



**HAL**  
open science

# Modélisation compacte du rayonnement d'antennes ULB en champ proche/champ lointain : mise en application en présence d'interface

Abdellah Roussafi

► **To cite this version:**

Abdellah Roussafi. Modélisation compacte du rayonnement d'antennes ULB en champ proche/champ lointain : mise en application en présence d'interface. Autre. Université Côte d'Azur, 2016. Français. NNT : 2016AZUR4137 . tel-01491022

**HAL Id: tel-01491022**

**<https://theses.hal.science/tel-01491022>**

Submitted on 16 Mar 2017

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

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



UNIVERSITÉ COTE D'AZUR  
**ECOLE DOCTORALE STIC**  
SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE L'INFORMATION ET DE LA  
COMMUNICATION

RAPPORT DE **T H È S E**  
pour obtenir le grade de

**Docteur en Sciences**

de l'UNIVERSITE COTE D'AZUR  
**Mention : Électronique**

Présentée et soutenue par

**Abdellah ROUSSAFI**

**Modélisation compacte du rayonnement d'antennes  
ULB en champ proche/champ lointain - mise en  
application en présence d'interface**

Thèse dirigée par Jean-Yves DAUVIGNAC  
Co-encadrée par Nicolas FORTINO

soutenue le : 13 Décembre 2016

**Jury :**

M. Xavier BEGAUD	Professeur, TELECOM ParisTech	Président du Jury
M. Yvan DUROC	Professeur, Univ. Lyon 1	Rapporteur
M. Joël ANDRIEU	Professeur, Univ. de Limoges	Rapporteur
Mme Amélie LITMAN	MCF HDR, Aix-Marseille Université	Examinatrice
Mme Claire MIGLIACCIO	Professeur, Univ. Nice Sophia-Antipolis	Examinatrice
M. Iannis ALIFERIS	MCF, Univ. Nice Sophia-Antipolis	Invité
M. Nicolas FORTINO	MCF, Univ. Nice Sophia-Antipolis	Encadrant
M. Jean-Yves DAUVIGNAC	Professeur, Univ. Nice Sophia-Antipolis	Directeur de thèse



*À mon père,*

*À mon grand-père,*

*À ma famille,*



# Remerciements

Tout d'abord, je souhaite exprimer ma profonde gratitude à mon directeur de thèse Monsieur Jean-Yves Dauvignac, pour m'avoir fait confiance en acceptant la direction scientifique de mes travaux. Je le remercie également de m'avoir guidé et conseillé durant ces trois années de recherche.

Je tiens aussi à remercier mon Co-encadrant Monsieur Nicolas Fortino pour ses conseils avisés tout au long de cette thèse, sa gentillesse et sa disponibilité dans les moments difficiles. Je suis très reconnaissant pour tous ces moments de partage.

Je souhaiterais remercier toutes les personnes qui ont accepté de participer au jury de cette thèse. Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Messieurs Joël Andrieu et Yvan Duroc d'avoir accepté de rapporter cette thèse et pour le temps consacré à relire mes travaux. Je tiens également à remercier Monsieur Xavier Begaud et Madame Amélie Litman d'avoir accepté de faire partie de ce jury de thèse.

Un grand merci à Madame Claire Migliaccio pour sa présence dans mon jury. Je la remercie également de m'avoir accueilli au sein de son équipe ainsi que pour ses conseils qui m'ont beaucoup servi.

Je remercie chaleureusement Monsieur Iannis Aliferis d'avoir accepté mon invitation et de faire partie du jury de ma thèse. Je me dois également de le remercier pour ces multiples discussions reflétant parfaitement sa disponibilité et son plaisir de partage.

Je souhaite remercier aussi Monsieur Laurent Brochier, car sans son aide lors des mesures une grande partie de mes travaux n'aurait pas vu le jour.

Je n'oublie évidemment pas l'ensemble du personnel et les doctorants du LEAT avec lesquels j'ai partagé tous ces moments de doute et de plaisir. Tous ces instants autour d'un café ou les soirées partagées devant les matchs de foot ont rendu l'ambiance de travail quotidienne si agréable.

Je remercie ma famille, et en particulier ma mère, ma sœur et mes trois frères pour m'avoir fait partager leur joie de vivre et m'avoir soutenu dans mes efforts. Je vous remercie pour votre omniprésence malgré la distance. Je remercie infiniment la famille AIT ALI de m'avoir accueilli dès le premier jour comme l'un des leurs. Un grand merci à tout le monde.

Je remercie tous mes plus proches amis, en ayant une pensée pour Lahssan et Houssine, Soufiane, Ayoub, Babakar, Hamidou et Walid à qui je souhaite santé et bonheur.

Une pensée particulière à Najla avec qui j'ai partagé des moments inoubliables durant ces deux dernières années.



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>iii</b>
<b>Introduction</b>	<b>5</b>
<b>1 État de l’art - Méthodes de modélisation d’antennes à partir de leur rayonnement</b>	<b>13</b>
1.1 Caractérisation des antennes ULB par fonction de transfert . . . . .	14
1.1.1 Détermination de la fonction de transfert (FT) et de la réponse impulsionnelle . . . . .	16
1.1.1.1 Détermination de la FT à partir de la Simulation . . . . .	16
1.1.1.2 Détermination de la fonction de transfert à partir des mesures . . . . .	20
1.1.2 Descripteurs d’une antenne ULB . . . . .	21
1.1.2.1 Gain réalisé et gain moyen . . . . .	21
1.1.2.2 Temps de groupe . . . . .	21
1.1.2.3 Facteur de fidélité du système . . . . .	22
1.1.2.3.1 Facteur de fidélité de l’antenne . . . . .	22
1.1.2.3.2 Facteur de fidélité du système . . . . .	22
1.1.3 Conclusion . . . . .	23
1.2 Méthodes de Développement en Singularités . . . . .	23
1.2.1 La méthode de Prony . . . . .	24
1.2.1.1 Principe de la méthode . . . . .	24
1.2.1.2 Obtention des pôles $z_p$ . . . . .	25
1.2.1.3 Obtention des résidus . . . . .	26
1.2.2 La méthode de Matrix Pencil . . . . .	26
1.2.2.1 Principe de la méthode . . . . .	26
1.2.2.2 Amélioration de la robustesse par rapport au bruit de la méthode . . . . .	29
1.2.3 Choix du nombre de pôles (Paramètre P) . . . . .	30
1.2.3.1 Analyse des valeurs singulières dominantes . . . . .	30
1.2.4 Conclusion . . . . .	31
1.3 Développement en Harmoniques sphériques . . . . .	32
1.3.1 Harmoniques sphériques . . . . .	32
1.3.2 Orthonormalité des fonctions de base . . . . .	33
1.3.3 Projection et développement sur les bases sphériques . . . . .	33



1.3.4	Échantillonnage des données sur la sphère . . . . .	35
1.3.5	Conclusion . . . . .	35
1.4	Conclusion . . . . .	35
<b>2</b>	<b>Modélisation du rayonnement ULB en champ lointain</b>	<b>37</b>
2.1	Introduction . . . . .	38
2.2	Combinaison des 3 méthodes et mise en application . . . . .	38
2.2.1	Fonction de transfert et réponse impulsionnelle associée . . . . .	38
2.2.2	Détermination des pôles/résidus . . . . .	39
2.2.2.1	Etude du nombre de pôles et résidus . . . . .	39
2.2.2.2	Effet de la direction d'observation sur les pôles . . . . .	40
2.2.3	La décomposition en Harmoniques Sphériques . . . . .	44
2.2.3.1	Projection d'un champ analytique en harmoniques sphériques . . . . .	44
2.2.3.1.1	Dipôle demi-onde . . . . .	44
2.2.3.1.2	Antenne à ouverture . . . . .	47
2.2.3.2	Projection des résidus sur les bases sphériques . . . . .	49
2.2.4	Conclusion . . . . .	50
2.3	Modélisation d'antennes à partir de données simulées . . . . .	52
2.3.1	Présentation de l'antenne . . . . .	52
2.3.2	Gain et réponse impulsionnelle de l'antenne . . . . .	52
2.3.3	Détermination de la direction principale de rayonnement pour l'application de la décomposition . . . . .	54
2.3.4	Critère de validation de la reconstruction . . . . .	56
2.3.5	Validation du nombre de pôles utiles pour notre antenne . . . . .	57
2.3.6	Exploitation de la méthode Matrix Pencil . . . . .	58
2.3.7	Décomposition des résidus en modes sphériques . . . . .	60
2.3.8	Reconstruction à partir des nouveaux paramètres . . . . .	62
2.3.9	Conclusion . . . . .	63
2.4	Modélisation de l'antenne ETSA à partir de données mesurées . . . . .	63
2.4.1	Extension de la bande de fréquence . . . . .	64
2.4.2	Choix de la direction principale de rayonnement . . . . .	65
2.4.3	Calculs des pôles et coefficients modaux . . . . .	66
2.4.4	Résultats de reconstruction . . . . .	69
2.4.5	Conclusion . . . . .	71
2.5	Fonction de transfert, canal de propagation et champ rayonné . . . . .	71
2.5.1	Champ rayonné en fonction de la distance . . . . .	73
2.6	Conclusion . . . . .	75

<b>3</b>	<b>Modélisation d'antenne ULB en champ proche</b>	<b>77</b>
3.1	Introduction	78
3.2	Décomposition en vecteurs sphériques	78
3.2.1	Décomposition en vecteurs sphériques du champ électrique	79
3.2.2	Approximation champ lointain	79
3.2.2.1	Application au rayonnement d'un dipôle	80
3.2.3	Puissance rayonnée et directivité	82
3.2.4	Indexation unique	83
3.2.5	Conclusion	84
3.3	Méthode de Cauchy	85
3.4	Combinaison des deux méthodes	87
3.4.1	Organigramme de mise en oeuvre	87
3.4.2	Validation de l'approche	89
3.4.2.1	Génération de données simulées en champ proche	89
3.4.2.2	Calcul des coefficients modaux à différentes distances	90
3.5	Application pour la modélisation du rayonnement d'une antenne ULB	95
3.5.1	Application sur des données simulées	95
3.5.1.1	Présentation de l'antenne	95
3.5.1.2	Choix de l'ordre de troncature	96
3.5.1.3	Détermination des pôles et résidus	97
3.5.1.4	Résultats de reconstruction	98
3.5.1.5	Transformation champ proche/champ proche	99
3.5.1.6	Calcul de la puissance rayonnée et de la directivité	99
3.5.1.7	Conclusion	101
3.5.2	Application sur des données mesurées	101
3.5.2.1	Dispositif de mesure	101
3.5.2.2	Résultats de modélisation	103
3.5.2.3	Conclusion	105
3.6	Conclusion	106
<b>4</b>	<b>Antenne ULB proche d'une interface</b>	<b>109</b>
4.1	Introduction	110
4.2	Etudes préliminaires	110
4.2.1	introduction	110
4.2.2	Etude de la variation de la couverture angulaire	111
4.2.3	Effets de l'interface sur le rayonnement	114
4.2.4	Conclusion	115

4.3	Rayonnement de l'antenne au travers d'un mur en béton (mur hétérogène) . . . . .	116
4.3.1	Caractérisation du mur en béton . . . . .	117
4.3.2	Mesures du champ rayonné . . . . .	118
4.3.3	Simulation béton cellulaire . . . . .	120
4.3.4	Conclusion . . . . .	122
4.4	Rayonnement de l'antenne au travers d'un mur en plâtre . . . . .	124
4.4.1	Détermination des propriétés électriques du mur . . . . .	124
4.4.2	Modélisation de l'antenne en présence d'un mur de plâtre . . . . .	124
4.4.3	Effet de l'épaisseur de l'interface sur la puissance modale . . . . .	131
4.4.4	Effet de la distance entre antenne et interface . . . . .	133
4.4.5	Conclusion . . . . .	134
4.5	Rayonnement de l'antenne en contact avec un demi-espace . . . . .	136
4.5.1	Étapes de simulation . . . . .	136
4.5.2	Modèle compact de l'antenne en contact du demi-espace . . . . .	138
4.6	conclusion . . . . .	141
	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>143</b>
	<b>Listes des publications</b>	<b>147</b>
	<b>A Macro VBA</b>	<b>149</b>
	<b>B Processeur Intel Xeon X5660</b>	<b>151</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>153</b>

# Introduction

Depuis le début du XXe siècle, les réflexions des ondes électromagnétiques sur tous types d'objets, surfaces métalliques ou non ont suscité la curiosité de la communauté des chercheurs. C'est ainsi que les premiers systèmes Radar (*Radio detection and ranging*), durant la seconde guerre mondiale, ont été largement développés pour les applications militaires. Le principe de ces systèmes consiste à rechercher le signal réfléchi par un objet se situant dans la direction de propagation d'une onde électromagnétique précédemment émise afin d'en déterminer la position. Les radars ont par la suite été employés dans divers domaines comme le contrôle du trafic aérien, la navigation maritime ou terrestre et les prédictions météorologiques.

En 1926, Hulsenberg a adopté le même principe afin de détecter des objets enfouis sous des interfaces solides [1]. Ce fut les premiers travaux concernant un nouveau type de radar appelé le radar à pénétration de surface (SPR). Lorsque ce type de radar est utilisé pour investiguer le sol on emploie le terme *Ground Penetrating Radar* ou radar à pénétration de sol. Celui-ci repose sur des techniques non-invasives d'analyse de matériau basées sur la transmission d'une onde électromagnétique (EM). Une partie de l'onde EM est réfléchiée quand elle atteint une interface entre deux matériaux ayant des propriétés électriques différentes, des fissures ou des cibles (des tuyaux, des interfaces, des cavités, des mines, ...).

Un système SPR est généralement constitué de quatre blocs différents. Le bloc radar permet d'émettre un signal qui, après avoir été rayonné par le bloc antenne, se réfléchit sur le sol et sur les objets qu'il contient. Ce rayonnement est alors récupéré par les blocs précédemment mentionnés et les signaux sont traités dans le bloc informatique qui en extrait les informations souhaitées. Le bloc de visualisation délivre alors ces informations à l'utilisateur. La figure 1 illustre une chaîne de traitement d'un radar GPR.

Aujourd'hui, plusieurs systèmes GPR sont commercialisés, comme l'illustre la figure 2, pour différentes applications telles que la géologie, la détection des mines, l'archéologie, en génie civil, l'inspection de la construction et beaucoup d'autres domaines.

- *Génie civil* : les GPR sont utilisés dans des applications d'ingénierie civile afin, par exemple, de contrôler les infrastructures des transports comme les routes, les ponts et les tunnels. Il est également utilisé pour la détection des cavités souterraines et des vides, ainsi que pour l'inspection des bâtiments.
- *Déminage* : l'une des applications les plus connues des radars GPR est la détection des mines antipersonnelles (AP) installées lors des conflits. En effet,

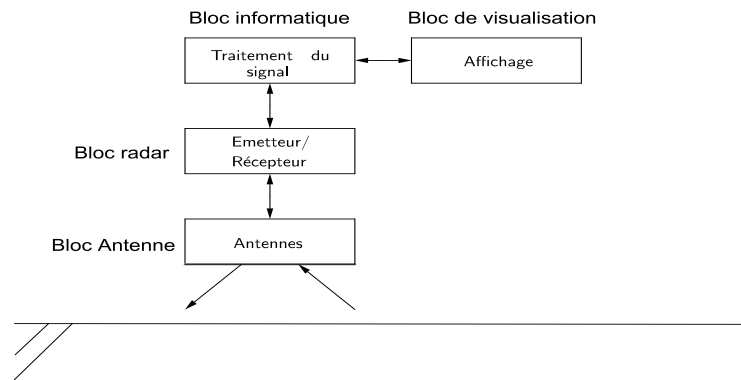


FIGURE 1 – Schéma de principe d'un radar GPR

longtemps après la fin de la guerre, la présence de ces mines menace toujours la vie des gens et empêche aussi l'exploitation des terres en agriculture. Ces munitions peuvent rester enterrées longtemps après la fin du conflit et représentent une menace pour les populations pouvant mener à l'abandon de terre agricoles. À partir des années 90 la communauté scientifique a été appelée pour concevoir un dispositif de déminage à but humanitaire. Cependant, les nouveaux systèmes à concevoir doivent faire face aux limites des détecteurs de métaux classiques telles que la faible teneur en métal dans la fabrication des mines, où la présence des débris métalliques dans les champs de mines pour éviter la détection et l'identification (en conduisant à une augmentation du taux de fausses alarmes). Le radar GPR se présente comme une bonne solution, car la détection se base sur les propriétés électromagnétiques des objets enfouis.



(a) Contrôle de la chaussée



(b) Déminage

FIGURE 2 – Exemples de radar GPR

Afin d'assurer un bon fonctionnement, le radar doit parvenir à fournir à la fois une résolution spatiale appropriée et une profondeur de pénétration suffisante pour l'application visée. La capacité d'un GPR à détecter des objets dépend de la longueur d'onde du signal d'entrée, la qualité de l'image s'améliorant au fur et à mesure que la longueur d'onde diminue (et donc que la fréquence augmente). Cependant, l'atténuation dans les matériaux augmente avec la fréquence. Les ondes EM hautes fréquences sont donc plus précises mais ne peuvent pénétrer profondément le sol. Afin de surmonter ces contraintes, la plupart des radars GPR font appel à la technologie Ultra Large Bande (ULB). Cette technologie offre un bon compromis entre résolution spatiale et profondeur de pénétration en utilisant à la fois des hautes et des basses fréquences. De plus, en utilisant des impulsions de très courte durée, il est plus facile de séparer les réponses de différents objets enfouis. La qualité de l'image dépend alors principalement de la profondeur de l'objet observé, de la bande passante, de la dimension de la zone d'acquisition des données et du pas d'échantillonnage spatial. Ainsi, les antennes ULB permettent une résolution de l'ordre du centimètre en conservant une pénétration de plusieurs mètres.

Historiquement, l'utilisation d'antennes ULB représentait des challenges comme la diminution de l'interférence avec d'autres objets rayonnant, l'assurance de la stabilité des performances sur toute le bande de fréquence ou bien la miniaturisation de la taille de l'antenne. De plus, les limitations des circuits électroniques permettant l'émission d'impulsions ont fortement limité le développement des systèmes ULB pendant plusieurs années.

En 2002, en plus des avancées technologiques, la nouvelle bande de fréquence libre allouée par la FCC (Federal Communication Commity) Américaine [2], a donné naissance à une nouvelle vague de développement des systèmes Ultra Large Bande pour les télécommunications. Les caractéristiques attractives des antennes ULB comme le faible coût de fabrication, la faible complexité, la résolution élevée, la faible interférence et les vitesses de transmission de données extrêmement élevés ont fait de ces technologies un candidat potentiel dans diverses applications.

Le LEAT a débuté ses recherches dans le domaine du radar ULB à pénétration de surface peu avant les années 2000 avec la conception d'un système d'imagerie microonde multistatique multifréquence dédié à la reconstruction d'objets enfouis. Ces études ont été complétées par des travaux de conception, miniaturisation et caractérisation d'antennes ULB, ainsi que d'algorithmes d'imagerie, basés notamment sur le retournement temporel du signal mesuré. Ces activités ont débouché sur la participation du laboratoire à de nombreux projets traitant de la problématique de la détection d'objets à travers des surfaces optiquement opaques. Ces projets sont basés sur la mesure du champ diffracté par des cibles enfouies dans un milieu (ou

de l'autre côté d'une interface) lorsqu'elles sont éclairées par des champs électromagnétiques très large bande. A titre d'exemple, le projet REI (Détection Radar à travers les bâtiments utilisant des traitements fondés sur le retournement temporel du signal) porte sur la détection de personnes mobiles à l'intérieur d'un bâtiment, les applications visées sont de type « vision à travers les murs » (*see Through-The-Wall* ou TTW). Le but de ce projet est d'évaluer les techniques de retournement temporel (RT) pour imager une scène réelle à partir de données mesurées par un réseau linéaire de 8 ou 16 antennes ULB. A partir d'une mesure différentielle décomposée en valeurs singulières, l'application de l'estimateur DORT-MUSIC associé à un calcul de temps de vol permet le suivi d'une personne se déplaçant dans une pièce meublée (figure 3) [3].

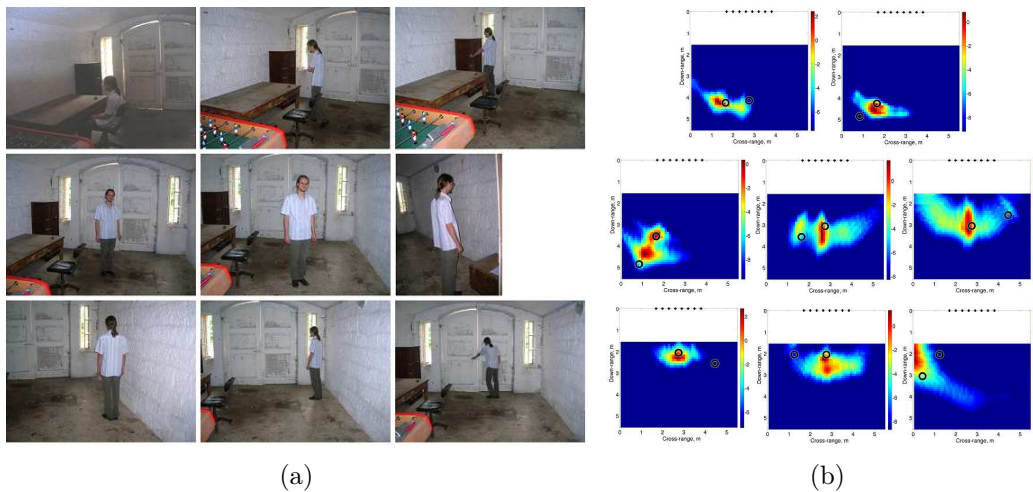


FIGURE 3 – (a) REI : déplacements dans la pièce sondée (b) Résultats d'imagerie

Dans le même type d'applications, le projet DIAMS (Détection et Imagerie radar A travers les MurS) a pour ambition la réalisation d'un démonstrateur de radar TTW imageur 3D temps réel avec suivi de cibles. L'aspect temps réel ne permet pas l'application de traitements de type retournement temporel, aussi les personnes en mouvement sont ici détectées par extraction de la cible mobile du fond environnant en exploitant l'effet Doppler puis en utilisant des techniques de filtrage de type «MTI» (suppression de l'environnement fixe) [4]. Des photos du prototype intégrant le réseau 2D compact de 108 antennes sont présentées sur la figure 4.

Le laboratoire a dans le même temps continué ses activités dans le domaine du radar à pénétration de sol (GPR). Ainsi, l'ANR interdisciplinaire Maxwell a eu pour objectif de développer un système micro-onde ULB d'imagerie du sous-sol dédié à la surveillance de l'aquifère du Vaucluse depuis le Laboratoire Sous-Terrain Bas Bruit (LSBB) de Rustrel. Il a permis de développer une méthodologie de mesure spécifique à la problématique (radar bistatique) puis de la valider en confrontant les résultats à

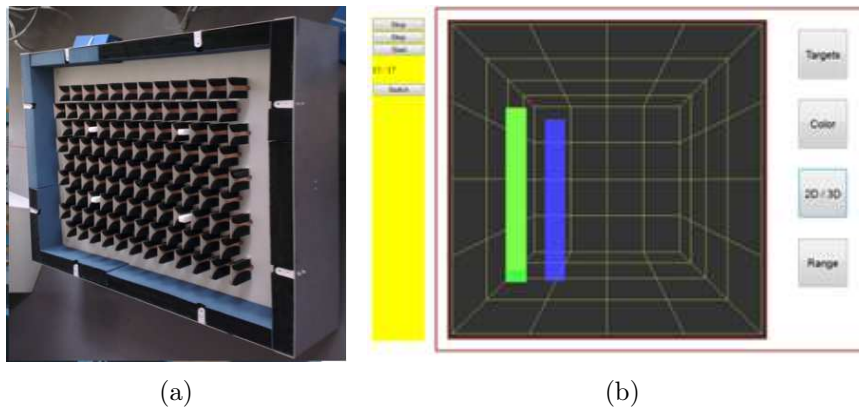


FIGURE 4 – (a) DIAMS antenne réseau réalisée et intégrée à son blindage (b) DIAMS exemple de représentation 3D des cibles (debout) dans l’interface utilisateur

des données de référence (systèmes géophysique commerciaux, carottages, fractures géologiques connues, ...) sur des longueurs de plusieurs dizaines de mètres et des profondeurs supérieures à 15 m [5]. La figure 5 illustre bien l’intérêt des radar ULB comparés à un radar plus faible bande grâce à la décomposition temps-fréquence

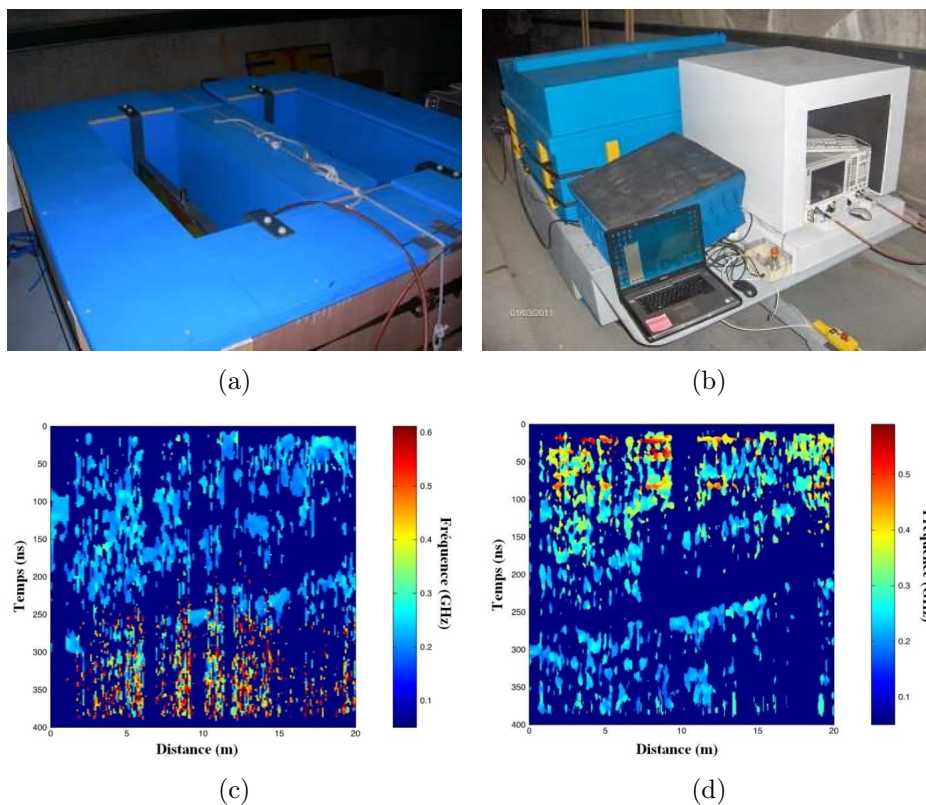


FIGURE 5 – Maxwell : (a) chariot isolé contenant les antennes (b) chariot automatisé relié au treuil (c) décomposition temps/fréquence des données issues du GPR commercial (sur une longueur de 20m) (d) décomposition temps/fréquence des données issues du système ULB développé (sur une longueur de 20m)



appliquée aux signaux mesurés (transformée de Stockwell).

En plus des performances apportées par l'utilisation des antennes ULB dans les radars GPR (ou SPR), d'autres améliorations sont possibles en optimisant le bloc responsable des traitements des signaux. En effet, il est difficile pour un système GPR d'identifier une cible dans le cas où celle-ci est enterrée à proximité de la surface du sol, si elle présente de très petites dimensions géométriques, ou encore si l'objet à détecter possède une permittivité proche de celle du sol.

Il est possible d'améliorer la qualité de la mesure en employant des méthodes de traitement des données telles que l'analyse en composantes principales (ACP), en composantes indépendantes (ACI) ou la décomposition en valeurs singulières (SVD) [6, 7, 8]. Ces méthodes sont efficaces car elles réduisent l'écho dû à la réflexion de l'interface air-sol qui est généralement de très forte amplitude et représente un problème majeur dans le traitement des signaux GPR. Dans ces techniques, l'image obtenue est décomposée en sous-images correspondant à la contribution de l'écho du sol, de la cible, et du milieu de propagation. On peut alors sélectionner uniquement les informations pertinentes.

Dans [9], une méthode considérant l'interaction entre l'antenne et le sol a été proposée dans le but d'améliorer les images obtenues lors d'une scène d'imagerie micro-ondes. Cette méthode consiste à modéliser le système GPR sous forme des fonctions de transferts en série et en parallèle modélisant les antennes en émission et en réception et une boucle de retour dans le système modélisant les réflexions antenne/sol sous forme de fonction de transfert additionnelle. Il avait déjà été démontré en [10] l'amélioration apportée par la prise en compte du modèle de l'interface/antenne dans les algorithmes d'inversion micro-ondes. Cependant dans [11], l'étude a montré qu'en plus de la prise en compte des effets de l'interface la connaissance du diagramme de l'antenne en émission au lieu d'une approximation par un dipôle hertzien donne de meilleurs résultats.

Certaines études suggèrent aussi que l'on peut améliorer la qualité d'image en considérant le champ rayonné par l'antenne comme paramètres d'entrée dans les algorithmes d'inversions d'images microondes au lieu d'une approximation sous forme d'onde plane ou de distribution gaussienne [12, 13]. Dans [12], l'étude a montré que la connaissance du champ incident de l'antenne "*Bow-Tie*", améliore considérablement la qualité de reconstruction d'image  $2D$  d'un objet enfoui. Plus récemment, et toujours en  $2D$ , un modèle d'antenne basé sur un ensemble de sources linéaires pondérées a été introduit dans un algorithme de reconstruction [13]. Le traitement du champ diffracté par des cibles diélectriques a donné d'excellents résultats en ce qui concerne la reconstruction de la permittivité ainsi que les dimensions des cibles.

Cependant, en raison de la dépendance en fréquence des paramètres classiques

décrivant le comportement des antennes telle que le gain, la directivité ou le champ rayonné, le volume de données représentant l'antenne est très important. De ce fait, à travers chacune des applications présentées dans les activités du laboratoire, les résultats ont été obtenus sans que le diagramme d'antenne ait été pris en compte, d'une part parce que celui-ci varie dans la bande de fréquence utilisée, et d'autre part parce qu'il n'est pas connu avec précision lorsque l'antenne se trouve à proximité de l'interface. Pourtant, le passage d'imagerie qualitative à imagerie quantitative nécessite la connaissance du champ rayonné dans l'espace investigué, et de ce fait la simple connaissance du diagramme de rayonnement de l'antenne n'est pas suffisante. L'objectif de cette thèse intitulée « Modélisation compacte du rayonnement d'antennes ULB en champ proche/champ lointain - mise en application en présence d'interface », est d'établir un modèle compact représentant le rayonnement d'une antenne ULB dans un premier temps, puis, dans un deuxième temps, de pouvoir utiliser ces modèles pour recalculer le champ rayonné à n'importe quelle distance de l'antenne. Cette thèse contribuera donc à améliorer les deux enjeux majeurs de la prise en compte du rayonnement d'antennes ULB en radar à pénétration de surface : la compression du volume de données utiles, et la connaissance du champ rayonné dans tout l'espace en présence ou non d'interface.

Ce mémoire est organisé comme suit : le premier chapitre détaille les principales méthodes permettant de caractériser les antennes ULB. En premier nous rappelons la méthode de caractérisation par fonction de transfert et réponse impulsionnelle qui permet la prise en compte du comportement fréquentiel (ou temporel) du champ rayonné par une antenne dans une direction donnée. En second lieu, nous décrivons les principales méthodes temporelles de décomposition en singularités qui visent à modéliser la réponse impulsionnelle d'une antenne sous forme de pôles de résonances et de résidus. Nous terminons ce chapitre par la présentation de la méthode de décomposition en modes sphériques qui permet la modélisation de la dépendance angulaire du diagramme de rayonnement de l'antenne.

Dans le deuxième chapitre nous abordons la méthode utilisée afin de réduire le nombre de données représentatives du rayonnement d'une antenne ULB en champ lointain. Nous commençons ce chapitre par la présentation d'une combinaison des méthodes théoriques introduite dans le chapitre précédent. Après validation, nous testons les performances de cette combinaison appliquée au champ rayonné simulé puis mesuré d'une antenne Vivaldi. Nous présentons également à la fin de ce chapitre une étude sur la généralisation de l'approche adoptée lors du passage au champ proche.

Dans le troisième chapitre nous présentons une combinaison des méthodes de caractérisation visant à modéliser le diagramme d'une antenne ULB en champ proche.

L'approche proposée dans ce chapitre permet de surmonter les limitations rencontrées lors de la combinaison adoptée dans le deuxième chapitre. Nous appliquons également la méthode proposée à des données champ proche simulées et mesurées d'une antenne ULB.

Enfin, dans le quatrième chapitre nous proposons une application de l'approche proposée dans le chapitre 3 au contexte de radar à pénétration de surface (TTW, radar GPR). Dans la première partie de ce chapitre, comme nous traitons des données tronquées afin de simuler des situations réelles, nous proposons une étude de l'effet de la couverture angulaire sur la précision des méthodes employées. Nous modélisons également le rayonnement de l'antenne en présence de différents types d'interfaces planaires (mur, demi espace infini). Nous essayons enfin, dans ce chapitre, d'étudier les résultats obtenus dans ces différents cas et d'analyser le comportement des paramètres du modèle obtenu dans chaque configuration.

Nous terminons par une conclusion générale ainsi que des perspectives.

