre modèle est de 105 modes ($m = n = 7$). Les modes excités à l'intérieur de l'enceinte sont mentionnés sur les trois figures, sur une bande de fréquence de $0Hz$ à $2GHz$. L'erreur entre les amplitudes de tracés bleus et verts est très faible, et les mêmes valeurs de fréquences de résonances sont obtenues. Ceci confirme la validité et la précision de nos formules (V. 10), (V. 11) et (V. 12). Comme il est évoqué au paragraphe I. 2. 5 au chapitre IV, nous allons éviter de comparer les niveaux des pics de résonances restitués par les deux approches (les formules analytiques et Temsi-FD) qui ne modélisent pas les mêmes phénomènes physiques.

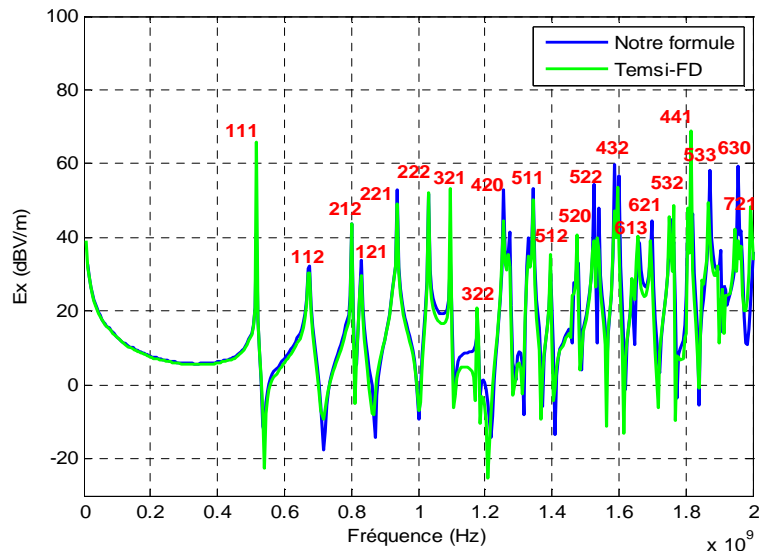


Figure V. 6: Composante E_x du champ électrique.

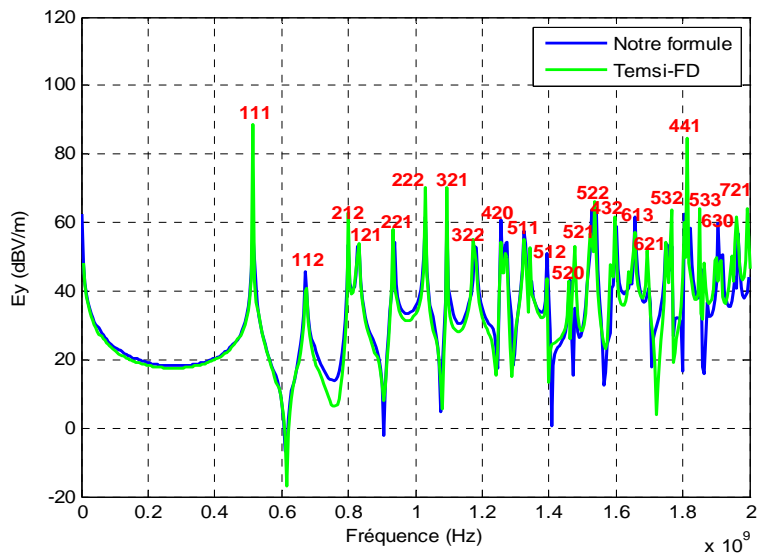


Figure V. 7: Composante E_y du champ électrique.

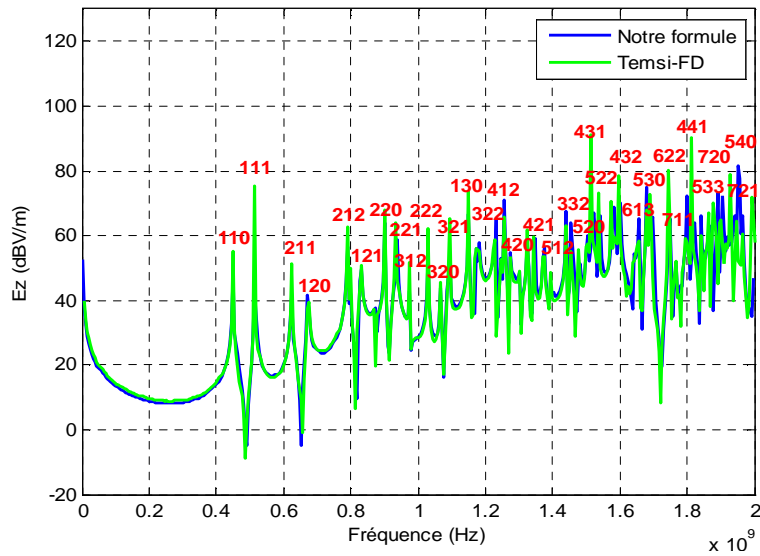


Figure V. 8: Composante E_z du champ électrique.

Après avoir validé les formules des composantes du champ électrique excité à l'intérieur de l'enceinte sans présence de la LT, nous ajoutons maintenant une LT de rayon $r = 1\text{mm}$, de longueur $L = 10\text{cm}$ et de hauteur $h = 2\text{cm}$ à l'intérieur de l'enceinte, la LT est orientée le long de l'axe (\hat{z}), son extrémité gauche est située dans le point $P_1(40, 2, 20)\text{cm}$ (Figure V. 1). Les deux figures V. 9 et V. 10 illustrent la comparaison des intensités de courants induits calculées par notre modèle et simulées par Temsi-FD au niveau des charges d'extrémités $Z_1 = 50\Omega$ et $Z_2 = 50\Omega$ de la LT ; il faut noter que le courant tracé est normalisé par rapport au courant d'excitation du dipôle. Nous constatons que les deux tracés sont similaires, le nombre de modes pris en compte dans le calcul est 105 modes, l'analyse de fréquences de résonances montre que 51 modes sont couplés avec la ligne sur une bande de fréquence de 0Hz à 2GHz , les résultats montrent que l'intensité de courants induits est maximale autour de ces fréquences de résonances, ceci dû au couplage fort entre le champ de la cavité et la ligne de transmission.

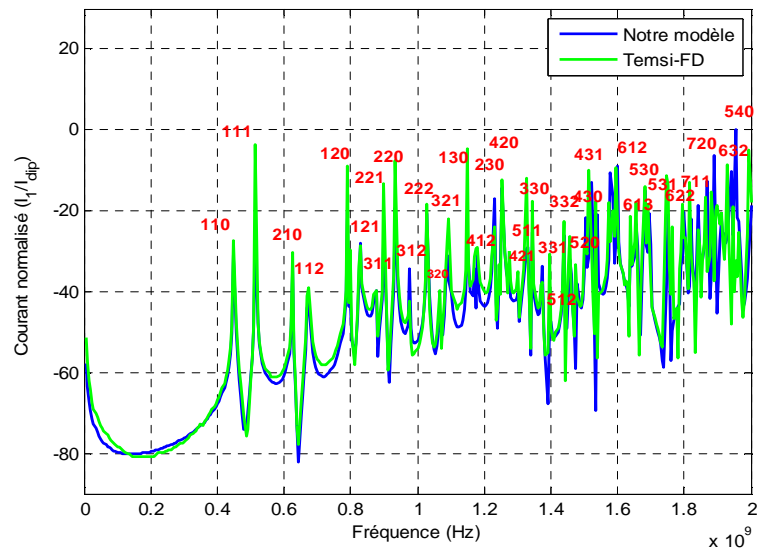


Figure V. 9: Courant induit à la charge d'extrémité Z_1 .

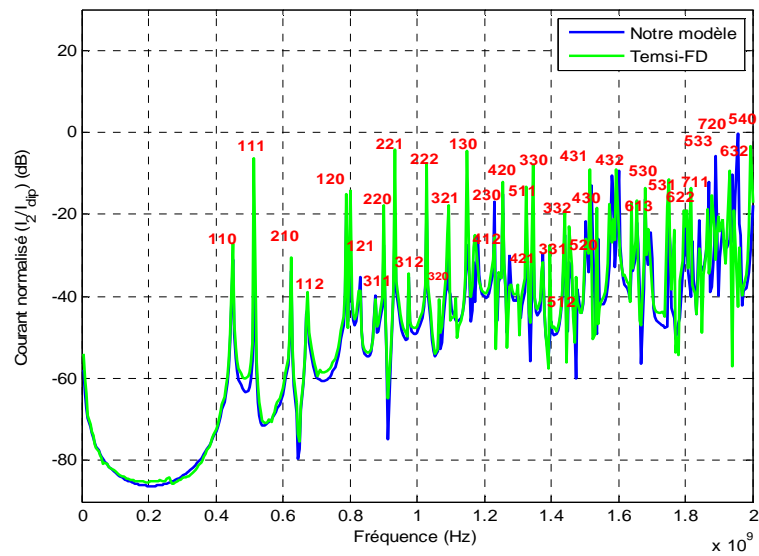


Figure V. 10: Courant induit à la charge d'extrémité Z_2 .

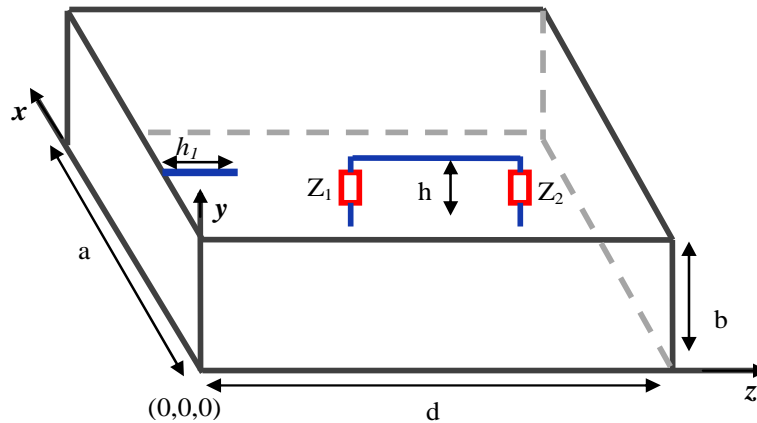


Figure V. 11: Enceinte contenant une LT et excitée par un monopôle.

Nous changeons maintenant la position de dipôle, nous connectons ce dernier sur le mur de l'enceinte au point $P_0(20,2,0)cm$ (Figure V. 11), nous calculons dans ce cas les deux composantes de champ électrique E_y et E_z par l'intermédiaire de deux expressions (V. 15) et (V. 16), ensuite nous calculons le courant induit à la charge Z_2 . La figure V. 12 illustre le fait que les valeurs des fréquences de résonances sont identiques à celles mentionnées par les deux figures du cas précédent (Figure V. 9 et V. 10). En conséquence le changement de la position du dipôle d'excitation n'a aucune influence sur le nombre de modes qui se couple avec la TL.

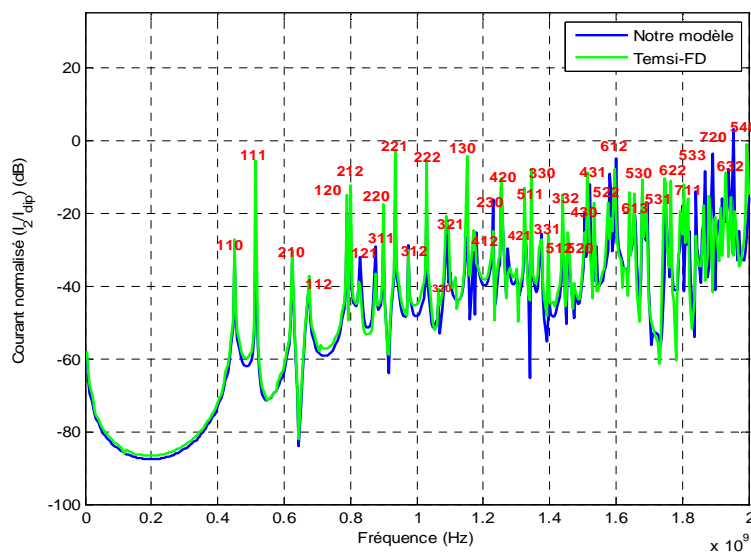


Figure V. 12: Courant induit à la charge d'extrémité Z_2 .

Nous avons exploité notre approche analytique pour réaliser une étude paramétrique sur la convergence des résultats (Figure V. 12) en fonction de nombre de modes pris en compte dans le calcul. La figure V. 13 montre la comparaison entre trois courbes, le nombre de modes pris en compte pour tracer la courbe bleu est 105 modes, pour tracer la courbe verte nous avons considéré seulement les 51 modes ont été couplés avec la ligne mentionnés sur la figure V. 12, et finalement la courbe mauve a été tracée en tenant compte seulement 15 modes ($m = n = 3$). La comparaison montre que la courbe verte converge bien avec la bleu ; cependant la courbe mauve saute quelques modes en haute fréquence et l'erreur est notable à partir de 1.5GHz . Il est nécessaire donc de prendre en compte au minimum 51 modes pour la convergence du résultat dans la bande de fréquence considérée.

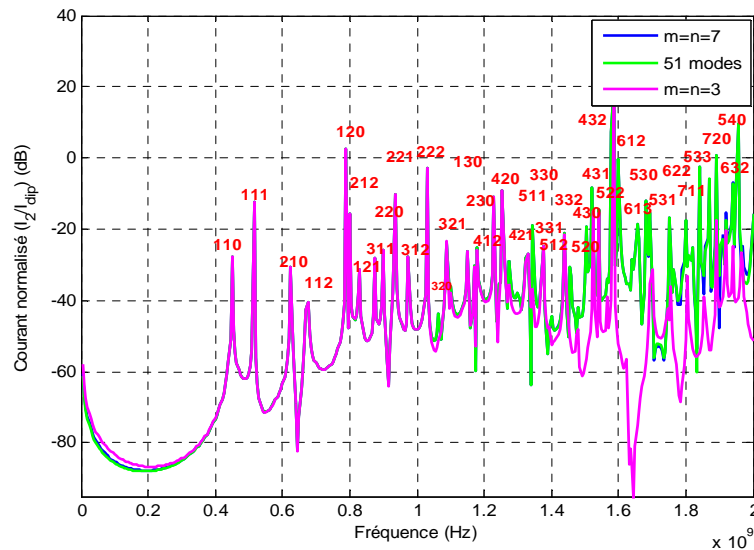


Figure V. 13: Convergence de résultat en fonction de nombre de modes.

Nous gardons la géométrie donnée par la figure V. 11 en changeant seulement la valeur de l'impédance Z_2 . Nous comparons le résultat obtenu par notre modèle avec celui restitué par le solveur Temsi-FD pour $Z_2 = 360\Omega$ (Figure V. 14). Nous constatons une bonne correspondance entre les deux tracés.