# État de l'art - Méthodes de modélisation d'antennes à partir de leur rayonnement

---

## Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Caractérisation des antennes ULB par fonction de transfert</b>	<b>14</b>
1.1.1	Détermination de la fonction de transfert (FT) et de la réponse impulsionnelle . . . . .	16
1.1.2	Descripteurs d'une antenne ULB . . . . .	21
1.1.3	Conclusion . . . . .	23
<b>1.2</b>	<b>Méthodes de Développement en Singularités</b> . . . . .	<b>23</b>
1.2.1	La méthode de Prony . . . . .	24
1.2.2	La méthode de Matrix Pencil . . . . .	26
1.2.3	Choix du nombre de pôles (Paramètre P) . . . . .	30
1.2.4	Conclusion . . . . .	31
<b>1.3</b>	<b>Développement en Harmoniques sphériques</b> . . . . .	<b>32</b>
1.3.1	Harmoniques sphériques . . . . .	32
1.3.2	Orthonormalité des fonctions de base . . . . .	33
1.3.3	Projection et développement sur les bases sphériques . . . . .	33
1.3.4	Échantillonnage des données sur la sphère . . . . .	35
1.3.5	Conclusion . . . . .	35
<b>1.4</b>	<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>35</b>

---

En général, les propriétés électriques des antennes sont entre autres caractérisées par des paramètres tels que l'impédance d'entrée, le diagramme de rayonnement, le gain [14]. Dans le cas des antennes à bandes étroites ces paramètres présentent généralement une faible variation sur la bande passante de l'antenne. Ainsi, lors de la modélisation des antennes à bandes étroites nous considérons que ces paramètres sont constants, ce qui conduit à une quantité d'information minimum. Pour des antennes à large bande ou très large bande, la dépendance en fréquence de ces paramètres n'est plus négligeable et l'analyse de leur comportement en fonction de la fréquence est plus compliquée. D'autre part, certains systèmes ULB sont basés sur l'émission/réception d'impulsions de courte durée; les propriétés temporelles des antennes Ultra Large Bande (ULB) nécessitent d'être analysées également. Une bonne approche pour tenir compte du comportement transitoire de l'antenne est de la modéliser comme un système linéaire avec un signal d'entrée et un signal de sortie (tension en entrée et champ rayonné en sortie en émission et inversement en réception). Ainsi, nous pouvons exploiter les méthodes analytiques associées aux systèmes linéaires telles que sa fonction de transfert (domaine harmonique) ou sa réponse impulsionnelle (domaine temporel) [15, 16].

Ces méthodes sont parfois combinées avec d'autres méthodes de développement en singularité ou en harmoniques sphériques afin de réduire le nombre de données représentatives des antennes ULB. Les méthodes de développement en singularités permettent la modélisation de la réponse de l'antenne ou de la fonction de transfert sous forme de pôles de résonance. D'un autre côté, l'expansion en modes sphériques présente l'avantage de décrire le comportement angulaire du rayonnement grâce aux fonctions de bases. Ces méthodes peuvent être imbriquées l'une après l'autre, dans l'ordre souhaité, de manière à obtenir une représentation à la fois compacte et complète des performances d'antennes ULB.

Nous rappelons dans ce chapitre, la méthode de caractérisation d'antenne ULB par fonction de transfert et sa réponse impulsionnelle associée. Dans un deuxième temps, nous présentons les méthodes de décomposition en singularité qui sont utilisés dans la littérature. Nous présentons enfin les bases de la décomposition en harmoniques sphériques.

## 1.1 Caractérisation des antennes ULB par fonction de transfert

Soit un système de transmission constitué d'une antenne en émission, d'une antenne en réception et d'un canal de propagation. En champ lointain la fonction de

transfert  $\underline{H}(\omega, \theta, \phi)$  de la chaîne de transmission représentée sur la figure 1.1 et la réponse impulsionnelle associée  $h(t, \theta, \phi)$  sont définis de la manière suivante [17] :

$$\underline{H}(\omega, \theta_{tx}, \phi_{tx}, \theta_{rx}, \phi_{rx}) = \frac{\underline{V}_{rx}(\omega)}{\underline{V}_{tx}(\omega)} = \underline{\vec{H}}_{tx}(\omega, \theta_{tx}, \phi_{tx}) \underline{H}_{ch}(\omega) \underline{\vec{H}}_{rx}(\omega, \theta_{rx}, \phi_{rx}), \quad (1.1)$$

$$h(t, \theta_{tx}, \phi_{tx}, \theta_{rx}, \phi_{rx}) = \vec{h}_{tx}(t, \theta_{tx}, \phi_{tx}) * h_{ch}(t) * \vec{h}_{rx}(t, \theta_{rx}, \phi_{rx}), \quad (1.2)$$

avec  $\underline{V}_{tx}$  et  $\underline{V}_{rx}$  les tensions en entrée et en sortie de la chaîne de transmission,  $\underline{\vec{H}}_{tx}$  et  $\underline{\vec{H}}_{rx}$  les fonctions de transfert vectorielles (pour tenir compte de la polarisation) des antennes d'émission et de réception,  $\underline{H}_{ch}$  la fonction du transfert du canal,  $\vec{h}_{tx}$  et  $\vec{h}_{rx}$  les réponses impulsionnelles vectorielles des antennes d'émission et de réception et  $h_{ch}(t)$  la réponse impulsionnelle du canal.

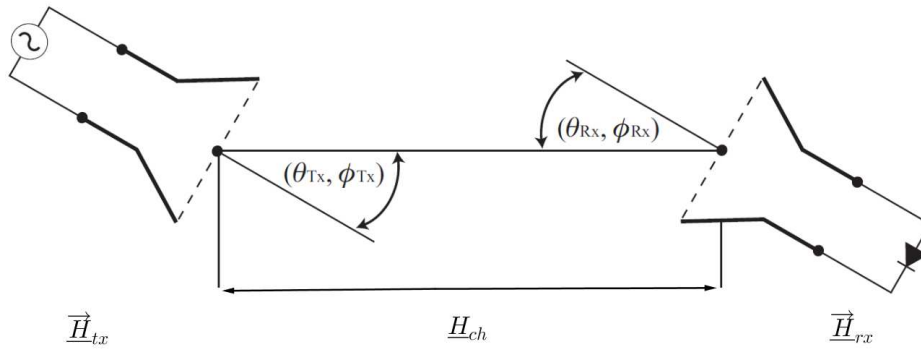


FIGURE 1.1 – Configuration d'une chaîne de transmission élémentaire

Il existe deux configurations importantes proposées dans la littérature [17] et illustrées sur la figure 1.2. Dans la première configuration (Fig. 1.2(a)), la chaîne de transmission est constituée en deux blocs l'un contenant la fonction de transfert de l'antenne en émission  $\underline{\vec{H}}_{tx}$  associée à celle du canal de propagation  $\underline{H}_{ch}$  et l'autre contenant la fonction de transfert de l'antenne en réception  $\underline{\vec{H}}_{rx}$ . En revanche, la deuxième configuration (Fig. 1.2(b)) prend en compte la chaîne de transmission en trois blocs séparés : antenne d'émission, canal de propagation et antenne de réception.

Par la suite, nous nous intéresserons et nous n'introduirons que la deuxième configuration qui consiste à séparer la FT de l'antenne en émission de celle du canal de propagation pour caractériser uniquement les propriétés de l'antenne. Ainsi, les trois fonctions de transferts sont considérées séparément l'une de l'autre de façon à ce que la fonction de transfert du canal puisse être modifiée en cas de changement de

la distance entre les deux antennes (toujours en respectant les conditions de champ lointain).

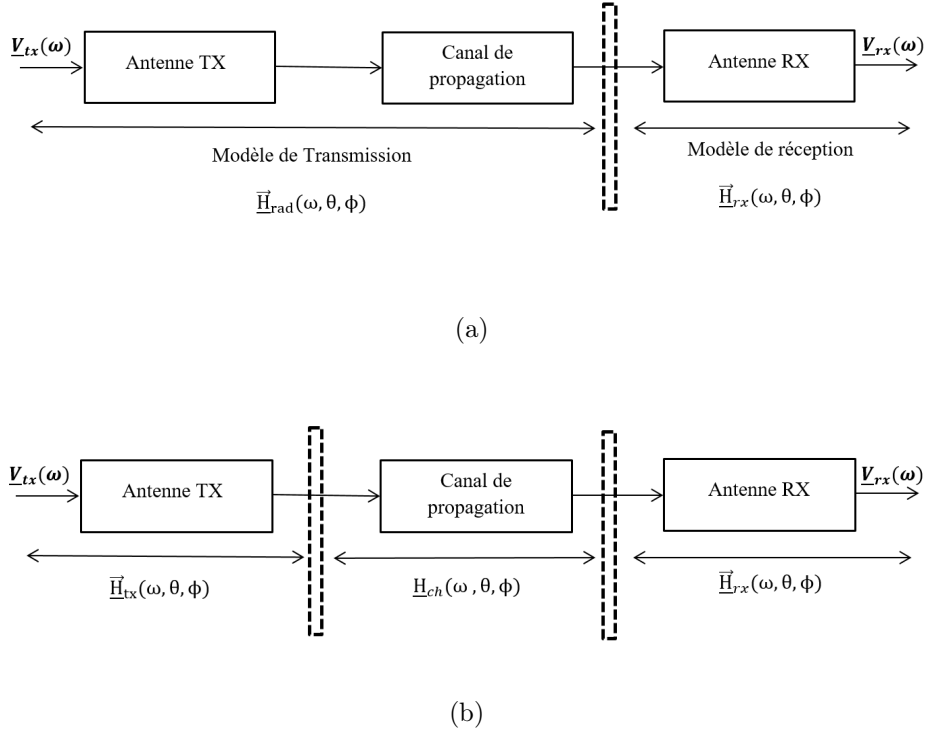


FIGURE 1.2 – Modèle de transmission constitué de deux blocs (a) et de trois blocs (b)

### 1.1.1 Détermination de la fonction de transfert (FT) et de la réponse impulsionnelle

#### 1.1.1.1 Détermination de la FT à partir de la Simulation

D'après l'équation 1.1, la fonction de transfert d'un système  $\underline{H}(w)$  est composée des fonctions de transfert de l'antenne en émission, l'antenne en réception et du canal de propagation.  $\underline{H}(w)$  est défini comme le rapport entre la tension complexe injectée dans le système et celle mesurée en sortie de l'antenne en réception [17, 18, 19]. Le rapport entre ces deux tensions est également proportionnel au coefficient de transmission  $S_{21}$ . La fonction de transfert d'un système peut être décrite en utilisant différentes approches et différentes définitions à partir de la hauteur effective de l'antenne par exemple [16, 20], ou du gain de l'antenne [21]. Nous adoptons dans ce travail de thèse la définition de la fonction de transfert à partir du gain en se basant sur le calcul du bilan de liaison en puissance. Cette approche permet

une détermination simple de la fonction de transfert sans nécessiter de ressources informatiques importantes [21]. En adoptant cette définition, la fonction de transfert de l'équation 1.1 est réécrite sous la forme suivante :

$$\underline{H}(\omega, \theta_{tx}, \phi_{tx}, \theta_{rx}, \phi_{rx}) = \sqrt{e_{pol}} \underline{H}_{tx}(\omega, \theta_{tx}, \phi_{tx}) \underline{H}_{ch}(\omega) \underline{H}_{rx}(\omega, \theta_{rx}, \phi_{rx}), \quad (1.3)$$

où  $e_{pol}$  représente l'efficacité de polarisation ( $0 < e_{pol} < 1$ ).

La figure 1.3 décrit le schéma fonctionnel d'une chaîne de transmission entre deux antennes pour  $e_{pol} = 1$ .

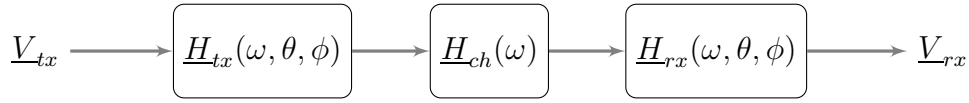


FIGURE 1.3 – Schéma fonctionnel de la fonction de transfert totale d'une chaîne de transmission

Ainsi, en partant de l'équation de FRIIS (1.4), l'amplitude de la fonction de transfert peut être déterminée comme décrit ci-après.

$$\frac{P_{rx}}{P_{tx}} = e_{pol} G_{tx} \left( \frac{\lambda}{4\pi r} \right)^2 G_{rx}, \quad (1.4)$$

avec  $P_{tx}$  et  $P_{rx}$  la puissance en émission et en réception,  $G_{tx}$  et  $G_{rx}$  les gains réalisés de l'antenne en émission et en réception,  $e_{pol}$  l'efficacité de polarisation,  $r$  la distance entre les deux antennes et  $\lambda$  la longueur d'onde.

Le gain réalisé d'une antenne peut être obtenu à partir d'un logiciel de simulation électromagnétique ou d'une mesure. On montre aisément que l'amplitude de la fonction de transfert du système  $|\underline{H}(w)|$  peut s'exprimer en fonction du gain de l'antenne. Pour cela, nous considérons deux antennes identiques en émission et en réception orientées de la même façon l'une par rapport à l'autre ( $\theta = \theta_{tx} = \theta_{rx}$  et  $\phi = \phi_{tx} = \phi_{rx}$ ).

Sachant que :

$$P_{tx,rx} = \frac{1}{2} \frac{|V_{tx,rx}|^2}{Re[\underline{Z}_{tx,rx}]}, \quad (1.5)$$

avec,  $V_{tx,rx}$  la tension en émission/réception et  $\underline{Z}_{tx}, \underline{Z}_{rx}$  les impédances des antennes en émission et en réception.

Quand la même antenne est utilisée en émission et en réception ( $e_{pol} = 1$  et  $Z_{rx} = Z_{tx}$ ), l'amplitude de  $\underline{H}(w)$ , qui est définie comme le rapport de la tension de sortie à la tension d'entrée, est égale à la racine carré de l'équation (1.4) :



$$|\underline{H}(w)| = \left| \frac{V_{rx}}{V_{tx}} \right| = \left( \frac{\lambda}{4\pi r} \right) G_{ant}(\omega). \quad (1.6)$$

Il existe des relations fondamentales de réciprocité entre émission et réception. Ainsi, La fonction de transfert en émission et en réception d'une antenne identique sont liées par le théorème de réciprocité de Lorentz [17, 22, 23] :

$$\underline{H}_{tx}(\omega) = \frac{j\omega}{c_0} \underline{H}_{rx}(\omega), \quad (1.7)$$

avec  $\omega$  la pulsation ( $\omega = 2\pi f$ ) et  $c_0$  la vitesse de la lumière.

La fonction de transfert du canal en champ lointain est donnée par la relation suivante [14, 24] :

$$\underline{H}_{ch}(\omega) = \frac{1}{r} e^{-j\frac{\omega}{c}r}. \quad (1.8)$$

Substituant (1.8) et (1.7) dans (1.3) nous obtenons l'expression suivante pour l'amplitude :

$$|\underline{H}(w)| = \frac{\omega}{c_0} |\underline{H}_{rx}(\omega)| |\underline{H}_{ch}(\omega)| |\underline{H}_{rx}(\omega)|. \quad (1.9)$$

L'équivalence entre (1.6) et (1.9), permet de déterminer les expressions de  $|H_{rx}(w)|$  et  $|H_{tx}(w)|$  :

$$|\underline{H}_{rx}(\omega)| = \sqrt{\frac{c_0}{\omega} \frac{\lambda}{4\pi} G_{ant}(\omega)}, \quad (1.10a)$$

$$|\underline{H}_{tx}(\omega)| = \sqrt{\frac{\omega}{c_0} \frac{\lambda}{4\pi} G_{ant}(\omega)}. \quad (1.10b)$$

Notons ici que nous avons basé notre raisonnement sur le cas d'une antenne identique et orientée de la même façon en émission et réception, ce qui permet d'obtenir le gain en une seule mesure. Dans la pratique, nous serons amenés à calculer ces fonctions de transfert composante par composante suivant les vecteurs unitaires  $\hat{\theta}$  et  $\hat{\phi}$  du repère sphérique local associé au point d'observation. En simulation, en plus du gain total de l'antenne  $G_{ant}$  il est possible aussi d'obtenir le gain simulé de chaque composante ( $G_\theta$  et  $G_\phi$ ). Ceci permet ainsi la détermination  $|H_{rx,\theta}|$  et  $|H_{rx,\phi}|$  en employant respectivement  $G_\theta$  et  $G_\phi$  dans l'équation (1.10a). Nous pouvons également obtenir les deux composantes  $|H_{tx,\theta}|$  et  $|H_{tx,\phi}|$  en appliquant le même principe sur l'équation (1.10b).

Après le calcul de l'amplitude de la fonction de transfert à l'aide des équations (1.10a,1.10b) et sachant que cette dernière est une grandeur complexe, nous nous intéresserons à la détermination de sa phase. En mesure, comme traité dans le pa-

ragraphe suivant, ce problème ne se pose pas parce que la fonction de transfert est calculée directement à partir du coefficient complexe  $\underline{S}_{21}$ . Par contre, en simulation la phase de la fonction de transfert de l'antenne  $\varphi_{rx}$  et  $\varphi_{tx}$  est déterminée à partir de la phase du champ lointain simulé. Dans ce cas, du fait de l'absence d'une référence lors du calcul de la phase, il s'agit d'une grandeur absolue et non relative. Nous considérons ici que l'absence de référence n'est pas gênant, car lors de l'application d'une transformée de Fourier inverse l'utilisation d'une phase absolue se traduit par un retard temporel supplémentaire et le module reste inchangé. Ainsi, la fonction de transfert en émission et en réception sera définie comme :

$$\underline{H}_{rx}(\omega) = \sqrt{\frac{c_0}{\omega} \frac{\lambda}{4\pi}} G_{ant}(\omega) e^{j\varphi_{rx}(\omega)}, \quad (1.11a)$$

$$\underline{H}_{tx}(\omega) = \sqrt{\frac{\omega}{c_0} \frac{\lambda}{4\pi}} G_{ant}(\omega) e^{j\varphi_{rx}(\omega)} e^{j\frac{\pi}{2}}. \quad (1.11b)$$

L'obtention de la réponse impulsionnelle se fait par une transformée de Fourier inverse de la fonction de transfert [25, 26] :

$$h(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \underline{H}(f) e^{i2\pi f t} df. \quad (1.12)$$

En théorie, la bande de fréquence est définie entre 0 et  $\infty$ , mais si l'on veut effectuer un calcul numérique il est nécessaire de fixer une bande de fréquence finie. Ainsi, afin de diminuer l'effet du fenêtrage (fonction porte) créé lors du calcul de la transformée de Fourier par la finitude des bornes d'intégration, il est préférable de calculer le gain (la fonction de transfert) sur une bande de fréquence bien plus large que celle de l'antenne. Cette technique confère une apodisation naturelle au gain et évite la nécessité d'appliquer un fenêtrage de type Hamming par exemple qui pourrait altérer la précision des calculs.

Si l'on s'intéresse à la réponse impulsionnelle de l'antenne (eq.1.2), l'impulsion rayonnée  $s(t)$  d'une antenne s'écrit :

$$s(t) = h_{tx}(t) * e(t), \quad (1.13)$$

avec  $e(t)$  l'impulsion à l'entrée de l'antenne et  $h_{tx}$  la réponse impulsionnelle de l'antenne en transmission.

La distorsion de l'impulsion rayonnée peut être quantifiée en comparant l'impulsion en sortie de l'antenne (ou impulsion rayonnée) avec l'impulsion en entrée de cette même antenne. Il est généralement plus pratique d'effectuer ces calculs dans le

domaine fréquentiel, en multipliant simplement le spectre de  $e(t)$  par  $\underline{H}_{tx}(f)$  calculé auparavant pour avoir ensuite le signal transmis en fréquentiel. L'application d'une transformée de fourrier inverse sur le résultat, nous permet d'obtenir l'impulsion rayonnée  $s(t)$ . Ces étapes sont décrites par les équations suivantes :

$$\begin{aligned}\underline{S}(f) &= FFT \{e(t)\} \cdot \underline{H}_{tx}(f), \\ s(t) &= IFFT \{\underline{S}(f)\}.\end{aligned}\tag{1.14}$$

### 1.1.1.2 Détermination de la fonction de transfert à partir des mesures

La fonction de transfert peut être obtenue expérimentalement en utilisant une méthode à deux ou trois antennes [27, 28]. Dans le cas de la méthode à deux antennes, nous utilisons dans un premier temps deux antennes identiques possédant une bonne pureté de polarisation linéaire (antennes cornet par exemple) afin de constituer une mesure de référence. Ces deux antennes sont orientées dans les directions du gain maximal  $(\theta_0, \phi_0)$  et positionnées de façon symétrique. La mesure du coefficient de transmission (paramètre  $\underline{S}_{21}$  de cette configuration) permet alors la détermination de la composante principale de la fonction de transfert de l'antenne de référence (on considérera l'autre composante négligeable) :

$$\underline{S}_{21mes}(\omega, \theta_0, \phi_0) = \frac{j\omega}{c_0} \underline{H}_{rx,ref}(\omega, \theta_0, \phi_0) \underline{H}_{ch}(\omega) \underline{H}_{rx,ref}(\omega, \theta_0, \phi_0).\tag{1.15}$$

De l'équation 1.15, nous en déduisons la fonction de transfert de l'antenne de référence :

$$\begin{cases} \underline{H}_{rx,ref}(\omega, \theta_0, \phi_0) = \sqrt{\underline{S}_{21mes}(\omega, \theta_0, \phi_0) \frac{c}{j\omega} \frac{1}{\underline{H}_{ch}(\omega)}}, \\ \underline{H}_{tx,ref}(\omega, \theta_0, \phi_0) = \sqrt{\underline{S}_{21mes}(\omega, \theta_0, \phi_0) \frac{j\omega}{c} \frac{1}{\underline{H}_{ch}(\omega)}}.\end{cases}\tag{1.16}$$

Une fois la fonction de transfert de l'antenne de référence connue ( $\underline{H}_{tx,ref}(\omega)$  par exemple), une autre mesure est effectuée en présence de l'antenne à caractériser :

$$\underline{S}_{21mes}(\omega, \theta, \phi) = \underline{H}_{tx,ref}(\omega, \theta_0, \phi_0) \underline{H}_{ch}(\omega) \underline{H}_{rx,ant}(\omega, \theta, \phi).\tag{1.17}$$

Cette mesure peut être répétée pour obtenir la deuxième composante du champ. À partir de ces mesures, nous pouvons en déduire la fonction de transfert  $\underline{H}_{rx,ant}$  de l'antenne sous test :

$$\underline{H}_{rx,ant}(\omega, \theta, \phi) = \frac{\underline{S}_{21mes}(\omega, \theta, \phi)}{\underline{H}_{tx,ref}(\omega, \theta_0, \phi_0) \underline{H}_{ch}(\omega)}. \quad (1.18)$$

Le calcul de la réponse impulsionnelle se fait de la même façon que dans la section précédente par transformée de Fourier inverse.

## 1.1.2 Descripteurs d'une antenne ULB

Dans ce paragraphe nous définissons des descripteurs largement utilisés dans le domaine de caractérisation des antennes ULB.

### 1.1.2.1 Gain réalisé et gain moyen

Le gain d'une antenne peut être calculé à partir de l'amplitude de sa fonction de transfert (équation (1.10a)) comme dans [24] :

$$G_{ant}(\omega, \theta, \phi) = \frac{\omega}{c_0} \frac{4\pi}{\lambda} |\underline{H}_{rx}(\omega, \theta, \phi)|^2. \quad (1.19)$$

À partir du gain de l'antenne  $G_{ant}$ , nous pouvons calculer un gain moyen de l'antenne dans chaque direction [29] :

$$G_{moy}(\theta, \phi) = \frac{1}{\omega_2 - \omega_1} \int_{\omega_1}^{\omega_2} G_{ant}(\omega, \theta, \phi) d\omega. \quad (1.20)$$

### 1.1.2.2 Temps de groupe

Le temps de groupe est défini comme le retard dû à la propagation de l'onde dans l'antenne. Ce paramètre peut être utilisé de deux façons différentes. Il permet d'une part la détermination de la distorsion de la phase dans le système et d'autre part de connaître le retard de propagation. Il est défini comme la dérivée de la phase de la fonction de transfert par rapport à la pulsation  $\omega$  [30] :

$$\tau_g(\omega, \theta, \phi) = -\frac{d\angle \underline{H}(\omega, \theta, \phi)}{d\omega}. \quad (1.21)$$

La forme discrète de l'équation précédente est souvent utilisée pour le calcul de  $\tau_g(\omega, \theta, \phi)$  :

$$\tau_g(\omega, \theta, \phi) = -\frac{\angle \underline{H}(\omega + \Delta\omega/2, \theta, \phi) - \angle \underline{H}(\omega - \Delta\omega/2, \theta, \phi)}{\Delta\omega}. \quad (1.22)$$

La distorsion est considérée minimale si  $\tau_g(\omega)$  est constant, cela signifie que la phase est linéaire sur la bande de travail [31].

Un autre moyen pour étudier les effets de distorsion, est d'introduire le temps de groupe relatif  $\tau_{g,rel}$  pour mesurer la dispersion autour de la moyenne  $\tau_{g,moy}$  :

$$\tau_{g,rel}(\omega) = \tau_g(\omega) - \tau_{g,moy}. \quad (1.23)$$

### 1.1.2.3 Facteur de fidélité du système

#### 1.1.2.3.1 Facteur de fidélité de l'antenne

Le facteur de fidélité (FF) permet de quantifier la distorsion entre le signal à l'entrée de l'antenne  $e(t)$  et le signal rayonnée  $s(t)$  par l'antenne dans une direction donnée [32, 33] :

$$FF = \max \left[ \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} e(t)s(t+\tau)dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |e(t)|^2 dt \int_{-\infty}^{+\infty} |s(t)|^2 dt} \right]. \quad (1.24)$$

#### 1.1.2.3.2 Facteur de fidélité du système

Une autre forme du FF a été proposée dans [21] pour comparer le signal reçu  $r(t)$  et celui émis  $e(t)$  entre deux antennes. Ce facteur appelé facteur de fidélité du système (FFS) quantifie la distorsion subie par l'impulsion entre l'entrée et la sortie de la chaîne de transmission.

Les deux impulsions reçue et émise sont normalisées pour comparer uniquement leur forme et non leur amplitude :

$$\begin{aligned} \hat{r}(t) &= \frac{r(t)}{\left[ \int_{-\infty}^{+\infty} |r(t)|^2 dt \right]^{1/2}}, \\ \hat{e}(t) &= \frac{e(t)}{\left[ \int_{-\infty}^{+\infty} |e(t)|^2 dt \right]^{1/2}}. \end{aligned} \quad (1.25)$$

Le calcul de la corrélation entre les deux signaux obtenus est maximum quand ils se chevauchent [21] :

$$FFS = \max \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{e}(t)\hat{r}(t+\tau)dt. \quad (1.26)$$

Le résultat des deux facteurs (FF et FFS) est compris entre 0 et 1. Une valeur de 1 indique que les deux impulsions comparées sont identiques, et qu'il n'y a pas eu de distorsion lors de la transmission. Par contre, une valeur de 0 veut dire que l'impulsion reçue est complètement différente de l'impulsion émise. Généralement, ces deux facteurs sont acceptables pour des valeurs supérieures à 0.8 voire 0.9.

### 1.1.3 Conclusion

La caractérisation par la fonction de transfert ou la réponse impulsionnelle est souvent plus intéressante et plus informative que les paramètres habituels dans le cas des antennes ULB. En effet, la fonction de transfert décrit de manière exhaustive le comportement de l'antenne (y compris la dépendance fréquentielle). Ainsi, cette méthode fournit un outil de caractérisation complet mais d'un volume de données très élevé qu'il faudra gérer. Par exemple, si on considère le diagramme de rayonnement d'une antenne fonctionnant entre  $2\text{ GHz}$  et  $7\text{ GHz}$ , en fixant une fréquence d'échantillonnage de  $100\text{ MHz}$  et un pas spatial de  $5^\circ$  pour les angles  $\theta$  et  $\phi$ , le volume de données nécessaire pour représenter les deux composantes du champ  $E_\theta$  et  $E_\phi$  est de  $2 \times 51 \times 37 \times 73$  (soit  $275502$  échantillons).

Pour diminuer le volume de données, nous avons présenté dans la section 1.1.2 des descripteurs compacts, définis à partir de la fonction de transfert ou la réponse impulsionnelle, permettant d'analyser les caractéristiques de l'antenne. Ces descripteurs sont souvent utiles pour donner une idée globale sur les performances de l'antenne. En revanche, leur utilisation peut entraîner une perte d'informations en raison du moyennage sur la fréquence, le temps ou les angles d'observation. Cette perte d'information, ne présente pas un désavantage pour les concepteurs d'antennes parce qu'ils ont besoin d'évaluer les performances globales de l'antenne. Mais dans le cas d'applications radar à pénétration de surface ou d'imageurs micro-ondes, les pertes d'informations liées à l'utilisation de ces descripteurs peuvent entraîner des imprécisions dans les résultats fournis. En effet, le champ rayonné des antennes utilisées dans un imageur micro-ondes a une grande influence sur la qualité des images reconstruites [12].

Dans cette thèse, nous cherchons à développer un modèle à la fois compact et décrivant avec précision le rayonnement d'une antenne ULB. Un tel modèle peut être établi en utilisant la décomposition en singularité qui conduit à une caractérisation complète de la fonction de transfert (ou la réponse impulsionnelle) à partir des pôles de résonances [20, 34]. Les principales méthodes de décomposition en singularités sont présentées dans la partie suivante.

## 1.2 Méthodes de Développement en Singularités

Dans l'objectif de chercher de nouveaux descripteurs représentatifs des antennes ULB, les pôles de résonance, appelés aussi fréquences propres de l'antenne, apparaissent comme des paramètres pertinents à introduire. Ces pôles de résonance et leurs résidus associés permettent d'obtenir une représentation compacte et unique

de l'antenne étudiée.

Au début des années 1970, C.E Baum [35] a introduit la méthode du développement en singularités (Singularity Expansion Method). Cette méthode permet de modéliser la réponse d'un objet à l'aide d'une somme d'exponentielles amorties correspondant à des pôles de résonance. Les pôles de résonance présentent l'avantage d'être indépendants de l'angle d'observation de l'objet puisqu'ils lui sont propres. En revanche, les résidus qui y sont associés dépendent de cet angle d'observation.

La recherche des pôles et de leurs résidus associés peut être effectuée dans le domaine temporel sur la réponse impulsionnelle de l'antenne  $h(t, \theta, \phi)$  par les méthodes de type « Prony » ou « Matrix Pencil » [36, 37], ou bien sur la fonction de transfert de l'antenne  $\underline{H}(f, \theta, \phi)$  dans le domaine harmonique par la méthode de « Cauchy » [38]. On va considérer dans cette partie uniquement les méthodes temporelles car le travail portera dans un premier temps sur la réponse impulsionnelle de l'antenne.

## 1.2.1 La méthode de Prony

### 1.2.1.1 Principe de la méthode

En général, un signal  $y(t)$  issu d'une mesure et contenant du bruit, s'écrit sous la forme suivante :

$$y(t) = x(t) + b(t) \quad t \geq 0, \quad (1.27)$$

avec,

$$\begin{aligned} y(t) &= \text{signal mesuré,} \\ x(t) &= \text{signal propre,} \\ b(t) &= \text{bruit observé dans le signal mesuré.} \end{aligned}$$

Premièrement, il est nécessaire d'écrire le signal temporel considéré (ici la réponse impulsionnelle de l'antenne) sous forme d'une somme d'exponentielles amorties telle que [37, 39]

$$y(t) = \sum_{p=1}^P R_p e^{S_p t} + b(t), \quad (1.28)$$

avec  $S_p$  les pôles dans le plan de Laplace,  $R_p$  les résidus associés à ces pôles et  $P$  le nombre de pôles et de résidus nécessaire pour une représentation complète du signal  $y(t)$ .

Après échantillonnage, le signal  $y(t)$  (eq. (1.28)) peut être réécrit à partir des  $N$  échantillons  $y(0), \dots, y(N-1)$  sous la forme [40] :

$$y(n) = \sum_{p=1}^P R_p e^{S_p n \Delta t} + b(n) = \sum_{p=1}^P R_p z_p^n + b(n), \quad \forall n \in [0, N-1], \quad (R_p, z_p) \in \mathcal{C}^2 \quad (1.29)$$

avec  $\Delta t$  la période d'échantillonnage, et  $z_p = e^{S_p \Delta t}$  les pôles dans l'espace  $Z$ .

Le problème consiste alors à déterminer les paramètres complexes  $R_p$  et  $z_p$ . Cependant, l'estimation simultanée de ces deux paramètres conduit à des équations non-linéaires. Prony [41] a donc proposé de décomposer le problème en deux étapes : détermination des pôles  $z_p$  puis des résidus  $R_p$ .

### 1.2.1.2 Obtention des pôles $z_p$

L'idée de Prony pour résoudre 1.29 est d'introduire le polynôme  $A(z)$ , polynôme qui peut s'écrire sous deux formes selon le mode de prédiction souhaité. Si la prédiction est progressive, le polynôme  $A(z)$  s'écrit comme suit [40, 42] :

$$A(z) = \prod_{p=1}^P (1 - z_p z^{-1}) = \sum_{p=0}^P a_p z^{-p}, \quad (1.30)$$

avec  $a_0 = 1$  et les pôles  $z_p$  sont les racines de ce polynôme.

Par contre, dans le cas où la prédiction est régressive nous avons [42] :

$$A(z) = \prod_{p=1}^P (1 - z_p z) = \sum_{p=0}^P a_p z^p, \quad (1.31)$$

dont les racines du polynôme  $A$  sont égales à  $\frac{1}{z_p}$ .

Généralement, la prédiction régressive (arrière) est la plus utilisée, car elle est plus performante dans le cas des exponentielle amorties. Ceci a été démontré par des études portant sur la minimisation de la variance [43, 42]. Ainsi, le signal  $y(n)$  dans ce cas vérifie la relation de récurrence suivante

$$y(n) = - \sum_{p=1}^P a_p y(n+p), \quad n = 0, \dots, N-P-1. \quad (1.32)$$

Cette relation de récurrence est une équation de prédiction linéaire de l'échantillon  $y(n)$  à partir des échantillons antérieurs. La détermination des pôles consiste donc à résoudre le système linéaire ci-dessous, dont la solution est l'ensemble des  $P$  coefficients  $a_p$ , qui s'écrit sous forme matricielle comme suit :



$$\begin{bmatrix} y(0) \\ y(1) \\ \vdots \\ y(N-1) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} y(1) & y(2) & \dots & y(P) \\ y(2) & y(3) & \dots & y(P+1) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ y(P) & y(P+1) & \dots & y(2P-1) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} -a_1 \\ -a_2 \\ \vdots \\ -a_P \end{bmatrix}. \quad (1.33)$$

Nous pouvons écrire aussi (sous réserve que la matrice  $Y$  soit inversible) :

$$y = -Y a \quad \Leftrightarrow \quad a = -Y^{-1} y. \quad (1.34)$$

Une fois le polynôme  $A(z)$  déterminé, les pôles  $z_p$  peuvent être retrouvés par la recherche de ses racines.

### 1.2.1.3 Obtention des résidus

Connaissant les pôles  $z_p$ , on montre que les résidus  $R_p$  sont obtenus par la résolution du système linéaire suivant :

$$\begin{bmatrix} R_1 \\ R_2 \\ \vdots \\ R_P \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & \dots & 1 \\ z_1 & z_2 & \dots & z_P \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ z_1^{N-1} & z_2^{N-1} & \dots & z_P^{N-1} \end{bmatrix}^{-1} \cdot \begin{bmatrix} y(0) \\ y(1) \\ \vdots \\ y(N-1) \end{bmatrix}. \quad (1.35)$$

Cette méthode donne des résultats exacts dans le cas où les données ne sont pas bruitées ( $y(t) = x(t)$ ). Malheureusement, dans la pratique, les mesures sont par nature bruitées et la méthode de Prony peut présenter des instabilités même en présence d'un bruit faible ( $RSB = 25 \text{ dB}$ ) [44].

## 1.2.2 La méthode de Matrix Pencil

### 1.2.2.1 Principe de la méthode

La méthode de Matrix Pencil (MP) est basée sur une décomposition en valeurs singulières (*Singular Value Decomposition* ou SVD) d'une matrice constituée du signal  $y(t)$  échantillonné (équation (1.27)). Elle permet de déterminer les pôles utiles du signal par le calcul direct des valeurs propres d'une matrice d'ordre réduit. Cette approche s'appuie sur le calcul de valeurs singulières afin d'estimer l'ordre de la matrice de données. En s'affranchissant d'une procédure de recherche de racines, on réduit non seulement la complexité de l'algorithme mais également l'influence du

bruit [36]. Cette approche peut être considérée comme une amélioration du modèle de Prony.

Après échantillonnage, la variable  $t$  est remplacée par  $n\Delta t$  avec  $\Delta t$  la période d'échantillonnage. Le signal peut être réécrit de la manière suivante :

$$y(n) = x(n) + b(n) \approx \sum_{p=1}^P R_p z_p^n + b(n), \quad (1.36)$$

avec  $n=1,2,\dots,N$  le nombre d'échantillons,  $P$  le nombre de pôles représentant l'antenne et  $z_p = e^{s_p \Delta t} = e^{(-\alpha_p + j\omega_p)\Delta t}$  les pôles complexes.

Dans la formule 1.36, les  $P$  pôles complexes  $z_p$  et les résidus complexes  $R_p$  sont les inconnues à déterminer.  $P$  qui est aussi le nombre de valeurs singulières représentant le signal est un paramètre très important pour séparer correctement l'espace signal de l'espace bruit (cf. equation (1.56)).

Pour cela, on considère maintenant la matrice suivante :

$$Y_2 - \lambda Y_1. \quad (1.37)$$

Les valeurs de  $\lambda$  correspondent aux valeurs propres généralisées de l'équation 1.37. Les matrices de Hankel  $Y_2$  et  $Y_1$  sont construites à partir des  $N$  échantillons de  $y(kT_s)$  donnés par l'équation 1.36, et définies à l'aide du paramètre Pencil  $L$  par les expressions présentées dans l'article [45] :

$$Y_1 = \begin{bmatrix} y(1) & y(2) & \dots & y(L) \\ y(2) & y(3) & \dots & y(L+1) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ y(N-L) & y(N-L+1) & \dots & y(N-1) \end{bmatrix}_{(N-L) \times L}, \quad (1.38)$$

$$Y_2 = \begin{bmatrix} y(2) & y(3) & \dots & y(L+1) \\ y(3) & y(4) & \dots & y(L+2) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ y(N-L+1) & y(N-L+2) & \dots & y(N) \end{bmatrix}_{(N-L) \times L}. \quad (1.39)$$

La matrice  $Y_2$  est décalée d'un échantillon par rapport à la matrice  $Y_1$ . Le paramètre Pencil  $L$  fixe les dimensions des matrices et permet de mieux estimer le signal. En raison de la sensibilité au bruit, un bon choix du paramètre  $L$  pourra être effectué dans la fourchette suivante [46] :

$$\frac{N}{3} \leq L \leq \frac{2N}{3}, \quad (1.40)$$

ou bien comme dans d'autres articles [47] :

$$\frac{N}{3} \leq L \leq \frac{N}{2}. \quad (1.41)$$

Par conséquent, la détermination de  $\lambda$ , est équivalente à la résolution du modèle complexe de l'équation (1.36).  $Y_1$  et  $Y_2$  sont définies de la manière suivante [47] :

$$Y_1 = Z_1 R Z_2, \quad (1.42)$$

$$Y_2 = Z_1 R Z_0 Z_2. \quad (1.43)$$

où  $Z_1$  et  $Z_2$  sont des matrices de Vandermonde sous la forme suivante :

$$Z_1 = \begin{bmatrix} 1 & 1 & \dots & 1 \\ z_1 & z_2 & \dots & z_P \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ z_1^{N-L-1} & z_2^{N-L-1} & \dots & z_P^{N-L-1} \end{bmatrix}_{(N-L) \times P}, \quad (1.44)$$

$$Z_2 = \begin{bmatrix} 1 & z_1 & \dots & z_1^{L-1} \\ 1 & z_2 & \dots & z_2^{L-1} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 1 & z_P & \dots & z_P^{L-1} \end{bmatrix}_{P \times L}, \quad (1.45)$$

et  $Z_0$  et  $R$  sont des matrices diagonales de dimensions  $(P \times P)$ .

$$Z_0 = \text{diag}[z_1, z_2, \dots, z_P], \quad (1.46)$$

$$R = \text{diag}[R_1, R_2, \dots, R_P]. \quad (1.47)$$

En utilisant les expressions de  $Y_1$  et  $Y_2$  données par les équations 1.42 et 1.43, l'expression 1.37 devient :

$$Y_2 - \lambda Y_1 = Z_1 R (Z_0 - \lambda I) Z_2, \quad (1.48)$$

où  $I$  est la matrice identité de dimension  $(P \times P)$ . On peut démontrer d'une manière générale [47] que le rang de  $\{Y_2 - \lambda Y_1\}$  est égal à  $P$  et répond à la double inégalité :

$$P \leq L \leq N - P. \quad (1.49)$$

La recherche des valeurs propres de  $Y_1 - \lambda Y_2$  revient à trouver les valeurs propres généralisées de la matrice paire  $(Y_1, Y_2)$ , ou de façon équivalente à partir des valeurs

propres de la matrice  $Y_1^+ Y_2 = \lambda I$  (on note que l'exposant "+" signifie la matrice pseudo-inverse). Les pôles sont ainsi les valeurs propres de la matrice  $Y_1^+ Y_2$ , et l'obtention des résidus se fait comme dans la méthode de prony par la résolution du système linéaire de l'équation (1.35).

### 1.2.2.2 Amélioration de la robustesse par rapport au bruit de la méthode

En présence de signaux entachés de bruits [47], un pré-filtrage des données est nécessaire. A partir des deux matrices de Hankel  $Y_1$  et  $Y_2$  provenant du signal de départ bruité  $y(t)$ , on forme la matrice  $Y$  tel que :

$$Y = \begin{bmatrix} y(1) & y(2) & \dots & y(L) & y(L+1) \\ y(2) & y(3) & \dots & y(L+1) & y(L+2) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ y(N-L) & y(N-L+1) & \dots & y(N-1) & y(N) \end{bmatrix}_{(N-L) \times (L+1)}. \quad (1.50)$$

Notons que  $Y_1$  et  $Y_2$  sont obtenus à partir de  $Y$  en supprimant respectivement la dernière colonne  $c_{L+1}$  et la première colonne  $c_1$ .

$$Y = [Y_1 \quad c_{L+1}] = [c_1 \quad Y_2]. \quad (1.51)$$

La prochaine étape consiste à appliquer la décomposition en valeurs singulières de cette matrice afin de séparer le signal propre du signal bruité. On trouve :

$$Y = USV^H, \quad (1.52)$$

où  $U$  de dimension  $((N-L) \times (N-L))$  et  $V$  de dimension  $((L+1) \times (L+1))$  sont deux matrices orthogonales,  $S$  est une matrice diagonale de valeurs singulières  $\sigma$  de dimension  $((N-L) \times (L+1))$ .

Si les données ne sont pas bruitées alors  $Y$  possède exactement  $P$  valeur singulières non nulles. Mais en raison du bruit, l'ensemble des valeurs singulières sont non nulles. Cependant, celles liées au bruit restent faibles et il est alors possible d'identifier les différentes contributions d'une part du signal et d'autre part du bruit.

La matrice  $S$  est réduite à une matrice  $S'$  pour ne tenir compte que des valeurs singulières significatives,  $S'$  est alors égale à la matrice extraite de  $S$  correspondant aux  $P$  premières colonnes. Ensuite on considère la matrice filtrée  $V'$  contenant les

$P$  valeurs dominants de la matrice  $V$  :

$$V' = [v_1, v_2, \dots, v_P]. \quad (1.53)$$

Une estimation de l'ordre étant ainsi déterminée, la décomposition en valeurs singulières de la matrice  $Y$  donnée par l'équation 1.50 permettra de donner les expressions de la décomposition des matrices  $Y_1$  et  $Y_2$  données par l'Equation suivante :

$$\begin{cases} Y_1 = US'V_1'^H, \\ Y_2 = US'V_2'^H, \end{cases} \quad (1.54)$$

$V_1'$  et  $V_2'$  sont obtenues à partir de  $V'$  en supprimant respectivement la dernière et la première colonne. Ainsi les pôles  $z_p$  de (1.36), qui sont les valeurs propres de la matrice  $Y_1^+Y_2$ , sont aussi les valeurs propres non nulles de  $V_1'^H+V_2'^H$ .

Une fois les pôles  $z_p$  calculés, les résidus  $R_p$  résultent de la résolution d'un système linéaire de  $N$  équations à  $P$  inconnues [47] :

$$\begin{bmatrix} y(1) \\ y(2) \\ \vdots \\ y(N) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & \dots & 1 \\ z_1 & z_2 & \dots & z_P \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ z_1^{N-1} & z_2^{N-1} & \dots & z_P^{N-1} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} R_1 \\ R_2 \\ \vdots \\ R_P \end{bmatrix}. \quad (1.55)$$

### 1.2.3 Choix du nombre de pôles (Paramètre P)

Afin de caractériser la réponse d'un système par ses pôles de résonances, il est important de ne sélectionner que ceux qui lui sont propres, en d'autres termes pouvoir séparer ces pôles de ceux correspondant au bruit. Il existe différentes méthodes, utilisant soit les valeurs singulières, soit les pôles et les résidus pour déterminer l'ordre  $P$  d'un système.

#### 1.2.3.1 Analyse des valeurs singulières dominantes

Pour sélectionner le nombre de pôles les plus contributifs, Sarkar propose [47] un critère qui consiste à analyser la courbe des valeurs singulières  $\sigma$  de la matrice  $Y$ . En fait, il considère que le nombre de pôles dominants est égal au nombre de valeurs singulières  $\sigma$  dominantes de la matrice  $S$  (cf. eq. (1.52)). Ainsi, le nombre des valeurs singulières les plus prépondérantes définira l'ordre  $P$  du système. Ce dernier s'arrête

à l'ordre  $P$  de la première  $\sigma_P$  qui vérifie la relation 1.56 et la considère comme étant la limite entre l'espace signal et l'espace bruit.

$$\frac{\sigma_P}{\sigma_{max}} \geq \epsilon, \quad (1.56)$$

où  $\sigma_{max}$  est la plus grande des valeurs singulières et  $\epsilon$  correspond au seuil de troncature.

Ce critère est très utile dans le cas où les données sont peu bruitées, car les valeurs propres correspondantes au signal sont prépondérantes à celles du bruit. Cependant, dans le cas où le niveau des valeurs propres représentant le signal et le bruit est très proche, la limite est difficile à déterminer directement en analysant la variation des valeurs propres. Ainsi, nous risquons de surestimer ou sous-estimer le nombre de pôles.

Une autre méthode, proposée par Marrocco [48], consiste à calculer dans un premier temps l'énergie  $E_p$  de chaque pôle en lui associant son résidu :

$$E_p = \int_0^{\infty} |R_p e^{s_p t}|^2 dt. \quad (1.57)$$

Cette énergie est ensuite normalisée par rapport à  $E_{max}$  qui correspond à l'énergie du pôle le plus dominant. Une fois normalisée, le nombre de pôles sera limité à celui dont l'énergie est telle que :

$$\frac{E_p}{E_{max}} \geq \epsilon. \quad (1.58)$$

Avec ce critère, le nombre  $P$  doit initialement être fixé à une valeur assez grande afin de calculer les pôles et les résidus et les énergies associées (eq 1.57), puis  $P$  est recalculé en appliquant l'équation (1.58). Cette méthode reste empirique et peut entraîner l'exclusion de pôles contribuant au signal au cas où son résidu associé est trop faible.

## 1.2.4 Conclusion

Dans cette section, nous avons vu qu'il existe plusieurs méthodes qui permettent de modéliser la réponse impulsionnelle d'un système. Ces méthodes ont une grande sensibilité au bruit, mais l'étude bibliographique indique que la méthode de Matrix Pencil présente une meilleure stabilité en cas de présence de bruit même si elle reste toujours sensible à celui-ci [49, 44]. La principale limitation de cette méthode est la manière dont le choix des pôles de résonance est effectué. À ce jour, aucune méthode à notre connaissance ne permet d'obtenir directement le nombre optimal de pôles. Cependant, il existe des critères (équation 1.56 et 1.57) qui nous permettent

d'effectuer une bonne estimation d'une valeur qui correspond approximativement au nombre de pôles de résonances du système. Toutefois, les résidus obtenus après l'application de ces méthodes représentent un volume considérable de données à cause de leur dépendance angulaire. Les harmoniques sphériques sont une bonne solution pour traiter cette dépendance angulaire. La définition et les propriétés de ces fonctions sont présentées dans la prochaine partie.

## 1.3 Développement en Harmoniques sphériques

Les harmoniques sphériques représentent un outil puissant utilisé dans de nombreux problèmes physiques (reconnaissance faciale [50], imagerie médicale [51], modélisation du rayonnement d'antennes [52, 53] ...). Dans cette partie, nous définissons ces bases sphériques et examinons plusieurs propriétés importantes découlant de leurs définitions.

### 1.3.1 Harmoniques sphériques

Les harmoniques sphériques  $Y_n^m(\theta, \phi)$  sont des solutions de la partie angulaire de l'équation de Laplace d'où vient le terme harmonique dans leur nomenclature, car les solutions de cette équation ont été appelées fonctions harmoniques. Aussi,  $Y_n^m(\theta, \phi)$  a acquis le nom de "Harmonique sphériques" (en anglais *Spherical Harmonics*) parce qu'elles sont définies sur la surface d'une sphère avec  $\theta$  l'élevation et  $\phi$  l'azimut.

Ces fonctions fournissent une base orthonormée complète pour développer la dépendance angulaire d'une fonction quelconque. Une harmonique sphérique de degré  $n$  et d'ordre  $m$  est définie de la manière suivante [54, 55] :

$$Y_n^m(\theta, \phi) = N_n^m P_n^m(\cos(\theta)) e^{im\phi}, \quad (1.59)$$

avec  $P_n^m$  les polynômes de Legendre associés, donnés par la relation suivante [56] :

$$P_n^m(x) = \frac{(-1)^m}{2^n n!} (1-x^2)^{m/2} \frac{\partial^{n+m}}{\partial x^{n+m}} (x^2-1)^n, \quad (1.60)$$

et  $N_n^m$  les coefficients de normalisation définis comme suit :

$$N_n^m = (-1)^m \sqrt{\frac{2n+1}{4\pi} \frac{(n-m)!}{(n+m)!}}. \quad (1.61)$$

La suppression du facteur  $\sqrt{\frac{2n+1}{4\pi}}$  de l'expression de  $N_n^m$ , utilisée le plus souvent en géophysique, entraîne dans les résultats des fonctions  $Y_n^m$  dites Schmidt norma-

lisé [57]. Le coefficient supplémentaire  $(-1)^m$  est la phase de Condon-Shortley. Ce coefficient conduit à un changement de signe des harmoniques pour les valeurs de  $m$  positives, ce qui conduit à une autre écriture des harmoniques sphériques :

$$Y_n^m(\theta, \phi) = \left(-\frac{m}{|m|}\right)^m \sqrt{\frac{2n+1}{4\pi} \frac{(n-|m|)!}{(n+|m|)!}} P_n^{|m|}(\cos(\theta)) e^{im\phi}, \quad (1.62)$$

avec

$$\left(-\frac{m}{|m|}\right)^m = \begin{cases} (-1)^m, & m > 0 \\ 1, & m = 0 \\ 1, & m < 0 \end{cases}. \quad (1.63)$$

Le développement en harmoniques sphériques traité dans le paragraphe 1.3.3 est l'équivalent, appliqué aux fonctions angulaires, du développement en séries de Fourier pour les fonctions périodiques.

### 1.3.2 Orthonormalité des fonctions de base

Les harmoniques sphériques sont orthogonales pour différents  $n$  et  $m$  et le produit de deux fonctions distinctes est égal à zéro. Cependant, le coefficient de normalisation  $N_n^m$  garantit que le produit d'une fonction de base avec elle-même est égal à un. Ainsi, les fonctions  $Y_n^m(\theta, \phi)$  forment une base orthonormée sur la surface de la sphère et vérifient la condition suivante [58] :

$$\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi \sin(\theta) d\theta Y_{n_1}^{m_1}(Y_{n_2}^{m_2}(\theta, \phi))^* = \delta_{n_1 n_2} \delta_{m_1 m_2} \quad (1.64)$$

où  $\delta_{n_1 n_2}$  et  $\delta_{m_1 m_2}$  sont les symboles de Kronecker et  $(Y_{n_2}^{m_2}(\theta, \phi))^*$  est le conjugué complexe de  $Y_{n_2}^{m_2}(\theta, \phi)$ .

Les opérations de projection et d'expansion décrites ci-dessous sont rendues possibles par le fait que ces fonctions sont orthonormées.

### 1.3.3 Projection et développement sur les bases sphériques

Comme cela a été mentionné ci-dessus, les harmoniques sphériques définissent une base complète sur la sphère. Ainsi, toute fonction sphérique  $f(\theta, \phi)$  peut être étendue comme une combinaison linéaire des fonctions de base. Cette fonction peut être alors décomposée en une série de fonctions élémentaires  $Y_n^m(\theta, \phi)$  comme suit [54, 59] :

$$f(\theta, \phi) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n C_{nm} Y_n^m(\theta, \phi). \quad (1.65)$$



Les coefficients  $C_{nm}$  sont déterminés en exploitant l'orthonormalité des  $Y_n^m(\theta, \phi)$  comme suit [60] :

$$C_{nm} = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi \sin(\theta) d\theta f(\theta, \phi) (Y_n^m(\theta, \phi))^*, \quad (1.66)$$

ici,  $(Y_n^m(\theta, \phi))^*$  est le conjugué complexe de  $Y_n^m(\theta, \phi)$ .

Les polynômes de Legendre associés sont définis seulement pour des valeurs  $m \geq 0$ . Cependant, il existe une symétrie des fonctions  $Y_n^m$  qui nous permettra de calculer les coefficients  $C_{n,m}$  pour les valeurs de  $m$  négatives citespharm :

$$Y_n^{-m} = (-1)^m (Y_n^m)^*. \quad (1.67)$$

À partir des équations 1.66 et 1.67, nous pouvons en déduire facilement que :

$$C_{n,-m} = (-1)^m (C_{n,m})^*. \quad (1.68)$$

La double somme de l'équation(1.65) est exacte tant que  $n$  tend vers l'infini ; mais cela nécessite un nombre infini de coefficients. En limitant le nombre de modes à  $n = N - 1$  on obtient une approximation à bande limitée  $\tilde{f}$  de la fonction originale  $f$  :

$$\tilde{f}(\theta, \phi) = \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{m=-n}^n C_{nm} Y_n^m(\theta, \phi) \approx f(\theta, \phi). \quad (1.69)$$

Notons aussi que la somme sur  $m$  ne varie que de  $-n$  à  $n$ , parce que les polynômes de Legendre associés  $P_n^m$  sont nuls en dehors de cette plage [56].

En général, dans le cas de l'expansion en modes sphériques d'un diagramme de rayonnement d'antenne, la limite supérieure  $N$  est fixée en se servant de l'équation suivante [61] :

$$N = \lfloor kr_0 \rfloor + n_1, \quad (1.70)$$

avec  $n_1$  est un nombre entier,  $k$  le nombre d'onde,  $r_0$  le rayon de la plus petite sphère centrée à l'origine des coordonnées et renfermant l'antenne sous test, et  $\lfloor kr_0 \rfloor$  représente la partie entière du produit  $kr_0$ . Il a été démontré que le maximum de puissance est contenu autour de  $kr_0$ , et en fonction de la nature de l'application  $n_1$  varie pour permettre à la puissance de diminuer suffisamment [62]. Généralement,  $n_1 = 10$  est considéré suffisant pour les cas pratiques.

### 1.3.4 Échantillonnage des données sur la sphère

En vue d'une bonne utilisation de la décomposition en harmoniques sphériques, il est important de respecter le nombre d'échantillons en  $\phi$  et  $\theta$  [61, 63]. Le pas d'échantillonnage dépend de la fréquence de travail ainsi que de la taille de l'antenne et peut être estimé comme suit :

$$(\Delta\phi, \Delta\theta) \leq \frac{2\pi}{2N+1} \quad (1.71)$$

avec  $N$  le nombre de modes sphériques.

### 1.3.5 Conclusion

Nous avons abordé dans cette partie quelques bases théoriques de l'expansion en harmoniques sphériques. Ce développement permet de représenter n'importe quelle fonction dans l'espace sous forme compacte. La dépendance angulaire est contenue dans les bases  $Y_n^m$  et pondérée par les coefficients modaux  $C_{nm}$ . La combinaison de  $C_{nm}$  et  $Y_n^m$  conduit à la reconstruction de la fonction originale avec une précision dépendamment de l'ordre  $N$  choisi.

## 1.4 Conclusion

Dans la première partie de ce chapitre, la caractérisation des antennes ULB dans les domaines fréquentiel et temporel a été rappelée. Ces techniques sont intéressantes car à l'aide de la fonction de transfert de l'antenne ou de sa réponse impulsionnelle, il est possible d'obtenir une représentation complète du diagramme de rayonnement de l'antenne, à condition de les appliquer dans toutes les directions de l'espace. Cette méthode de caractérisation nécessite donc le calcul et le stockage d'une très grande quantité de données (compte tenu de la dépendance fréquentielle et angulaire de ces fonctions).

Dans la deuxième partie, pour réduire le volume de données nécessaire à la modélisation du rayonnement des antennes ULB, nous avons introduit la décomposition en pôles et résidus : les pôles de résonance qui correspondent aux fréquences propres de l'antenne, et les résidus qui modélisent leur comportement angulaire. Cette approche, appelée décomposition en singularités, permet la caractérisation de la réponse impulsionnelle à l'aide d'un ensemble compact de paramètres et fournit ainsi une compression du comportement temporel de l'antenne.

Nous terminons ce chapitre, par la présentation de la méthode de décomposition en modes sphériques. Cette méthode, largement utilisée dans la caractérisation du

rayonnement des antennes en 3D, permet aussi une représentation compacte du diagramme de rayonnement de l'antenne. À l'aide des coefficients sphériques calculés en projetant le champ sur les bases sphériques connues, le champ rayonné par une antenne peut être reconstruit avec précision tout en limitant le volume des données nécessaire à la représentation du diagramme de rayonnement.

Afin d'obtenir un taux de compression important, qui est l'un des buts de ce travail de thèse, nous développerons dans la suite une combinaison des trois méthodes présentées dans ce chapitre (fonction de transfert et réponse impulsionnelle, développement en singularités et développement en harmoniques sphériques). Grâce à leur linéarité, la combinaison de ces méthodes permet d'établir un nouvel ensemble de paramètres capable de reconstruire le champ rayonné par une antenne tout en réduisant le volume de données nécessaire. Le prochain chapitre traite de l'une des combinaisons possibles de ces méthodes, et présente une application de cette combinaison pour modéliser le diagramme de rayonnement d'antennes ULB.

# Modélisation du rayonnement ULB en champ lointain

## Sommaire

<b>2.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>38</b>
<b>2.2</b>	<b>Combinaison des 3 méthodes et mise en application</b>	<b>38</b>
2.2.1	Fonction de transfert et réponse impulsionnelle associée	38
2.2.2	Détermination des pôles/résidus	39
2.2.3	La décomposition en Harmoniques Sphériques	44
2.2.4	Conclusion	50
<b>2.3</b>	<b>Modélisation d'antennes à partir de données simulées</b>	<b>52</b>
2.3.1	Présentation de l'antenne	52
2.3.2	Gain et réponse impulsionnelle de l'antenne	52
2.3.3	Détermination de la direction principale de rayonnement pour l'application de la décomposition	54
2.3.4	Critère de validation de la reconstruction	56
2.3.5	Validation du nombre de pôles utiles pour notre antenne	57
2.3.6	Exploitation de la méthode Matrix Pencil	58
2.3.7	Décomposition des résidus en modes sphériques	60
2.3.8	Reconstruction à partir des nouveaux paramètres	62
2.3.9	Conclusion	63
<b>2.4</b>	<b>Modélisation de l'antenne ETSA à partir de données mesurées</b>	<b>63</b>
2.4.1	Extension de la bande de fréquence	64
2.4.2	Choix de la direction principale de rayonnement	65
2.4.3	Calculs des pôles et coefficients modaux	66
2.4.4	Résultats de reconstruction	69
2.4.5	Conclusion	71
<b>2.5</b>	<b>Fonction de transfert, canal de propagation et champ rayonné</b>	<b>71</b>
2.5.1	Champ rayonné en fonction de la distance	73
<b>2.6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>75</b>

## 2.1 Introduction

Nous abordons dans ce chapitre l'un des principaux objectifs de ce travail de thèse : la modélisation compacte du rayonnement d'antennes ULB. Ce chapitre commence par la présentation d'une combinaison possible des méthodes présentées dans le chapitre précédent, à savoir la décomposition en singularités et le développement en harmoniques sphériques de la réponse impulsionnelle d'une antenne ULB. Cette combinaison est pratique, car elle permet de caractériser complètement le diagramme en trois dimensions (3D) d'une antenne ULB quelle que soit la fréquence dans la bande passante, et garantit en même temps un taux de compression élevé grâce à une gestion séparée de la dépendance angulaire et temporelle de la réponse impulsionnelle de l'antenne [64, 65]. Nous examinons dans la première partie, les principaux aspects théoriques concernant le critère de sélection des pôles et la manière dont ces derniers seront calculés. Nous terminons la première partie de ce chapitre avec le développement en modes sphériques du rayonnement d'antennes canoniques (validation de la méthode sur des données non bruitées obtenues à partir de l'expression analytique des champs lointains rayonnés).

Dans la deuxième partie, les performances de cette approche seront évaluées à partir de données simulées et mesurées d'une antenne ULB. Nous étudierons aussi l'exactitude du modèle établi à chaque étape de la procédure pour les deux types de données.

Nous terminerons ce chapitre par une étude sur la possibilité de généraliser cette approche, afin de générer un modèle permettant la reconstruction du diagramme de rayonnement de l'antenne en champ proche et/ou champ lointain.

## 2.2 Combinaison des 3 méthodes et mise en application

### 2.2.1 Fonction de transfert et réponse impulsionnelle associée

Le point de départ de nos traitements sera le gain  $G_{\theta,\phi}(f, \theta, \phi)$  dans tout l'espace de l'antenne issu de la simulation ou bien de la mesure. Une fois ce gain connu composante par composante, nous lui associons la phase du champ lointain et nous calculons la fonction de transfert de l'antenne  $\underline{H}(f, \theta, \phi)$  comme détaillé dans la

partie 1.1.1 :

$$\underline{H}_{\{\theta,\phi\}}(f, \theta, \phi) = \sqrt{\frac{\omega}{c_0} \frac{\lambda}{4\pi}} G_{\{\theta,\phi\}}(f, \theta, \phi) e^{j\varphi_{\{\theta,\phi\}}(f,\theta,\phi)}. \quad (2.1)$$

Ensuite, nous passons dans le domaine temporel pour avoir la réponse impulsionnelle de l'antenne  $\vec{h}(t, \theta, \phi)$  :

$$\vec{h}(t, \theta, \phi) = \int_{-\infty}^{+\infty} \underline{\vec{H}}(f, \theta, \phi) e^{j2\pi ft} df. \quad (2.2)$$

Cette réponse impulsionnelle de l'antenne  $\vec{h}(t, \theta, \phi)$  dépendant du temps et des directions d'observations, sera décomposée en pôles et résidus. La recherche de ces pôles et résidus est détaillée dans le paragraphe suivant.

## 2.2.2 Détermination des pôles/résidus

L'algorithme Matrix Pencil (introduit dans la section 1.2.2), permet d'écrire la réponse impulsionnelle de l'antenne  $\vec{h}(t, \theta, \phi)$  sous forme d'une somme d'ordre  $P$  de pôles et de résidus comme suit :

$$h_{\theta,\phi}(t, \theta, \phi) = \sum_{p=1}^P R_p(\theta, \phi) z_p^t, \quad (2.3)$$

avec  $h_{\theta,\phi}$  la composante suivant  $\hat{\theta}$ , ou  $\hat{\phi}$  de la réponse impulsionnelle.

### 2.2.2.1 Etude du nombre de pôles et résidus

En pratique, la détermination du seuil de troncature de la sommation de l'équation 2.3 (paramètre  $P$ ) est un problème récurrent des méthodes de développement en singularités, dans le cas où le niveau des valeurs propres représentant le signal et le bruit est très proche. Le seuil de sélection peut être calculé en utilisant différentes méthodes, mais ceci reste empirique et dépend de l'antenne étudiée. À ce jour, et à notre connaissance, aucune règle théorique rigoureuse n'a été établie. Nous abordons dans cette partie différentes approches pour déterminer la valeur de  $P$  en considérant la réponse impulsionnelle (cf. fig. 2.1(a)) de l'antenne Vivaldi présentée dans la section 2.3.

L'une des solutions les plus utilisées dans le domaine de recherche de pôles [47, 66, 67], est basée sur l'étude du nombre de valeurs singulières dominantes. La réponse impulsionnelle, représentée sur la figure 2.1(a), est échantillonnée pour former la matrice  $Y$  à laquelle on applique une décomposition en valeurs singulières

(équation 1.52). L'évolution des valeurs singulières obtenues est représentée sur la figure 2.1(b). Nous observons que la frontière des valeurs délimitant l'espace signal et l'espace bruit se situe aux alentours de  $22 < P < 25$ . Cependant, cette approche reste laborieuse à cause du rapprochement des niveaux de puissances dans cette zone entre les valeurs singulières décrivant le signal et celle décrivant le bruit.

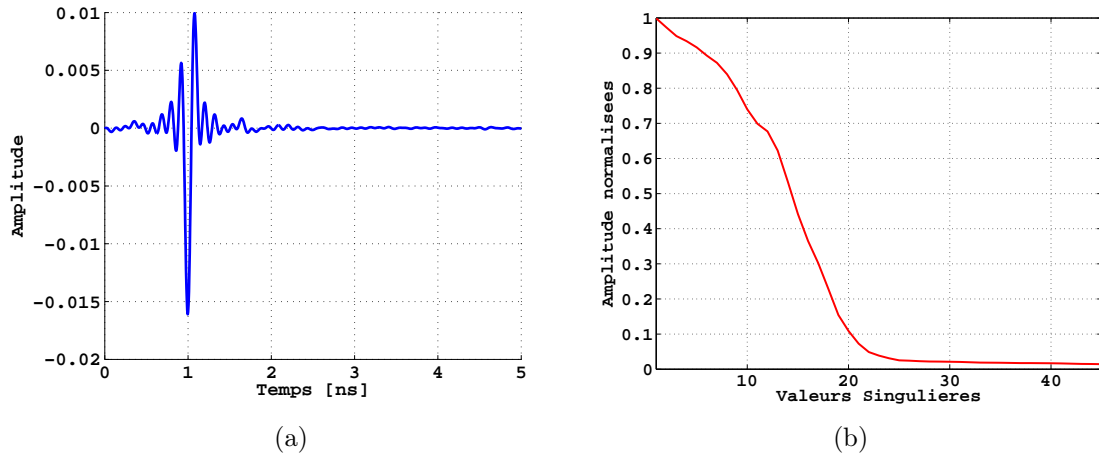


FIGURE 2.1 – (a) Réponse impulsionnelle selon la composante principale du champ de l'antenne Vivaldi dans la direction maximum de rayonnement (axe  $oz$  de la figure 2.13(a)) (b) Courbe de variation des valeurs singulières normalisées

Nous proposons ici une autre manière, qui consiste à fixer la valeur de  $P$  à l'ordre de la dernière valeur singulière  $\sigma_p$  vérifiant l'équation suivante :

$$\frac{\partial^2 \sigma_p}{\partial p^2} \geq \epsilon, \quad (2.4)$$

avec  $\epsilon$  l'ordre de troncature fixé à  $\epsilon = 0.1 \left( \frac{\partial^2 \sigma_p}{\partial p^2} \right)_{max}$ .

En effet le calcul de la dérivée seconde permet une séparation facile entre les valeurs singulières du signal et les valeurs singulières du bruit. En appliquant l'équation (2.4) sur les valeurs singulières, représentées sur la figure 2.1(b), la valeur optimale est automatiquement fixée à  $P = 24$  (Fig. 2.2(a)). Ainsi, sans devoir analyser visuellement la courbe des valeurs singulières, nous pouvons déterminer l'ordre de troncature pour fixer le nombre de pôles. La figure 2.2(b), montre une bonne concordance entre la réponse impulsionnelle initiale (ou de référence) et sa reconstruction pour  $P = 24$ .

### 2.2.2.2 Effet de la direction d'observation sur les pôles

Après détermination du nombre nécessaire de pôles et résidus, nous étudions dans ce paragraphe l'effet de la direction d'observation sur le comportement des

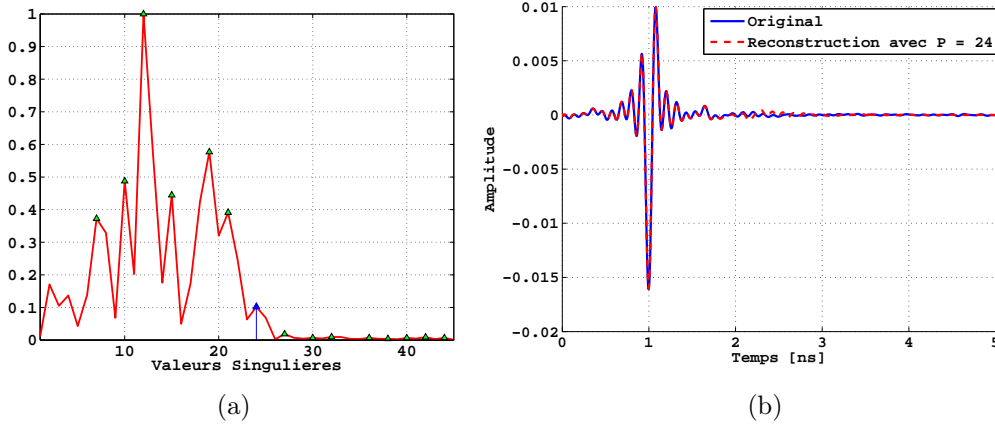


FIGURE 2.2 – (a) Courbe de variation de la dérivée seconde des valeurs singulières normalisées (b) Comparaison de la réponse impulsionnelle de référence avec celle reconstruite en utilisant 24 pôles et résidus

pôles. En effet, les pôles de résonance  $z_p$  qui représentent les fréquences propres de l'antenne sont, théoriquement, indépendants de l'angle d'observation [64]. Dans ce cas nous devrions obtenir les mêmes pôles quelle que soit la direction d'observation de l'impulsion.