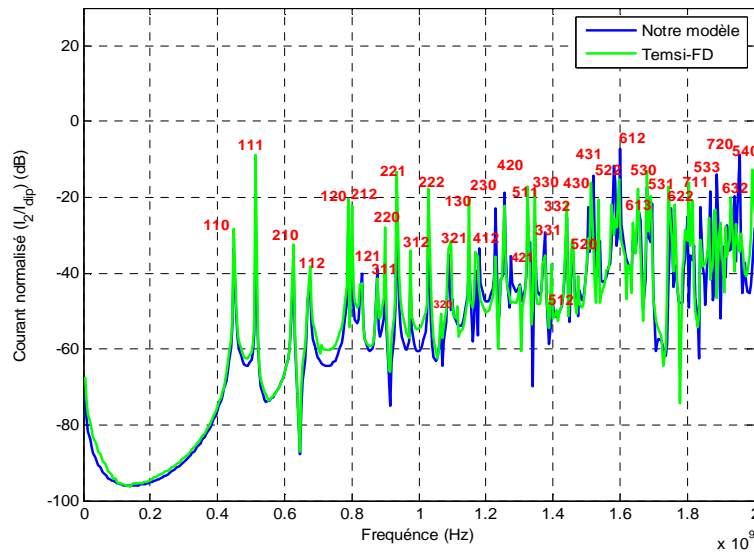


Figure V. 14: Courant induit à la charge d'extrémité $Z_2 = 360\Omega$.

L'influence de la valeur de la charge Z_2 sur l'intensité de couplage est illustrée par la figure V. 15. Quand la valeur de la charge augmente l'intensité du couplage diminue ainsi les amplitudes des pics.

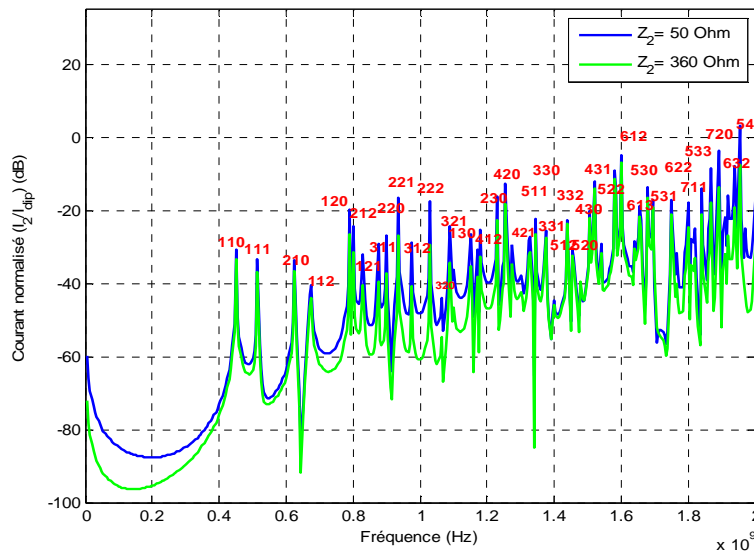


Figure V. 15: Influence de la valeur de la charge Z_2 sur l'intensité du couplage ÉM avec la TL.

Nous étudions ensuite l'influence de la hauteur h de la LT sur l'intensité du couplage, le résultat de validation avec Temsi-FD pour $h = 6\text{cm}$ est présenté par la figure V. 16. La figure V.

17 montre que l'intensité du courant induit croît avec l'augmentation de la hauteur h , ce comportement s'explique par l'augmentation du niveau de couplage.

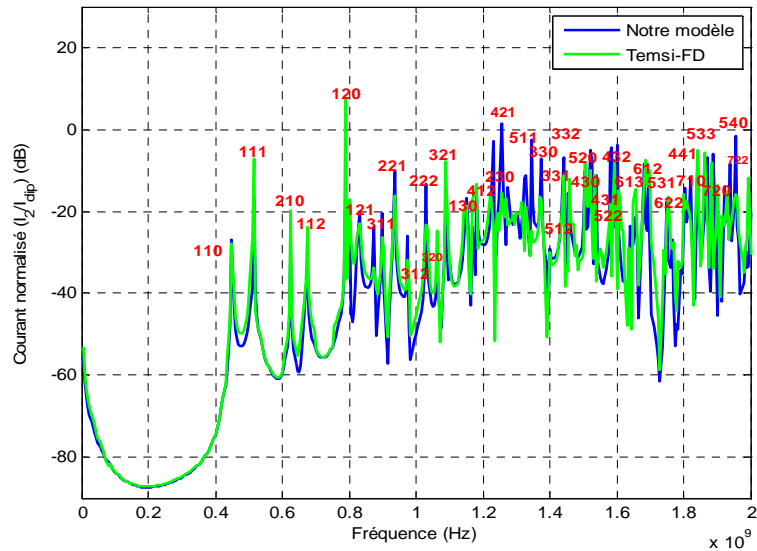


Figure V. 16: Courant induit sur la charge d'extrémité Z_2 , pour $h = 6\text{ cm}$.

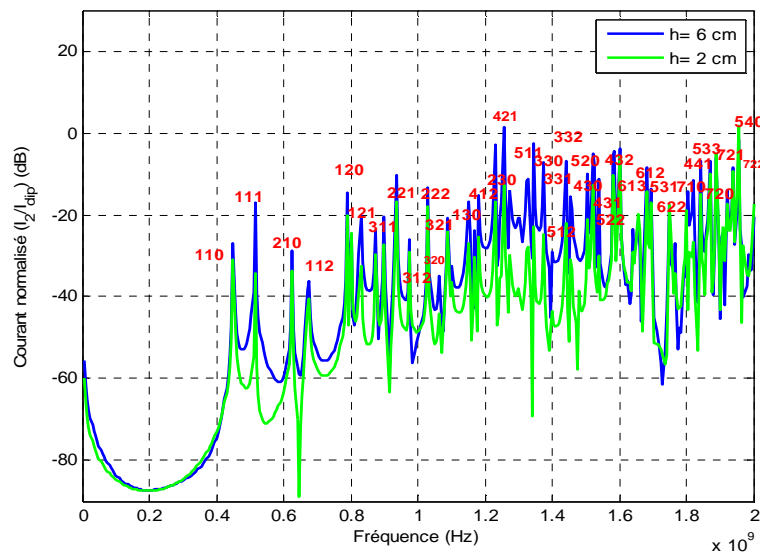


Figure V. 17: Influence de la hauteur h de la TL sur l'intensité du couplage ÉM avec la TL.

Après avoir validé le cas du couplage ÉM avec une LT située à l'intérieur d'une enceinte excitée par une source interne, nous vérifions maintenant l'adaptabilité de notre modèle pour l'étude du couplage ÉM sur une LT située à l'intérieur d'une enceinte excitée par une source de

perturbation externe à travers une ouverture (Figure V. 5). L'intensité du courant induit aux charges d'extrémités $Z_1 = Z_2 = 50\Omega$ d'une LT située à l'intérieur d'une enceinte de dimensions $30 \times 12 \times 50\text{cm}$ munie d'une ouverture centrée de longueur ($x_1 - x_2 = 10\text{cm}$) et de largeur ($y_1 - y_2 = 2\text{cm}$) a été calculée en utilisant notre modèle, ainsi simulée par Tetsi-FD. La LT est de longueur $L = 10\text{cm}$, de hauteur $h = 2\text{cm}$ et de rayon $r = 1\text{mm}$, son extrémité gauche est située au point $P_1(10,0,35)\text{cm}$. La figure V. 18 illustre la comparaison entre les résultats obtenus, l'analyse des fréquences de résonance de la cavité montre que 5 modes ont été couplés avec la ligne sur une bande de fréquence de 0Hz à 1.4GHz , à l'exception d'une légère erreur en basse fréquence, les deux courbes sont similaires et ont les mêmes valeurs de fréquences des résonances.

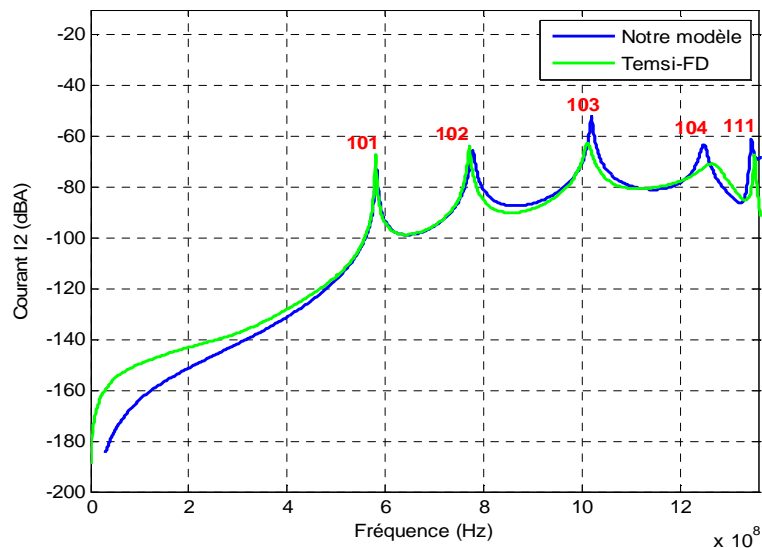


Figure V. 18: Courant induit à la charge d'extrémité Z_2 .

I. 5. 2 Validations avec la mesure

Nous allons présenter dans cette partie la validation de notre modèle avec des résultats de mesure expérimentale. La figure V. 19 montre la géométrie de la mesure; une cavité rectangulaire de dimensions $28 \times 3.8 \times 42\text{cm}$ contient une LT et est excitée par un monopôle. Ce dernier est connecté sur la face inférieure de l'enceinte au point $P_0(7,0,21)\text{cm}$ et orienté suivant l'axe (\hat{y}),

le rayon et la longueur de monopôle sont respectivement $r = 0.85 \text{ mm}$ et $h_1 = 1 \text{ cm}$. La LT est orientée suivant l'axe (\hat{z}) son extrémité gauche est située dans le point $P_1(14,0,7) \text{ cm}$, son rayon et sa longueur sont respectivement $r = 0.85 \text{ mm}$ et $L = 28 \text{ cm}$. L'expression analytique du courant d'excitation de monopôle s'écrit comme suit [60]:

$$\vec{J}_y = \vec{1}_y J_y \quad (\text{V. 36})$$

$$J_y = \begin{cases} \frac{I_0 \sin k_0 (h_1 - y)}{\sin(k_0 h_1)} \delta(x - x_0) \delta(z - z_0), & y < h_1 \\ 0, & y > h_1 \end{cases} \quad (\text{V. 37})$$

Les formules analytiques des composantes du champ électrique excité à l'intérieur de l'enceinte sont données comme suit:

$$E_x = \frac{jI_0 \eta}{ab \sin(k_0 h_1)} 2\epsilon_n \sum_m \sum_n \psi_x^{mn} \sin\left(\frac{m\pi x_0}{a}\right) \frac{\left(\frac{m\pi}{a}\right)\left(\frac{n\pi}{b}\right)}{\left[k_0^2 - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2\right]} \quad (\text{V. 38})$$

$$\cdot \frac{\sin(K_{mn} z) \sin[K_{mn}(d - z_0)]}{K_{mn} \sin(K_{mn} d)} \left(\cos\left(\frac{n\pi h_1}{b}\right) - \cos(k_0 h_1) \right)$$

$$E_y = \frac{-jI_0 \eta}{ab \sin(k_0 h_1)} 2\epsilon_n \sum_m \sum_n \psi_y^{mn} \sin\left(\frac{m\pi x_0}{a}\right) \frac{\sin(K_{mn} z) \sin[K_{mn}(d - z_0)]}{K_{mn} \sin(K_{mn} d)} \left(\cos\left(\frac{n\pi h_1}{b}\right) - \cos(k_0 h_1) \right) \quad (\text{V. 39})$$

$$E_z = \frac{jI_0 \eta}{ab \sin(k_0 h_1)} 2\epsilon_n \sum_m \sum_n \psi_z^{mn} \sin\left(\frac{m\pi x_0}{a}\right) \frac{\left(\frac{n\pi}{b}\right)}{\left[k_0^2 - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2\right]} \quad (\text{V. 40})$$

$$\cdot \frac{\cos(K_{mn} z) \sin[K_{mn}(d - z_0)]}{K_{mn} \sin(K_{mn} d)} \left(\cos\left(\frac{n\pi h_1}{b}\right) - \cos(k_0 h_1) \right)$$

Les formules analytiques des composantes de champ électrique excité à l'intérieur de l'enceinte par un dipôle orienté suivant l'axe (\hat{x}) sont écrites dans l'Annexe C.

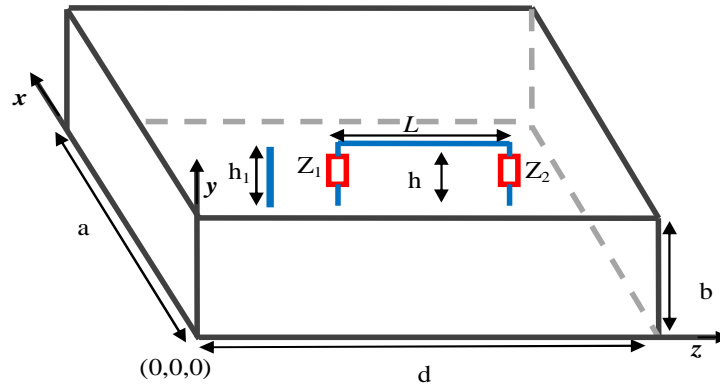


Figure V. 19: Géométrie utilisée dans la mesure.

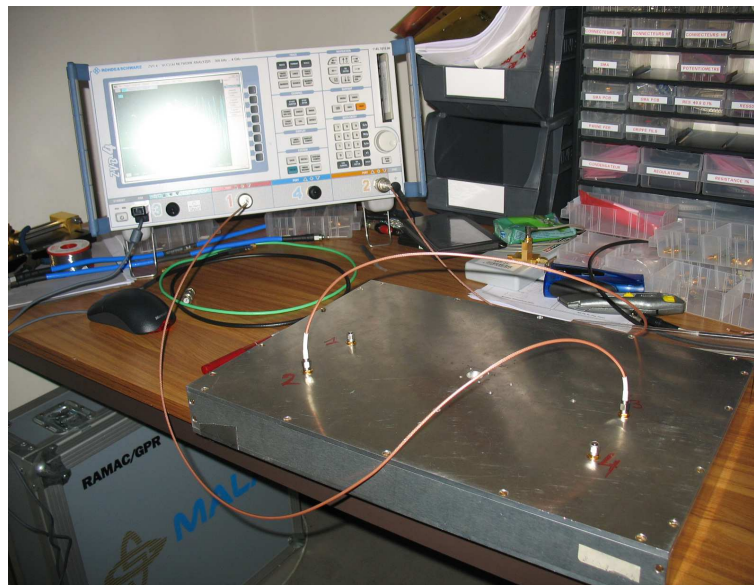


Figure V. 20: Banc de mesure

Pour mesurer le couplage avec la LT, nous connectons le dipôle à l'entrée de l'analyseur de réseau au moyen d'un connecteur de type SMA, et la sortie de l'analyseur de réseau sera connectée à l'une des extrémités de LT (Figure V. 20).