Pour vérifier cette hypothèse, nous nous servons de la réponse impulsionnelle simulée d'une antenne Vivaldi [68], utilisée précédemment, dans le plan  $yo z$  ( $\phi = 90^\circ$  et  $\theta$  varie). Dans ce plan, la composante principale du champ est la composante  $E_\theta$ , la mesure du gain se fait donc à partir de cette composante, l'autre étant négligeable. L'emplacement de l'antenne dans le repère sphérique ainsi que la réponse impulsionnelle de l'antenne sont représentés respectivement sur la figure 2.3(a) et 2.3(b).

Nous calculons par la suite les pôles à partir de différentes impulsions dans le plan  $yo z$ . Le choix des directions d'observations est fait entre la direction  $\theta = -90^\circ$  et  $\theta = 90^\circ$  tout en passant par  $\theta = 0^\circ$  qui est la direction principale de rayonnement avec un pas de  $30^\circ$ . Pour chacune des directions d'observations, nous calculons les pôles dans l'espace de Laplace ( $s_p = -\alpha_p + j\omega_p$ ) de la réponse impulsionnelle et nous représentons sur la figure 2.4 le coefficient d'amortissement  $\alpha_p$  en fonction de la fréquence. Nous adoptons cette représentation au lieu d'une représentation classique, fréquence en fonction de  $\alpha_p$ , afin de faciliter la comparaison de ces pôles avec les paramètres classiques d'antennes qui sont souvent tracés en fonction de la fréquence.

Nous remarquons qu'en pratique et contrairement à la théorie, il existe une dispersion des pôles en fonction de la direction de calcul. Ainsi, pour une modélisation très précise de la réponse impulsionnelle, nous devrions extraire les pôles dans chaque direction et l'associer à son résidu. Or, pour des raisons de compacité nous n'utili-



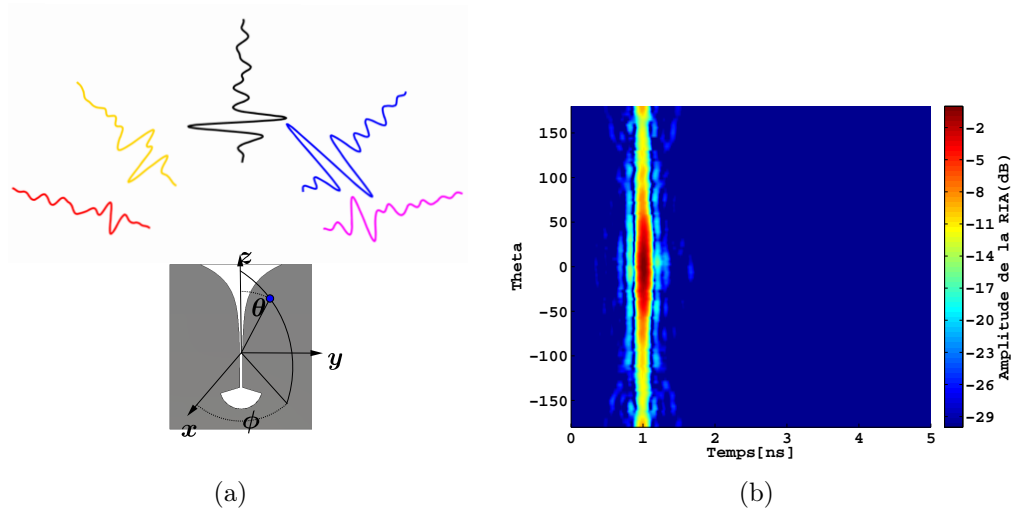


FIGURE 2.3 – (a) Antenne vivaldi localisée dans le plan  $yoz$  (b) Réponse impulsionnelle simulée dans le plan  $yoz$  et qui sera utilisée comme référence pour les comparaisons

serons pas les pôles de chaque impulsion. Pour cela, nous allons étudier la qualité de la reconstruction en utilisant différents ensembles de pôles.

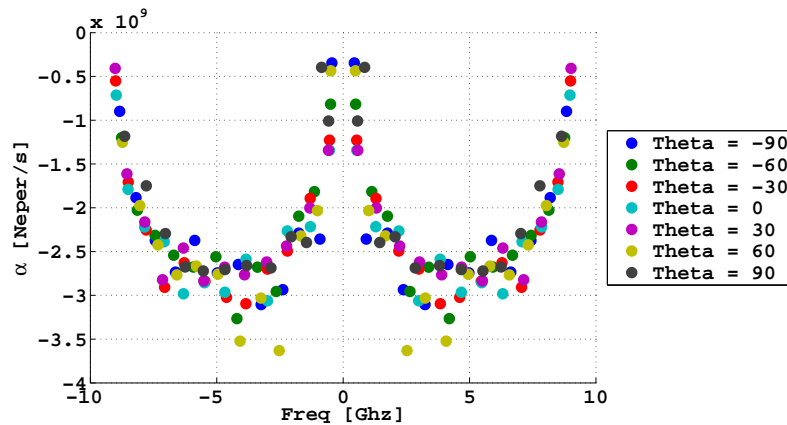


FIGURE 2.4 – Pôles calculés à partir des impulsions dans le plan  $yoz$  pour différentes valeurs de  $\theta$

Nous procédons dans un premier temps, à la reconstruction de la réponse impulsionnelle en utilisant les pôles calculés à partir de la direction principale de rayonnement ( $\theta = 0^\circ$ ). Nous répétons cette opération pour les directions  $\theta = 45^\circ$  et  $\theta = 90^\circ$ , où le rayonnement est à un niveau plus faible que dans la direction  $\theta = 0^\circ$  comme on peut le constater sur la figure 2.5(a). Dans tous les cas précédents, le calcul des résidus se fait dans chaque direction car ils sont dépendants de la direction d'observation.

Afin de comparer la qualité de la reconstruction des différentes configurations, nous faisons appel au facteur de fidélité (présenté dans le paragraphe 1.1.2.3). Le

facteur de fidélité sera utilisé pour comparer l'impulsion simulée dans une direction donnée à sa reconstruction dans cette même direction. Le facteur de fidélité dans le plan  $yo z$  s'écrit ainsi :

$$FF(\theta, \phi = 90^\circ) = \max \left[ \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} h(t, \theta, \phi = 90^\circ) \tilde{h}(t + \tau, \theta, \phi = 90^\circ) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |h(t, \theta, \phi = 90^\circ)|^2 dt \int_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{h}(t, \theta, \phi = 90^\circ)|^2 dt} \right], \quad (2.5)$$

ou  $h(t, \theta, \phi = 90^\circ)$  désigne la réponse impulsionnelle de l'antenne simulée dans le plan  $yo z$  et  $\tilde{h}(t, \theta, \phi = 90^\circ)$  sa reconstruction.

Ainsi, en utilisant l'équation ci-dessus, nous calculons le FF entre la réponse impulsionnelle et sa reconstruction dans chaque cas. Les résultats du calcul du FF dans le plan  $\phi = 90^\circ$  et  $-180^\circ < \theta < 180^\circ$  sont représentés sur la figure 2.5(b). Nous remarquons que lorsque nous utilisons les pôles de chaque direction et leur résidus associés, le FF est égal à 1 dans toutes les directions dans le plan. Ceci montre que l'impulsion reconstruite ressemble parfaitement à l'impulsion obtenue en simulation. Ce processus d'extraction des pôles et des résidus dans toutes les directions nous permet une très bonne qualité de reconstruction mais il est pénalisant au regard du volume de données qu'il est nécessaire de gérer. Ainsi, nous allons chercher une autre solution qui nous donnera à la fois une bonne précision de reconstruction et un volume restreint de données à gérer. Nous distinguons ainsi trois situations : premièrement en reconstruisant avec les pôles calculés à partir de la réponse impulsionnelle de la direction  $\theta = 0^\circ$ , la FF dans les directions principales de rayonnement ( $-30^\circ < \theta < 30^\circ$ ) est égale à 1. Cependant, dans les directions où le rayonnement est plus faible, la reconstruction est moins bonne mais reste toujours acceptable (FF toujours supérieur à 0.95). Deuxièmement, en utilisant les pôles calculés à partir de la direction d'observation  $\theta = 45^\circ$ , le FF est maximal aux alentours des directions  $\theta = \pm 45^\circ$  mais moins bon dans le lobe principal. Finalement, dans le cas où les pôles sont calculés à partir de la réponse impulsionnelle dans la direction  $\theta = 90^\circ$ , nous avons un FF inférieur aux deux cas précédents dans le lobe principal et égal à 1 dans les deux directions  $\theta = \pm 90^\circ$ . Nous pouvons en conclure d'après ces résultats que l'utilisation des pôles de la direction principale donne un bon compromis entre précision de la reconstruction et volume de données. Nous retiendrons ce choix par la suite de ce chapitre.

Contrairement aux pôles, les résidus  $R_p(\theta, \phi)$  dépendent de la direction d'observation et présentent une grande variation en fonction de cette direction. Ces résidus feront l'objet d'une expansion en harmoniques sphériques afin de modéliser cette dépendance angulaire.

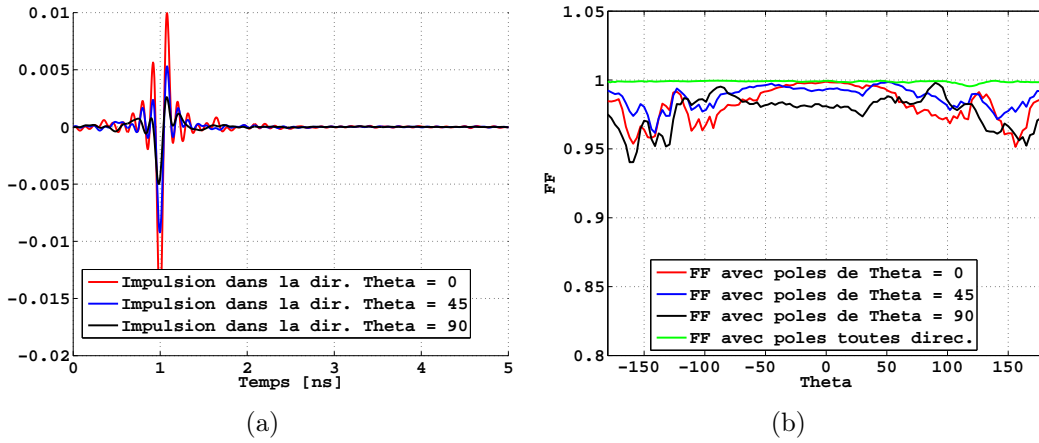


FIGURE 2.5 – (a) Impulsions rayonnées par l’antenne dans les directions  $\theta = 0^\circ, \theta = 45^\circ$  et  $\theta = 90^\circ$  (b) Comparaison du facteur de fidélité (FF) entre la réponse impulsionnelle de référence dans le plan  $\phi = 90^\circ$  et  $-180^\circ < \theta < 180^\circ$  et celle reconstruite en utilisant des pôles calculés d’une seule direction ou bien de toutes les directions

## 2.2.3 La décomposition en Harmoniques Sphériques

### 2.2.3.1 Projection d’un champ analytique en harmoniques sphériques

Dans cette partie, nous décomposons en modes sphériques le diagramme de rayonnement d’antennes canoniques (dipôle et antenne à ouverture), obtenu à partir de leur expression analytique.

#### 2.2.3.1.1 Dipôle demi-onde

Soit un dipôle demi-onde ( $l = \lambda/2$ ) orienté suivant  $oz$ . Le champ électrique en zone de champ lointain s’écrit comme [14] :

$$E_\theta(\theta, \phi) = j\eta \frac{I_0 e^{-jkr}}{2\pi r} \left[ \frac{\cos(\frac{\pi}{2} \cos(\theta))}{\sin(\theta)} \right], \quad (2.6)$$

avec  $I_0$  la valeur du courant au centre du dipôle. L’emplacement du dipôle dans le repère sphérique ainsi que son diagramme de rayonnement sont présentés sur la figure 2.6.

Le champ du dipôle de l’équation (2.6), peut s’exprimer sur les bases des harmoniques sphériques comme suit :

$$E_\theta(\theta, \phi) = \sum_{n=0}^N \sum_{m=-n}^n C_{nm} Y_n^m(\theta, \phi). \quad (2.7)$$

Nous illustrons sur la figure 2.7 quelques fonctions de bases utilisées lors de cette décomposition.

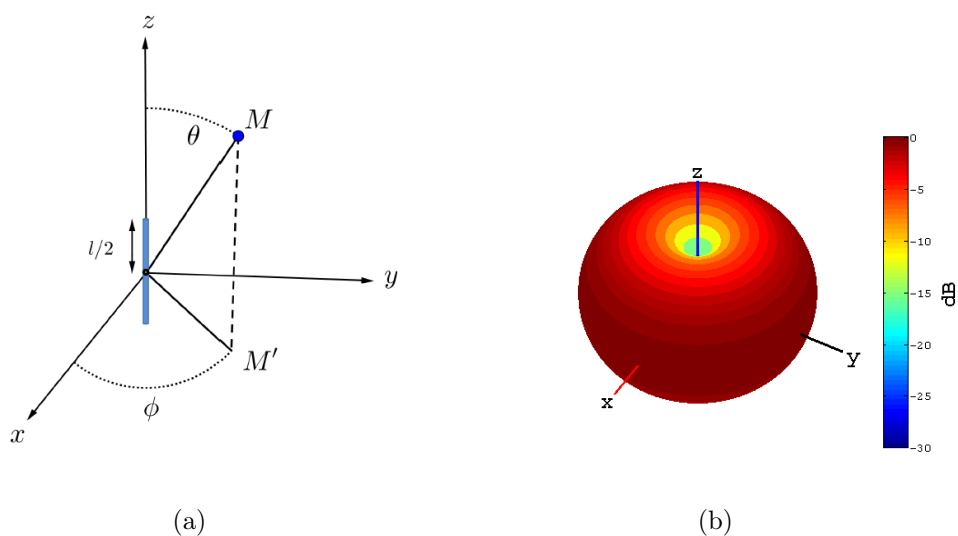


FIGURE 2.6 – (a) Emplacement du dipôle dans le repère sphérique (b) Diagramme de rayonnement du dipôle demi-onde

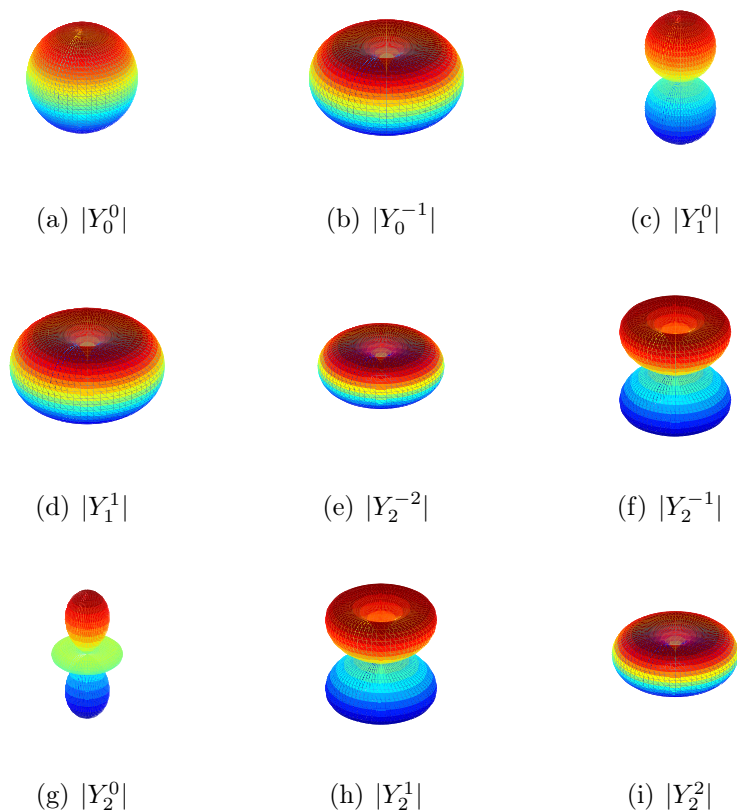


FIGURE 2.7 – Amplitude des 9 premières fonctions de bases des harmoniques sphériques  $|Y_n^m|$

Le diagramme de rayonnement du dipôle étant indépendant de  $\phi$  (équation (2.6)), les coefficients  $C_n^m$  s'annulent pour  $m \neq 0$ . En effet, la dépendance en azimuth est

liée à l'indice  $m$  dans les bases harmoniques par le terme  $e^{im\phi}$  (eq. (1.59)), et par conséquent, seuls les coefficients ayant un indice  $m = 0$  sont retenus. Ainsi nous avons :

$$E_\theta(\theta) = \sum_{n=0}^N C_{n0} Y_n^0(\theta, \phi) = \sum_{n=0}^N \sqrt{\frac{2n+1}{4\pi}} C_{n0} P_n^0(\theta, \phi). \quad (2.8)$$

D'autre part, la dépendance en  $\theta$  est liée à  $n$  et elle est contenue dans les polynômes de Legendre associés. Sachant que le diagramme présente une symétrie de révolution autour de l'axe  $oz$ , les coefficients ne sont contenus que dans les polynômes ayant un indice pair. Car les polynômes dont l'indice est impair s'annulent dans le cas d'une symétrie du diagramme suivant  $oz$  comme nous le constatons sur la courbe des polynômes de Legendre (cf. figure 2.8) [69]. En effet, les polynômes de Legendre impairs, comme présentés sur la figure 2.8(b), sont symétriques par rapport à  $\theta$  et leur intégration sur la sphère donnera lieu à un produit nul dans le cas où la fonction intégrée est symétrique en  $z$ .

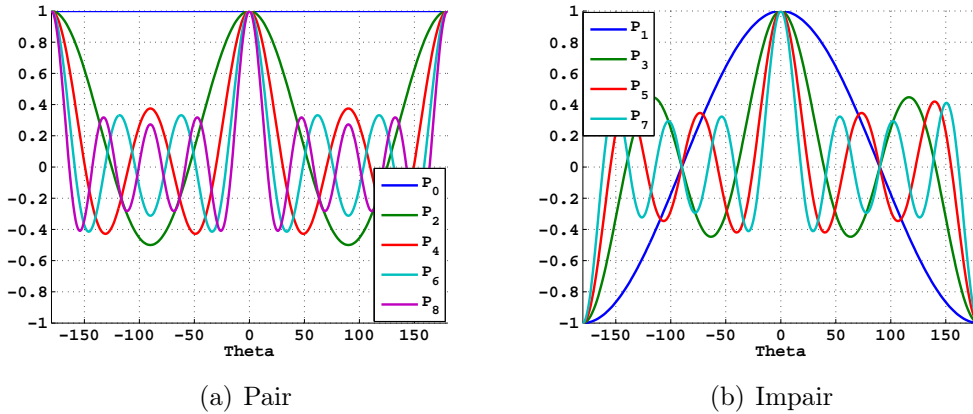


FIGURE 2.8 – Polynômes de Legendre en fonction de  $\theta$  pour les 8 premières valeurs de  $N$

Nous pouvons aussi confirmer ces différentes analyses sur la courbe des coefficients calculés à partir du champ analytique, représentés sur la figure 2.9(a). Nous observons que les coefficients pour  $m \neq 0$  sont nuls tandis que l'amplitude des coefficients est non nulle pour  $n = \{0; 2\}$  et l'amplitude de ces coefficients décroît rapidement quand  $n$  augmente.

Finalement, nous recalculons le champ dans tout l'espace à partir des coefficients obtenus après la décomposition. Nous le comparons au champ de départ dans le plan  $\phi = 0^\circ$  et  $\theta$  qui varie, comme illustré sur la figure 2.9(b), et nous obtenons une excellente concordance entre le champ théorique et le champ calculé à partir de ces coefficients.

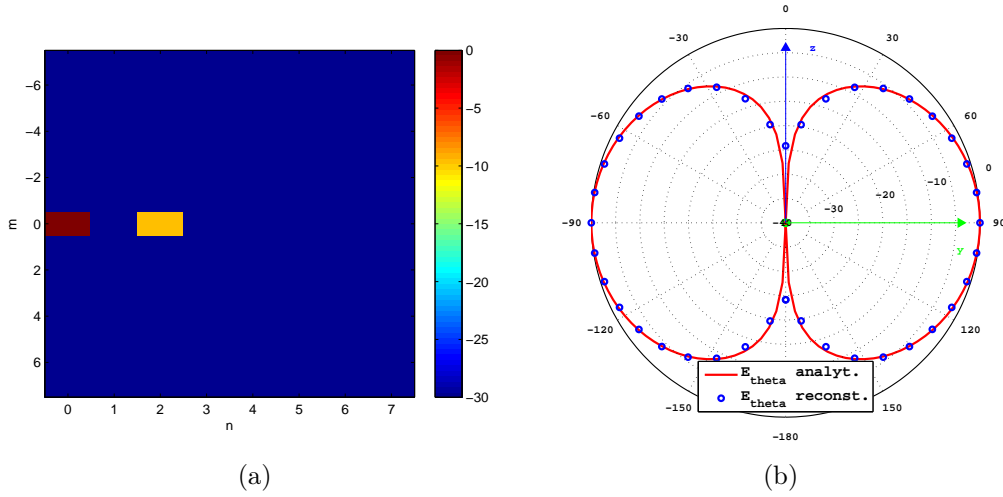


FIGURE 2.9 – (a) Coefficients calculés pour  $N = 7$  (b) Comparaison du champ analytique et sa reconstruction dans le plan  $\phi = 0^\circ$  et  $-180^\circ < \theta < 180^\circ$  (plan  $yz$ ) à partir de  $N = 3$

### 2.2.3.1.2 Antenne à ouverture

Afin de valider l'implémentation de la décomposition en modes sphériques sur un rayonnement plus complexe, nous considérons une ouverture rectangulaire de dimension  $a = 0.3m$  et  $b = 0.2m$  montée sur un plan de masse métallique de dimension infinie. Le champ rayonné par cette antenne peut s'écrire sous la forme [14] :

$$E_\theta = j \frac{abkE_0 e^{-jkr}}{2\pi r} \left[ \sin(\phi) \frac{\sin(X)}{X} \frac{\sin(Y)}{Y} \right],$$

$$E_\phi = j \frac{abkE_0 e^{-jkr}}{2\pi r} \left[ \cos(\theta) \cos(\phi) \frac{\sin(X)}{X} \frac{\sin(Y)}{Y} \right],$$

avec  $E_0$  une constante,  $k$  le nombre d'onde,  $r$  la distance d'observation et  $X$  et  $Y$  qui s'écrivent sous la forme :

$$\begin{cases} X = \frac{ka}{2} \sin(\theta) \cos(\phi), \\ Y = \frac{kb}{2} \sin(\theta) \sin(\phi). \end{cases}$$

L'intensité de rayonnement en fonction des angles  $(\theta, \phi)$  est définie à partir des deux composantes du champ comme suit [14] :

$$U(\theta, \phi) = \frac{r^2}{2\eta} (|E_\theta(\theta, \phi)|^2 + |E_\phi(\theta, \phi)|^2), \quad (2.9)$$

avec  $\eta$  l'impédance du vide.

L'intensité du rayonnement  $U(\theta, \phi)$  en fonction des angles ( $-180^\circ < \phi < 180^\circ$  et  $-90^\circ < \theta < 90^\circ$ ) est représentée à la fréquence  $3 \text{ GHz}$  sur la figure 2.10. Contrairement au cas du dipôle, traité dans le paragraphe précédent, nous observons l'apparition de plusieurs lobes secondaires sur cette figure. Ainsi, la modélisation de ce diagramme nécessitera plus de modes afin de reproduire avec exactitude le diagramme initial.

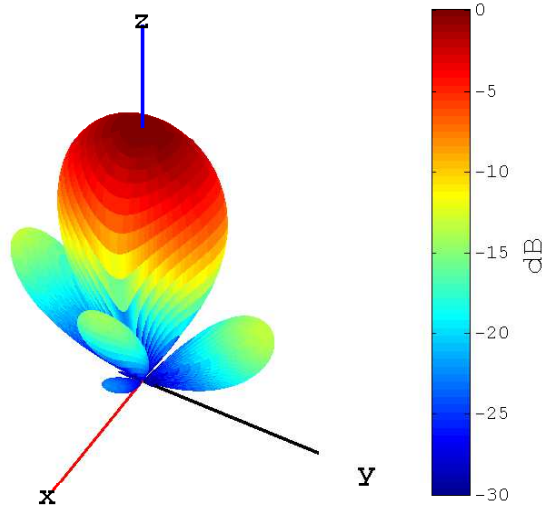
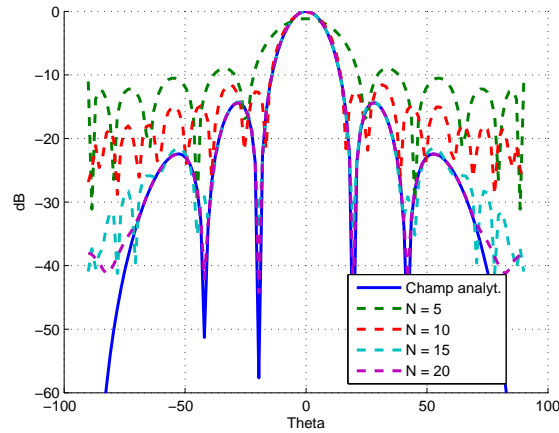


FIGURE 2.10 – Intensité de rayonnement de l'antenne ouverture en fonction des angles  $\theta$  et  $\phi$

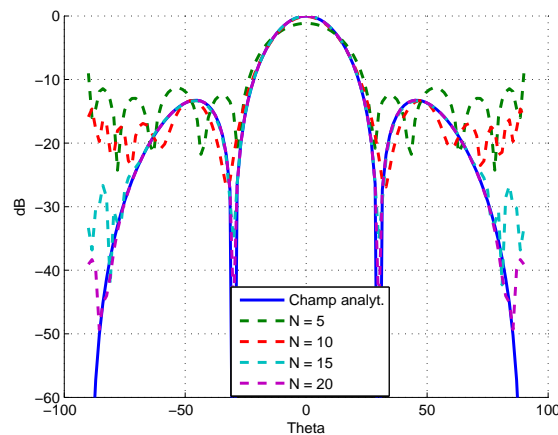
Nous décomposons  $U(\theta, \phi)$  sur la base des harmoniques sphériques afin de calculer les coefficients  $C_{nm}$  à partir de l'équation (1.66). Nous réitérons cette opération pour différentes valeurs de  $N$  afin de pouvoir évaluer l'effet du nombre de modes choisi sur la qualité de la décomposition. Ensuite, à partir de ces coefficients nous reconstruisons le modèle du diagramme de l'intensité de rayonnement  $\tilde{U}(\theta, \phi)$  pour chaque cas. Nous représentons la comparaison du diagramme initial et sa reconstruction dans les deux plans  $xz$  ( $\phi = 0^\circ$  et  $-90^\circ < \theta < 90^\circ$ ) et  $yz$  ( $\phi = 90^\circ$  et  $-90^\circ < \theta < 90^\circ$ ) sur la figure 2.11.

Sur ces deux figures, nous constatons que pour un  $N$  faible (5 par exemple) la qualité de reconstruction est mauvaise même pour le lobe principal qui contient le plus d'énergie. Pour une valeur intermédiaire de  $N$ , le lobe principal est bien reconstruit et l'erreur de reconstruction est plus importante dans les lobes secondaires. Finalement, la reconstruction est plus précise pour une valeur de  $N$  élevée. Nous confirmons bien que la qualité de la reconstruction s'améliore et nous nous approchons du champ analytique au fur et à mesure que  $N$  augmente. Le choix du nombre  $N$  de mode sera donc un facteur déterminant de la précision de nos modélisations, et

il s'agira de déterminer sa valeur optimale dans chaque cas lorsque nous appliquerons ces méthodes à des données issues d'antennes simulées ou mesurées.



(a)



(b)

FIGURE 2.11 – Comparaison de l'intensité de rayonnement (expression analytique) de l'antenne à ouverture et sa reconstruction après décomposition en modes sphériques pour différentes valeurs de  $N$  : (a) dans le plan  $\phi = 0^\circ$  et  $\theta$  varie (b) dans le plan  $\phi = 90^\circ$  et  $\theta$  varie

### 2.2.3.2 Projection des résidus sur les bases sphériques

Après application et validation de la méthode de décomposition en harmoniques sphériques sur des données analytiques, nous nous intéressons à présent à la projection des résidus. À ce stade de l'approche, nous disposons d'un ensemble de pôles et de résidus associés afin de modéliser le rayonnement de l'antenne. Le nombre de résidus représentant l'antenne est toujours important étant donné leur dépendance angulaire. La prochaine étape, afin de compresser davantage ces données, sera d'ap-



plier une décomposition en harmoniques sphériques sur chaque résidu  $R_p$  afin de modéliser sa dépendance angulaire [70].

En utilisant l'équation (1.66), les coefficients modaux des résidus  $R_{pnm}$  (ou coefficients d'expansions sphériques) s'écrivent à partir de la projection des résidus  $R_p(\theta, \phi)$  sur la base des harmoniques de la façon suivante :

$$R_{pnm} = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi R_p(\theta, \phi) (Y_n^m(\theta, \phi))^* \sin(\theta) d\theta d\phi. \quad (2.10)$$

Ainsi, en utilisant ces coefficients nous pouvons reconstruire les résidus  $\tilde{R}_p(\theta, \phi)$  en s'arrêtant à l'ordre choisi  $N$ , et on a :

$$\tilde{R}_p(\theta, \phi) = \sum_{n=0}^N \sum_{m=-n}^n R_{pnm} Y_n^m(\theta, \phi) \approx R_p(\theta, \phi). \quad (2.11)$$

En conséquence, la réponse impulsionnelle décrite par l'équation (2.3) peut s'écrire à partir de ces paramètres de la manière suivante [70, 64] :

$$h(t, \theta, \phi) = \sum_{p=1}^P \left[ \sum_{n=0}^N \sum_{m=-n}^n R_{pnm} Y_n^m(\theta, \phi) \right] z_p^t. \quad (2.12)$$

## 2.2.4 Conclusion

Nous avons vu à travers ces différentes étapes que la réponse impulsionnelle de l'antenne peut être exprimée sous une autre forme de paramètres (pôles, résidus, coefficients modaux des résidus). Une étude sur le nombre de pôles ainsi que la direction à partir de laquelle ils ont été calculés est effectuée afin de fixer de façon optimale les différents paramètres. Nous avons également validé une application d'expansion en harmoniques sphériques de diagrammes d'antennes obtenus à partir de données analytiques.

Dans la suite de ce chapitre nous présentons une application dans laquelle on évaluera la qualité de la reconstruction de la réponse impulsionnelle et du gain obtenus à partir de la décomposition présentée en équation (2.12). Pour évaluer les performances, nous calculerons dans un premier temps le facteur de fidélité entre la réponse impulsionnelle simulée et celle reconstruite et dans un deuxième temps l'erreur relative entre le gain simulé et le gain reconstruit.

Un organigramme des différentes étapes est illustré sur la figure 2.12 afin de décrire tous les traitements appliqués aux diagrammes d'antennes simulés ou mesurés dans tout ce chapitre.

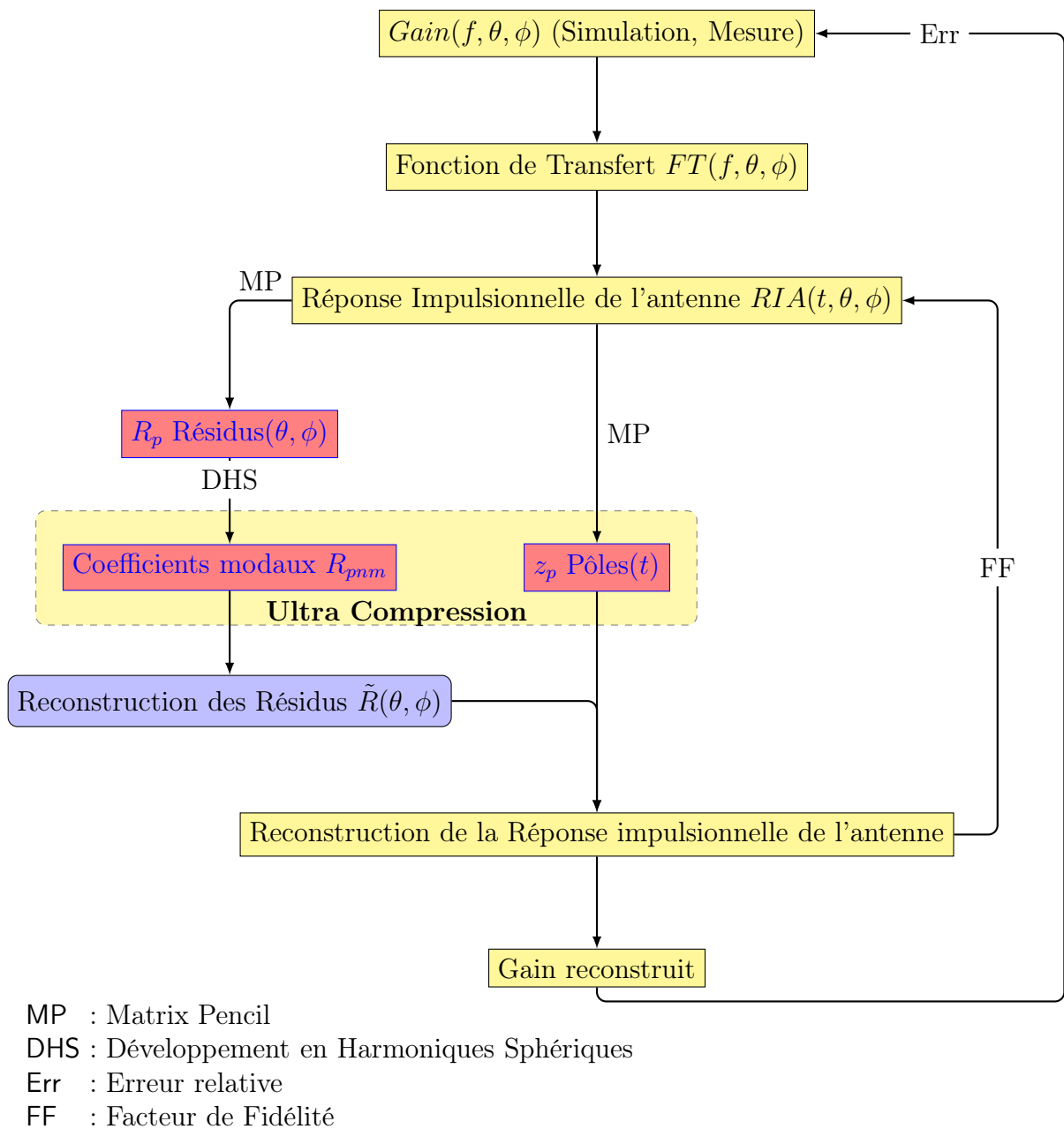


FIGURE 2.12 – Organigramme des différentes étapes de la modélisation d'une antenne ULB

## 2.3 Modélisation d’antennes à partir de données simulées

### 2.3.1 Présentation de l’antenne

Les traitements effectués dans cette partie portent sur les données simulées d’une antenne Vivaldi. L’antenne considérée ici est une antenne ETSA (Exponential Tapered Slot Antenna). Elle comprend une ouverture à transition progressive qui permet une adaptation entre l’impédance de la ligne d’excitation et l’impédance de l’espace libre [71, 72]. Les propriétés radioélectriques de cette antenne (impédance d’entrée, gain, directivité ...) en font une bonne candidate comme élément rayonnant dans les systèmes radar et plus particulièrement dans les applications de types radar subsurface [73, 74]. En plus de ses propriétés, le choix de cette antenne est fait car son gain varie peu avec la fréquence.