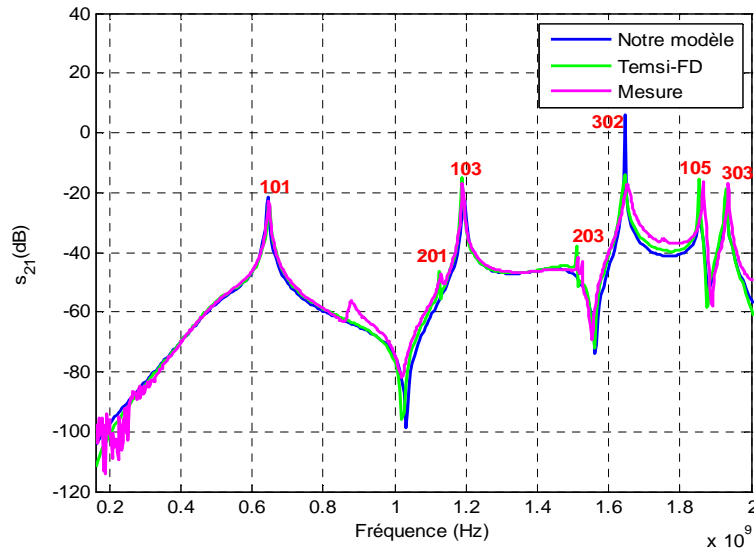


Figure V. 21: Amplitude du couplage entre le monopôle et la charge Z_2 .

La figure V. 21 illustre la comparaison entre le résultat de s_{21} calculé par notre modèle avec celui simulé par le solveur Tepsi-FD et avec la mesure, nous constatons que les trois tracés sont similaires et qu'ils présentent les mêmes valeurs de fréquences de résonances décrivant les 7 modes ont été couplés avec la LT. Le résultat de cette comparaison a donc prouvé la validité et la précision du formalisme analytique établi ci-dessus.

Malgré la précision qu'offre notre modèle développé dans la première partie de ce chapitre, ce modèle ne prend pas en compte le re-rayonnement de la LT et reste valable seulement pour le cas d'une LT en réception (sans excitation). Pour remédier à ces insuffisances, nous allons consacrer la deuxième partie de ce chapitre à l'établissement de l'extension de notre modèle.

I. 6 Extension du modèle à l'étude du couplage ÉM avec une LT excitée par une source de tension

Après avoir validé notre modèle dédié à l'étude du couplage ÉM avec une LT sans excitation, nous allons consacrer cette deuxième partie au développement de l'extension de notre modèle afin de pouvoir prédire l'intensité du couplage au niveau des charges d'extrémités d'une LT située à l'intérieur d'une enceinte métallique rectangulaire et excitée par une source de tension. Deux configurations seront étudiées :

1- la première configuration concerne le cas d'une enceinte métallique rectangulaire contenant seulement une LT excitée par une source de tension, l'enceinte sera excitée par une seule source d'excitation.

2- dans la deuxième configuration, nous ajoutons une deuxième source d'excitation ; un dipôle ou un monopôle. L'enceinte sera excitée par deux sources d'excitation, la LT et le dipôle.

Pour analyser les deux configurations précitées, nous allons considérer notre extension en faisant les hypothèses suivantes :

- nous allons tenir compte seulement le couplage ÉM avec les deux brins verticaux de la LT, et nous négligeons le couplage avec la partie horizontale; ceci est tout à fait valable si la partie horizontale de la LT est très proche au plan de masse.
- chaque brin vertical est modélisé comme étant un dipôle élémentaire, le couplage donc avec les deux brins verticaux de la LT est modélisé comme étant le couplage du champ avec deux dipôles verticaux.

Dans un premier temps, nous allons étudier le couplage ÉM avec un seul dipôle élémentaire situé à l'intérieur de l'enceinte en employant la MSA (Method of Small Antenna) [25]. Dans un second temps, nous exploitons nos hypothèses sur la prédiction du couplage ÉM avec la LT pour chacune de nos configurations.

I. 7 Couplage ÉM avec un dipôle situé à l'intérieur d'une cavité

Nous considérons un dipôle infinitésimal placé dans une cavité métallique rectangulaire de dimensions $a(x) \times b(y) \times d(z)$. Le dipôle est orienté vers l'axe (\hat{y}) et alimenté par une source de tension V_s (Figure V. 22).

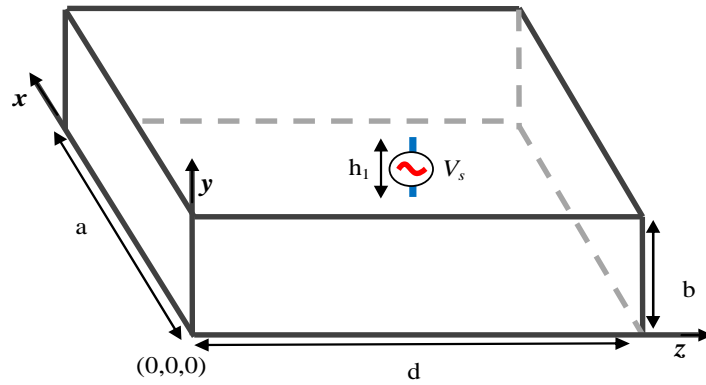


Figure V. 22: Enceinte métallique excitée par un dipôle infinitésimal.

Afin d'étudier le couplage ÉM avec le dipôle élémentaire placé dans la cavité (Figure V. 22), nous allons nous baser sur la MSA (Method of Small Antenna) développée par Tkachenko [25], [40], [41]. La MSA consiste à trouver tout d'abord la solution du courant dû au couplage ÉM avec un dipôle situé en espace libre, puis d'introduire des modifications apportées par la présence de la cavité sur cette solution. La MSA démontre que la forme de l'expression du courant induit dans un dipôle placé dans la cavité est similaire à celle obtenue si le dipôle est situé en espace libre ; la différence entre les deux expressions se situe seulement au niveau de l'écriture de la fonction de Green (FG). Nous allons exploiter l'approche MSA, pour ce faire, nous détaillons dans un premier temps la solution du problème de couplage ÉM avec le dipôle en espace libre, dans un second temps, nous plaçons le dipôle dans la cavité et nous introduisons les modifications apportées par la fonction de Green de la cavité sur la solution qui a été obtenue en espace libre. Nous verrons que la fonction de Green peut avoir une interprétation physique simple dans ce cas.

I. 7. 1 Dipôle en espace libre

Considérons un dipôle infinitésimal en mode d'émission placé en espace libre et orienté suivant l'axe (\hat{y}) , sa longueur est très petite par rapport à la longueur d'onde. La distribution du courant d'excitation de ce dipôle circule donc suivant l'axe (\hat{y}) ; dans ce cas nous allons seulement tenir compte l'existence de la composante $\hat{y}\hat{y}$ du tenseur de Green. La formule de la composante $\hat{y}\hat{y}$ de la FG type potentiel vecteur s'écrit en espace libre comme suit:

$$G_A^{yy} = \frac{1}{4\pi} \frac{e^{-jk_0|y-y'|}}{|y-y'|} \quad (\text{V. 41})$$

y et y' sont respectivement l'abscisse de point d'observation et celle de la source suivant l'axe (\hat{y}). Notre but est le calcul du courant induit dans le dipôle, le point d'observation sera donc dans la région source, ceci implique que $k_0|y-y'| \ll 1$. Nous simplifions la formule (V. 41) en employant le développement de Taylor du terme exponentiel, nous obtiendrons:

$$G_A^{yy} = \frac{1}{4\pi} \left[\frac{1}{|y-y'|} - jk_0 + \frac{k_0^2|y-y'|}{2} + \frac{jk_0^3|y-y'|^2}{6} \right] \quad (\text{V. 42})$$

Nous obtenons l'expression de la composante $\hat{y}\hat{y}$ de la fonction de Green type champ électrique par l'intermédiaire de cette formule:

$$\vec{G}_e = \left(I + \frac{1}{k_0^2} \nabla \nabla \right) \cdot \vec{G}_A \quad (\text{V. 43})$$

Après avoir appliqué le développement de Taylor sur la composante $\hat{y}\hat{y}$ de la fonction de Green type champ électrique, nous obtenons:

$$G_e^{yy} = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{k_0^2} \left[\frac{2}{|y-y'|^3} + \frac{k_0^2}{|y-y'|} - \frac{2}{3} jk_0^3 \right] \quad (\text{V. 44})$$

Nous décomposons la fonction de Green (V. 44) en deux parties ; la première partie est singulière, elle est constituée par le premier et le deuxième terme à l'intérieur de crochets

$\left(\frac{2}{|y-y'|^3} + \frac{k_0^2}{|y-y'|} \right)$ et la deuxième partie est régulière se constitue par le troisième terme $\left(-\frac{2}{3} jk_0^3 \right)$.

La partie singulière exprime les phénomènes statiques de la fonction de Green, elle dépend seulement du champ proche, et n'est pas liée aux conditions aux limites. Tkachenko a modélisé le premier terme de cette partie par une capacité C_a et le deuxième par une inductance L_a . Pour un dipôle infinitésimal symétrique les expressions de C_a et L_a s'écrivent comme suit [40]:

$$C_a = \frac{\pi \epsilon_0 h_1 / 2}{\ln(h_1 / (2r)) - 2} \quad (\text{V. 45})$$

$$L_a = \frac{1}{C_a \omega_a^2} \quad (\text{V. 46})$$

$$\omega_a = \frac{\pi c}{h_1} \quad (\text{V. 47})$$

h_1 et r sont respectivement la longueur et le rayon de dipôle.

La partie régulière exprime les phénomènes dynamiques de la fonction de Green, elle est responsable du rayonnement du dipôle à travers la résistance de rayonnement Z_{ray} (liée au champ lointain) et s'écrit [40], [41]:

$$Z_{ray} = -j \omega \mu_0 \left[\frac{1}{4\pi} \frac{1}{k_0^2} \left[-\frac{2}{3} j k_0^3 \right] F \right] \quad (\text{V. 48})$$

avec

$$F = \int_{-h_1/2}^{h_1/2} f(y) dy \quad (\text{V. 49})$$

$f(y)$: est la fonction du courant de distribution sur le dipôle.

La formule donnant le courant induit dans le dipôle dû au couplage ÉM en espace libre prend la forme [40], [41]:

$$J(l) = V_s \cdot Y(j\omega) \cdot f(y) \quad (\text{V. 50})$$

$$Y(j\omega) = \frac{1}{(1/j\omega C_a) + j\omega L_a + R_a + Z_{ray}} \quad (\text{V. 51})$$

Nous supposons que la fonction de distribution du courant est de forme triangulaire donnée par l'expression:

$$f(y) = 1 - 2|y|/h_1 \quad (\text{V. 52})$$

Après avoir remplacé (V. 52) dans (V. 48), nous retrouvons l'expression classique de la résistance de rayonnement Z_{ray} comme suit:

$$Z_{ray} = \frac{\eta}{6\pi} \left(k_0 \frac{h_1}{2} \right)^2 \quad (\text{V. 53})$$

Cette expression de Z_{ray} (V. 53) est exactement l'expression de la résistance de rayonnement d'un dipôle élémentaire excité par un courant de distribution de forme triangulaire. Le circuit équivalent de ce dipôle rayonné en espace libre est obtenu comme suit:

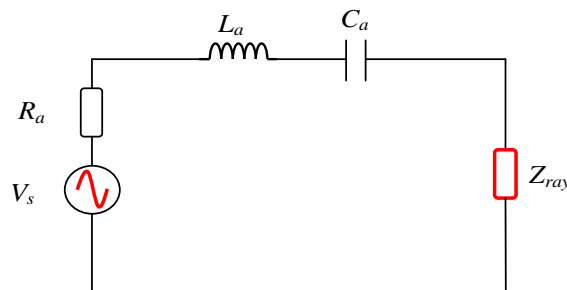


Figure V. 23: Circuit équivalent du dipôle en espace libre.

I. 7. 2 Dipôle dans la cavité

Nous allons encore considérer dans cette section la méthode MSA permettant d'analyser le couplage ÉM avec le dipôle excité par une source de tension et placé dans une cavité métallique rectangulaire. Comme cela est évoqué plus haut, la différence entre la formule du courant induit dû au couplage ÉM en espace libre et celle de courant induit dû au couplage ÉM dans une cavité se situe seulement au niveau de l'écriture de la fonction de Green. La représentation modèle

double somme de la fonction de Green démontrée au chapitre II sera exploitée pour traiter ce deuxième cas, néanmoins la convergence de la FG écrite par cette forme est très lente dans notre cas, parce que le point d'observation est très proche de la région source. Afin d'accélérer la convergence de cette forme de la FG dans la région source, Tkachenko [41], [42] a ajouté un nouveau terme à l'écriture double somme de G_A , ce terme ressemble à l'écriture de la FG donnée en espace libre par l'expression (V. 41). La G_A (V. 54) sera composée par deux expressions: la première expression correspond au mode de propagation dans un guide d'ondes court-circuité (la cavité) pour $\gamma \leq \gamma_{\max}$, avec $\gamma_{\max} \sim 2.5k_0$ est le nombre maximal de modes écrits sous forme modale. La deuxième expression contient les informations liées aux phénomènes statiques donc sur les modes fortement évanescents autour de la source. La direction de propagation dans la cavité est le long de l'axe (\hat{z}), la nouvelle écriture de la composante $\hat{y}\hat{y}$ de la FG modale de type potentiel vecteur développée par Tkachenko est donnée comme suit [41], [42]:

$$G_A^{yy} = \sum_{mn}^{\gamma \leq \gamma_{\max}} C^{mn} + \frac{1}{4\pi} \frac{e^{-\gamma_{\max}|y-y'|}}{|y-y'|} \quad (\text{V. 54})$$

$$C^{mn} = \frac{\epsilon_m \epsilon_n}{ab} \psi_x^m \psi_y^n f^{mn} \frac{1}{K_{mn} \sin(K_{mn}d)} \quad (\text{V. 55})$$

$$\psi_x^m = \sin\left(\frac{m\pi x_0}{a}\right) \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \quad (\text{V. 56})$$

$$\psi_y^n = \cos\left(\frac{n\pi y_0}{b}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \quad (\text{V. 57})$$

$$f^{mn} = \begin{cases} \sin(K_{mn}z_0) \sin[K_{mn}(d-z)], & \text{if } z \geq z_0 \\ \sin(K_{mn}z) \sin[K_{mn}(d-z_0)], & \text{if } z < z_0 \end{cases} \quad (\text{V. 58})$$

Après avoir appliqué le développement de Taylor sur le terme exponentiel de G_A^{yy} (V. 54), nous obtenons la nouvelle écriture de la composante $\hat{y}\hat{y}$ de la FG modale de type champ électrique G_e^{yy} comme suit:

$$G_e^{yy} = \sum_{mn}^{\gamma \leq \gamma_{\max}} C^{mn} \left(1 - \frac{\left(\frac{n\pi}{b} \right)^2}{k_0^2} \right) + \frac{1}{4\pi} \frac{1}{k_0^2} \cdot \left[\frac{2}{|y-y'|^3} + \frac{k_0^2}{|y-y'|} - \frac{\gamma_{\max}^2}{3} - k_0^2 \gamma_{\max} \right] \quad (\text{V. 59})$$

Nous divisons l'expression de G_e^{yy} comme le cas précédent (dipôle en espace libre) en deux parties ; la partie singulière G_e^{sig} est identique à celle du cas précédent, elle exprime les phénomènes statiques autour de la région source, elle est constituée du premier et le deuxième terme situés entre les crochets. La partie régulière G_e^{reg} est plus complexe, elle est constituée par la somme des modes de propagations plus le troisième et le quatrième terme entre les crochets, ces deux derniers $\left(-\frac{\gamma_{\max}^2}{3} - k_0^2 \gamma_{\max} \right)$ représentent les modes fortement évanescents autour de la source. Cette partie exprime donc l'interaction ÉM du dipôle avec tous les modes de la cavité. La formule du courant induit dans le dipôle est la même que celle donnée par l'expression (V. 50), mais avec le changement de Z_{ray} par ce qu'on appelle l'impédance résonateur Z_{res} , s'écrit en fonction de G_e^{reg} comme suit,

$$Z_{Res} = j \omega \mu (G_e^{reg}) F h_1 / 2 \quad (\text{V. 60})$$

Afin d'établir l'extension de notre modèle pour l'analyse du couplage ÉM avec une LT située à l'intérieur de la cavité et excitée par une source de tension, nous allons exploiter dans la suite de ce chapitre le formalisme analytique de la MSA avec l'application des hypothèses évoquées ci-dessus.