L’antenne est placée dans le plan “ $yo\bar{z}$ ” et orientée selon “ $o\bar{z}$ ” (figure 2.13(a)). La simulation est effectuée avec *CST microwave Studio EM* [75] en utilisant le solveur temporel très bien adapté au calcul des caractéristiques radioélectriques des antennes ultra large bande. Cette antenne est adaptée en impédance sur la bande de 2 à 7 GHz pour une amplitude du coefficient de réflexion inférieure à  $-10$  dB (Fig. 2.13(b)). Cependant, afin d’obtenir une apodisation naturelle, le gain est simulé sur une bande de fréquence allant de 0.1 à 9 GHz et échantillonné en utilisant un pas fréquentiel de 100 MHz. La variation du gain de l’antenne dans l’axe ( $\theta = 0^\circ, \phi = 0^\circ$ ) en fonction de la fréquence (figure 2.13(c)), montre la décroissance du gain en haut et en bas de bande par rapport au maximum qui varie peu dans la bande de fonctionnement de l’antenne.

### 2.3.2 Gain et réponse impulsionnelle de l’antenne

Après obtention du gain simulé, nous calculons la fonction de transfert et la réponse impulsionnelle comme détaillé dans la section 2.2.1. Le gain et la réponse impulsionnelle de l’antenne sont échantillonnés de manière à respecter le pas d’échantillonnage introduit dans l’équation (1.71) :

$$\Delta\phi, \theta \leq \frac{2\pi}{2(kr_0 + 10) + 1}.$$

Sachant que le rayon  $r_0$  de la sphère entourant l’antenne et centrée à l’origine est de 5.5 cm, et en se plaçant à la fréquence la plus défavorable ( $f_{max} = 9$  GHz), l’équation (1.71) donne un résultat tel que :

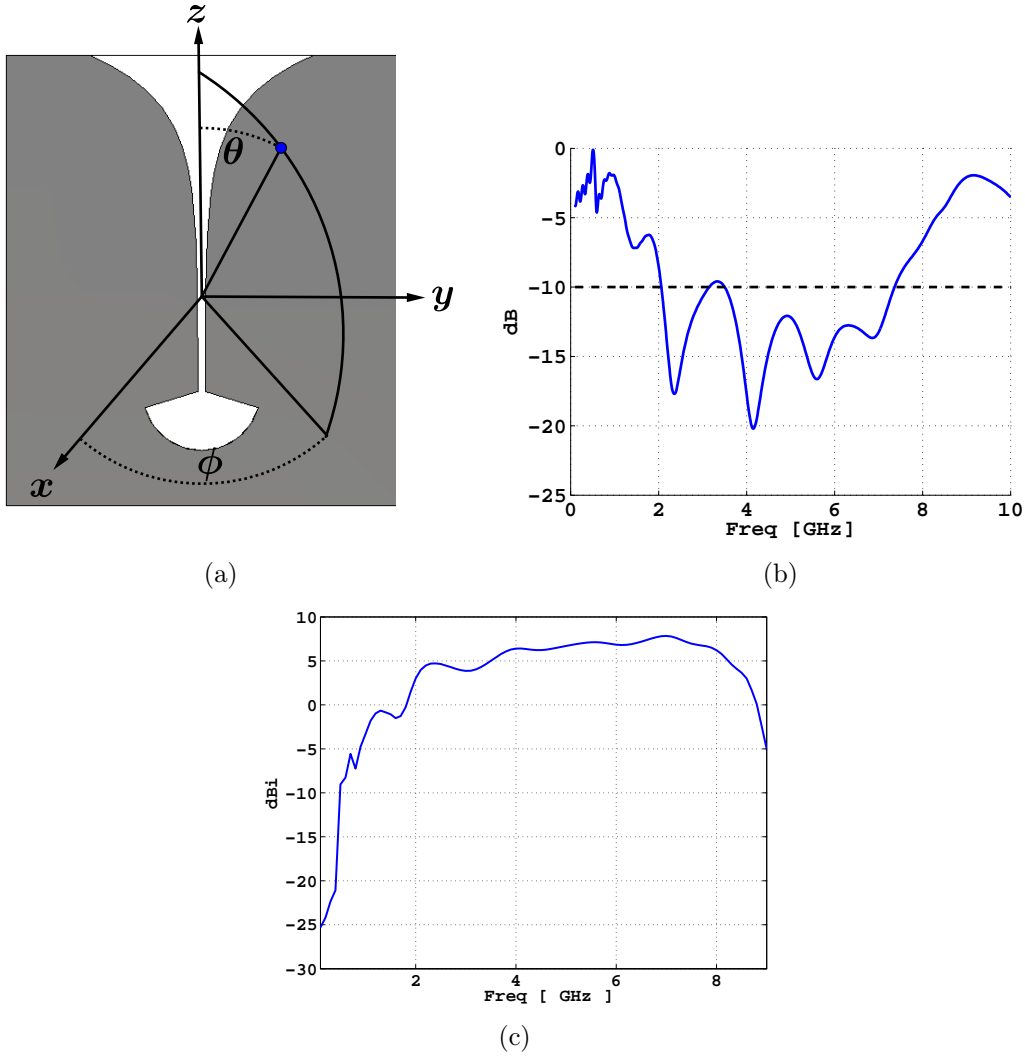


FIGURE 2.13 – (a) Antenne ETSA placée dans le plan “ $yoz$ ” (b) Amplitude du coefficient de réflexion de l’antenne (c) Gain de l’antenne dans la direction ( $\theta = 0^\circ$ ,  $\phi = 0^\circ$ ) en fonction de la fréquence

$$\Delta\phi, \theta \leq \frac{2\pi}{2(kr_0+10)+1} = 8^\circ. \quad (2.13)$$

Etant donné le résultat de l’équation (2.13), nous choisissons par la suite un pas angulaire de  $5^\circ$  pour la discrétisation des angles  $\theta$  et  $\phi$ .

Le volume de données nécessaire pour représenter le diagramme de rayonnement avant compression est de  $2 \times 90 \times 37 \times 73$  où les nombres de gauche à droite sont respectivement la polarisation, les points de fréquence, les points en  $\phi$  et  $\theta$ . Le gain et la réponse impulsionnelle de l’antenne sont illustrés respectivement sur la figure 2.14(a), 2.14(b) dans le plan  $H$  ( $\phi = 0^\circ$ ) et sur les figures 2.14(c), 2.14(d) dans le plan  $E$  ( $\phi = 90^\circ$ ). Notons aussi que la variation suivant  $\theta$  est  $-180^\circ < \theta < 180^\circ$  dans ces deux plans.

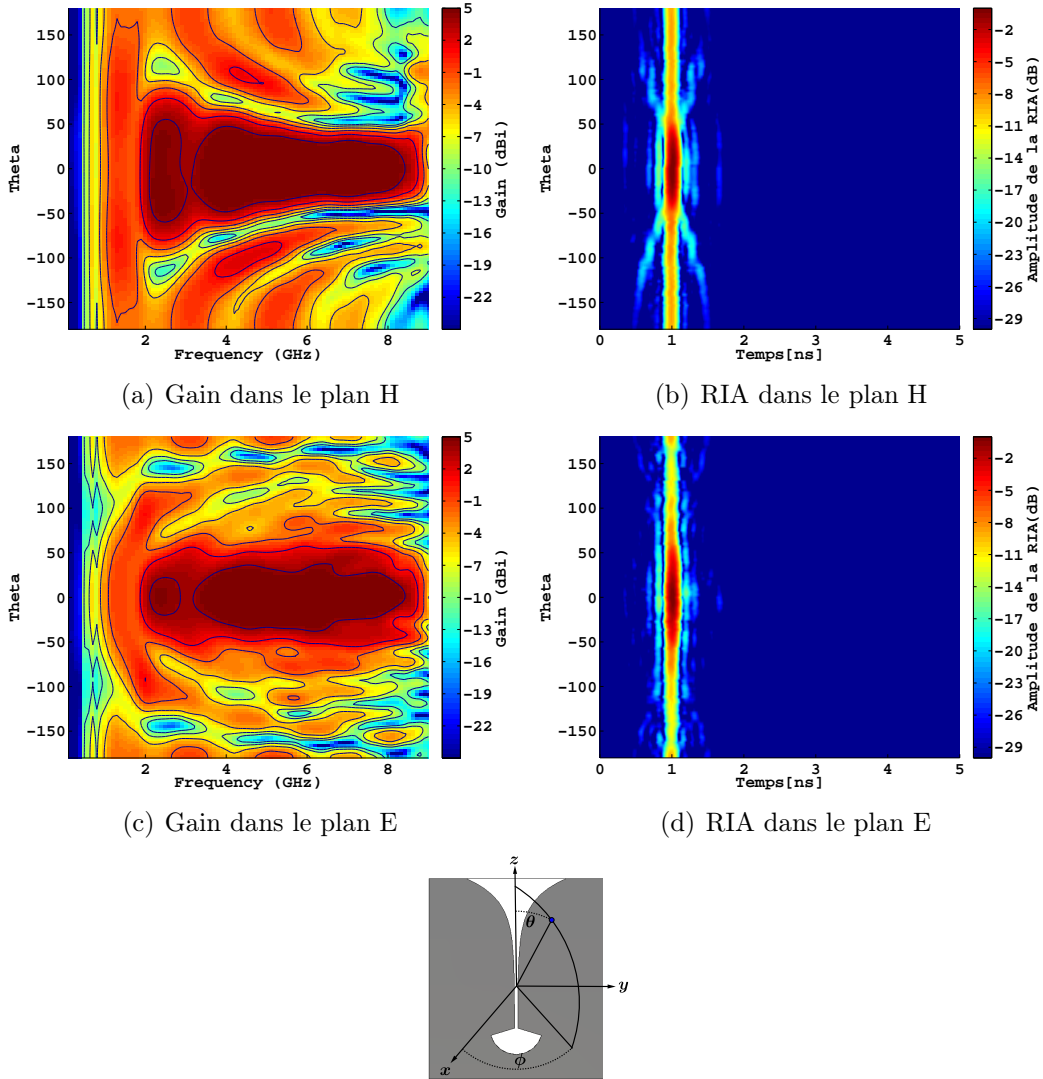


FIGURE 2.14 – Gain et réponse impulsionnelle de l’antenne ETSA dans le plan  $H$  (composante  $G_\phi$ ,  $\phi = 0^\circ$  et  $-180^\circ < \theta < 180^\circ$ ) et le plan  $E$  (composante  $G_\theta$ ,  $\phi = 90^\circ$  et  $-180^\circ < \theta < 180^\circ$ )

### 2.3.3 Détermination de la direction principale de rayonnement pour l’application de la décomposition

Comme déjà discuté, nous devons déterminer la direction principale du rayonnement avant d’appliquer l’algorithme de Matrix Pencil et afin de ne conserver que les pôles issus de cette direction. Pour ce faire, nous calculons l’énergie  $E$  dans toutes les directions à partir de l’équation [30] :

$$E(\theta, \phi) = \int_t h(t, \theta, \phi) dt. \quad (2.14)$$

En examinant les cartes d’énergies de l’antenne (figure 2.15), nous constatons

que le maximum de rayonnement de l'antenne est dans la direction  $\theta = 0^\circ$  (direction  $oz$ ) quel que soit  $\phi$ . Cette direction constitue avec  $\theta = 180^\circ$  les deux singularités du repère sphérique classique. En effet, même en faisant varier la valeur  $\phi$  nous pointons toujours dans la même direction et nous ne décrivons pas un plan de coupe. Autrement dit, dans ce système et pour  $\theta = (0^\circ, 180^\circ)$ , les deux composantes  $E_\theta$  et  $E_\phi$  dans cette direction ne dépendent que de l'orientation de l'angle  $\phi$  :

$$\begin{cases} E_\theta(\theta, \phi) = E_\theta(\phi), \\ E_\phi(\theta, \phi) = E_\phi(\phi). \end{cases} \quad (2.15)$$

L'antenne ayant une polarisation linéaire suivant  $oy$ , les pôles peuvent être calculés en utilisant le gain  $G_\theta$  (calculé à partir de la composante  $E_\theta$  du champ) dans la direction  $\theta = 0^\circ$  et  $\phi = 90^\circ$  ou bien  $G_\phi$  (calculé à partir de la composante  $E_\phi$  du champ) dans la direction  $\theta = 0^\circ$  et  $\phi = 0^\circ$  qui présentent respectivement le maximum d'énergie dans cette direction.

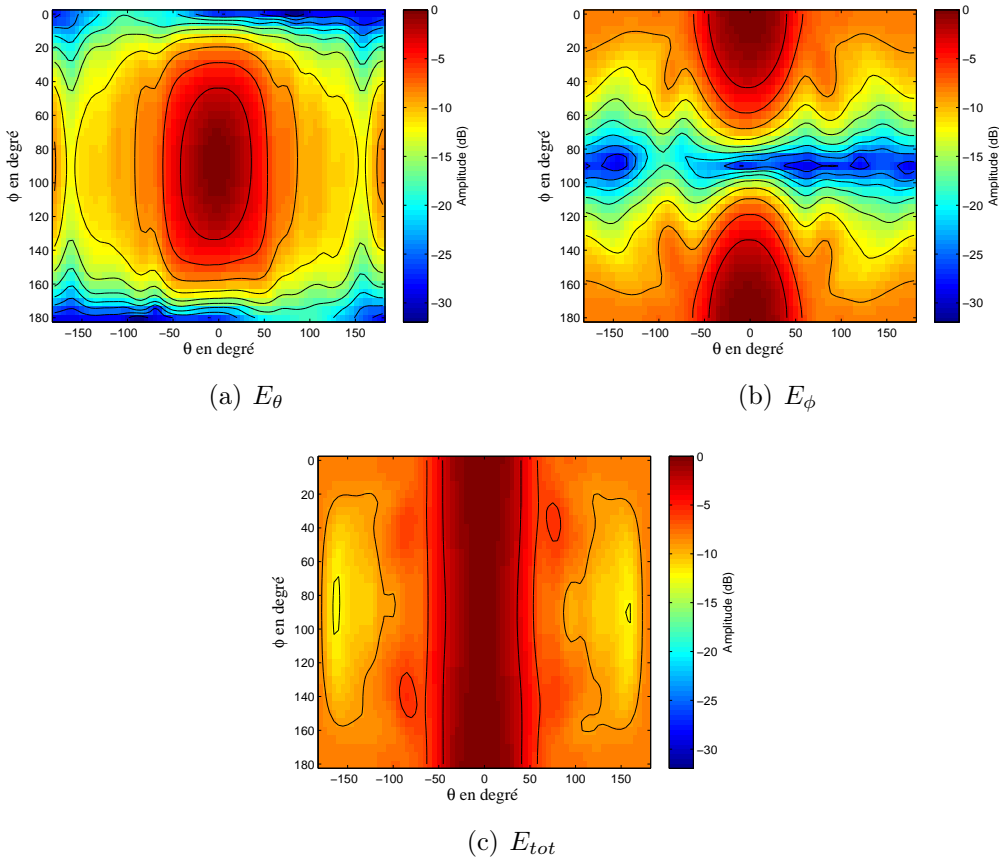


FIGURE 2.15 – Cartes d'énergie de l'antenne

### 2.3.4 Critère de validation de la reconstruction

Dans un premier temps nous utilisons le facteur de fidélité pour quantifier la distorsion entre la réponse impulsionnelle simulée et celle reconstruite. Ainsi, en utilisant l'équation (2.5), le facteur de fidélité  $FF(\theta, \phi)$  sera évalué, puis tracé comme une courbe 2D ayant  $\theta$  en abscisse et  $\phi$  en ordonnée. Cette courbe compte un troisième paramètre, la valeur du FF calculé. Une illustration de cette présentation est montrée sur la figure 2.16. Ainsi, cette manière de représenter les valeurs du FF nous facilite l'identification des directions où la reconstruction est dégradée (Par exemple dans les directions  $\phi = 90^\circ$  quel que soit  $\theta$  dans le cas de la composante  $G_\phi$  du gain).

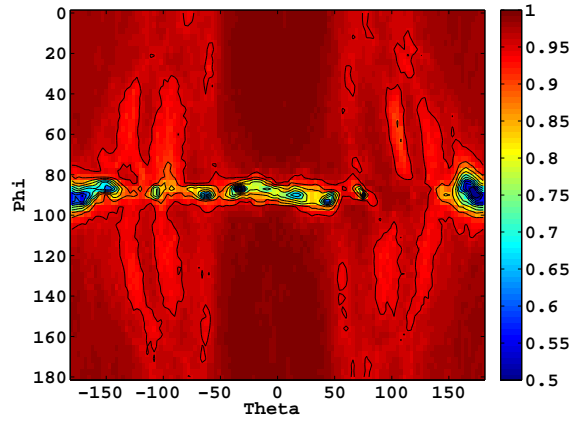


FIGURE 2.16 – Représentation du facteur de fidélité (FF) entre la réponse impulsionnelle de l'antenne simulée et celle reconstruite pour la couverture totale de la sphère d'observation (ici dans le cas de la composante  $G_\phi$  du gain)

Dans un deuxième temps, nous calculons l'erreur relative entre le gain avant la décomposition ( $G$ ) et le gain reconstruit à partir des pôles et résidus calculés ( $\tilde{G}$ ). Cette erreur est évaluée en fonction de la fréquence en utilisant la fonction d'erreur suivante [65, 52] :

$$Err(f) = \frac{\sum_{\phi} \sum_{\theta} |G_{sim}(f, \theta, \phi) - \tilde{G}_{sim}(f, \theta, \phi)|^2}{\sum_{\phi} \sum_{\theta} |G_{sim}(f, \theta, \phi)|^2}. \quad (2.16)$$

À partir de ces deux critères nous pourrions estimer la qualité de la décomposition en fonction des angles ( $\theta, \phi$ ) dans un premier temps à l'aide du FF et sur la bande de fréquence grâce au calcul de l'erreur.

### 2.3.5 Validation du nombre de pôles utiles pour notre antenne

Nous procédons à l'extraction des pôles de résonance à partir de la réponse impulsionnelle de l'antenne dans la direction principale de rayonnement.

Lors de l'étude préliminaire dans le paragraphe 2.2.2.1, le nombre de pôles a été fixé à  $P = 24$ . Pour valider ce choix, nous procédons au calcul de l'erreur entre le gain simulé ( $G$ ) et le gain reconstruit ( $\tilde{G}$ ) après application de la méthode Matrix Pencil en sous-estimant le nombre de pôles d'une part et en le surestimant d'autre part. L'erreur est calculée pour différentes valeurs de  $P$  (figure 2.17).

Dans un premier temps une première comparaison est effectuée entre l'erreur pour différentes valeurs de  $P$  allant de  $P = 20$  à  $P = 24$  (figure 2.17(a)). Les résultats montrent qu'une valeur de  $P = 24$  offre une erreur minimale aussi bien aux basses qu'aux hautes fréquences par rapport aux autres valeurs de  $P$  (20, 21, 22, 23).

D'un autre côté, nous remarquons sur la figure 2.17(b) en surestimant la valeur de  $P$ , que l'erreur varie légèrement et que le choix effectué ( $P = 24$ ) permet d'avoir une erreur inférieure aux basses fréquences par rapport aux valeurs  $P = 25, 26$ .

Ainsi, nous pouvons en déduire à partir de ces résultats que le nombre de pôles  $P = 24$  est un choix judicieux puisqu'il permet d'obtenir un bon compromis entre la qualité de reconstruction et le volume de données à traiter.

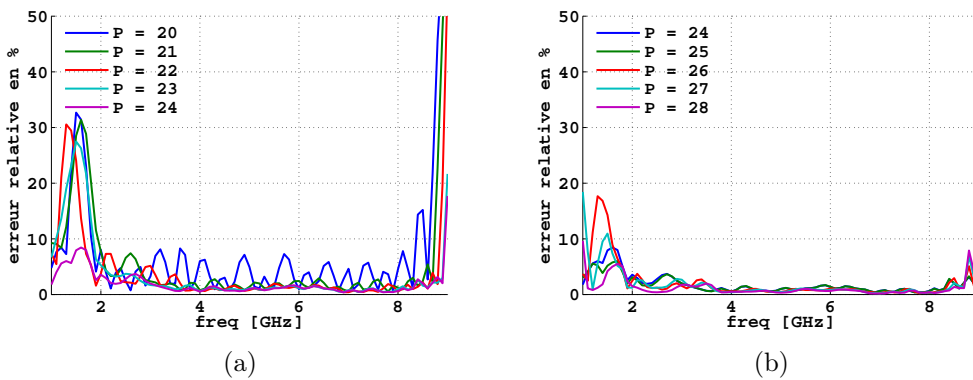


FIGURE 2.17 – Erreur de reconstruction entre le gain simulé et le gain reconstruit après application de la méthode MP : (a)  $P$  varie entre 20 et 24, sous-estimation du nombre de pôles nécessaire pour la reconstruction (b)  $P$  varie entre 24 et 28, surestimation du nombre de pôles



### 2.3.6 Exploitation de la méthode Matrix Pencil

Après la détermination du nombre de pôles et de résidus nécessaire, nous procédons à l'extraction de ces paramètres de la réponse impulsionnelle de l'antenne. Les 24 pôles de résonance sont représentés sur la figure 2.18(a), chaque pôle possédant un pair complexe conjugué.

Par la suite nous représentons uniquement les pôles dont la partie imaginaire est positive comme sur la figure 2.18(b). D'après la comparaison des pôles tirés des deux composantes  $h_\phi(t, \theta = 0^\circ, \phi = 0^\circ)$  dans le plan  $H$  et  $h_\theta(t, \theta = 0^\circ, \phi = 90^\circ)$  dans le plan  $E$  (fig. 2.18(b)), nous ne notons aucune différence entre les deux ensembles de pôles, car il s'agit de la même réponse impulsionnelle pour cette direction singulière du repère. Ainsi, le calcul des pôles peut être fait indifféremment à l'aide de l'une ou de l'autre des deux composantes. Nous retenons pour la suite du travail le jeu de pôles calculés à partir de la réponse impulsionnelle de l'antenne  $h_\phi(t, \theta = 0^\circ, \phi = 0^\circ)$  dans le plan  $H$ . Nous pouvons remarquer ici l'intérêt de cette représentation qui permet de valider que les pôles de résonance prépondérants calculés se trouvent bien aux fréquences où l'antenne est la mieux adaptée (entre 1 et 7 GHz).

Le résidu correspondant au pôle dont la fréquence propre est de  $f = 3 \text{ GHz}$ , est tracé sur la figure 2.18(c) en fonction des angles d'observations. Notons la concordance faite avec le diagramme de rayonnement de cette composante à la même fréquence tracée sur la figure 2.18(d). Sur ces figures nous vérifions l'existence d'une dépendance angulaire des résidus qui va être traitée dans le paragraphe suivant.

À partir des pôles et résidus obtenus, les reconstructions de la réponse impulsionnelle ( $\tilde{h}_\phi$ ) de l'antenne et du gain ( $\tilde{G}_\phi$ ) sont effectuées dans le but d'évaluer la qualité de la décomposition. Le facteur de fidélité (FF) entre la réponse impulsionnelle de l'antenne simulée et sa reconstruction après application de la méthode Matrix Pencil est calculé et représenté sur la figure 2.19(a). Ensuite, l'erreur relative entre le gain simulé ( $G_\phi$ ) et sa reconstruction ( $\tilde{G}_\phi$ ) et aussi calculée dans tout l'espace à chaque fréquence (Fig. 2.19(b)). En analysant ces deux dernières figures nous avons un niveau assez élevé du FF ainsi qu'une faible erreur relative sur toute la bande, ce qui nous permet de dire que les paramètres choisis sont correctement estimés pour représenter le rayonnement de l'antenne et que le critère introduit par l'équation (2.4) est pertinent. Il est intéressant de calculer l'erreur introduite par la méthode MP avant d'appliquer par la suite la décomposition des résidus sur les bases des harmoniques sphériques, car ceci nous donne la possibilité d'isoler l'effet de chaque méthode.

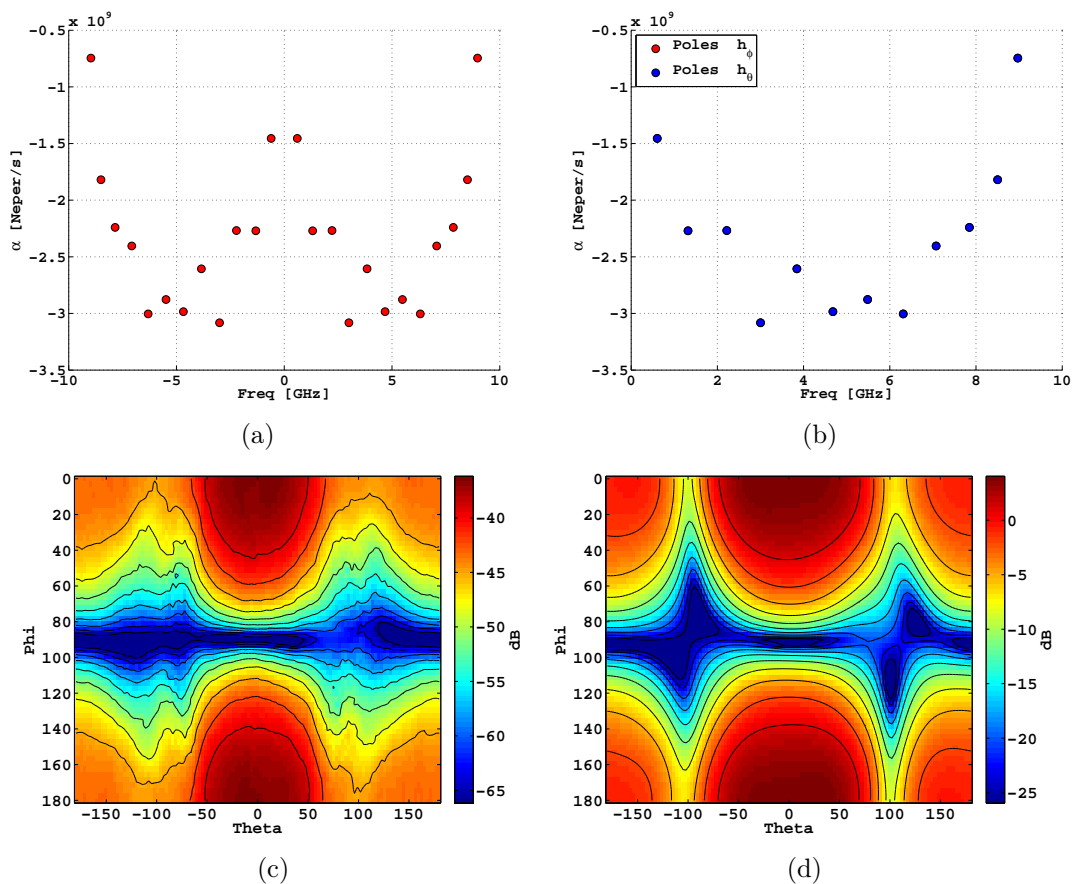


FIGURE 2.18 – (a) Pôles de l'antenne dans le plan de Laplace (b) Comparaison des pôles tirés des deux composantes dans le domaine des fréquences positives (c) Amplitudes des résidus correspondant au pôle dont la fréquence de résonance est  $f = 3$  GHz (d) Gain  $G_\phi$  de l'antenne en fonction de  $\theta$  et  $\phi$  à la fréquence 3 GHz

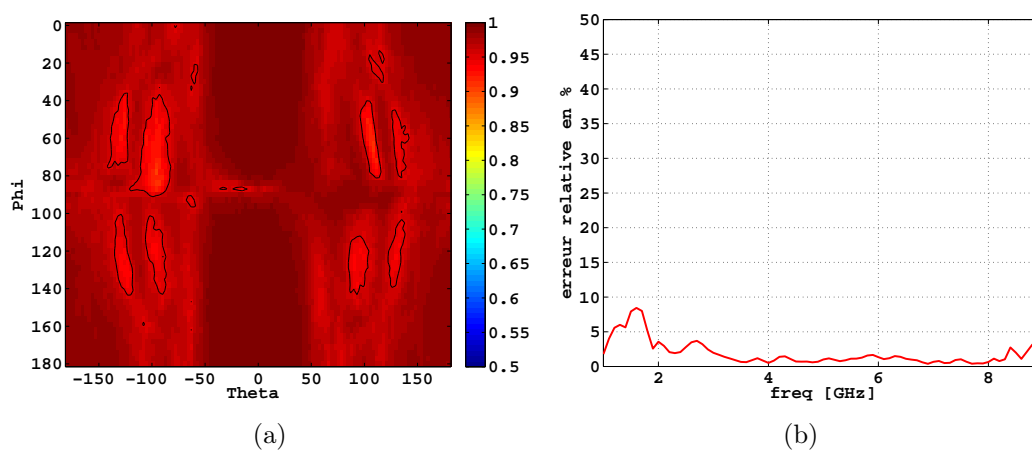


FIGURE 2.19 – (a) FF entre la réponse impulsionnelle de l'antenne simulée et sa reconstruction après MP (b) erreur de reconstruction entre le gain simulé et modélisé

### 2.3.7 Décomposition des résidus en modes sphériques

L'étape suivante dans notre démarche, consiste à calculer la projection des résidus sur la base des harmoniques sphériques. Le développement des résidus sur les bases sphériques nécessite la définition de l'ordre  $N$  des modes nécessaires pour représenter avec détail les résidus. Nous calculons l'erreur relative en faisant une étude paramétrique sur le nombre de modes, afin de fixer une valeur optimale de  $N$  qui détériore le moins possible l'erreur de reconstruction produite par la méthode Matrix Pencil avant la décomposition des résidus (notée erreur de référence) (figure 2.19(b)).

En se basant sur la relation liant la fréquence, la taille de l'antenne et le nombre de modes :

$$N = \lfloor kr_0 \rfloor + 10, \quad (2.17)$$

avec,  $r_0 = 5.5 \text{ cm}$  et en se plaçant à la fréquence la plus défavorable  $f_{max} = 9 \text{ GHz}$ , le paramètre  $N$  est fixé théoriquement à une valeur de 20. La relation théorique n'assure pas une valeur optimale du nombre de modes, pour cette raison nous procédons à un calcul de l'erreur afin d'affiner le résultat et garantir le meilleur choix. Nous comparons dans un premier temps l'erreur obtenue après reconstruction en choisissant  $N = 20$ , nous trouvons une erreur au même niveau que celle introduite par la méthode Matrix Pencil, ce qui indique qu'il est peut-être surestimé. Ainsi, nous décidons de réduire le nombre de modes pour permettre un taux élevé de compression d'informations tout en garantissant une erreur acceptable. Sur la figure 2.20 nous représentons les résultats de calcul de l'erreur en faisant varier  $N$  entre 4 et 20. Ce calcul nous permet ensuite de retenir  $N = 10$  car l'erreur obtenue est la plus proche de l'erreur de référence (introduite par Matrix Pencil), et qu'elle est stable au-delà.

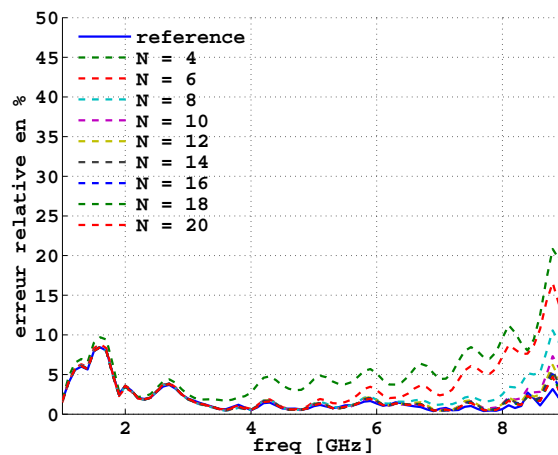


FIGURE 2.20 – Erreur relative en fonction de la fréquence pour différentes valeurs du nombre de modes sphériques  $N$

Nous représentons sur les figures 2.21(a), 2.21(b) et 2.21(c) les coefficients modaux correspondant respectivement aux pôles qui se situent à la fréquence de 3 GHz, 7 GHz et 9 GHz. Nous constatons qu'une grande partie de l'énergie est contenue dans les premiers modes, en particulier le premier d'entre eux, et que l'amplitude des coefficients décroît au fur et à mesure que l'ordre de la décomposition augmente. Ces figures confirment que l'apport des modes supérieurs est négligeable par rapport aux premiers modes. Nous vérifions aussi que le nombre de modes  $N$  nécessaires augmente en fonction de la fréquence, car  $N$  est proportionnel à la fréquence ( $N = \frac{2\pi fr_0}{c} + 10$ ). Ceci explique le résultat du calcul de l'erreur obtenu sur la figure 2.20, car nous constatons que sa valeur en haute fréquence décroît au fur et à mesure que le nombre de modes augmente.