I. 8 Première configuration

La première configuration traitée par l'approche développée plus haut est présentée par la figure V. 24, nous considérons une enceinte métallique rectangulaire de dimensions

$a(x) \times b(y) \times d(z)$, contient une LT de longueur L et de hauteur h , Z_1 et Z_2 sont les deux charges des extrémités de la ligne. La LT excite l'enceinte par une source de tension V_s située à son extrémité gauche. Les pertes dans la cavité seront prises en compte par le facteur de qualité Q .

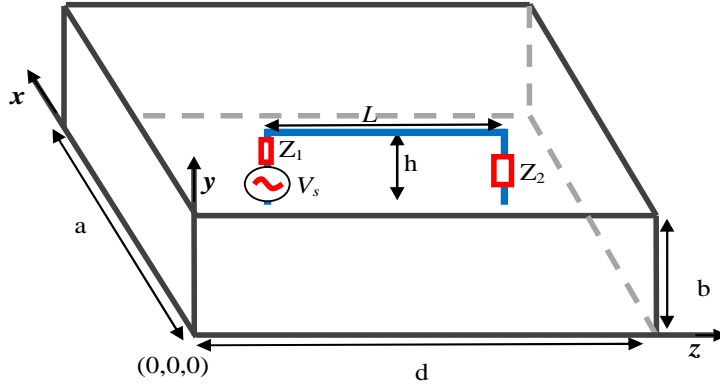


Figure V. 24: Enceinte contient une LT excitée par une source de tension.

Nous simplifions la géométrie du problème sous la forme d'un simple circuit équivalent, puis nous établissons le système matriciel correspondant à ce circuit pour objectif de calculer les intensités de courants induits aux charges d'extrémités de la ligne. Comme il est démontré dans la première partie de ce chapitre, la LT à été modélisée par son circuit équivalent en Pi. Afin de tenir compte du couplage de tous les modes de la cavité avec la LT ainsi le re-rayonnement des deux brins verticaux, nous allons ajouter à chaque charge d'extrémité de LT une impédance résonateur Z_{res} , nous obtiendrons:

$$Z_{tot1} = Z_1 + Z_{res1} \quad (V. 61)$$

$$Z_{tot2} = Z_2 + Z_{res2} \quad (V. 62)$$

Z_{res1} : est l'impédance résonateur du brin vertical de l'extrémité gauche qui contient la source d'excitation V_s , ce brin vertical se comporte donc comme un dipôle en mode d'émission.

$$Z_{Res1} = j \omega \mu \left(G_e^{reg} \right) F_1 h_1 / 2 \quad (V. 63)$$

$$F_1 = \int_0^{h_1} f_1(y) dy = h_1 \quad (\text{V. 64})$$

La distribution du courant sur le brin vertical gauche est uniforme, donc $f_1(y) = 1$.

Z_{res2} : est l'impédance résonateur du brin vertical de l'extrémité droite, ce brin vertical se comporte donc comme un dipôle en mode de réception.

$$Z_{Res2} = j \omega \mu (G_e^{reg}) F_2 h_1 / 2 \quad (\text{V. 65})$$

$$F_2 = \int_0^{h_1} f_2(y) dy = h_1 \quad (\text{V. 66})$$

La distribution du courant sur le brin vertical droit est uniforme, donc $f_2(y) = 1$.

Le circuit équivalent à la géométrie du problème (Figure V. 24) est donné par la figure V. 25.

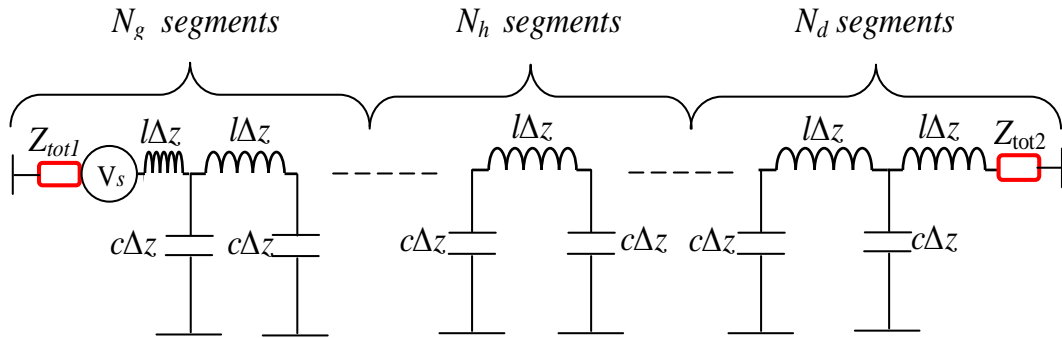


Figure V. 25: Circuit équivalent à notre géométrie du problème.

Nous écrivons les équations de ce circuit équivalent en appliquant la loi de Kirchhoff (KVL), puis nous établissons le système matriciel du problème comme suit:

$$[I] = inv [Z] \cdot [V] \quad (\text{V. 67})$$

$[I]$ est le vecteur des courants inconnus, $[V]$ est le vecteur de sources de tensions d'excitation et $[Z]$ est la matrice des impédances.

L'écriture de $[I]$, $[V]$ et $[Z]$ pour le cas d'une ligne divisée à N segments, est comme suit:

$$[I] = \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \\ \vdots \\ I_i \\ \vdots \\ I_{N-2} \\ I_{N-1} \\ I_N \end{bmatrix} \quad (\text{V. 68})$$

$$[V] = \begin{bmatrix} V_s \\ \vdots \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} \quad (\text{V. 69})$$

$$[Z]_{N \times N} = \begin{bmatrix} Z_{eq1} & -Z_{ca} & 0 & \dots & 0 & \dots & 0 \\ -Z_{ca} & Z_{eq2} & -Z_{ca} & 0 & \dots & \dots & 0 \\ 0 & -Z_{ca} & Z_{eq2} & -Z_{ca} & 0 & \dots & 0 \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ 0 & \dots & 0 & -Z_{ca} & Z_{eq2} & -Z_{ca} & 0 \\ 0 & \dots & 0 & \ddots & -Z_{ca} & Z_{eq2} & -Z_{ca} \\ 0 & \dots & 0 & \dots & 0 & -Z_{ca} & Z_{eq3} \end{bmatrix} \quad (\text{V. 70})$$

$$Z_{eq1} = Z_{ca} + Z_L + Z_{tot1} \quad (\text{V. 71})$$

$$Z_{eq2} = 2Z_{ca} + Z_L \quad (\text{V. 72})$$

$$Z_{eq3} = Z_{ca} + Z_L + Z_{tot2} \quad (\text{V. 73})$$

Après avoir résolu le système matriciel, nous obtenons les intensités des courants I_1 et I_N induits aux charges des extrémités.

I. 9 Deuxième configuration

Maintenant, en reprenant la première configuration à laquelle nous ajoutons une deuxième source d'excitation représentée par un dipôle élémentaire ou un monopôle situé au point $P_0(x_0, y_0, z_0)$ (Figure V. 26). Afin de calculer les intensités des courants induits au niveau des charges d'extrémités Z_1 et Z_2 , nous allons suivre le même développement présenté au premier cas. Puis nous normalisons ces courants induits par rapport au courant $J(y)$ distribué le long du dipôle ou monopôle.

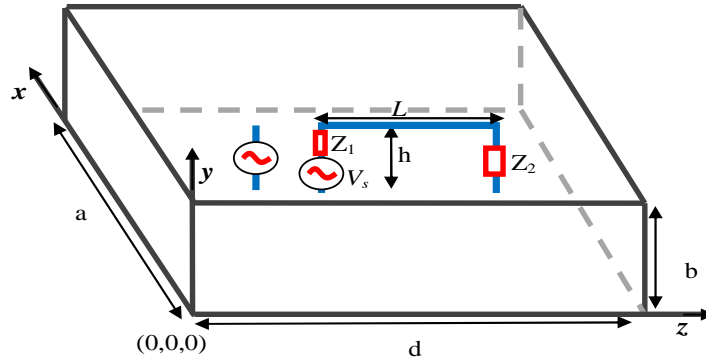


Figure V. 26: Enceinte excitée par deux sources d'excitation, la LT et le dipôle.

I. 9. 1 Deuxième excitation par un dipôle

La formule du courant distribué le long d'un dipôle de longueur h_1 excité par une source de tension V_s et situé dans la cavité est donnée comme suit [40]:

$$J_{dip}(y) = V_s \cdot Y(j\omega) \cdot f(y) \quad (V. 74)$$

$$Y(j\omega) = \frac{1}{(1/j\omega C_a) + j\omega L_a + R_{load} + Z_{Res}} \quad (V. 75)$$

$$Z_{Res} = j\omega\mu(G_{yy}^{reg})F h_1/2 \quad (V. 76)$$

$$F = \int_{-h_1/2}^{h_1/2} f(y) = \int_{-h_1/2}^{h_1/2} 1 - 2|y|/h_1 = h_1/2 \quad (V. 77)$$

Les formules de C_a , L_a et $f(y)$ sont données respectivement par (V.45), (V.46) et (V.52).

I. 9. 2 Deuxième excitation par un monopôle:

La formule du courant distribué le long du monopôle $J_{mon}(y)$ est la même que celle donnée dans le cas d'un dipôle (V. 74), il suffit seulement de modifier les formules de C_a et $f(y)$ comme suit:

$$C_a = \frac{\pi \epsilon_0 h_1}{\ln(h_1/r) - 2} \quad (\text{V. 78})$$

$$F = \int_0^{h_1} f(y) = \int_0^{h_1} 1 - |y|/h_1 = h_1/2 \quad (\text{V. 79})$$

I. 10 Résultats et validations

Afin de vérifier la validité et la précision de notre modèle. Nous allons comparer les résultats calculés par le modèle avec ceux simulés par le solveur électromagnétique Temsi-FD et avec les mesures expérimentales.

I. 10. 1 La validation par Temsi-FD

Nous commençons par la validation des résultats de la première configuration (Figure V. 24). Les figures V. 27 et V. 28 illustrent les résultats des courants induits aux charges des extrémités $Z_1 = Z_2 = 50\Omega$ d'une LT de rayon $r = 1mm$, de hauteur $h = 2cm$ et de longueur $L = 40cm$, son extrémité gauche est située au $P_1(30,0,25)cm$. La LT est excitée par une source de tension $V_s = 1V$ et située dans une cavité métallique rectangulaire de dimensions $40 \times 20 \times 70 cm$, nous introduisons les pertes dans la cavité par le facteur de qualité Q défini en chapitre II par l'expression (II. 91), avec $Q_0(f_0 = 100MHz) = 1000$.

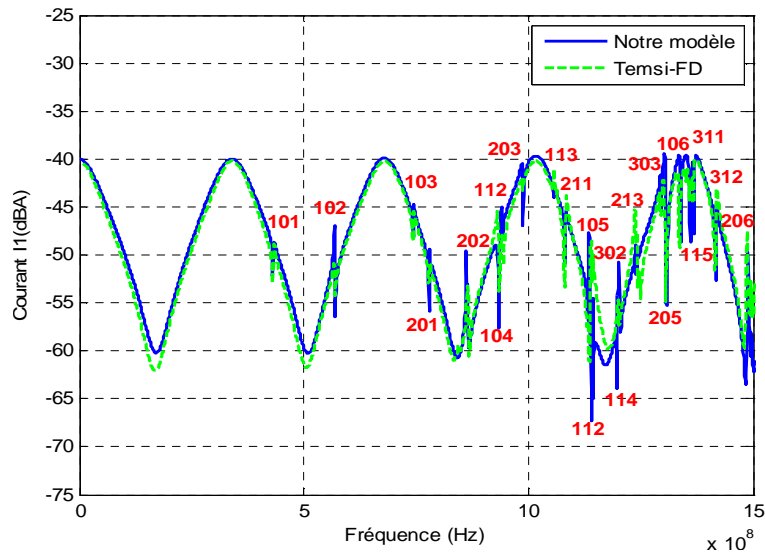


Figure V. 27: Intensité du courant induit à la charge Z_1 .

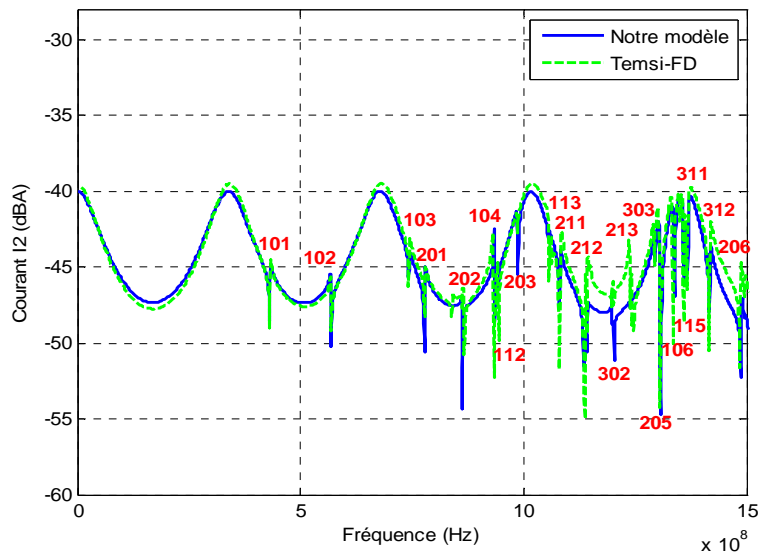


Figure V. 28: Intensité du courant induit à la charge Z_2 .

Nous constatons que l'erreur obtenue entre les résultats restitués par notre modèle et ceux de Tepsi-FD est négligeable, ainsi les deux tracés ont les mêmes valeurs de fréquences de résonances de 22 modes qu'ont été couplés avec la ligne. La comparaison montre une bonne concordance entre les tracés calculés par notre modèle avec ceux simulés par Tepsi-FD sur une bande de fréquence de $0\text{GHz} - 1.5\text{GHz}$ en prenant en compte tous les modes jusqu'à $m = n = 3$.

Après avoir montré la précision des résultats de la première configuration, nous présentons maintenant les résultats de la deuxième configuration (Figure V. 26). Nous gardons la même géométrie utilisée dans la simulation précédente, et nous ajoutons une deuxième source d'excitation par un monopôle de rayon $r = 1\text{mm}$ et de longueur $h_1 = 2\text{cm}$ et disposé sur le mur inférieur de l'enceinte au point $P_0(30,0,5)\text{cm}$. La figure V. 29 montre le couplage de 22 modes avec la ligne ; ce sont les mêmes modes mentionnés dans le cas précédent, nous constatons que les deux courbes (modèle et FDTD) sont similaires sur une bande de fréquence de $0\text{GHz} - 1.5\text{GHz}$, ceci confirme la validation de notre modèle pour la deuxième configuration.