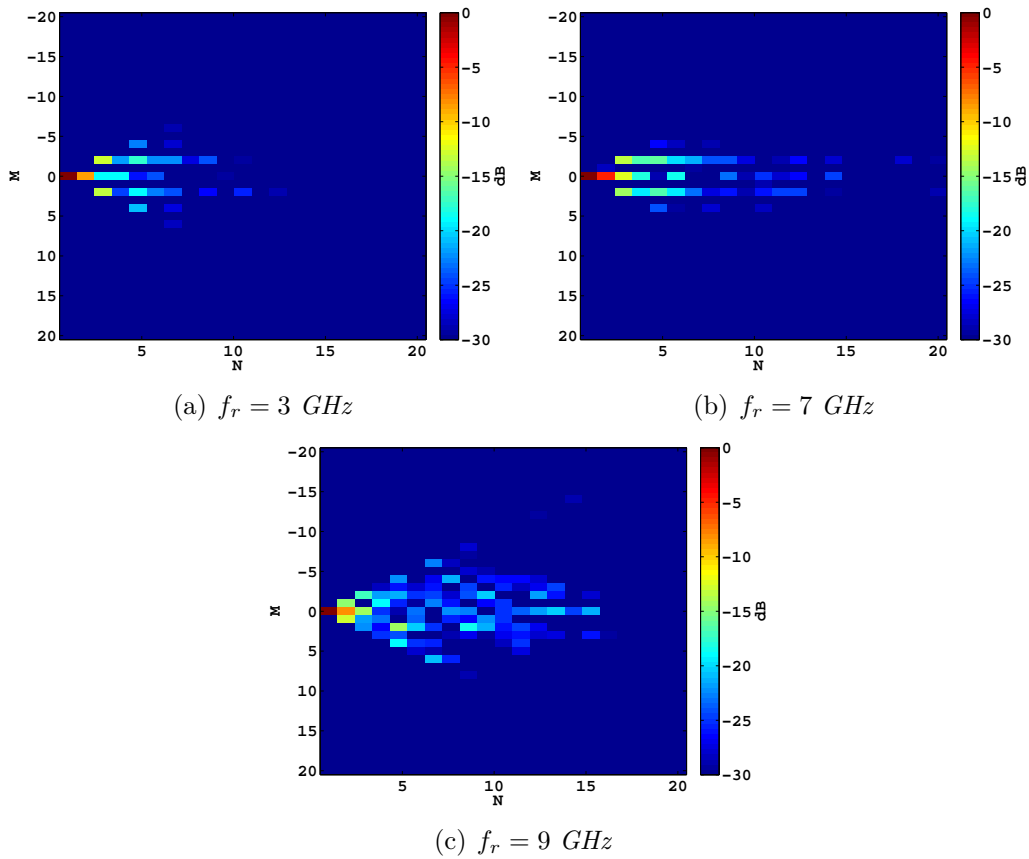


FIGURE 2.21 – Coefficients modaux correspondant aux pôles pour les fréquences propres  $f_p = 3 \text{ GHz}$ ,  $f_p = 7 \text{ GHz}$  et  $f_p = 9 \text{ GHz}$

Finalement, en fixant  $N$  à 10, le nombre de coefficients modaux obtenu après la décomposition de chaque résidus est de  $(N + 1)^2 = 121$ .

### 2.3.8 Reconstruction à partir des nouveaux paramètres

À partir des 24 pôles et les  $24 \times 121$  coefficients modaux, nous procédons à une reconstruction des diagrammes de l'antenne en parcourant le chemin inverse de l'organigramme présenté sur la figure 2.12. Les paramètres reconstruits sont ensuite comparés aux paramètres originaux afin d'évaluer la qualité des modèles calculés.

La reconstruction du gain et de la réponse impulsionnelle de l'antenne sont représentés respectivement sur les figures 2.22(c) et 2.22(d). Le FF est maximal dans les directions de rayonnement possédant un niveau de gain élevé, cependant il est moins bon dans les directions où le rayonnement est faible (Fig. 2.23(a)). Finalement, l'erreur entre le gain simulé et reconstruit comme mentionné dans le paragraphe précédent reste presque au même niveau que celle trouvé auparavant (Fig. 2.23(b)).

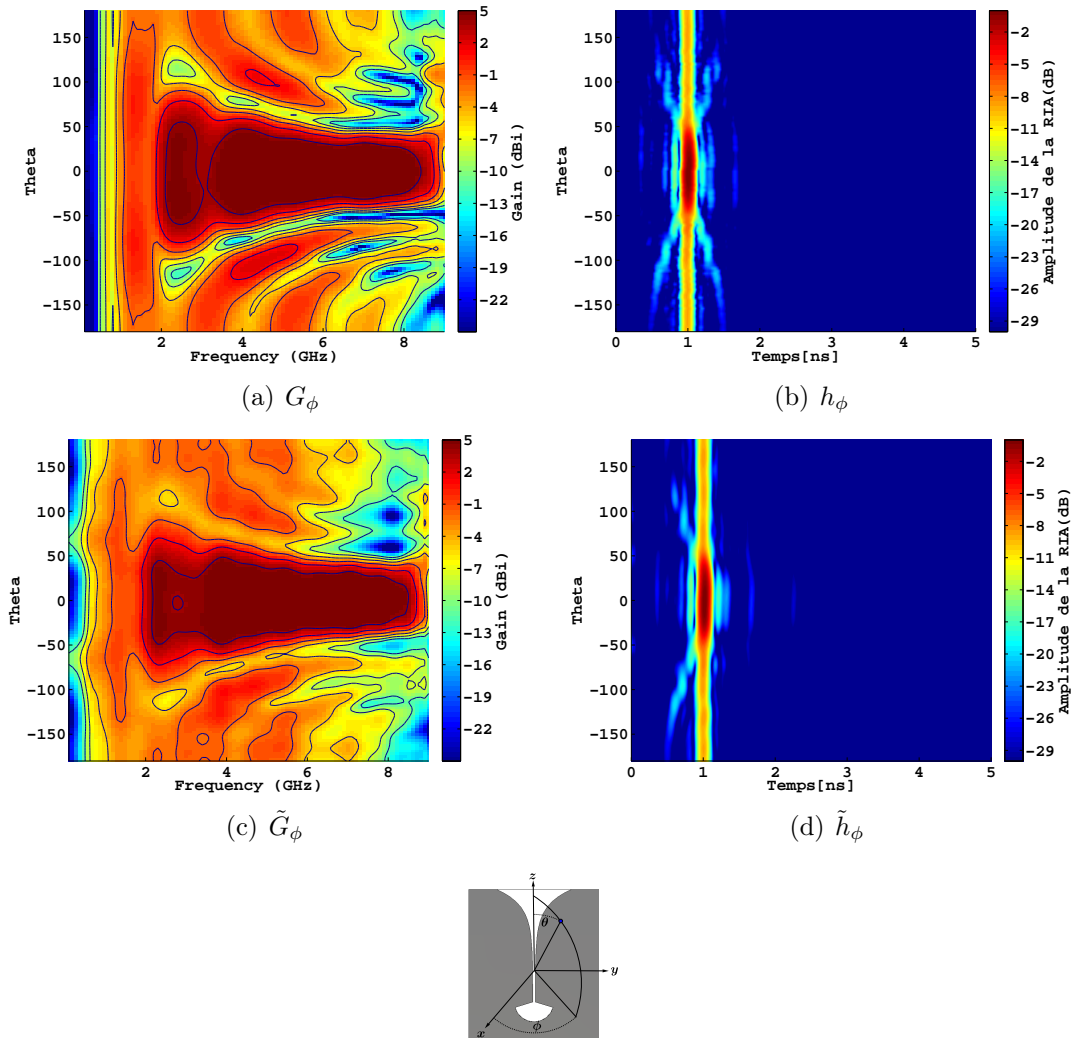


FIGURE 2.22 – (a,b) Gain  $G_\phi$  et réponse impulsionnelle de l'antenne  $h_\phi$  simulés dans le plan  $H$  (c,d) Reconstruction du gain et de la réponse impulsionnelle de l'antenne dans le plan  $H$  après application de MP et de la décomposition en modes sphériques

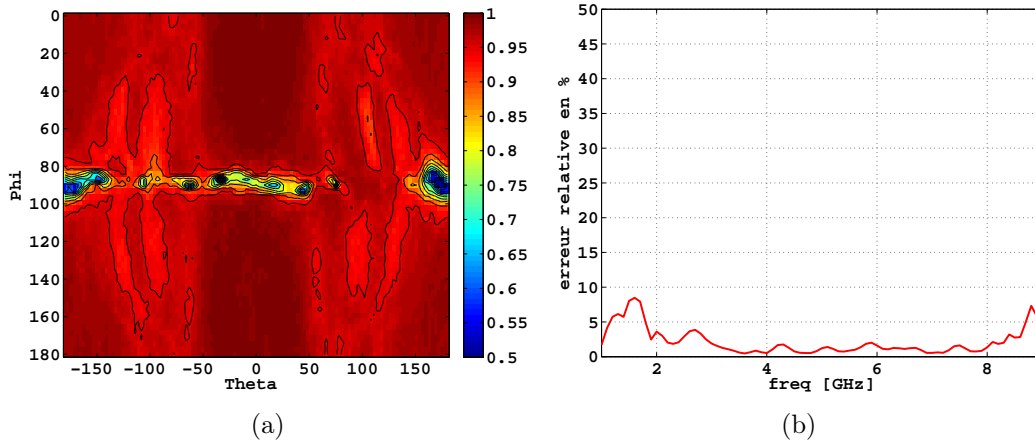


FIGURE 2.23 – (a) FF entre  $h_\phi$  simulée et sa reconstruction (b) erreur de reconstruction entre le gain  $G_\phi$  simulé et reconstruit

Les résultats de reconstruction obtenus confirment que nous sommes capables de modéliser précisément les diagrammes de rayonnement de notre antenne à partir d'une série de pôles obtenus à partir de la direction principale de rayonnement et des résidus décomposés en modes sphériques.

### 2.3.9 Conclusion

Nous avons présenté dans cette section une application de la combinaison de la méthode de Matrix Pencil associée à la décomposition en harmoniques sphériques sur les données simulées d'une antenne ULB. Le diagramme de rayonnement de l'antenne qui présente un volume de données de  $2 \times 90 \times 37 \times 73$  si on tient compte des deux polarisations, peut être maintenant représenté par 24 pôles et  $2 \times 24 \times 121$  coefficients modaux. Si on compare ce volume de données à celui utilisé avant l'application de cette combinaison on obtient un taux de compression d'environ 98% et une erreur relative inférieure à 4% dans la bande de fréquence de travail de l'antenne ( $ROS < 2$ ). La prochaine section détaille l'application de ce processus sur des données mesurées afin de valider les différentes étapes et tester la robustesse de la méthode Matrix Pencil par rapport au bruit.

## 2.4 Modélisation de l'antenne ETSA à partir de données mesurées

Pour les mesures, nous utilisons le prototype de l'antenne réalisé à partir des fichiers CAO utilisés pour la simulation. Les mesures ont été effectuées dans le domaine fréquentiel en utilisant la *SATIMO STARLAB* disponible sur le site d'Orange

Labs La Turbie dans le cadre du *CREMANT* (Centre de REcherche Mutualisé sur les ANTennes entre Orange Labs et le LEAT). Pour des contraintes liées aux mesures, l'antenne n'aura pas la même orientation dans le repère que celle utilisée dans la partie qui traite les données simulées. En raison de l'alimentation latérale du port d'excitation, comme le montre la figure 2.24(a), l'antenne sera placée dans le plan “*xoy*” et orientée selon la direction “*ox*” (Fig. 2.24(b)). Rappelons que, comme en simulation, les données sont échantillonnées avec un pas de  $5^\circ$  suivant les angles  $\theta$  et  $\phi$  pour couvrir toute la sphère de mesure.

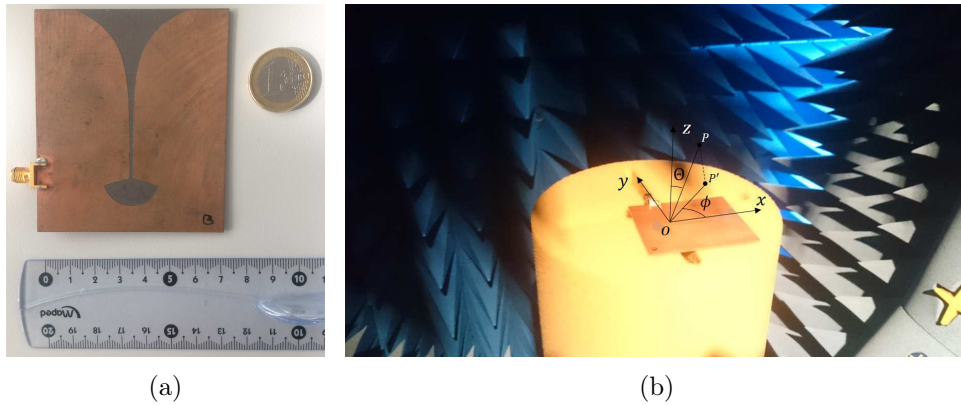


FIGURE 2.24 – (a) Prototype de l'antenne ETSA (b) Antenne ETSA placée dans le plan “*xoy*”

### 2.4.1 Extension de la bande de fréquence

Afin d'obtenir une apodisation naturelle de la fonction de transfert de l'antenne et ainsi d'éviter l'apparition d'oscillations parasites dans la réponse impulsionnelle de l'antenne, la mesure est effectuée entre  $[0.1 - 9] \text{ GHz}$ . Or, la SATIMO ne fournit des résultats que sur la bande de fréquence  $[1 - 6] \text{ GHz}$ . Pour cette raison, les données en dehors de la bande de mesure seront complétées par une simulation.

Sur la figure 2.25, une comparaison est effectuée entre les réponses impulsionnelles de l'antenne issues de la mesure et de la simulation dans la bande de travail  $[1 - 6] \text{ GHz}$ . Du fait de la très bonne concordance entre l'impulsion simulée et mesurée, et d'un niveau identique en gain entre simulation et mesure (cf. Fig. 2.26(a)), nous en concluons que l'extension des données mesurées pour couvrir la bande  $[0.1 - 9] \text{ GHz}$  peut être appliquée.

Le gain obtenu après complétion dans la bande  $[0.1 - 9] \text{ GHz}$  ainsi que la réponse impulsionnelle de l'antenne qui en est déduite, sont présentés respectivement sur la figure 2.26(a) et 2.26(b) dans le plan  $E$  (plan *xoy* de la figure 2.24(b) correspondant au plan *yoz* de la figure 2.13(a)). Notons qu'en raison du changement de l'emplace-

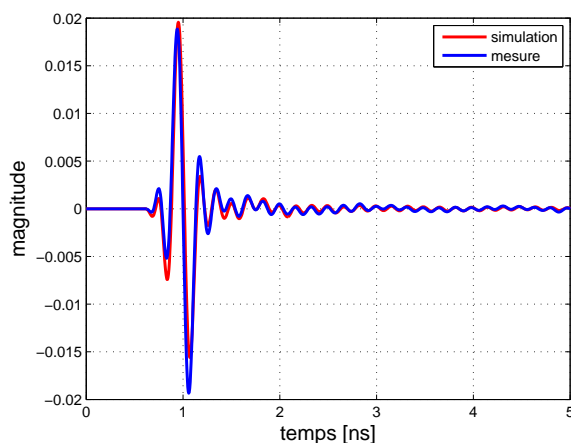


FIGURE 2.25 – Comparaison de la réponse impulsionnelle de l'antenne simulée et mesurée dans la bande  $[1 - 6]$  GHz

ment de l'antenne dans le repère entre simulation et mesure, le gain  $G_\phi$  de la mesure correspond au gain  $G_\theta$  de la simulation.

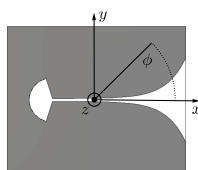
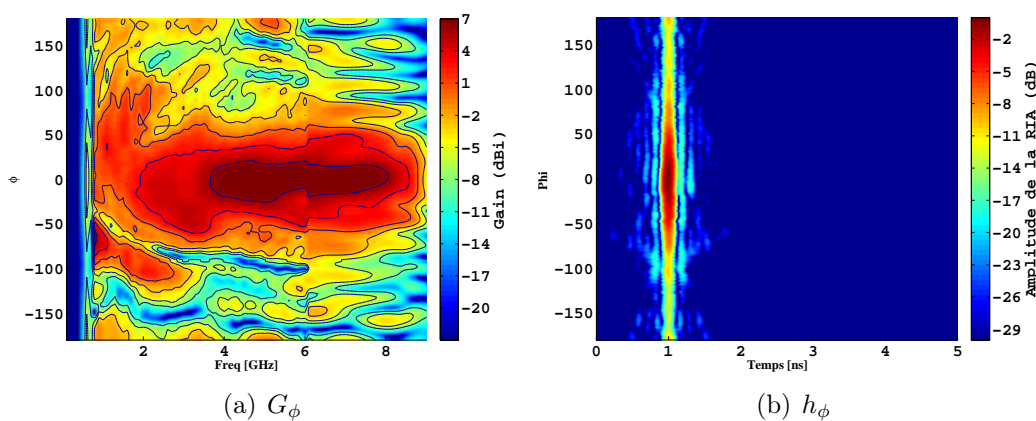


FIGURE 2.26 – (a) Gain  $G_\phi$  mesuré concaténé avec la simulation dans le plan  $\theta = 90^\circ$  pour couvrir la bande 0.1 à 9 GHz (b)  $h_\phi$  calculé à partir du gain concaténé dans le plan  $\theta = 90^\circ$

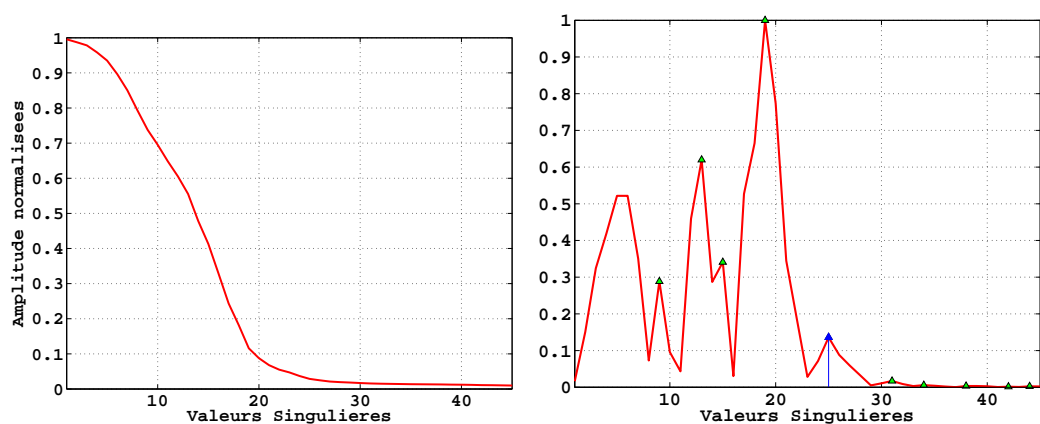
## 2.4.2 Choix de la direction principale de rayonnement

Sur le diagramme de l'énergie totale (Fig 2.27(c)), nous constatons dans un premier temps que le maximum de rayonnement est selon la direction  $\phi = 0^\circ$  et





bien l'espace signal de l'espace bruit. Ce choix nous permet d'avoir un FF supérieur à 0.9 dans toutes les directions et égal à 1 dans la direction maximale de rayonnement (cf. Fig. 2.28(c)). Afin de s'assurer du bon choix de ce paramètre, nous calculons l'erreur relative en faisant varier le nombre de pôles autour de la valeur sélectionnée ( $P = 24$ ). Le calcul de l'erreur, présenté sur la figure 2.28(d) montre qu'en rajoutant plus de pôles, l'erreur diminue. En revanche, l'erreur pour  $P = 24$  est inférieure à celle pour  $P = 25$ . Ceci peut être expliqué par la sélection d'un pôle correspondant au bruit qui rend la reconstruction inexacte en basse fréquence. Finalement, nous pouvons conclure que le choix effectué est un choix approprié que nous gardons pour la suite de l'application.



(a) Courbe de variation des valeurs singulières normalisées (b) Courbe de variation de la dérivée seconde des valeurs singulières normalisées

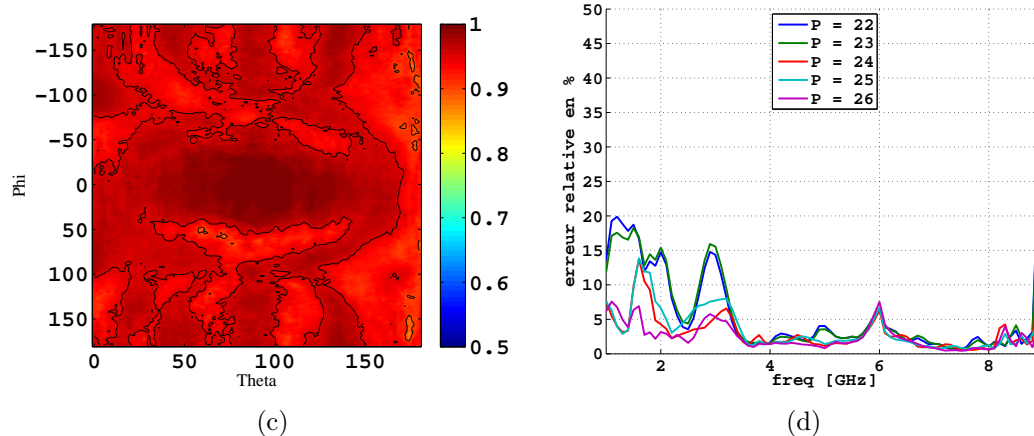


FIGURE 2.28 – (a,b) Courbes représentant la variation des valeurs singulières normalisées et sa dérivée seconde (c) FF entre la réponse impulsionnelle de l'antenne mesurée et celle reconstruite après application de Matrix Pencil ( $P = 24$ ) (d) Erreur relative en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de  $P$

Nous procédons au calcul des pôles et des résidus après la détermination de l'ordre de troncature. Puis, nous calculons les coefficients modaux des résidus.

Comme discuté dans la section précédente, la décomposition en harmoniques sphériques nécessite un choix approprié du nombre de modes contribuant dans le rayonnement. Théoriquement, le nombre optimal de modes dans notre cas est situé aux alentours de  $N = 20$  (comme en simulation car nous utilisons la même antenne et la même bande passante). Le calcul de l'erreur relative en fonction de  $N$ , nous montre que la contribution des modes au-delà de  $N = 10$  reste minimale par rapport à l'apport des premiers modes. Comme il est possible de le constater sur le calcul de l'erreur, la reconstruction en hautes fréquences nécessite plus de modes qu'en basse fréquence ce qui confirme la dépendance du nombre de modes à la fréquence d'utilisation. La figure 2.29(a) illustre le calcul de l'erreur en fonction des différentes valeurs de  $N$  sur toute la bande de travail. Ainsi, en se basant sur ces résultats nous limitons le nombre de modes à  $N = 10$ , et la participation des modes d'ordre supérieur peut être négligée. Finalement, la moyenne des coefficients modaux est présentée sur la figure 2.29(b) pour un  $N = 20$ . Cette représentation permet d'avoir une idée globale sur la distribution des coefficients modaux. Nous pouvons en conclure que l'énergie est contenue, comme pour les simulations, dans les modes dont l'ordre  $N$  est inférieur ou égal à 10. En revanche, en changeant l'emplacement de l'antenne dans le repère par rapport à la simulation, nous ne pourrions pas comparer ces coefficients modaux avec ceux obtenus à partir des données simulées car ils dépendent de l'orientation de l'antenne dans le repère.

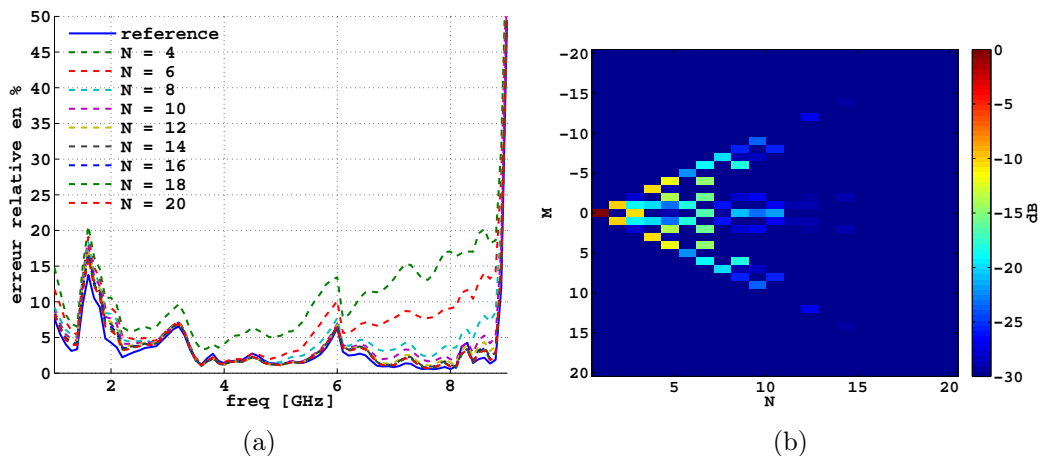


FIGURE 2.29 – (a) Erreur relative en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de  $N$  (b) Moyenne des coefficients modaux pour  $N = 20$

Sur la figure 2.30(a), nous représentons les pôles calculés à partir de la simulation et de la mesure en fonction des fréquences propres positives. Nous observons que le comportement de ces pôles est identique à ceux trouvés lors de la décomposition des données simulées, c'est à dire, les pôles les plus pondérants se situent dans la zone d'adaptation de l'antenne et au fur et à mesure que nous nous éloignons de

la zone d'adaptation la valeur absolue des coefficients d'amortissements décroît. En comparant les pôles tirés des données simulées ou mesurées, nous remarquons que ces deux ensembles de pôles possèdent les mêmes fréquences de résonances avec quelques différences au niveau des coefficients d'amortissements. Ceci prouve que ces pôles sont bien des pôles de résonances et les différences des coefficients d'amortissements sont dus aux légers écarts entre simulation et mesure.

Sur la figure 2.30(b), les coefficients modaux des résidus correspondant au pôle dont la fréquence propre est de 5 GHz sont illustrés. Ces coefficients suivent une évolution identique à celle des coefficients modaux moyennés, le premier mode est le plus énergétique et l'amplitude devient insignifiante à partir de l'ordre  $N = 10$ .

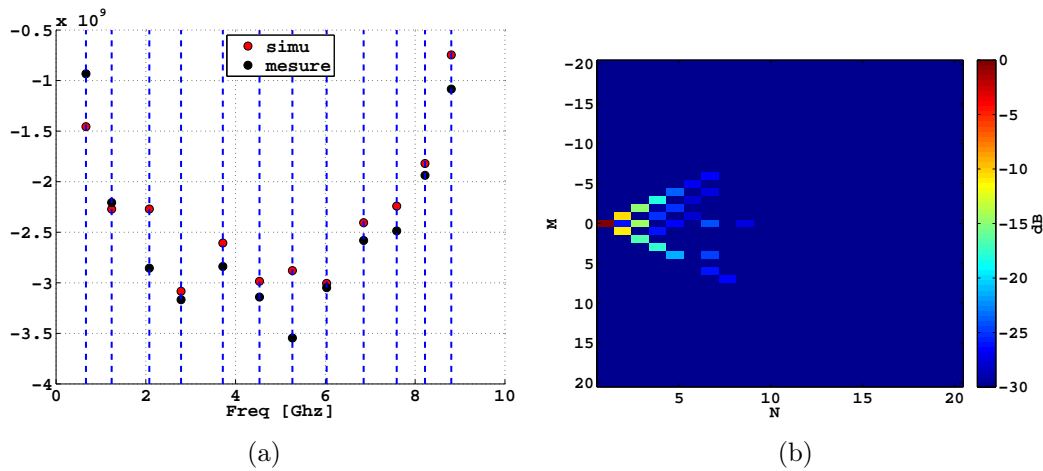


FIGURE 2.30 – (a) Comparaison des pôles issus de la simulation et de la mesure (b) Coefficients modaux correspondant au pôle dont la fréquence propre est de 5 GHz

## 2.4.4 Résultats de reconstruction

À partir des paramètres issus de cette décomposition, nous reconstruisons ensuite les différents paramètres ( $G_\phi$  et  $h_\phi$ ) afin de quantifier la qualité de la décomposition. Les reconstructions du gain  $\tilde{G}_\phi$  et de la réponse impulsionnelle de l'antenne  $\tilde{h}_\phi$  sont illustrés respectivement sur les figures 2.31(c) et 2.31(d).

L'erreur entre le gain reconstruit et le gain mesuré est élevée en haut et en bas de la bande de fréquence à cause du faible niveau du gain dans ces zones comme le montre la figure 2.31(e) tandis que dans la bande passante de l'antenne, cette erreur est inférieure à 7%, ce qui correspond à une reconstruction correcte pour ces fréquences. À partir de la réponse impulsionnelle de l'antenne reconstruite  $\tilde{h}_\phi$  nous calculons le facteur de fidélité. Nous avons à ce niveau une bonne reconstruction avec un FF, représenté sur la figure 2.31(f), égal à 1 dans les directions principales de rayonnement ( $\theta = 90^\circ$  et  $\phi = 0^\circ$ ). Nous pouvons constater qu'il y a quelques

directions où la reconstruction est moins bonne avec un  $FF = 0.7$ ; cela correspond à des directions qui présente un faible rayonnement.

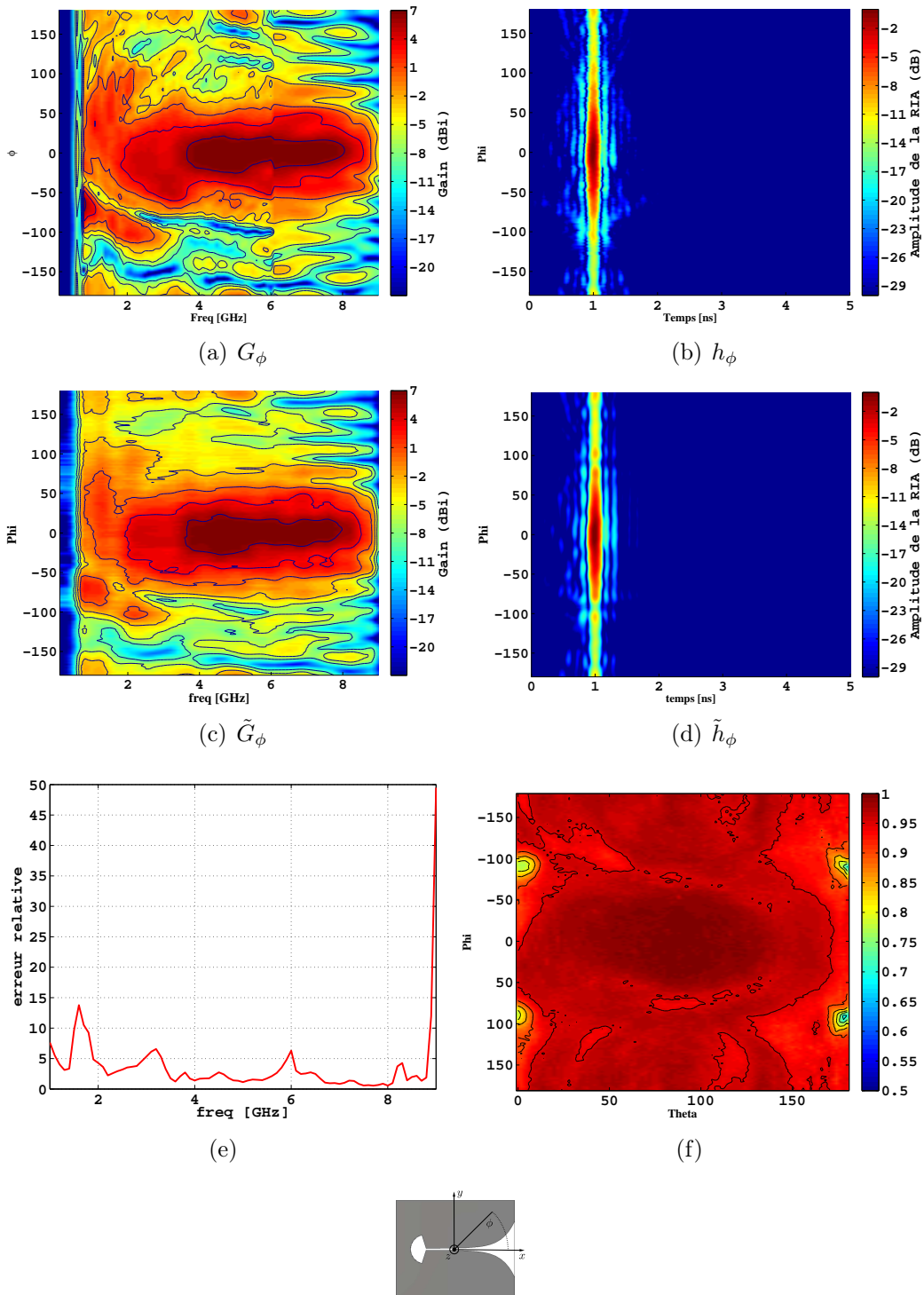


FIGURE 2.31 – (a,b) Gain  $G_\phi$  et réponse impulsionnelle de l'antenne (RIA)  $h_\phi$  mesurés dans le plan  $\theta = 90^\circ$  (c) Gain reconstruit  $\tilde{G}_\phi$  (d) RIA reconstruite  $\tilde{h}_\phi$  (e) Erreur relative après application de MP et décomposition en harmoniques sphériques (f)  $FF$  entre la RIA mesurée et sa reconstruction

### 2.4.5 Conclusion

Dans cette partie, nous avons pu valider le processus proposé sur des données mesurées en utilisant des simulations pour étendre la bande d'étude grâce à la bonne concordance entre ces données. Nous obtenons une série de 24 pôles et  $24 \times 121$  coefficients modaux, que nous utilisons par la suite pour reconstruire le diagramme de rayonnement de l'antenne étudiée. Comme lors de l'application sur les données simulées, ces paramètres nous offrent un taux de compression qui s'élève à plus de 98% de la taille du diagramme de rayonnement mesuré de l'antenne.

Nous étudions dans la prochaine section la variation de ces paramètres en fonction de la distance et nous discutons quelques limites de cette approche.

## 2.5 Fonction de transfert, canal de propagation et champ rayonné

Nous avons vu jusqu'à présent la combinaison de différentes méthodes destinées à la modélisation d'antennes situées en champ lointain. Cette modélisation présente des limitations lorsqu'on veut caractériser l'antenne en champ proche; le passage en champ proche nécessite donc de changer le modèle de la FT du canal de propagation par un nouveau modèle champ proche et la caractérisation du canal reste compliquée dans cette zone. Nous changeons ainsi le modèle adopté dans le premier chapitre qui consiste à diviser une liaison radio en trois blocs différents, et nous le remplaçons désormais par une division en deux blocs. Dès lors, nous ne caractérisons plus l'antenne toute seule mais le bloc de transmission constitué de l'antenne en émission et du canal de propagation (cf. figure 2.32). Les traitements seront appliqués directement sur le champ rayonné et non plus la fonction de transfert dans le but de combiner les fonctions de Hankel, qui sont solutions de la partie radiale de l'équation de Helmholtz, avec les harmoniques sphériques (solutions de la partie angulaire) [76].