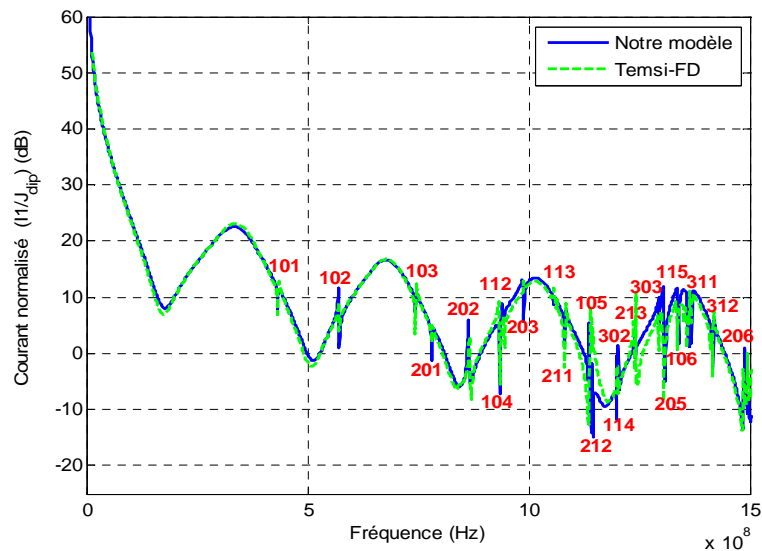


Figure V. 29: Intensité du courant induit à la charge Z_2 , avec une deuxième excitation par un monopôle orienté vers l'axe (\hat{y}).

Pour voir l'influence de l'orientation du monopôle sur le résultat, nous changeons l'orientation et la position du monopôle, ce dernier sera placé dans le point $P_0(30,5,0)\text{cm}$ et orienté suivant l'axe (\hat{z}), le résultat obtenu est illustré par la figure V. 30, nous constatons que ce résultat est identique à celui montré par la figure V. 29. L'orientation et la position d'un monopôle fixé sur le mur de l'enceinte n'ont aucun effet donc sur l'intensité du courant induit.

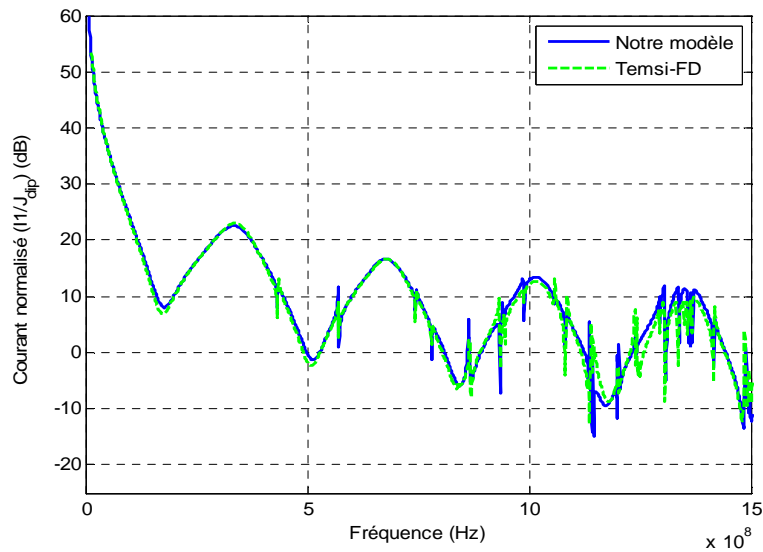


Figure V. 30: Intensité du courant induit à la charge Z_2 , avec une deuxième excitation par un monopôle orienté vers l'axe (\hat{z}) .

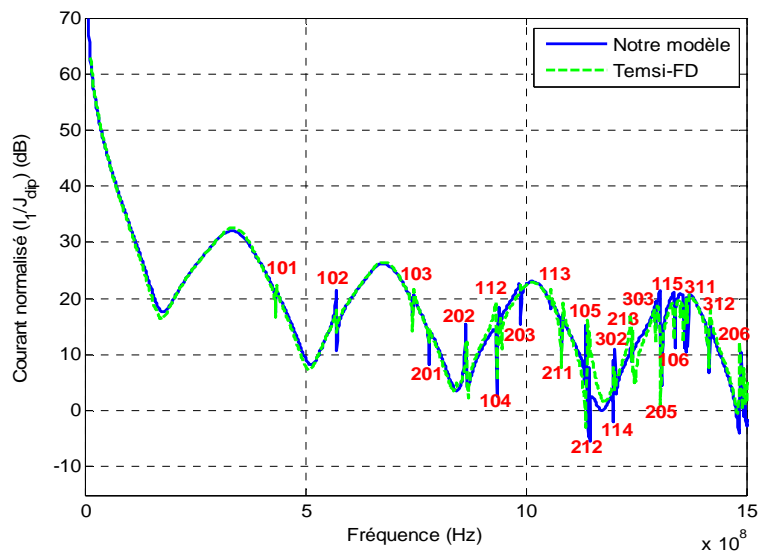


Figure V. 31: Intensité du courant induit à la charge Z_2 , avec une deuxième excitation par un dipôle orienté suivant l'axe (\hat{y}) .

La figure V. 31 montre le résultat de validation de notre modèle pour le cas où la deuxième excitation est un dipôle élémentaire orienté suivant l'axe (\hat{z}) et situé au $P_0(30,5,5)$ cm. Pour voir l'influence de la deuxième excitation (dipôle), nous comparons ce résultat avec celui montré

sur la figure V. 30, nous constatons que les tracés ont le même profil, la différence entre les deux résultats se situe seulement au niveau des amplitudes.

I. 10. 2 Validation du modèle analytique par la mesure

La géométrie de l'enceinte de mesure est donnée par la figure V. 24. L'enceinte est de dimensions $28 \times 3.8 \times 42 \text{ cm}$ excitée par une LT de rayon $r = 0.85 \text{ mm}$, de longueur $L = 28 \text{ cm}$ et de hauteur $h = 1 \text{ cm}$, les charges de deux extrémités $Z_1 = Z_2 = 50 \Omega$, l'extrémité gauche de la LT est située au point $P_1(9,0,7) \text{ cm}$. Les extrémités gauche et droite de la TL seront connectées respectivement à l'entrée et la sortie de l'analyseur de réseaux à travers des connecteurs de type SMA. La figure V. 32 illustre la comparaison entre le résultat de s_{21} calculé par notre modèle avec celui simulé par le solveur Temsi-FD et avec la mesure. La comparaison montre que l'erreur entre les trois tracés est négligeable; ainsi ils ont les mêmes valeurs de fréquences de résonances sur une bande de fréquence de $0 \text{ Hz} - 1 \text{ GHz}$, ceci confirme la correspondance entre les trois tracés et la précision de notre approche.

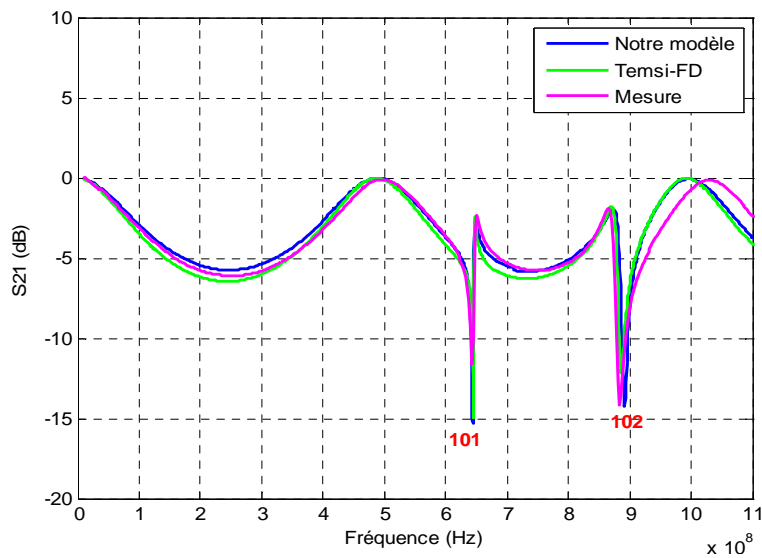


Figure V. 32: Comparaison de l'amplitude de s_{21} avec la mesure.

I. 11 Conclusion

Nous avons réalisé par le modèle établi ci-dessus un nouveau défi dans la thématique de la modélisation ÉM des systèmes complexes. Après avoir élaboré les hypothèses sur lesquelles se repose le principe de notre modèle, nous avons analysé dans la première partie de ce chapitre le couplage ÉM avec une LT sans excitation située à l'intérieur d'une enceinte métallique excitée par une source de perturbation interne ou externe. Nous avons débuté cette partie par le calcul des composantes de champ électrique excité à l'intérieur de l'enceinte, puis le modèle d'Agrawal a été employé pour assurer le couplage entre le champ électrique et la LT. La deuxième partie de ce chapitre a été consacrée à l'étude du couplage ÉM avec une LT située à l'intérieur de l'enceinte et excitée par une source de tension. Dans un premier temps, l'enceinte a été excitée seulement par la LT, dans un second temps, nous avons ajouté une deuxième excitation par un dipôle ou un monopôle. Différentes configurations ont été analysées par le formalisme analytique, les résultats obtenus par ces analyses ont été comparés et validés avec Temsi-FD et avec des mesures expérimentales. Ceci prouve l'efficacité et la précision de notre modèle.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Conclusion générale

Ce travail s'inscrit dans le cadre des activités CEM au sein du département OSA de l'Institut de recherche XLIM, il constitue une suite aux travaux précédents réalisés au sein de l'équipe CEM.

La problématique traitée dans ce manuscrit de thèse s'articule autour du couplage ÉM à l'intérieur d'une enceinte métallique d'un équipement électronique. Afin d'évaluer les niveaux de champs couplés dans une enceinte, les méthodes utilisées sont soit numériques, soit analytiques. Dans le cadre de notre travail de thèse, nous avons fait le choix de méthodes rapides permettant d'avoir une représentation de type circuit des différents éléments étudiés.

La première partie a permis de donner un aperçu des aspects théoriques qui ont été employés tout au long de ce manuscrit de thèse. Nous avons synthétisé la définition de la CEM en insistant particulièrement sur celle relative à la Communauté Européenne. Ensuite, nous avons abordé les techniques les plus utilisées pour remédier aux menaces liées à des perturbations ÉM conduites et rayonnées; le filtrage pour protéger contre les perturbations conduites et le blindage ÉM contre les rayonnées. À la fin de cette partie, nous avons exposé la problématique du couplage et de pénétration de l'énergie ÉM à l'intérieur de l'enceinte métallique d'un équipement électronique, puis nous avons cité les modèles analytiques utilisés dans notre étude pour traiter cette problématique.

Nous avons consacré la deuxième partie de ce mémoire à la représentation de la fonction de Green (FG). Dans un premier temps, nous avons commencé par un bref rappel de la fonction de Green en espace libre. Dans un second temps, nous avons abordé l'approche nécessaire pour le développement de modèles de notre étude. Ensuite, nous avons écrit les trois représentations de la FG dyadique dans une cavité, les principales tâches qui ont été réalisées, sont:

- la représentation de la FG sous forme modale, et la transformation de l'écriture triple somme des modes en double somme en considérant la cavité comme étant un guide d'ondes court-circuité en ses deux extrémités,

Conclusion générale

- l'explication physique de l'écriture spatiale de la FG en termes des rayons en se basant sur la théorie des images,
- l'écriture de la forme hybride de la FG qui permet de résoudre le problème de convergence de la FG si le point d'observation est proche de la région source.

À la fin de cette partie, le problème du couplage ÉM avec une antenne filaire située à l'intérieur d'une enceinte métallique rectangulaire a été traité par la résolution des équations intégrales de Pocklington et Hallén en se basant sur la représentation hybride de la FG.

Après avoir établi le modèle physique de la représentation modale de la FG double somme, la troisième partie a été consacrée à l'étude du couplage ÉM à l'intérieur d'une enceinte métallique en employant les modèles ILCM (Intermediat Level Circuit Model). En se basant sur la modélisation physique de la FG modale double somme, les modèles ILCM représentent l'enceinte métallique comme étant un guide d'ondes court-circuité. Nous avons débuté notre étude par la description du modèle de Robinson, ce dernier était le premier formalisme analytique établi en représentant le problème du couplage ÉM avec un boîtier de blindage par un circuit électrique équivalent. Après avoir analysé l'effet des paramètres de conception de l'enceinte sur le calcul de S_E par le modèle de Robinson, nous avons décrit la méthode de Kron dédiée au calcul de S_E d'une enceinte rectangulaire munie d'une ouverture centrée. Ensuite, le modèle d'Azaro a été employé pour évaluer les phénomènes issus du couplage ÉM avec l'ouverture sur le comportement de S_E de l'enceinte. Nous avons pu constater que les deux modèles analytiques (Robinson et Azaro) restent limités à quelques applications et validés sur une bande de fréquence étroite. Afin de remédier aux insuffisances de ces deux modèles, nous avons exploité le modèle ILCM de Konefal qui se caractérise par une bonne précision et adaptabilité sur une large bande de fréquence. La comparaison entre les S_E calculées par les modèles ILCM avec celles simulées par Temsi-FD montre une bonne concordance dans plusieurs cas. Cependant, grâce à leur aspect circuit, le temps de calcul et la simplicité d'implémentation sont les avantages majeurs des modèles ILCM.

Dans la quatrième partie de ce document, nous avons exploité le modèle ILCM pour l'analyse du couplage ÉM avec des dipôles élémentaires situés à l'intérieur d'une enceinte

Conclusion générale

métallique rectangulaire. Nous avons débuté cette partie par une étude détaillée du modèle ILCM dédié au calcul du couplage ÉM entre deux dipôles situés à l'intérieur d'une enceinte fermée, puis nous avons établi l'extension de ce modèle à l'étude du couplage entre trois dipôles. Ensuite, nous avons développé le modèle ILCM combiné à l'étude du couplage ÉM avec un dipôle situé à l'intérieur d'une enceinte excitée à travers son ouverture. Grâce à son adaptabilité pour réaliser une étude paramétrique sur le nombre des modes qui se couplent avec la structure, à sa précision et sa rapidité du calcul, le modèle ILCM est considéré comme un outil privilégié dans le domaine de la CEM des systèmes complexes. Tous les résultats évalués par le modèle ILCM sont validés avec ceux simulés par le solveur Temsi-FD.

Malgré tous ces avantages, le modèle ILCM reste limité à l'étude du couplage ÉM avec les structures filaires de petite dimension. Afin d'étudier le couplage ÉM avec une ligne de transmission (LT) située à l'intérieur de l'enceinte d'un équipement électronique, nous avons développé au cours de la dernière partie de ce manuscrit un nouveau modèle de couplage. Dans un premier temps, nous avons analysé le couplage ÉM avec une LT sans excitation située à l'intérieur d'une enceinte métallique excitée par une source de perturbation interne ou externe. Nous avons déduit les composantes de champ électrique excité à l'intérieur de l'enceinte, puis nous avons employé le modèle d'Agrawal pour assurer le couplage entre le champ électrique et la LT. Dans un second temps, nous avons analysé le couplage ÉM avec une LT située à l'intérieur de l'enceinte et excitée par une source de tension. Différentes configurations ont été analysées par le formalisme analytique, les résultats obtenus ont été comparés et validés avec Temsi-FD et avec les mesures expérimentales. Grâce à sa simplicité d'implémentation, sa précision et sa rapidité de calcul, notre modèle relève un nouveau défi dans le domaine de la CEM des systèmes complexes.

En plus de leurs avantages de rapidité de calcul et de précision des résultats, les approches étudiées et développées tout au long de cette thèse nous ont permis de comprendre l'aspect physique de la CEM des systèmes complexes, qui est un passage obligé pour les ingénieurs de ce domaine de recherche.

Comme perspectives à ce travail nous préconisons d'approfondir les points suivants :

- Étude du couplage ÉM avec une section multifilaire située à l'intérieur d'une enceinte métallique rectangulaire en tenant compte des couplages mutuels entre les lignes.

Conclusion générale

- Extension de notre modèle pour tenir compte de l'effet du couplage direct entre la source de perturbation et la victime à l'intérieur d'une enceinte.
- Extension de notre modèle par une étude temporelle.
- La représentation de la fonction de Green relative à une enceinte cylindrique.
- Étude du couplage ÉM avec des dipôles élémentaires et des lignes de transmissions situés à l'intérieur d'une enceinte cylindrique (fuselage d'un avion).
- Réalisation des mesures et simulations pour la validation des résultats.

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE

- [1] **Henry W. Ott**, “Noise Reduction Techniques in Electronic Systems,” 2nd ed. New York: Wiley, 1988 (ISBN 0-471-85068).
- [2] **Pocklington, H. C.**, “Electrical Oscillations in Wires,” Cambridge Philos. Soc. Proc., vol. 9, (1897) 324-332.
- [3] **Hallén, E.**, “Theoretical Investigations into the Transmitting and Receiving Qualities of Antennae,” Nova Acta Regiae Soc. Sci. Upsaliensis, Ser. IV, no. 4, 1-44, (1938).
- [4] **C. T. Tai**, “Different Representations of Dyadic Green’s Functions for a Rectangular Cavity,” IEEE Trans. Microw. Theory Tech., vol. MTT-24, no. 9, pp. 597–601, Sep. 1976.
- [5] **Y. Rahmat-Samii**, “On the Question of Computation of the Dyadic Green’s Function at the Source Region in Waveguides and Cavities,” IEEE Trans. Microw. Theory Tech. (short papers), vol. MTT-23, pp. 762–765, Sep. 1975.
- [6] **Balian, R., Duplantier, B.** “Electromagnetic Waves Near Perfect Conductors. I. Multiple scattering expansions. Distribution of modes,” Annals of Physics, vol. 104, pp. 300-335, 1977.
- [7] **Park. M. J., Park, J., and Nam, S.**, “Efficient Calculation of the Green’s Function for the Rectangular Cavity,” IEEE Microwave and Guided Wave Letters, vol. 8, pp. 124-126 March 1998.
- [8] **Park. M. J.**, “Accelerated Summation of the Green’s Function for the Rectangular Cavity,” IEEE Microwave and Wireless Components letters, VOL. 19, NO. 5, pp. 260-262, May 2009.
- [9] **Gronwald. F.**, “Antenna Theory in Resonating Systems Derived from Fundamental Electromagnetism,” HDR, Université Magdeburg 02 Octobre 2006.

BIBLIOGRAPHIE

- [10] **Gronwald, F.**, “The influence of electromagnetic singularities on an active dipole antenna within a cavity,” *Advances in Radio Science*, vol. 1, 57-61, (2003).
- [11] **M. P. Robinson, J. D. Turner, D. W. P. Thomas, J. F. Dawson, M. D. Ganley, A. C. Marvin, S. J. Porter, T. M. Benson, and C. Christopoulos**, “Shielding effectiveness of a rectangular enclosure with a rectangular aperture,” *Electron. Lett.*, vol. 32, no. 17, pp. 1559–1560, 1996.
- [12] **Robinson, M.P., Benson, T.M., Christopoulos, C.Dawson, J.F., Ganley, M.D., Marvin, A.C., Porter, S.J.and Thomas, D.W.P.**, “Analytical formulation for the shielding effectiveness of enclosures with apertures,” *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, Vol. 40, pp . 240-248, August 1998.
- [13] **Kron, G.**, “Diakoptics: the piecewise solution of large-scale systems,” MacDonal, London, 1963.
- [14] **R. Azaro, S. Caorsi, M. Donelli, and G. L. Gragnani**, “Evaluation of the effects of an external incident electromagnetic wave on metallic enclosures with rectangular apertures,” *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 28, no. 5, pp. 289–293, Mar. 2001.
- [15] **R. Azaro, S. Caorsi, M. Donelli, and G. L. Gragnani**, “A circuital approach to evaluating the electromagnetic field on rectangular apertures backed by rectangular cavities,” *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 50, no. 10, pp. 2259–2266, Oct. 2002.
- [16] **T. Konefal, J. F. Dawson, A. C. Marvin, M. P. Robinson, S. J. Poter** “A Fast Multiple Mode Intermediate Level Circuit Model for the Prediction of Shielding Effectiveness of a Rectangular Box Containing a Rectangular Aperture,” *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, VOL. 47, NO. 4, November 2005.
- [17] **T. Konefal, J. F. Dawson, A. C. Marvin, M. P. Robinson, S. J. Poter** “A Fast Circuit Model Description of the Shielding Effectiveness of a Box With Imperfect Gaskets or Apertures Covered by Thin Resistive Sheet Coatings,” *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, VOL. 48, NO. 1, February 2006.
- [18] **Robert E. Collin** “Field Theory of Guided Waves,” New York McGraw-Hill, 1960.

BIBLIOGRAPHIE

- [19] **Temsi-FD**, “Time Electromagnetic Simulator- Finite Difference Time Domain,”, Software Developed in the Xlim Institutue-Limoges France.
- [20] **T. Konefal, J. F. Dawson, A. C. Denton, T. M. Benson, C. Christopoulos, A. C. Marvin, S. J. Porter, D. W. P. Thomas**, “Electromagnetic Coupling Between Wires Inside a Rectangular Cavity Using Multiple Mode Analogous Transmission-Line Circuit Theory,” *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. EMC-43, no. 3, pp. 273-281, Aug. 2001.
- [21] **D. W. P. Thomas, A. C. Denton, T. M. Benson, T. Konefal, J. F. Dawson, A. C. Marvin, S. J. Porter, C. Christopoulos, J. Paul**, “Electromagnetic Coupling to an Enclosure via a Wire Penetration,” *IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility*, pp 189-194, 13-17 August 2001.
- [22] **J. F. Dawson, T. Konefal, A. C. Marvin, S. J. Porter, M. P. Robinson, C. Christopoulos, D. W. P. Thomas, A. C. Denton, T. M. Benson**, “Intermediate level tools for Emissions and Immunity: Enclosure contents to Aperture Coupling,” *IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility*, pp 189-194, 13-17 August 2001.
- [23] **A. Boutar, A. Reineix, C. Guiffaut**, “A very efficient analytical approach for electromagnetic field to transmission line coupling in shielded enclosure ,” *IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC EUROPE) 2013*, pp 270-275, 2-6 September 2013.
- [24] **A. Boutar, A. Reineix, C. Guiffaut**, “L’étude de couplage ÉM avec une ligne de transmission à l’intérieur d’une enceinte métallique par le développement d’un modèle du circuit intermédiaire,” 17^{ème} colloque international et exposition sur la compatibilité électromagnétique (CEM 2014), Clermont-Ferrand 1- 3 juillet 2014.
- [25] **S. Tkachenko, G. V. Vodopianov, L. M. Martinov**, “Electromagnetic Field Coupling to an Electrically small Antenna in a Rectangular Cavity,” *13th International Zurich Symp. On EMC*, Feb. 1999, pp379-384.

BIBLIOGRAPHIE

- [26] **Directive CEM 89/336/CEE** “Rapprochement des législations des États membres relatives à la compatibilité électromagnétique,” JO des communautés européennes, mai 1989.
- [27] **T.WILLIAMS**, “Compatibilité Électromagnétique de la Conception à l’Homologation,” PUBLITRONIC / ELEKTOR, 1999.
- [28] **F.COSTA**, “Compatibilité électromagnétique CEM-Présentation générale,” Techniques de l’Ingénieur Référence D1300, 10 févr. 20.
- [29] **Michel Mardiguan**, “Manuel pratique de compatibilité électromagnétique,” Prana R&D, 1992.
- [30] **Alain Charoy**, “Compatibilité électromagnétique,” Dunod, 2000.
- [31] **Henry W. Ott**, “Electromagnetic Compatibility Engineering,” John Wiley & Sons, 2009.
- [32] **Clayton R. Paul**, “Introduction to Electromagnetic Compatibility,” John Wiley & Sons, Second Edition, 2006.
- [33] **S. CELOZZI, R. ARANEO, G. LOVAT**, “Electromagnetic Shielding,” John Wiley & Sons, 2008.
- [34] **Jay J. E, Truong X. N, Kenneth L. D, Stephen A. S, and Fred B. B**, “Investigation of Electromagnetic Field Threat to Fuel Tank Wiring of a Transport Aircraft,” NASA/TP-2000-209867, March 2000.
- [35] **David B. Seidel**, “Aperture Excitation of Wire in a Rectangular Cavity,” IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT-26, no. 11, pp. 908-914, November 1978.
- [36] **F. Edelvik**, “A new technique for accurate and stable modeling of arbitrarily oriented thin wires in the FDTD method,” IEEE Trans. Electromagn. Compat., vol. EMC-45, no.2, pp. 416-423, May 2003.

BIBLIOGRAPHIE

- [37] **W. J. R. HOEFER**, “The Transmission-Line Matrix Method Theory and Applications,” IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, VOL. MTT-33, no. 10, pp. 882-893 October 1985.
- [38] **W. P. Carpes, Jr., L. Pichon, and A. Razek**, “Analysis of the coupling of an incident wave with a wire inside a cavity using an FEM in frequency and time domains,” IEEE Electromagnetic Compatibility Transactions on, vol. 44, pp. 470-475, Aug 2002.
- [39] **G. Spadacini, S. A. Pignari and F. Marliani**, “Closed-Form transmission line model for radiated susceptibility in metallic enclosures,” IEEE Trans. Electromagn. Compat., vol. EMC-47, no.4, pp. 701-708, November 2005.
- [40] **S. Tkachenko, H. G. Krauthäuser, F. Gronwald, J. Nitsh**, “High Frequency Electromagnetic Field Coupling to Small Antenna in Rectangular Resonator,” IEEE International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications 2009 (ICEAA'09), pp. 188-191, 14-18 Sept 2009.
- [41] **S. Tkachenko, J. Nitsh, R. Vick**, “HP Coupling to a Transmission Line inside a Rectangular Cavity,” IEEE URSI International Symposium on Electromagnetic Theory (EMTS) 2010, pp. 5-8, 16-19 August 2010.
- [42] **S. Tkachenko, R. Rambousky, J. B. Nitsh**, “Electromagnetic field Coupling to a Thin Wire Located Symmetrically Inside a Rectangular Enclosure ,” IEEE Trans. Electromagn. Compat., vol. EMC-55, no.2, pp. 334-341, April 2013.
- [43] **P. P. Ewald**, “Die Berechnung Optischer und Elektrostatischen Gitter-potentiale,” Ann. Phys., vol. 64, pp. 253-268, 1921.
- [44] **G. Green**, “An essay on the application of mathematical analysis to the theories of electricity and magnetism,” Nottingham [Eng.: Printed for the author, by T. Wheelhouse], 1828.
- [45] **Balanis, C. A.** “Antenna Theory Analysis and Design,” (Third Edition ed.).New Jersey: John Wiley & Sons, Inc. 2005.

BIBLIOGRAPHIE

- [46] **C. T. Tai**, “Dyadic Green’s Functions in Electromagnetic Theory,” Scranton, PA: Intext Educational Publishers, 1972, chap. 4, 5.
- [47] **L. B. Felse and N. Marcuvitz**, “Radiation and Scattering of Waves,” Englewood Cliffs, NJ: Prentices-Hall, Inc., 1973, chap. 3.
- [48] **K. C. Gupta, R. Garg, and I. J. Bahl**, “Microstrip Lines and Slot lines,” Norwood, MA: Artech House, 1979, ch. 7.
- [49] **Paul-François COMBES**, “Micro-ondes, Lignes, guides et cavités,” 2e cycle universitaire/Écoles ingénieurs, 1997.
- [50] **I. D. Woods**, “Admittance transformation using precision air-dielectric coaxial lines and connectors,” Proc. Inst. Elect. Eng., vol. 118, pp.1667–1674, 1971.
- [51] **Freddy Gardiol**, “Électromagnétisme, Traité d’Électricité,” vol III, Nouvelle édition, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2002.
- [52] **Dehkhoda. P, A. Tavakoli, and R. Moini**, “An efficient shielding effectiveness calculation (a rectangular enclosure with numerous aperture),” IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, 2007. EMC 2007, pp. 1-4, 9-13 July 2007.
- [53] **Dehkhoda. P, A. Tavakoli, and R. Moini**, “An efficient and reliable shielding effectiveness evaluation of a rectangular enclosure with numerous apertures,” IEEE Trans. Electromag. Compat. Vol. 50, No. 1, pp. 208–212, Feb. 2008.
- [54] **N. BUI-HAI** “Antennes Micro-ondes, Application aux Faisceaux Hertiens,” MASSON, Paris New York Barcelone Milan, 1978.
- [55] **C. Christopoulos**, “Principles and Techniques of Electromagnetic Compatibility”, 2nd ed, CRC Press 2007, (chapter 7).
- [56] **F. Edelvik, G. Ledfelt, F. Lotstedt, and J. Riley**, “An unconditionally stable subcell model for arbitrarily oriented thin wires in the FETD method,” IEEE Trans. Antennas Propag., vol. AP-51, no. 8, pp. 1797–1805, Aug. 2003.

BIBLIOGRAPHIE

- [57] **L. Paletta, J. Parmantier, F. Issac, P. Dumas, and J. Alliot**, “Susceptibility analysis of wiring in a complex system combining 3-D solver and a transmission-line network simulation,” *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. EMC-44, no.2, pp. 309-317, May 2002.
- [58] **C.R. Paul** « Analysis of multiconductor transmission lines » Wiley, New York, 1993.
- [59] **A, K. Agrawal, H. J. Price, and S. H. Gurbaxani**, “Transient response of multiconductor transmission-line excited by a nonuniform electromagnetic field,” *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. EMC-22, no. 2, pp. 119-129, May 1980.
- [60] **H. A. Mendez**, “On the theory of low-frequency excitation of cavity resonators,” *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-18, pp. 444-448, 1970.
- [61] **H. A. Mendez**, “Shielding theory of enclosures with apertures,” *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 20, pp. 296-305, May 1978.