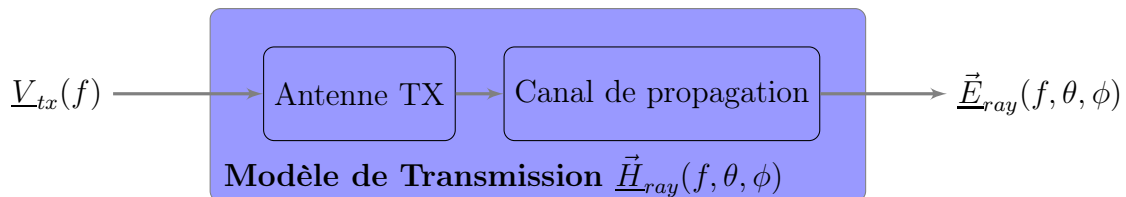


FIGURE 2.32 – Bloc de transmission antenne et canal de propagation

La figure 2.32 peut être décrite par la relation suivante :

$$\vec{E}_{ray}(f, \theta, \phi) = \underline{V}_{tx}(f) \vec{H}_{ray}(f, \theta, \phi). \quad (2.18)$$

avec  $\vec{E}_{ray}$  le champ rayonné,  $\underline{V}_{tx}(f)$  le signal en entrée du bloc et  $\vec{H}_{ray}$  est la fonction de transfert du bloc antenne et canal.

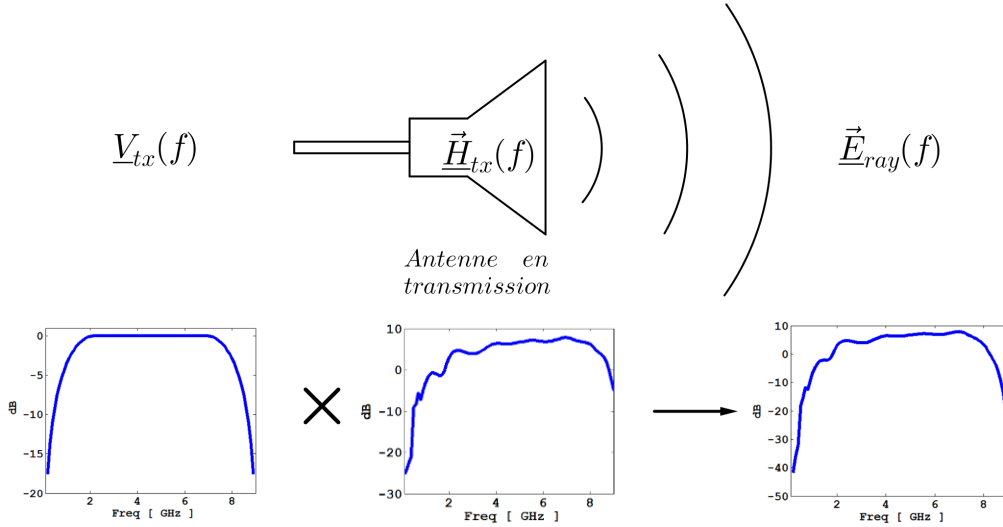


FIGURE 2.33 – Antenne en émission en fréquentiel

En mesure, le spectre du signal d'entrée  $\underline{V}_{tx}(f)$  est constant sur toute la bande car nous utilisons un analyseur de réseau vectoriel qui délivre une puissance constante durant le balayage en fréquence dans la bande choisie. Tandis qu'en simulation, sur *CST Microwave*, le signal en entrée est une gaussienne dont la bande passante est très supérieure à celle de l'antenne, afin d'éviter l'effet du fenêtrage du spectre. Nous pouvons ainsi approximer que le signal d'entrée  $\underline{V}_{tx}(f)$  appliqué à l'antenne est constant sur toute la bande d'étude. Ainsi le signal en sortie est la convolution entre cette gaussienne et la réponse impulsionnelle de l'antenne. Ceci est équivalent à la multiplication de la fonction de transfert de l'antenne par un signal qui est considéré constant sur la bande d'adaptation de l'antenne comme illustré sur la figure 2.33. Par conséquent, dans ces conditions, la modélisation du champ rayonné  $\vec{E}_{ray}$  en simulation (ou en mesure) est une bonne approximation de la caractérisation de la fonction de transfert normalisée du bloc  $\vec{H}_{ray}$  (à une constante multiplicative près). Cette approche nous paraît intéressante puisque la quantité informative dans le cadre d'une utilisation radar est justement le champ rayonné par une antenne, pourvu qu'il puisse être déterminé à différentes distances.

### 2.5.1 Champ rayonné en fonction de la distance

Dans cette section nous utilisons directement le champ simulé en temporel avec *CST Microwave* car les traitements (Matrix Pencil) sont appliqués en temporel. Dans le but de compenser le canal de propagation dans les post-traitements, nous simulons le champ rayonné à différentes distances. L'antenne est placée dans le plan  $xoy$  avec le maximum de rayonnement selon  $ox$ . Pour faire l'acquisition de la composante principale du champ, les sondes sont placées le long de l'axe  $ox$  et orientées suivant  $oy$ . La position des sondes par rapport à l'antenne ainsi que leurs orientations dans le repère sont illustrées sur la figure 2.34. Comme déjà traité dans la partie mesure, l'antenne dans cette configuration présente un maximum d'énergie sur la composante  $E_\phi$ . Par la suite nous travaillons seulement sur cette composante car l'autre composante est négligeable.

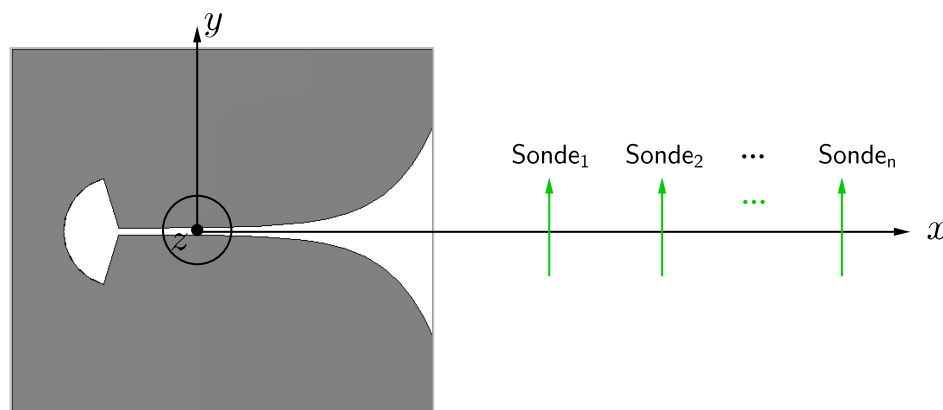


FIGURE 2.34 – Antenne ETSA avec les sondes positionnées dans la direction  $ox$  et orientées suivant  $oy$

L'idée ici est de calculer les pôles et les résidus de l'antenne. Nous avons constaté en 2.3.6 que les résidus obtenus après développement en singularités ont, dans un plan, un comportement similaire aux diagrammes de rayonnement de l'antenne, et ce dans toutes les directions d'observations. De plus, la décomposition en modes sphériques intervient au niveau de résidus dans le processus décrit sur la figure 2.12. Cela sous-entend que ces résidus vérifient l'équation de Helmholtz et que la décomposition en modes sphériques avec les équations de Hankel nous permettra de décrire le comportement angulaire et radial des résidus. Ainsi, nous pourrions faire propager ces résidus à une nouvelle distance, autre que celle d'origine, afin de pouvoir calculer le champ à cette nouvelle distance.



Cependant avant de vérifier cette hypothèse, nous devons vérifier que, compte tenu de notre nouveau modèle de caractérisation (antenne + canal), les pôles sont bien indépendants de la distance car l'expansion en modes sphériques ne concerne que les résidus. En effet, il est connu que les pôles de résonance d'un objet en général ou d'une antenne en particulier lui sont propres et ce quel que soit l'angle d'observation (cela a été validé expérimentalement en reconstruisant les impulsions dans tout l'espace à partir des pôles calculés dans la direction principale de rayonnement, et ce malgré la légère dispersion des pôles constatée). En revanche, nous devons valider que notre nouveau formalisme intégrant le canal de propagation n'altère pas cette caractéristique. En effet, dans le cas où les pôles varient en fonction de la distance cette hypothèse ne serait plus valide et la méthode proposée afin de pouvoir calculer les champs à une autre distance que celle où il est déjà connu ne pourra pas être utilisée. Pour cela, comme montré sur la figure 2.35, nous simulons le champ en temporel dans la direction principale de rayonnement ( $\theta = 90^\circ, \phi = 0^\circ$ ) à des distances variant de 10 cm jusqu'à 70 cm pour couvrir les différentes zones de rayonnements (allant de la zone champ proche à la zone de rayleigh).

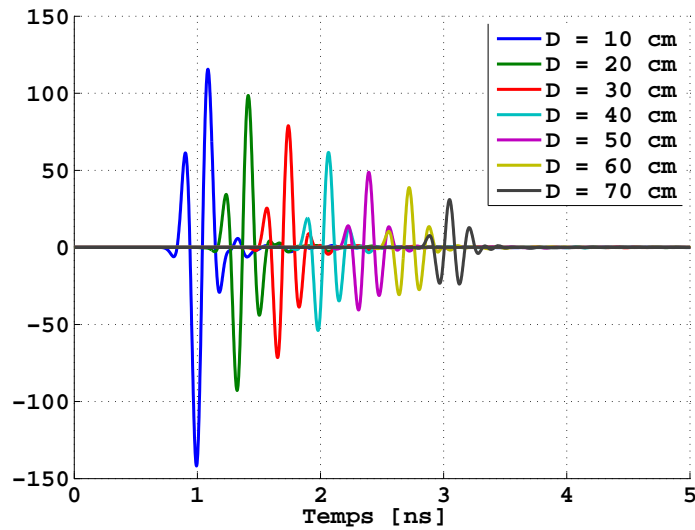


FIGURE 2.35 – Impulsion rayonnée dans la direction  $ox$  à différentes distances  $D$

Nous tirons les pôles et les résidus de ces différentes impulsions, et nous les traçons respectivement sur la figure 2.36(a) et 2.36(b). On constate tout d'abord que les pôles évoluent en fonction de la distance (l'impulsion la plus forte en amplitude possède des pôles avec des coefficients d'amortissements les plus forts en valeur absolue). De même, nous pouvons constater que les résidus dominants appartiennent à l'impulsion de plus grande amplitude pour laquelle la sonde de mesure est la plus proche de l'antenne.

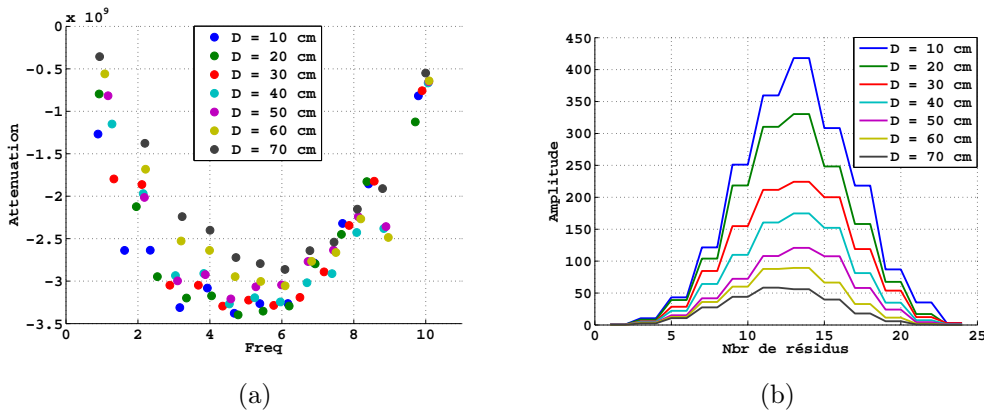


FIGURE 2.36 – (a) Pôles des impulsions à différentes distances (b) Résidus correspondant aux pôles des impulsions en temporel en fonction de la distance

Nous nous rendons compte de la limite de cette solution, car en plus des résidus les pôles sont aussi dépendants de la distance tandis que la décomposition en modes sphériques n'est appliquée que sur les résidus. Ainsi à partir de cette hypothèse, il est impossible à partir des données obtenues à une distance  $r$  donnée de déduire l'impulsion rayonnée à une autre distance.

## 2.6 Conclusion

Pour conclure, dans ce chapitre nous avons d'abord présenté une combinaison possible des méthodes de développement en singularités et d'expansion en modes sphériques afin de pouvoir modéliser le diagramme de rayonnement d'antennes ULB. Cette combinaison, qui a pour but la réduction du volume de données représentant le rayonnement de l'antenne, est ensuite appliquée à des données simulées et mesurées issues d'une antenne ETSA fonctionnant entre 1 et 7 GHz. Nous avons proposé et validé un critère afin d'automatiser le choix du nombre de pôles nécessaire pour la modélisation de la réponse impulsionnelle de l'antenne dans tous l'espace. Ce choix permet une bonne qualité de reconstruction. De plus, une étude paramétrique a été effectuée dans le but d'optimiser le nombre de modes sphériques nécessaires à la modélisation de la dépendance angulaire des résidus obtenus. Ce processus a permis dans les deux exemples présentés (simulation et mesures), une compression de données supérieure à 98% sans détériorer le rayonnement de l'antenne (erreur de reconstruction inférieure à 7% dans la bande de travail).

Nous terminons ce chapitre en soulignant quelques limites de cette approche. Le passage au champ proche, par exemple, complique la modélisation car la définition d'une fonction de transfert du canal en champ proche reste une tâche délicate. De

plus, la dépendance radiale des pôles et des résidus dans le formalisme proposé nous oblige à rechercher d'autres moyens pour résoudre ce problème et pouvoir modéliser le rayonnement d'une antenne ULB à partir de mesures en champ proche.

Dans le chapitre suivant, nous examinons une autre combinaison possible basée sur le champ rayonné de l'antenne afin d'obtenir un modèle compact du diagramme d'antenne ULB permettant la détermination du champ rayonné dans tout l'espace à partir d'une acquisition en champ proche.

# Modélisation d'antenne ULB en champ proche

---

## Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>78</b>
<b>3.2</b>	<b>Décomposition en vecteurs sphériques</b>	<b>78</b>
3.2.1	Décomposition en vecteurs sphériques du champ électrique	79
3.2.2	Approximation champ lointain	79
3.2.3	Puissance rayonnée et directivité	82
3.2.4	Indexation unique	83
3.2.5	Conclusion	84
<b>3.3</b>	<b>Méthode de Cauchy</b>	<b>85</b>
<b>3.4</b>	<b>Combinaison des deux méthodes</b>	<b>87</b>
3.4.1	Organigramme de mise en oeuvre	87
3.4.2	Validation de l'approche	89
<b>3.5</b>	<b>Application pour la modélisation du rayonnement d'une antenne ULB</b>	<b>95</b>
3.5.1	Application sur des données simulées	95
3.5.2	Application sur des données mesurées	101
<b>3.6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>106</b>

---

## 3.1 Introduction

Ce chapitre présente une autre possibilité de modélisation du rayonnement d'une antenne ULB en champ proche. En raison de la variété des applications radar (détection, vision à travers les murs, imagerie micro-ondes), la nature du champ rayonné par l'antenne au niveau d'une cible varie (champ proche ou lointain). D'où le besoin d'établir un modèle compact qui permette de connaître le champ rayonné par l'antenne dans tout l'espace et dans différentes zones de rayonnement, et ce à partir d'une mesure (ou simulation) effectuée en champ proche. Dans le chapitre 2, nous avons mis en lumière la modélisation en champ lointain d'une antenne ULB, mais il existe plusieurs limitations lors de la généralisation de cette technique de modélisation appliquée au champ proche telle que la complexité de la modélisation du canal de propagation ou la difficulté de la gestion simultanée de la dépendance radiale des pôles et résidus.

Une solution possible pour contourner ce problème est d'associer différemment les méthodes de caractérisation déjà traitées, à savoir, la décomposition en singularités et l'expansion en coefficients sphériques. Nous commençons ce chapitre par une présentation des deux méthodes utilisées : la décomposition en vecteurs d'ondes sphériques (pour la modélisation angulaire et radiale de la dépendance du champ), et la méthode de Cauchy (pour la modélisation selon la fréquence). Une application de l'approche introduite sur des données simulées et mesurées est présentée.

## 3.2 Décomposition en vecteurs sphériques

Dans ce chapitre nous adoptons la méthode de développement en vecteurs sphériques, car cette méthode possède des fonctions de bases plus complexes que la décomposition en modes sphériques (déjà introduite dans le chapitre 1). Le développement en vecteurs sphériques produit un nombre réduit de coefficients afin de décrire le diagramme de rayonnement de l'antenne. À l'inverse, l'utilisation du développement en modes sphériques avec des fonctions de bases plus simple, exige l'utilisation d'un nombre plus important de coefficients afin d'avoir une précision équivalente que celle obtenue avec l'approche vectorielle [77]. À titre d'exemple, la modélisation du diagramme de rayonnement d'une antenne dipôle, présenté dans la partie 2.2.3, nécessite l'utilisation de 3 coefficients en appliquant la décomposition en harmoniques sphériques. Tandis que, l'application d'une décomposition en vecteurs sphériques nécessite la connaissance d'un seul coefficient afin de modéliser ce même diagramme. Cela a été le critère de sélection de la décomposition en vecteurs sphériques, car notre priorité est de compresser le nombre de données sans détériorer

la qualité de modélisation du champ.

### 3.2.1 Décomposition en vecteurs sphériques du champ électrique

Les composantes du champ électromagnétique rayonné par une antenne, en coordonnées sphériques, peuvent être exprimées comme une somme infinie de vecteurs d'ondes sphériques [61, 78] :

$$\vec{E}(r, \theta, \phi) = \frac{k}{\sqrt{\eta}} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \sum_{s=1}^2 Q_{smn} \vec{F}_{smn}(r, \theta, \phi), \quad (3.1)$$

$$\vec{H}(r, \theta, \phi) = -ik\sqrt{\eta} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \sum_{s=1}^2 Q_{smn} \vec{F}_{(3-s)mn}(r, \theta, \phi). \quad (3.2)$$

Les coefficients  $Q_{smn}$  sont appelés les coefficients modaux et le facteur  $\frac{k}{\sqrt{\eta}}$  est utilisé pour la normalisation de puissance.  $\vec{F}_{smn}$  sont les vecteurs d'ondes sphériques définis par les deux équations suivantes (l'indice  $s$  prend la valeur 1 pour la composante  $TM$  et 2 pour la composante  $TE$  du champ) :

$$\vec{F}_{1mn}(r, \theta, \phi) = h_n^{(1)}(kr) \left\{ \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial Y_n^m(\theta, \phi)}{\partial \phi} \vec{U}_\theta - \frac{\partial Y_n^m(\theta, \phi)}{\partial \theta} \vec{U}_\phi \right\}, \quad (3.3)$$

$$\vec{F}_{2mn}(r, \theta, \phi) = g_n^{(1)}(kr) \left\{ \frac{\partial Y_n^m(\theta, \phi)}{\partial \theta} \vec{U}_\theta + \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial Y_n^m(\theta, \phi)}{\partial \phi} \vec{U}_\phi \right\}, \quad (3.4)$$

avec  $h_n^{(1)}(kr)$  et  $g_n^{(1)}(kr) = (1/kr)\partial(krh_n^{(1)}(kr))/\partial(kr)$  sont respectivement la fonction de Hankel de première espèce et d'ordre  $n$  et sa dérivée, et  $Y_n^m(\theta, \phi)$  sont les harmoniques sphériques introduites dans la section 1.3.

### 3.2.2 Approximation champ lointain

En zone de champ lointain, les vecteurs d'ondes sphériques s'expriment comme ci dessous :

$$\vec{K}_{smn}(\theta, \phi) = \lim_{kr \rightarrow \infty} \left[ \sqrt{4\pi} \frac{kr}{e^{ikr}} \vec{F}_{smn}(r, \theta, \phi) \right]. \quad (3.5)$$

En utilisant le comportement asymptotique des fonctions de Hankel quand  $kr$  tend vers l'infini  $h_n^{(1)}$  et  $g_n^{(1)}$  s'écrivent :

$$h_n^{(1)}(kr) \xrightarrow{kr \rightarrow \infty} (-i)^{n+1} \frac{e^{ikr}}{kr}, \quad (3.6)$$

$$\frac{1}{kr} \frac{\partial(kr h_n^{(1)}(kr))}{\partial(kr)} \xrightarrow{kr \rightarrow \infty} (-i)^n \frac{e^{ikr}}{kr}. \quad (3.7)$$

Nous obtenons ensuite la base de vecteurs en champ lointain :

$$\vec{K}_{1mn}(\theta, \phi) = \sqrt{4\pi} C_{nm} (-i)^{n+1} e^{im\phi} \left\{ \frac{im \bar{P}_n^{|m|}(\cos\theta)}{\sin\theta} \vec{U}_\theta - \frac{d\bar{P}_n^{|m|}(\cos\theta)}{d\theta} \vec{U}_\phi \right\}, \quad (3.8)$$

$$\vec{K}_{2mn}(\theta, \phi) = \sqrt{4\pi} C_{nm} (-i)^n e^{im\phi} \left\{ \frac{d\bar{P}_n^{|m|}(\cos\theta)}{d\theta} \vec{U}_\theta + \frac{im \bar{P}_n^{|m|}(\cos\theta)}{\sin\theta} \vec{U}_\phi \right\}. \quad (3.9)$$

Le facteur  $\sqrt{4\pi}$  est introduit pour simplifier l'expression de la directivité et du gain.  $\bar{P}_n^{|m|}(\cos\theta)$  est le polynôme de Legendre associé normalisé, et  $C_{nm}$  sont des coefficients dépendants de  $n$  et  $m$  qui s'écrivent comme :

$$C_{nm} = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{n(n+1)}} \left( -\frac{m}{|m|} \right)^m. \quad (3.10)$$

Finalement, le champ électrique peut s'exprimer sous la forme :

$$\vec{E}(r, \theta, \phi) = \frac{k}{\sqrt{\eta}} \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \frac{e^{ikr}}{kr} \sum_{n=1}^N \sum_{m=-n}^n \sum_{s=1}^2 Q_{smn} \vec{K}_{smn}(\theta, \phi) \quad (3.11)$$

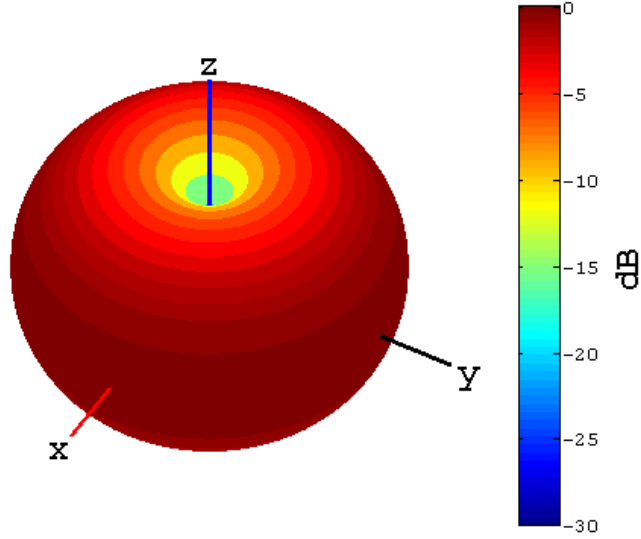
### 3.2.2.1 Application au rayonnement d'un dipôle

Nous considérons un dipôle infinitésimal de longueur  $l = \lambda/50$  et placé suivant l'axe  $oz$ . Les deux composantes  $E_\phi$  et  $E_\theta$  en champ proche s'écrivent sous la forme [14] :

$$\begin{cases} E_\phi = 0, \\ E_\theta = j\eta \frac{k I_0 l \sin(\theta)}{4\pi r} \left[ 1 + \frac{1}{jkr} - \frac{1}{(kr)^2} \right] e^{-jkr}, \end{cases} \quad (3.12)$$

où  $\eta$  l'impédance du vide,  $k$  le nombre d'onde,  $I_0$  l'intensité du courant et  $r$  la distance d'observation.

La figure 3.1 illustre le diagramme de rayonnement du dipôle orienté suivant  $oz$  dans le repère sphérique à la fréquence  $f = 3 \text{ GHz}$  et à une distance  $r = \frac{\lambda}{25}$ .

FIGURE 3.1 – Diagramme de rayonnement d'un dipôle orienté suivant  $oz$ 

Nous décomposons ensuite le champ du dipôle sur la base des vecteurs sphériques à l'aide de l'équation (3.1). Théoriquement le dipôle ne possède qu'un seul mode dans cette base de vecteurs sphériques dont les indices sont  $s = 2$ ,  $m = 0$  et  $n = 1$ . Ainsi l'équation de la décomposition en vecteurs sphériques d'un dipôle orienté suivant  $oz$  s'écrit comme suit [61] :

$$\vec{E}(r, \theta, \phi) = \frac{k}{\sqrt{\eta}} Q_{201} \vec{F}_{201}(r, \theta, \phi), \quad (3.13)$$

avec,

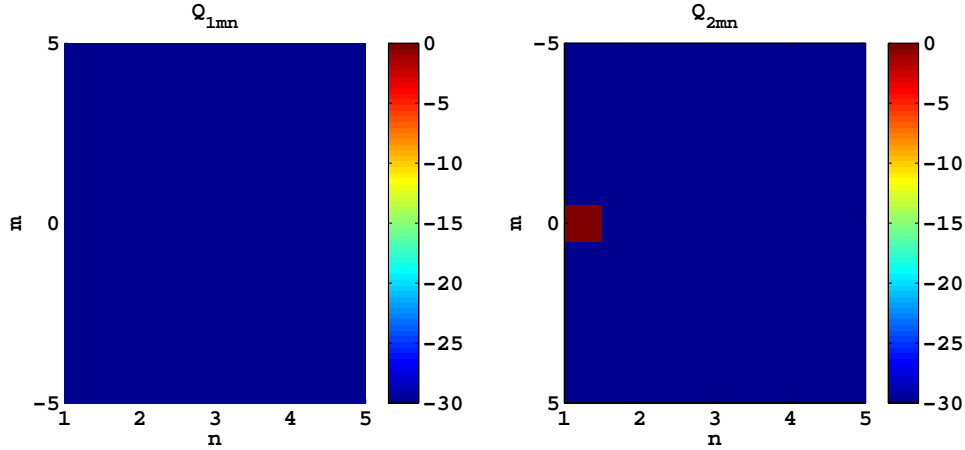
$$Q_{201} = -\frac{1}{\sqrt{6\pi}} \frac{k}{\sqrt{\eta}} I_0 l. \quad (3.14)$$

Nous calculons les coefficients d'expansion du dipôle dans cette base de vecteurs sphériques et nous vérifions sur la figure 3.2, que tous ces coefficients sont nuls, sauf le coefficient  $Q_{201}$ . Ce dernier vérifie la valeur théorique donnée par la relation (3.14) qui est de  $-0.56$ .

Finalement, nous pouvons calculer le champ rayonné par le dipôle à partir du coefficient  $Q_{201}$  à différentes distances. En effet, en réinjectant  $Q_{201}$  dans l'équation (3.13) et en choisissant une nouvelle distance  $r$  afin de reconstruire la fonction  $\vec{F}_{201}(r, \theta, \phi)$ , nous obtenons ainsi le champ  $\vec{E}(r, \theta, \phi)$  à la distance choisie.

Nous reconstruisons le champ à partir du coefficient  $Q_{201}$  et dans un premier temps nous fixons  $r = \frac{\lambda}{10}$ . Nous calculons ensuite à l'aide de l'équation (3.12) le champ rayonné par le dipôle à cette distance pour la comparaison.



FIGURE 3.2 – Coefficients d'expansion du dipôle pour  $N = 5$ 

Dans un deuxième temps, nous calculons le champ en utilisant  $Q_{201}$  et en fixant la distance d'observation à  $r = 1m$  pour se mettre en conditions de champ lointain. Nous le comparons ensuite au champ lointain, à la même distance, donné par l'expression suivante (rappelons que la composante  $E_\phi$  est toujours nulle en champ lointain) [14] :

$$E_\theta = j\eta \frac{kI_0 l e^{-jkr}}{4\pi r} \sin(\theta). \quad (3.15)$$

Sur la figure 3.3, nous comparons le champ proche/lointain données par les expressions (3.12) et (3.15) et les champ calculés à différentes distances à partir du coefficient  $Q_{201}$ , issus de la décomposition en vecteurs sphériques, dans le plan  $\phi = 0^\circ$  et  $-180^\circ < \theta < 180^\circ$ . Les résultats présentés dans cette figure confirment le bon fonctionnement de la méthode ainsi que la possibilité d'obtenir le champ rayonné de ce dipôle à différentes distances à partir d'un seul coefficient.

### 3.2.3 Puissance rayonnée et directivité

Contrairement au développement en modes sphériques, l'intérêt de la modélisation en vecteurs sphériques, en plus d'une meilleure précision des diagrammes, est que la connaissance des coefficients d'expansion  $Q_{smn}$  permet de calculer plusieurs paramètres de l'antenne dont par exemple la puissance rayonnée, la directivité, et le gain.

La puissance rayonnée de l'antenne  $P_{ray}$  s'écrit en fonction des  $Q_{smn}$  comme [61] :

$$P_{ray} = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^N \sum_{m=-n}^n \sum_{s=1}^2 |Q_{smn}|^2. \quad (3.16)$$

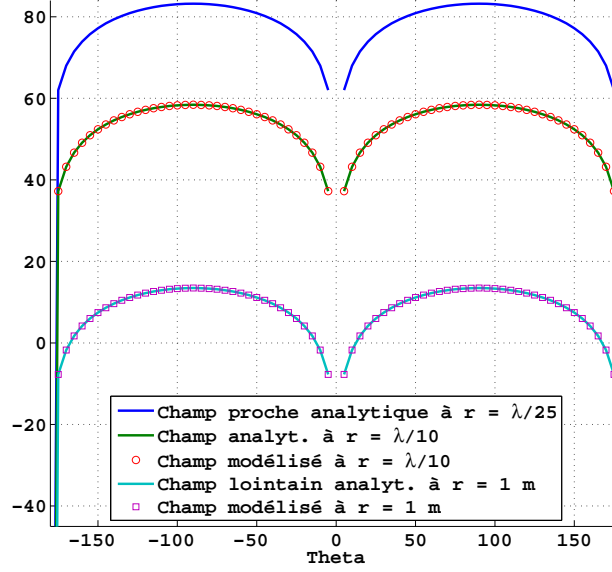


FIGURE 3.3 – Comparaison de la composante  $E_\theta$  (eq (3.12) et eq (3.15)) du champ électrique avec celle obtenue à partir du coefficient  $Q_{201}$  (eq (3.13))

Nous verrons plus tard qu'il peut être de grande utilité de calculer la puissance contenue dans chaque mode  $n$  [62] :

$$P^n = \frac{1}{2} \sum_{m=-n}^n \sum_{s=1}^2 |Q_{smn}|^2. \quad (3.17)$$

Une puissance  $P^m$ , similaire à celle en  $n$ , peut être définie pour  $m$ .

La définition classique de la directivité donnée par Balanis s'écrit [14] :

$$D(\theta, \phi) = \frac{\frac{1}{2}r^2 \operatorname{Re} \left\{ \vec{E}(\theta, \phi) \times \vec{H}^*(\theta, \phi) \right\} \cdot \hat{r}}{P_{\text{ray}}/4\pi}. \quad (3.18)$$

La directivité peut être réécrite en fonction des coefficients d'expansions  $Q_{smn}$  et les vecteurs de bases  $\vec{K}_{smn}$ . En partant des définitions du champ  $\vec{E}$  et de la puissance rayonnée  $P_{\text{ray}}$  (eq. (3.11) et (3.16) ), la directivité s'écrit ainsi :

$$D(\theta, \phi) = \frac{\left| \sum_{smn} Q_{smn} \vec{K}_{smn}(\theta, \phi) \right|^2}{\sum_{smn} |Q_{smn}|^2}. \quad (3.19)$$

### 3.2.4 Indexation unique

Afin de faciliter la notation, la triple sommation  $(n, m, s)$  sera simplifiée par une seule somme sur  $j$  définie par  $j = 2\{n(n+1) + m - 1\} + s$ . Nous présentons sur le

tableau 3.1 les 30 premières valeurs de  $j$  en fonction de  $n$ ,  $m$  et  $s$ . Le champ  $\vec{E}$  de l'équation (3.1) peut alors s'écrire sous la forme [61] :

$$\vec{E}(r, \theta, \phi) \approx \frac{k}{\sqrt{\eta}} \sum_{j=1}^J Q_j \vec{F}_j(r, \theta, \phi), \quad (3.20)$$

avec,

$$J = 2N(N + 2). \quad (3.21)$$

$n$	$m$	$s$	$j$
1	-1	1	1
1	-1	2	2
1	0	1	3
1	0	2	4
1	1	1	5
1	1	2	6
2	-2	1	7
2	-2	2	8
2	-1	1	9
2	-1	2	10

$n$	$m$	$s$	$j$
2	0	1	11
2	0	2	12
2	1	1	13
2	1	2	14
2	2	1	15
2	2	2	16
3	-3	1	17
3	-3	2	18
3	-2	1	19
3	-2	2	20

$n$	$m$	$s$	$j$
3	-1	1	21
3	-1	2	22
3	0	1	23
3	0	2	24
3	1	1	25
3	1	2	26
3	2	1	27
3	2	2	28
3	3	1	29
3	3	2	30

TABLE 3.1 – les 30 premières valeurs de  $j$  en fonction du triplet  $(n, m, s)$

Il est possible de retrouver les différentes valeurs de  $(n, m, s)$  pour un  $j$  donné en suivant les étapes énumérées sur la figure 3.4.