ANNEXES

Annexe A

La représentation de la fonction de Green (FG) sous forme modale : la transformation de l'écriture triple somme des modes en double somme

Nous commençons par la transformation de la somme donnée au chapitre II par l'expression (II. 94):

$$\sum_{p=1}^{\infty} \frac{\sin\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \sin\left(\frac{p\pi z_0}{d}\right)}{K_{mnp}^2 - k_0^2} = \frac{1}{2} \left[\sum_{p=1}^{\infty} \frac{\cos\left(\frac{p\pi}{d}(z - z_0)\right)}{\left(\frac{p\pi}{d}\right)^2 - K_{mn}^2} - \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\cos\left(\frac{p\pi}{d}(z + z_0)\right)}{\left(\frac{p\pi}{d}\right)^2 - K_{mn}^2} \right] \quad (\text{A. 1})$$

Nous simplifions maintenant les deux termes situés à la droite de (A. 1) pour le cas où $z > z_0$ et aussi $z < z_0$. Dans la région $z > z_0$ les deux termes sont obtenus comme suit :

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\cos\left(\frac{p\pi}{d}(z - z_0)\right)}{\left(\frac{p\pi}{d}\right)^2 - K_{mn}^2} &= \frac{1}{2} \left(\frac{d}{\pi}\right)^2 \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\cos\left(\frac{p\pi}{d}(z - z_0)\right)}{p^2 - \left(\frac{d}{\pi} K_{mn}\right)^2} \\ &= \frac{1}{2} \left(\frac{d}{\pi}\right)^2 \left[\frac{1}{2\left(\frac{d}{\pi} K_{mn}\right)^2} - \frac{\pi}{2d K_{mn}} \frac{\cos\left(\left(\frac{\pi}{d}(z - z_0) - \pi\right) \frac{d}{\pi} K_{mn}\right)}{\sin\left(\frac{d}{\pi} K_{mn}\right)} \right] \end{aligned} \quad (\text{A. 2})$$

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{4K_{mn}^2} - \frac{d}{4K_{mn}} \frac{\cos\left((z - z_0 - d) K_{mn}\right)}{\sin(dK_{mn})} \\ \frac{1}{2} \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\cos\left(\frac{p\pi}{d}(z + z_0)\right)}{\left(\frac{p\pi}{d}\right)^2 - K_{mn}^2} &= \frac{1}{2} \left(\frac{d}{\pi}\right)^2 \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\cos\left(\frac{p\pi}{d}(z + z_0)\right)}{p^2 - \left(\frac{d}{\pi} K_{mn}\right)^2} \\ &= \frac{1}{4K_{mn}^2} - \frac{d}{4K_{mn}} \frac{\cos\left((z + z_0 - d) K_{mn}\right)}{\sin(dK_{mn})} \end{aligned} \quad (\text{A. 3})$$

ANNEXES

Nous remplaçons (A. 2) et (A. 3) dans (A. 1), nous obtenons le développement mathématique de la somme (A. 1) dans la région $z > z_0$:

$$\begin{aligned}
 & \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\sin\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \sin\left(\frac{p\pi z_0}{d}\right)}{K_{mp}^2 - k_0^2} \\
 &= \frac{1}{4K_{mn}^2} - \frac{d}{4K_{mn}} \frac{\cos\left((z - z_0 - d)K_{mn}\right)}{\sin(dK_{mn})} - \left(\frac{1}{4K_{mn}^2} - \frac{d}{4K_{mn}} \frac{\cos\left((z + z_0 - d)K_{mn}\right)}{\sin(dK_{mn})} \right) \quad (\text{A. 4}) \\
 &= \frac{d}{4K_{mn} \sin(dK_{mn})} \left[\cos\left((z + z_0 - d)K_{mn}\right) - \cos\left((z - z_0 - d)K_{mn}\right) \right] \\
 &= \frac{d}{2K_{mn} \sin(dK_{mn})} \sin(K_{mn}(d - z)) \sin(K_{mn}z_0)
 \end{aligned}$$

Dans la région $z < z_0$ nous allons appliquer les mêmes techniques mathématiques utilisées dans la région $z > z_0$:

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{2} \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\cos\left(\frac{p\pi}{d}(z - z_0)\right)}{\left(\frac{p\pi}{d}\right)^2 - K_{mn}^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{d}{\pi}\right)^2 \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\cos\left(\frac{p\pi}{d}(z_0 - z)\right)}{p^2 - \left(\frac{d}{\pi}K_{mn}\right)^2} \\
 &= \frac{1}{2} \left(\frac{d}{\pi}\right)^2 \left[\frac{1}{2\left(\frac{d}{\pi}K_{mn}\right)^2} - \frac{\pi}{\frac{2d}{\pi}K_{mn}} \frac{\cos\left(\left(\frac{\pi}{d}(z_0 - z) - \pi\right)\frac{d}{\pi}K_{mn}\right)}{\sin\left(\frac{d}{\pi}K_{mn}\right)} \right] \quad (\text{A. 5}) \\
 &= \frac{1}{4K_{mn}^2} - \frac{d}{4K_{mn}} \frac{\cos\left((z_0 - z - d)K_{mn}\right)}{\sin(dK_{mn})}
 \end{aligned}$$

Après avoir remplacé (A. 5) et (A. 3) dans (A. 1), nous obtenons le développement mathématique de la somme (A. 1) dans la région $z < z_0$:

ANNEXES

$$\begin{aligned}
 & \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\sin\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \sin\left(\frac{p\pi z_0}{d}\right)}{K_{mnp}^2 - k_0^2} \\
 &= \frac{1}{4K_{mn}^2} - \frac{d}{4K_{mn}} \frac{\cos\left((z_0 - z - d)K_{mn}\right)}{\sin(dK_{mn})} - \left(\frac{1}{4K_{mn}^2} - \frac{d}{4K_{mn}} \frac{\cos\left((z + z_0 - d)K_{mn}\right)}{\sin(dK_{mn})} \right) \quad (\text{A. 6}) \\
 &= \frac{d}{4K_{mn} \sin(dK_{mn})} \left[\cos\left((z + z_0 - d)K_{mn}\right) - \cos\left((z_0 - z - d)K_{mn}\right) \right] \\
 &= \frac{d}{2K_{mn} \sin(dK_{mn})} \sin(K_{mn}z) \sin(K_{mn}(d - z_0))
 \end{aligned}$$

Le développement mathématique de la somme (A. 1) est écrit finalement par l'expression suivante:

$$\sum_{p=1}^{\infty} \frac{\sin\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \sin\left(\frac{p\pi z_0}{d}\right)}{K_{mnp}^2 - k_0^2} = \frac{d}{2K_{mn} \sin(K_{mn}d)} f_{mn}(z, z_0) \quad (\text{A. 7})$$

$$f_{mn}(z, z_0) = \begin{cases} \sin(K_{mn}(d - z)) \sin(K_{mn}z_0) & z > z_0 \\ \sin(K_{mn}z) \sin(K_{mn}(d - z_0)) & z < z_0 \end{cases} \quad (\text{A. 8})$$

Nous transformons maintenant la deuxième somme donnée au chapitre II par l'expression (II. 95), nous allons suivre les mêmes étapes réalisées pour transformer la première somme. La division de la somme (II. 95) en deux termes est donnée comme suit :

$$\sum_{p=1}^{\infty} \frac{\cos\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \cos\left(\frac{p\pi z_0}{d}\right)}{K_{mnp}^2 - k_0^2} = \frac{1}{2} \left[\sum_{p=1}^{\infty} \frac{\cos\left(\frac{p\pi}{d}(z - z_0)\right)}{\left(\frac{p\pi}{d}\right)^2 - K_{mn}^2} + \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\cos\left(\frac{p\pi}{d}(z + z_0)\right)}{\left(\frac{p\pi}{d}\right)^2 - K_{mn}^2} \right] \quad (\text{A. 9})$$

Après avoir remplacé (A. 2) et (A. 3) dans (A. 9), nous obtenons le développement mathématique de la somme (A. 9) dans la région $z > z_0$:

ANNEXES

$$\begin{aligned}
& \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\cos\left(\frac{p\pi z}{d}\right)\cos\left(\frac{p\pi z_0}{d}\right)}{K_{mnp}^2 - k_0^2} \\
&= \frac{1}{4K_{mn}^2} - \frac{d}{4K_{mn}} \frac{\cos((z - z_0 - d)K_{mn})}{\sin(dK_{mn})} + \left(\frac{1}{4K_{mn}^2} - \frac{d}{4K_{mn}} \frac{\cos((z + z_0 - d)K_{mn})}{\sin(dK_{mn})} \right) \quad (\text{A. 10}) \\
&= \frac{1}{2K_{mn}^2} - \frac{d}{4K_{mn} \sin(dK_{mn})} \left[\cos((z + z_0 - d)K_{mn}) + \cos((z - z_0 - d)K_{mn}) \right] \\
&= \frac{1}{2K_{mn}^2} - \frac{d}{2K_{mn} \sin(dK_{mn})} \cos(K_{mn}(d - z))\cos(K_{mn}z_0)
\end{aligned}$$

Dans la région $z < z_0$ la somme (A. 9) est développée comme suit :

$$\begin{aligned}
& \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\cos\left(\frac{p\pi z}{d}\right)\cos\left(\frac{p\pi z_0}{d}\right)}{K_{mnp}^2 - k_0^2} \\
&= \frac{1}{4K_{mn}^2} - \frac{d}{4K_{mn}} \frac{\cos((z_0 - z - d)K_{mn})}{\sin(dK_{mn})} + \left(\frac{1}{4K_{mn}^2} - \frac{d}{4K_{mn}} \frac{\cos((z + z_0 - d)K_{mn})}{\sin(dK_{mn})} \right) \quad (\text{A. 11}) \\
&= \frac{1}{2K_{mn}^2} - \frac{d}{4K_{mn} \sin(dK_{mn})} \left[\cos((z + z_0 - d)K_{mn}) - \cos((z_0 - z - d)K_{mn}) \right] \\
&= \frac{1}{2K_{mn}^2} - \frac{d}{2K_{mn} \sin(dK_{mn})} \cos(K_{mn}z)\cos(K_{mn}(d - z_0))
\end{aligned}$$

La combinaison de (A. 10) et (A. 11) donnera le développement de (A. 9) dans les deux régions ($z > z_0$ et $z < z_0$), la nouvelle écriture de (A. 9) est la suivante :

$$\begin{aligned}
& \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\cos\left(\frac{p\pi z}{d}\right)\cos\left(\frac{p\pi z_0}{d}\right)}{K_{mnp}^2 - k_0^2} \\
&= \begin{cases} \frac{1}{2K_{mn}^2} - \frac{d}{2K_{mn} \sin(dK_{mn})} \cos(K_{mn}(d - z))\cos(K_{mn}z_0) & z > z_0 \\ \frac{1}{2K_{mn}^2} - \frac{d}{2K_{mn} \sin(dK_{mn})} \cos(K_{mn}z)\cos(K_{mn}(d - z_0)) & z < z_0 \end{cases} \quad (\text{A. 12})
\end{aligned}$$

ANNEXES

$$\sum_{p=1}^{\infty} \frac{\cos\left(\frac{p\pi z}{d}\right)\cos\left(\frac{p\pi z_0}{d}\right)}{K_{mnp}^2 - k_0^2} - \frac{1}{2K_{mn}^2} \quad (\text{A. 13})$$

$$= -\frac{d}{2K_{mn}\sin(dK_{mn})} \begin{cases} \cos(K_{mn}(d-z))\cos(K_{mn}z_0) & z > z_0 \\ \cos(K_{mn}z)\cos(K_{mn}(d-z_0)) & z < z_0 \end{cases}$$

L'expression finale de la deuxième somme (A. 9) est écrite sous la forme suivante :

$$\sum_{p=0}^{\infty} \frac{\cos\left(\frac{p\pi z}{d}\right)\cos\left(\frac{p\pi z_0}{d}\right)}{K_{mnp}^2 - k_0^2} = -\frac{d}{2K_{mn}\sin(dK_{mn})} g_{mn} \quad (\text{II. 14})$$

$$g_{mn} = \begin{cases} \cos(K_{mn}(d-z))\cos(K_{mn}z_0) & z > z_0 \\ \cos(K_{mn}z)\cos(K_{mn}(d-z_0)) & z < z_0 \end{cases} \quad (\text{II. 15})$$

Annexe B

Excitation d'une cavité rectangulaire par une ouverture

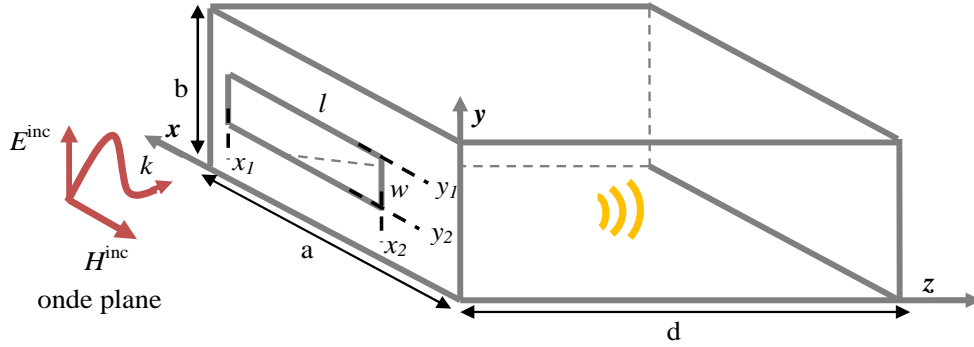


Figure B. 1: Couplage d'une onde plane avec l'enceinte.

Les composantes de champ électrique E_x et E_y exprimées en fonction de la somme des ondes progressives des modes TE et TM s'écrivent comme suit :

$$E_y(r) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} C_{f_{mn}}^{TE} \exp(-\gamma_{mn}z) \left(\frac{m\pi}{a}\right) \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) + \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} C_{f_{mn}}^{TM} \exp(-\gamma_{mn}z) \left(\frac{n\pi}{b}\right) \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \quad (\text{B. 1})$$

$$E_x(r) = -\sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} C_{f_{mn}}^{TE} \exp(-\gamma_{mn}z) \left(\frac{n\pi}{b}\right) \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) + \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} C_{f_{mn}}^{TM} \exp(-\gamma_{mn}z) \left(\frac{m\pi}{a}\right) \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \quad (\text{B. 2})$$

avec

$$\gamma_{mn} = \sqrt{\mu_0 \epsilon_0 (\omega_c^2 - \omega^2)} \quad (\text{B. 3})$$

$$\omega_c^2 \mu_0 \epsilon_0 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 \quad (\text{B. 4})$$

ANNEXES

Pour $z = 0$ nous multiplions $E_y(z = 0)$ par $\cos\left(\frac{\nu\pi y}{b}\right)$ et nous calculons l'intégrale suivant :

$$\begin{aligned} & \int_0^b E_y(z = 0) \cos\left(\frac{\nu\pi y}{b}\right) dy \\ &= \sum_{m=1}^{\infty} C_{f_{mn}}^{TE} \left(\frac{m\pi}{a}\right) \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) (1 + \delta_{\nu 0}) \int_0^b \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right)^2 dy \\ &+ \sum_{m=1}^{\infty} C_{f_{mn}}^{TM} \left(\frac{n\pi}{b}\right) \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) (1 + \delta_{\nu 0}) \int_0^b \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right)^2 dy \end{aligned} \quad (\text{B. 5})$$

avec

$$\int_0^b \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right)^2 dy = \frac{1}{2} \int_0^b \left[\cos\left(\frac{2n\pi y}{b}\right) + 1 \right] dy = \frac{b}{2} \quad (\text{B. 6})$$

Nous obtenons finalement la nouvelle forme de l'intégrale (B. 5) comme suit,

$$\begin{aligned} & \int_0^b E_y(z = 0) \cos\left(\frac{\nu\pi y}{b}\right) dy \\ &= \sum_{m=1}^{\infty} C_{f_{mn}}^{TE} \left(\frac{m\pi}{a}\right) \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \frac{b}{2} (1 + \delta_{\nu 0}) \\ &+ \sum_{m=1}^{\infty} C_{f_{mn}}^{TM} \left(\frac{n\pi}{b}\right) \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \frac{b}{2} (1 + \delta_{\nu 0}) \end{aligned} \quad (\text{B. 7})$$

avec $\delta_{\nu 0}$ est le symbol de Kronecker-delta, pour $\nu = 0, 1, 2, \dots$

$$\delta_{\nu 0} = \begin{cases} 1 & \nu = 0 \\ 0 & \nu \geq 1 \end{cases} \quad (\text{B. 8})$$

La composante $E_y(z = 0)$ est nulle sur la surface du métal pour $0 \leq y \leq y_l$ et $y_h \leq y \leq b$. Au niveau de l'ouverture $E_y(z = 0) \neq 0$ est indépendante de y , nous pouvons écrire le champ d'ouverture $E_y^{\text{ouverture}}$ en se basant sur (B. 7) comme suit:

ANNEXES

$$E_y^{aperture}(x) \int_{y_l}^{y_h} \cos\left(\frac{\nu\pi y}{b}\right) dy = E_y^{aperture}(x) \times N_\nu \quad (\text{B. 9})$$

avec

$$N_\nu = \begin{cases} y_h - y_l & \nu = 0 \\ \frac{b}{\nu\pi} \left\{ \sin\left(\frac{\nu\pi y_h}{b}\right) - \sin\left(\frac{\nu\pi y_l}{b}\right) \right\} & \nu \geq 1 \end{cases} \quad (\text{B. 10})$$

Après avoir combiné (B. 7) et (B. 9), nous obtenons,

$$N_\nu E_y^{aperture}(x) = \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ C_{f_{m\nu}}^{TE} \left(\frac{m\pi}{a} \right) + C_{f_{m\nu}}^{TM} \left(\frac{n\pi}{b} \right) \right\} \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \frac{b}{2} (1 + \delta_{\nu 0}) \quad (\text{B. 11})$$

Nous basons sur (B. 11), selon la valeur de ν nous distinguons deux écritures de $E_y^{aperture}$:

- Si $\nu = 0$, la formule (B. 11) s'écrit comme suit :

$$E_y^{aperture}(x) = \frac{b}{N_0} \sum_{m=1}^{\infty} C_{f_{m0}}^{TE} \left(\frac{m\pi}{a} \right) \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \quad (\text{B. 12})$$

- Si $\nu \geq 1$, la formule (B. 11) s'écrit comme suit :

$$E_y^{aperture}(x) = \frac{b}{2N_n} \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ C_{f_{m\nu}}^{TE} \left(\frac{m\pi}{a} \right) + C_{f_{m\nu}}^{TM} \left(\frac{n\pi}{b} \right) \right\} \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \quad (\text{B. 13})$$

Le champ d'ouverture a un développement en série de Fourier unique, pour $m = 1, 2, 3, \dots$ et $n = 1, 2, 3, \dots$, nous pouvons écrire la formule suivante :

$$\frac{1}{N_0} C_{f_{m0}}^{TE} \left(\frac{m\pi}{a} \right) = \frac{1}{2N_n} \left\{ C_{f_{mn}}^{TE} \left(\frac{m\pi}{a} \right) + C_{f_{mn}}^{TM} \left(\frac{n\pi}{b} \right) \right\} \quad (\text{B. 14})$$

L'ouverture est modélisée comme étant une ligne de transmission court-circuit à ces deux extrémités, nous supposons que la largeur de l'ouverture w est plus petite que la longueur d'onde. Dans ce cas nous pouvons négliger la composante de champ électrique d'ouverture

$E_x^{aperture}(z=0) \cong 0$, ceci est possible si le terme $\cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) = 0$ (B. 2). Ainsi, nous

obtenons pour $m = 0$:

ANNEXES

$$\sum_{n=1}^{\infty} C_{f_{0n}}^{TE} \left(\frac{n\pi}{b} \right) \sin \left(\frac{n\pi y}{b} \right) = 0 \quad (\text{B. 15})$$

Ceci exige que

$$\sum_{n=1}^{\infty} C_{f_{0n}}^{TE} = 0 \quad \text{for } n = 1, 2, 3, \dots \quad (\text{B. 16})$$

Nous remplaçons (B. 16) dans (B. 14), nous obtenons pour $m = 1, 2, 3, \dots$ et $n = 1, 2, 3, \dots$,

$$-C_{f_{mn}}^{TE} \left(\frac{n\pi}{b} \right) + C_{f_{mn}}^{TM} \left(\frac{m\pi}{a} \right) = 0 \quad (\text{B. 17})$$

À partir de deux formules (B. 14) et (B. 17), nous établissons le système matriciel suivant,

$$\begin{bmatrix} C_{f_{mn}}^{TE} \\ C_{f_{mn}}^{TM} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{m\pi}{a} & \frac{n\pi}{b} \\ -\frac{n\pi}{b} & \frac{m\pi}{a} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} 2 \frac{N_n}{N_0} \left(\frac{m\pi}{a} \right) C_{f_{m0}}^{TE} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (\text{B. 18})$$

Les inconnus sont les deux coefficients $C_{f_{mn}}^{TE}$ et $C_{f_{mn}}^{TM}$. Après avoir calculé $E_y^{aperture}(x)$ en se basant sur le développement des formules de champ d'ouverture (B. 85) et (B. 86) au chapitre III, nous calculons dans un premier temps le coefficient $C_{f_{m0}}^{TE}$ en utilisant la formule (B. 12) et puis nous déduisons $C_{f_{mn}}^{TE}$ et $C_{f_{mn}}^{TM}$.

Annexe C

Enceinte métallique rectangulaire excitée par un dipôle orienté vers l'axe (\hat{x}) :

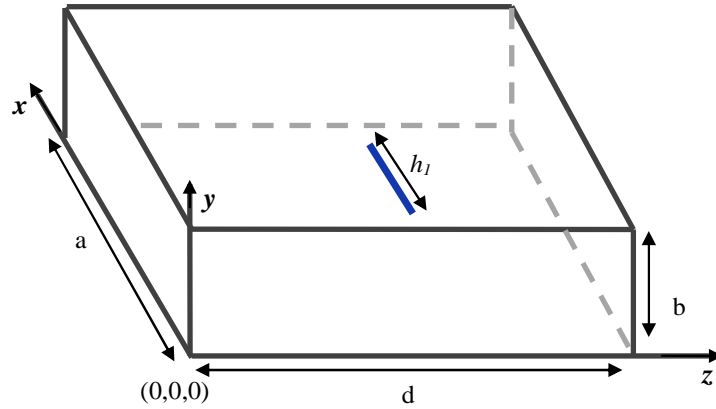


Figure C. 1 : Enceinte excitée par un dipôle orienté vers l'axe (\hat{x}).

L'expression analytique du courant d'excitation de dipôle orienté vers l'axe (\hat{x}) s'écrit comme suit:

$$J_x = \begin{cases} \frac{I_0 \sin \left[k_0 \left(\frac{h_1}{2} - |x - a_1| \right) \right]}{\sin \left(k_0 \frac{h_1}{2} \right)} \delta(y - y_0) \delta(z - z_0), & |x - a_1| < \frac{h_1}{2} \\ 0, & |x - a_1| > \frac{h_1}{2} \end{cases} \quad (\text{C. 1})$$

La composante A_x de potentiel vecteur, elle s'écrit comme suit:

$$A_x = \frac{\mu I_0}{ab} \sum_m \sum_n \varepsilon_m \varepsilon_n \cos \left(\frac{m\pi x}{a} \right) \sin \left(\frac{n\pi y}{b} \right) \sin \left(\frac{n\pi y_0}{b} \right) \frac{k_0}{\left[k_0^2 - \left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 \right]} \cdot \frac{\left[\cos \left(\frac{m\pi h_1}{a} \right) - \cos(k_0 h_1) \right]}{K_{mn} \sin(K_{mn} d)} \begin{cases} \sin(K_{mn}(d-z)) \sin(K_{mn} z_0) & z > z_0 \\ \sin(K_{mn} z) \sin(K_{mn}(d-z_0)) & z < z_0 \end{cases} \quad (\text{C. 2})$$

ANNEXES

Les formules analytiques des composantes de champs électriques excitées à l'intérieur de l'enceinte sont données comme suit:

$$E_x = \frac{-j\eta\mu I_0}{ab \sin(k_0 h_1)} \sum_m \sum_n \varepsilon_m \varepsilon_n \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \sin\left(\frac{n\pi y_0}{b}\right) \cdot \left[\frac{\cos\left(\frac{m\pi h_1}{a}\right) - \cos(k_0 h_1)}{K_{mn} \sin(K_{mn} d)} \right] \begin{cases} \sin(K_{mn}(d-z)) \sin(K_{mn} z_0) & z > z_0 \\ \sin(K_{mn} z) \sin(K_{mn}(d-z_0)) & z < z_0 \end{cases} \quad (\text{C. 3})$$

$$E_y = \frac{j\eta\mu I_0}{ab \sin(k_0 h_1)} \sum_m \sum_n \varepsilon_m \varepsilon_n \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \sin\left(\frac{n\pi y_0}{b}\right) \frac{\left(\frac{m\pi}{a}\right) \left(\frac{n\pi}{b}\right)}{\left[k_0^2 - \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 \right]} \cdot \left[\frac{\cos\left(\frac{m\pi h_1}{a}\right) - \cos(k_0 h_1)}{K_{mn} \sin(K_{mn} d)} \right] \begin{cases} \sin(K_{mn}(d-z)) \sin(K_{mn} z_0) & z > z_0 \\ \sin(K_{mn} z) \sin(K_{mn}(d-z_0)) & z < z_0 \end{cases} \quad (\text{C. 4})$$

$$E_z = \frac{j\eta\mu I_0}{ab \sin(k_0 h_1)} \sum_m \sum_n \varepsilon_m \varepsilon_n \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \sin\left(\frac{n\pi y_0}{b}\right) \frac{\left(\frac{m\pi}{a}\right)}{\left[k_0^2 - \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 \right]} \cdot \left[\frac{\cos\left(\frac{m\pi h_1}{a}\right) - \cos(k_0 h_1)}{\sin(K_{mn} d)} \right] \begin{cases} -\cos(K_{mn}(d-z)) \sin(K_{mn} z_0) & z > z_0 \\ \cos(K_{mn} z) \sin(K_{mn}(d-z_0)) & z < z_0 \end{cases} \quad (\text{C. 5})$$

Publications et communications relatives à ce travail

- A. Boutar**, A. Reineix, C. Guiffaut and G. Andrieu « *An efficient analytical method for electromagnetic field to transmission line coupling in a rectangular enclosure excited by an internal source* » Manuscript ID TEMC-016-2014, IEEE EMC Transaction, Octobre 2014.
- A. Boutar**, A. Reineix, C. Guiffaut « *L'étude de couplage ÉM avec une ligne de transmission à l'intérieur d'une enceinte métallique par le développement d'un modèle du circuit intermédiaire* » 17^{ème} colloque international et exposition sur la compatibilité électromagnétique (CEM 2014), Clermont-Ferrand 1- 3 juillet 2014.
- A. Boutar**, A. Reineix, C. Guiffaut, « *A very efficient analytical approach for electromagnetic field to transmission line coupling in shielded enclosure* » IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC EUROPE) 2013, pp 270-275, 2-6 September 2013.
- A. Boutar**, A. REINEIX, O. Maurice « *Analyse de Couplage Électromagnétique avec une Enceinte Métallique* », AREMIF , Site des Cordeliers-UPMC, Paris 27-05-2013.

Contribution au développement de modèles circuits pour l'étude de couplages électromagnétiques à l'intérieur d'enceintes métalliques

Résumé :

La prédiction du couplage d'interférences électromagnétiques avec les systèmes électroniques sensibles situés dans des enceintes blindées est devenue une nécessité dans le domaine de la compatibilité électromagnétique (CEM) des systèmes complexes. L'étude du couplage d'un champ ÉM avec et à l'intérieur de l'enceinte d'un équipement électronique a été réalisée antérieurement en utilisant des méthodes numériques et analytiques. Le travail de recherche présenté tout au long de ce document de thèse a pour but d'apporter une contribution à une meilleure compréhension des modèles analytiques permettant d'évaluer rapidement les niveaux de couplages induits sur un équipement électronique, en représentant celui-ci sous forme d'une enceinte métallique qui contient des monopôles, des dipôles, des plans de masse représentatifs de cartes et des lignes de transmissions. Après avoir établi le modèle physique de la fonction de Green (FG) relative à une cavité rectangulaire, la première partie a été consacrée à l'étude du couplage ÉM à l'intérieur d'une enceinte métallique rectangulaire en employant les modèles ILCM (Intermediat Level Circuit Model). Dans la deuxième partie de ce document, nous avons exploité le modèle ILCM pour l'étude du couplage ÉM avec des structures filaires de petite dimension. Afin d'étudier le couplage ÉM avec une ligne de transmission (LT) située à l'intérieur de l'enceinte d'un équipement électronique, nous avons développé au cours de la dernière partie de ce manuscrit un nouveau modèle du couplage. Différentes configurations ont été analysées, les résultats obtenus par ces analyses ont été comparés et validés avec Temsi-FD et avec les mesures expérimentales.

Mots clés : Couplage ÉM, Dipôle, Enceinte, FDTD, Fonction de Green (FG), ILCM, Modèle analytique, Ligne de transmission (LT).

Contribution to the development of circuits models for the study of electromagnetic couplings inside metallic enclosures

Abstract :

The electromagnetic interferences (EMI) coupling inside metallic cavities that constitutes the shielding of electronic cards is an important problem in the electromagnetic compatibility (EMC) domain. The electromagnetic (EM) coupling with transmission lines (TL) or other objects located inside an enclosure has been investigated by different authors. Previous analyses have been made using numerical and analytical methods. The goal of the research work presented in this manuscript is to make a contribution to a better understanding of the analytical models allowing to predict the EM coupling level induced on an electronic device. After the establishment the physical model for the modal representation of the Green function (GF), the first part is devoted to analyse the EM coupling within enclosure by using the ILCM (Intermediat Level Circuit Model) technique. In the second part of this manuscript, we have exploited the ILCM model for predicting the EM coupling with elementary antennas fixed within enclosure. Finally, in the last part, a simple and efficient analytical model has been developed for the prediction of the electromagnetic (EM) field coupling with a lossless transmission line (TL) located in a rectangular enclosure. The analytical results have been successfully compared over a wide frequency band with Temsi-FD and experimental results.

Keywords: Analytical model, elementary antennas, EM coupling, Enclosure, FDTD, Green function, ILCM, Transmission line.