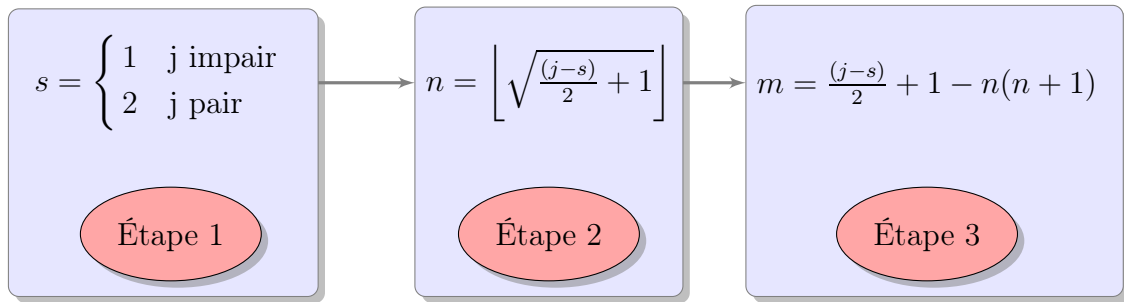


FIGURE 3.4 – Étapes de détermination des valeurs de  $(n, m, s)$  à partir de  $j$

### 3.2.5 Conclusion

Un résumé de la décomposition en vecteurs sphériques a été présenté dans cette section. Cette méthode permet une meilleure précision que la décomposition en

modes sphériques grâce à la complexité de ses fonctions de bases qui contiennent plus d'informations. D'autre part, les coefficients  $Q_j$  obtenus après la décomposition en vecteurs sphériques, sont liés aux paramètres classiques des antennes (directivité, puissance rayonnée, gain), et permettent ainsi de les calculer directement. Cependant, dans le cas d'une antenne ULB les coefficients d'expansion seront calculés à partir d'un champ électromagnétique rayonné à différentes fréquences dans la bande passante de l'antenne. De ce fait, ils seront donc dépendants de la fréquence. Cette dépendance en fréquence des coefficients  $Q_j(f)$ , peut être traitée à l'aide des méthodes de développement en singularité (Matrix Pencil). La méthode de Matrix Pencil, présentée dans le chapitre 1.4, s'applique sur des réponses impulsionnelles (domaine temporel) et non sur des fonctions de transfert (domaine fréquentiel). Nous préférons dans cette partie travailler avec une méthode fréquentielle afin d'éviter des calculs de transformée de Fourier sur les coefficients modaux dont la variation est difficilement prévisible (éventuelles discontinuités). Dans la section qui suit, nous présentons les principes de la méthode de Cauchy qui permet le développement en singularités d'une fonction dans le domaine fréquentiel.

### 3.3 Méthode de Cauchy

La méthode de Cauchy est basée sur l'approximation de la fonction de transfert par le quotient de deux polynômes. Cette méthode est utilisée dans plusieurs domaines tel que l'interpolation/extrapolation de la section équivalente radar (SER) [79], ou l'identification de la nature des cibles radars [80, 81]. Théoriquement, la fonction de transfert d'un système  $H(f)$  est caractérisée par [49, 82] :

$$H(f) = \frac{A(f)}{B(f)} = \frac{\sum_{k=0}^P a_k f^k}{\sum_{k=0}^Q b_k f^k}, \quad (3.22)$$

avec  $a_k$  et  $b_k$  sont respectivement les coefficients des polynômes  $A$  et  $B$ . Le principe de la méthode de Cauchy est de trouver l'ordre du numérateur  $P$ , et du dénominateur  $Q$ , ainsi que les coefficients  $a_k$  et  $b_k$  à partir de la connaissance (mesure ou simulation) de la fonction de transfert  $H(f)$  [83].

L'équation (3.22) peut se réécrire :

$$\sum_{k=0}^P a_k f_i^k - \sum_{k=0}^Q b_k f_i^k H(f_i) = 0. \quad (3.23)$$

Pour simplifier, on peut réécrire l'équation ci-dessus sous une forme matricielle

$$[C] \begin{bmatrix} a \\ b \end{bmatrix} = [A \mid B] \begin{bmatrix} a \\ b \end{bmatrix} = 0, \quad (3.24)$$

où  $a = [a_0, a_1, \dots, a_P]$  et  $b = [b_0, b_1, \dots, b_Q]$  sont respectivement les coefficients inconnus du numérateur et du dénominateur.  $[C] = [A|B]$  est une matrice rectangulaire de taille  $N \times (P + Q + 2)$ . Les deux sous-matrices  $[A]$  et  $[B]$  sont constituées de la manière suivante [82, 84] :

$$[A] = \begin{bmatrix} 1 & f_1 & \dots & f_1^P \\ 1 & f_2 & \dots & f_2^P \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 1 & f_N & \dots & f_N^P \end{bmatrix}, \quad (3.25)$$

$$[B] = \begin{bmatrix} -H(f_1) & -H(f_1)f_1 & \dots & -H(f_1)f_1^Q \\ -H(f_2) & -H(f_2)f_2 & \dots & -H(f_2)f_2^Q \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ -H(f_N) & -H(f_N)f_N & \dots & -H(f_N)f_N^Q \end{bmatrix}. \quad (3.26)$$

Tout d'abord, une estimation initiale des paramètres  $P$  et  $Q$  doit être faite, puis une décomposition en valeurs singulières (SVD) de la matrice  $[C]$  nous permettra de mieux estimer ces paramètres ( $P$  et  $Q$ ) [82, 85]. La décomposition en valeurs singulières de la matrice  $[C]$  se traduit par l'équation :

$$[C] = [U_1][\Sigma_1][V_1]^H. \quad (3.27)$$

Le rang  $R$  de cette matrice est égal au nombre de valeurs singulières dominantes satisfaisant à l'équation :

$$\frac{\sigma_R}{\sigma_{max}} \geq 10^{-w}. \quad (3.28)$$

La matrice  $[C]$  peut être régénérée de manière appropriée une fois  $R$  défini et  $P$  et  $Q$  fixés par la relation [84] :

$$R + 1 = P + Q + 2. \quad (3.29)$$

Selon [85], la méthode des moindres carrés (*Total Least Square* "TLS") est la méthode optimale pour résoudre ce type de problème. La sous-matrice  $[A]$  dépend uniquement de la fréquence et ne contient pas de bruit. D'un autre côté,  $[B]$  est constituée des paramètres mesurés (ou simulés) et donc affectée par le bruit et les erreurs de calcul. L'algorithme des moindres carrés (TLS), permet la gestion de

non-uniformité entre les deux sous-matrices ( $[A]$  et  $[B]$ ). En appliquant une décomposition QR, la matrice  $[C]$  s'écrit ainsi [85] :

$$\begin{bmatrix} R_{11} & R_{12} \\ 0 & R_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a \\ b \end{bmatrix} = 0. \quad (3.30)$$

Cette dernière décomposition, nous donne le système ci-dessous à résoudre :

$$R_{11}a = -R_{12}b, \quad (3.31a)$$

$$R_{22}b = 0. \quad (3.31b)$$

Une autre décomposition SVD de  $R_{22}$ , nous permet d'écrire l'équation 3.31b comme :

$$[U_2][\Sigma_2][V_2]^H b = 0. \quad (3.32)$$

Il a été montré par la théorie TLS, que le vecteur  $b$  est proportionnel à la dernière colonne de  $V_2$  :

$$b = [V_2]_{Q+1}. \quad (3.33)$$

Ainsi les pôles sont déterminés en calculant les zéros du dénominateur de l'équation (3.22). Le polynôme  $a$  est ensuite calculé à partir de l'équation (3.31a).

Une fois les vecteurs  $a$  et  $b$  calculés,  $H(f)$  peut se réécrire comme ci-dessous [82]

$$H(f) = \frac{\sum_{k=0}^P a_k f^k}{\sum_{k=0}^Q b_k f^k} = \sum_{k=1}^Q \frac{R_k}{f - (\frac{\alpha_k}{j2\pi} + f_k)}, \quad (3.34)$$

avec  $R_k$  le résidu,  $\alpha_k$  le facteur d'amortissement et  $f_k$  la fréquence naturelle du  $k$ -ième pôle.

Les résidus  $R_k$  sont calculés en se basant sur l'équation suivante [86] :

$$R_k = \frac{\sum_{n=0}^P a_n f_k^n}{\prod_{n=1, n \neq k}^Q (f_k - f_n)}. \quad (3.35)$$

## 3.4 Combinaison des deux méthodes

### 3.4.1 Organigramme de mise en oeuvre

L'association de ces deux méthodes se fera en appliquant tout d'abord une décomposition en vecteurs sphériques du champ électrique rayonné par l'antenne dans tout l'espace, et ce à chaque fréquence. Cette étape sera suivie d'un calcul de pôles

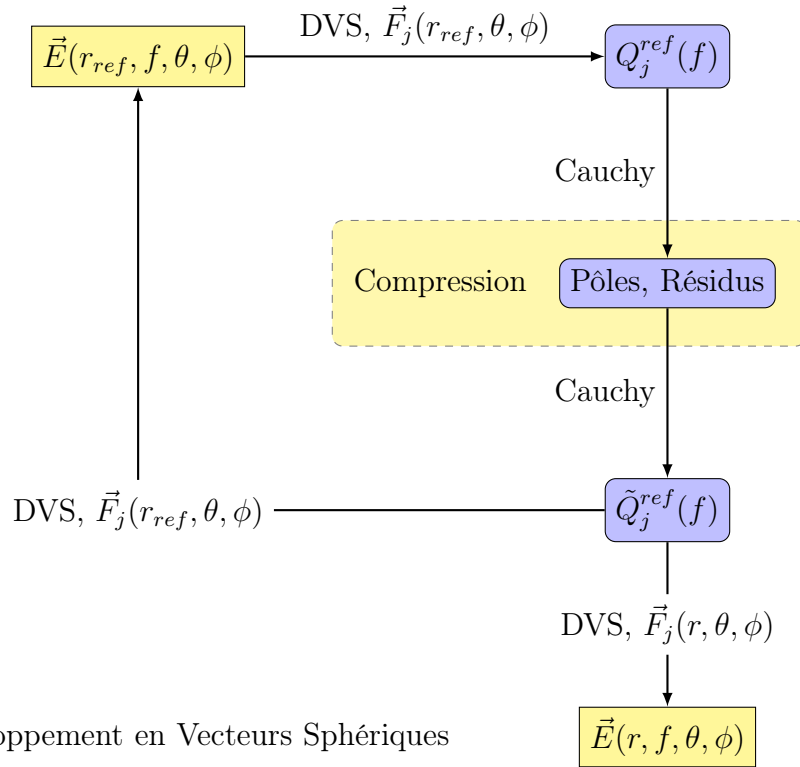


FIGURE 3.5 – Étapes de modélisation du champ rayonné en utilisant la méthode de développement en vecteurs sphériques combinée avec la méthode de Cauchy

et de résidus des coefficient modaux avec la méthode de Cauchy. Le point de départ sera une acquisition (simulation/mesure) sur une sphère de rayon  $r_{ref}$  du champ de l'antenne ETSA utilisée dans le chapitre précédent. Nous appliquons donc une expansion en vecteurs sphériques (cf. equation (3.20)) sur ce champ afin de calculer les coefficients  $Q_j^{ref}(f)$  :

$$\vec{E}(f, r_{ref}, \theta, \phi) \approx \frac{k}{\sqrt{\eta}} \sum_{j=1}^J Q_j^{ref}(f) \vec{F}_j(r_{ref}, \theta, \phi). \quad (3.36)$$

Dans un deuxième temps, les coefficients d'expansions  $Q_j^{ref}(f)$  sont décomposés en pôles et résidus en utilisant la méthode de Cauchy :

$$Q_j^{ref}(f) \approx \sum_{p=1}^P \frac{R_{pj}}{f - (\frac{\alpha_{pj}}{j2\pi} + f_{pj})}. \quad (3.37)$$

Après le calcul des pôles et des résidus des coefficients dits “de référence”, le champ peut être calculé par la suite à n'importe quelle distance  $r$  (eq (3.38)) à

condition qu'elle soit supérieure au rayon de la sphère d'encombrement :  $r > r_{mse}$ .

$$\vec{E}(f, r, \theta, \phi) \approx \frac{k}{\sqrt{\eta}} \sum_{j=1}^J \left[ \sum_{p=1}^P \frac{R_{pj}}{f - (\frac{\alpha_{pj}}{j^2\pi} + f_{pj})} \right] \vec{F}_j(r, \theta, \phi). \quad (3.38)$$

### 3.4.2 Validation de l'approche

Les coefficients obtenus après la décomposition en vecteurs sphériques ne dépendent théoriquement que de la fréquence (cf. eq (3.36)), et n'ont pas de dépendance radiale. Ceci constitue un point clé dans notre approche afin de pouvoir exploiter le modèle de compression issu de ces traitements.

Pour vérifier l'indépendance radiale des coefficients d'expansion  $Q_j(f)$ , ils sont calculés et comparés à trois distances différentes à partir des champs simulés sur 3 sphères de rayon différent. Ces distances sont choisies pour couvrir les différentes zones de radiation autour de l'antenne allant de la zone de Fresnel jusqu'à la zone de champ lointain. Afin d'obtenir ces données, nous utiliserons le système de sondes du champ EM proposé par le logiciel CST. La partie suivante présente la méthode utilisée.

#### 3.4.2.1 Génération de données simulées en champ proche

L'acquisition du champ proche se fait en plaçant des sondes, à l'aide de la macro VBA présentée sur l'annexe A, sur toute la sphère. Le rayon de la sphère, ainsi que les pas angulaires  $\Delta\theta$  et  $\Delta\phi$  qui définissent la position des sondes sur la surface de la sphère peuvent être modifiées en fonction de la résolution et de la distance souhaitées en changeant respectivement les valeurs de *ProbeRad* et de *StepAngle* sur la macro. Nous pouvons aussi définir l'orientation des sondes ( $x$ ,  $y$  ou  $z$ ), afin d'obtenir la composante du champ choisie.

La figure 3.6, montre l'emplacement des sondes sur la sphère pour mesurer les composantes  $E_x$ ,  $E_y$  et  $E_z$  du champ rayonné par l'antenne ETSA (présentée dans la partie 2.3). Les sondes sont placées sur une sphère de rayon  $r$  en utilisant un pas angulaire de  $5^\circ$ , qui vérifie le critère d'échantillonnage calculé par l'équation(1.71), pour les angles  $\theta$  et  $\phi$ .

Les composantes du champ électromagnétique recueillies par les sondes, seront organisées ensuite dans des matrices 3D (en fonction de la fréquence et des angles d'observations), et converties en coordonnées sphériques en post-traitement sur *Matlab* comme suit :



$$\begin{cases} E_\theta = \cos(\theta)\cos(\phi)E_x + \cos(\theta)\sin(\phi)E_y - \sin(\theta)E_z \\ E_\phi = -\sin(\phi)E_x + \cos(\phi)E_y \end{cases} \quad (3.39)$$

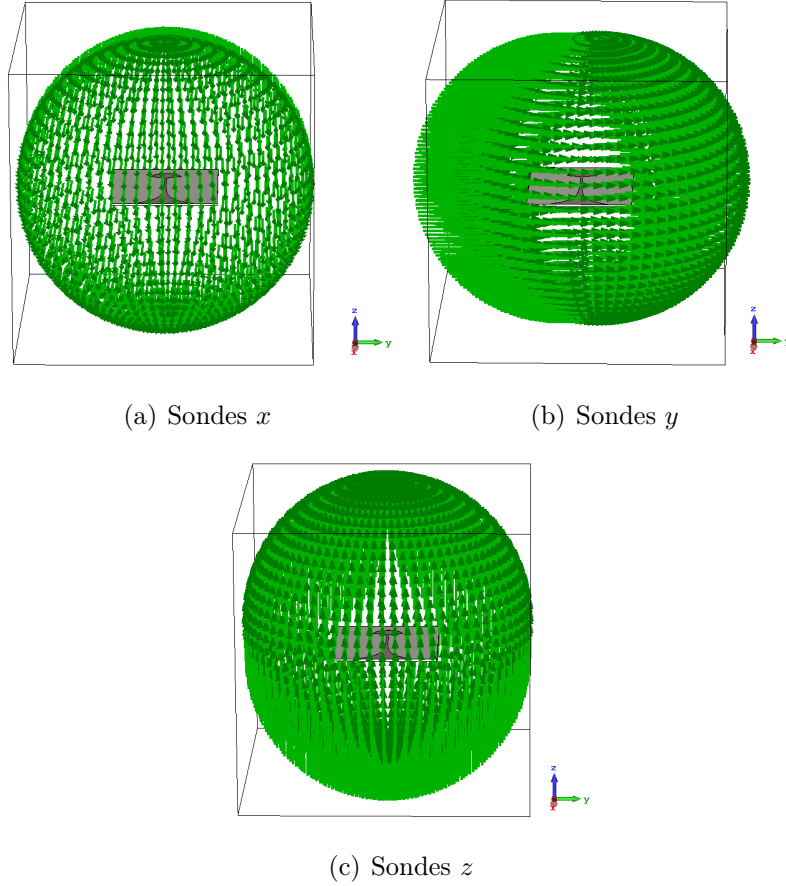


FIGURE 3.6 – Sondes placées sous CST sur une sphère autour de l'antenne

### 3.4.2.2 Calcul des coefficients modaux à différentes distances

Les limites du champ proche  $r_{CL}$  et du champ lointain  $r_{CP}$  sont définies en fonction du diamètre  $D$  de la plus petite sphère entourant l'antenne [14, 87].  $D$  étant la dimension la plus large de l'antenne, ces limites sont données par les relations suivantes :

$$r_{CP} = 0.62\sqrt{\frac{D^3}{\lambda}}, \quad (3.40)$$

$$r_{CL} = \frac{2D^2}{\lambda}. \quad (3.41)$$

Sachant que la plus grande dimension de l'antenne considérée ici est  $D_{ant} = 11$

cm et que dans le cas des antennes ULB les limites champ proche champ lointain dépendent de la fréquence, les distances sont choisies de façon à assurer une distance  $r_1$  où la condition champ proche est vérifiée à la plupart des fréquences,  $r_2$  avec une partie de la bande de fréquence dans la région du champ proche et le reste en champ lointain, et enfin  $r_3$  qui assure la condition champ lointain à toutes les fréquences. La figure 3.7 illustre le choix de ces distances en fonction des zones de rayonnements autour de l'antenne.

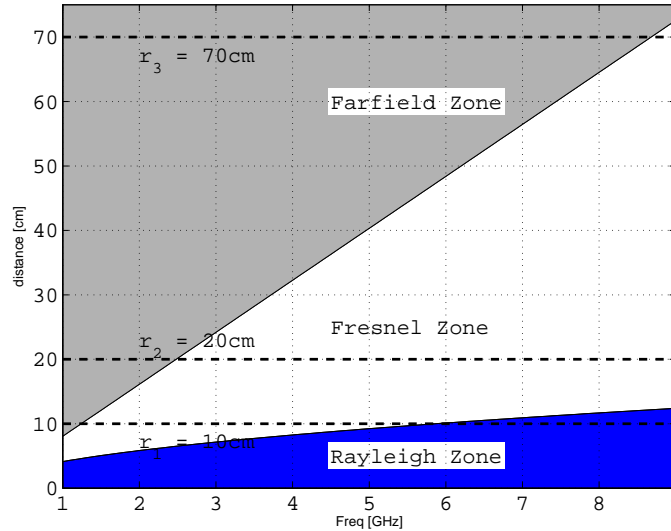


FIGURE 3.7 – Zones de rayonnements autour de l'antenne ETSA

Nous utilisons ensuite les champs simulés sur ces 3 sphères de rayons différents afin de calculer les coefficients modaux  $Q_j^{r_1, r_2, r_3}$ . La figure 3.8 présente le module des coefficients obtenus  $Q_j^{r_1, r_2, r_3}$  à la fréquence de 5 GHz en fonction de  $n$  et de  $m$ . Nous constatons sur cette figure que la distribution des coefficients à cette fréquence est identique quel que soit le rayon de la sphère sur lequel le champ connu. Dans le but de s'assurer davantage de l'indépendance radiale de ces coefficients, nous procédons à une comparaison cette fois-ci à différentes fréquences de travail. La figure 3.9 présente le module des coefficients  $|Q_j^{r_1, r_2, r_3}|$  aux fréquences 3, 5 et 7 GHz. Sur cette figure nous représentons les différents  $Q_j$  sur un histogramme en 3 dimensions où chaque rangée désigne les coefficients à une distance (par exemple la première rangée en bleue illustre les coefficients calculés à la distance  $r = 10$  cm). On remarque sur cette figure que les coefficients à ces fréquences sont égaux en fonction de l'indice  $j$  quelque soit la distance  $r$ . Nous observons que certains coefficients sont plus significatifs que d'autres, c'est pour cette raison que nous sélectionnons certains de ces coefficients afin de les comparer en fonction de la fréquence. Pour ce faire, on choisit les coefficients dont l'indice  $j = \{3, 8, 16\}$  comme échantillons pour la comparaison, afin de valider qu'ils ont un comportement stable quelle que soit la

distance.

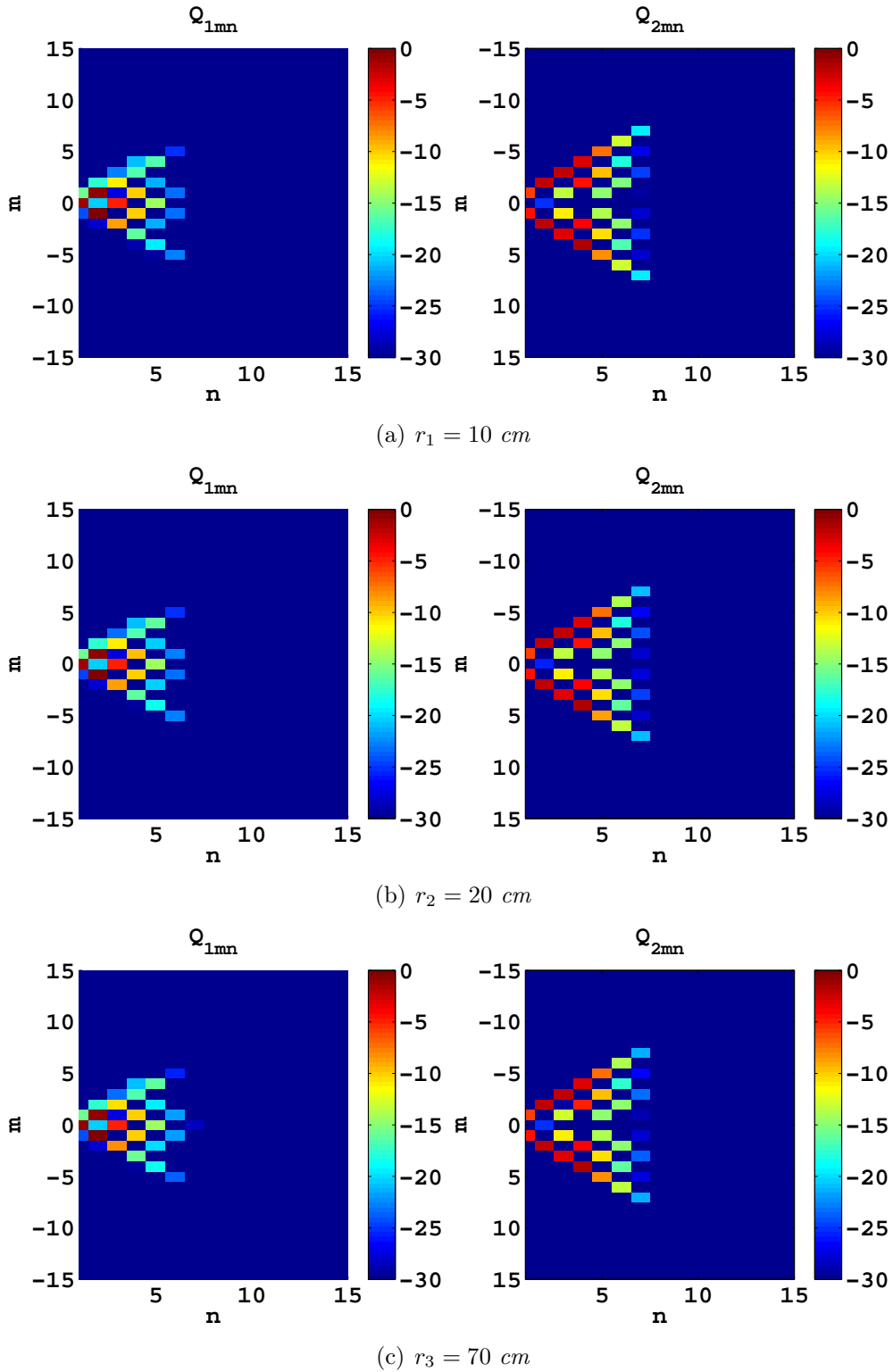
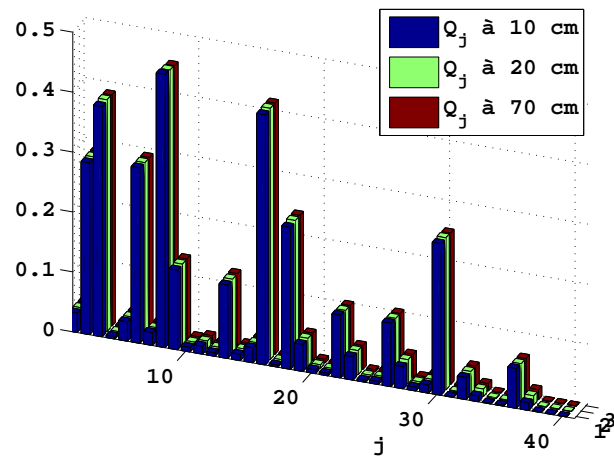
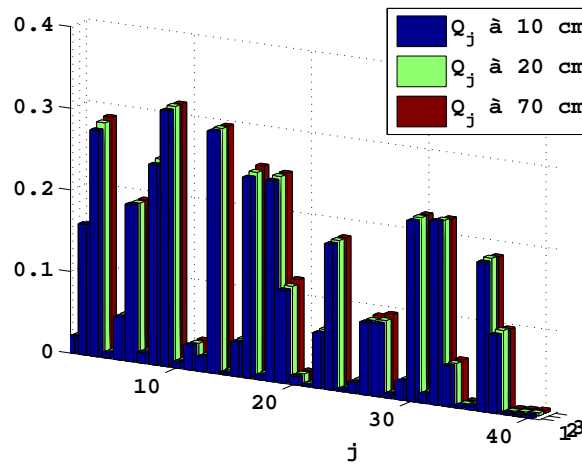


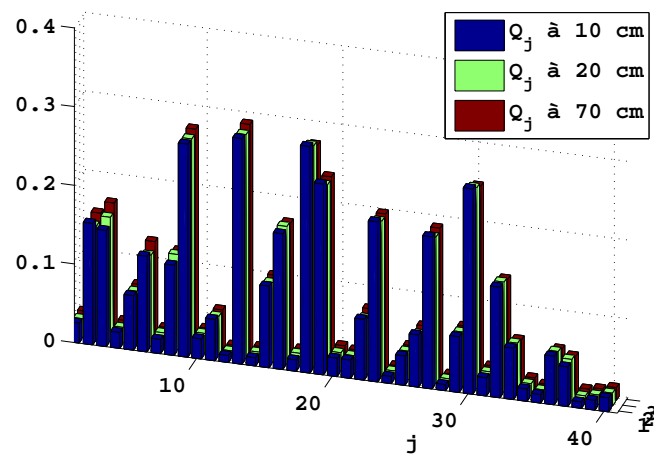
FIGURE 3.8 – Coefficients  $Q_{1nm}$  et  $Q_{2nm}$  à la fréquence  $5 \text{ GHz}$  en fonction de  $n$  et de  $m$  calculés aux distances  $r_1$ ,  $r_2$  et  $r_3$



(a) 3 GHz



(b) 5 GHz



(c) 7 GHz

FIGURE 3.9 – Histogramme en 3D des coefficients  $Q_j$  aux distances  $r_1 = 10 \text{ cm}$ ,  $r_2 = 20 \text{ cm}$  et  $r_3 = 70 \text{ cm}$  à différentes fréquences

Sur la figure 3.10, nous représentons le module en  $dB$  et la phase des trois coefficients  $Q_{3,8,16}(f)$  calculés à des distances  $r_1 = 10\text{ cm}$ ,  $r_2 = 20\text{ cm}$  et  $r_3 = 70\text{ cm}$  de la sphère d'encombrement. Les résultats de ces comparaisons confirment que quelle que soit la distance choisie (champ proche ou lointain), les coefficients  $Q_{3,8,16}(f)$  ne varient pas. En se basant sur cette comparaison et les précédentes, nous pouvons généraliser sur tous les coefficients et en conclure qu'ils sont constants dans la bande passante de l'antenne et sont indépendants de la distance.

Ce résultat confirme aussi qu'en appliquant directement la décomposition en modes sphériques sur le champ, et non sur les résidus comme déjà discuté dans la section 2.5, nous pourrions tirer profit des fonctions de Hankel afin de compenser l'effet du canal et reconstruire le champ à une distance différente à partir des coefficients obtenus.

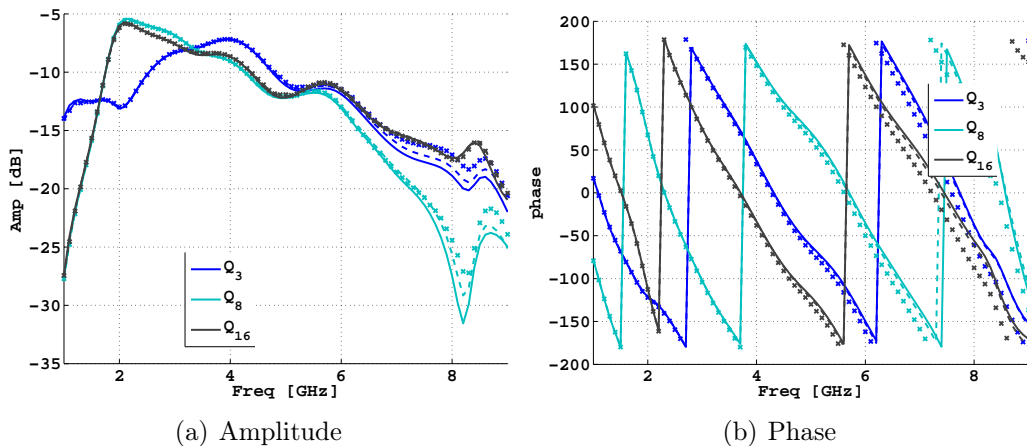
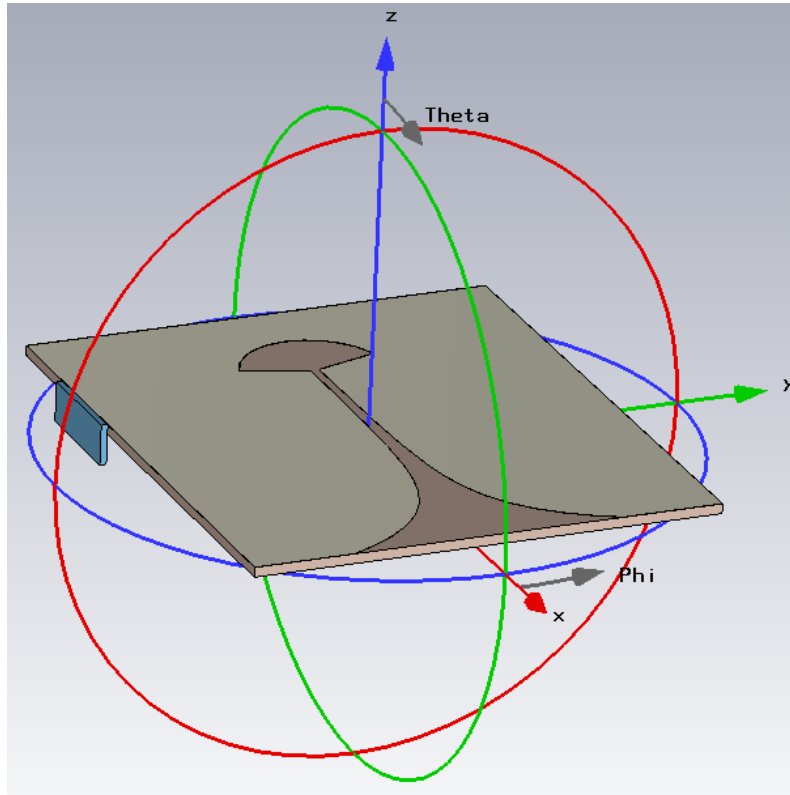


FIGURE 3.10 – Comparaison des coefficients  $Q_3$ ,  $Q_8$  and  $Q_{16}$  calculés à partir des données simulées à des distances  $r_1 = 10\text{ cm}$  (Trait plein),  $r_2 = 20\text{ cm}$  (Trait pointillé) et  $r_3 = 70\text{ cm}$  (Marqueur x)

La prochaine section traite l'application de cette approche sur les données simulées et mesurées d'une antenne ULB. Des reconstructions du champ seront effectuées à partir des pôles et résidus à différentes distances, et ensuite comparées à des simulations ou mesures pour validation.

FIGURE 3.11 – Antenne ETSA dans le plan xoy et orientée suivant  $ox$ 

## 3.5 Application pour la modélisation du rayonnement d'une antenne ULB

### 3.5.1 Application sur des données simulées

#### 3.5.1.1 Présentation de l'antenne

L'antenne étudiée est la même que celle de la section 2.3. Elle est contenue dans une sphère minimum (centrée à l'origine) d'un rayon  $r_{mse} = 5.5 \text{ cm}$ . L'acquisition du champ est effectuée à une distance de  $r_{ref} = 10 \text{ cm}$  de la plus petite sphère (soit  $15.5 \text{ cm}$  de l'origine des coordonnées). Le champ proche de l'antenne sous test est simulé à l'aide du logiciel *CST Microwave*, sur la bande 1 à 9 GHz avec un échantillonnage de 100 MHz. Le champ électrique est échantillonné, en respectant le critère d'échantillonnage de l'équation 1.71 reliant la taille de l'antenne et la fréquence maximale de travail, tous les 5 degrés en  $\phi$  et  $\theta$  pour les deux polarisations. Ainsi, le volume de données pour modéliser le diagramme de rayonnement initial est de  $2 \times 81 \times 72 \times 37$  (respectivement pour les polarisations, le nombre d'échantillons de fréquence, les nombres de points suivant  $\phi$  et  $\theta$ ).

### 3.5.1.2 Choix de l'ordre de troncature

La qualité de reconstruction du champ dépend du nombre de mode  $N$  choisi lors de la décomposition, ce choix doit donc être effectué soigneusement. La détermination du nombre de modes sera traitée dans cette section par deux approches différentes : le calcul de l'erreur de reconstruction entre le champ de départ et le champ reconstruit après l'application de la décomposition en vecteurs sphériques ou le calcul de la puissance modale  $P^n$  définie par l'équation (3.17). Ces deux méthodes sont complémentaires et permettent d'optimiser le choix du nombre de modes.

Dans le but d'avoir une bonne qualité de reconstruction, nous faisons une première estimation du paramètre  $N$  basée sur l'équation (1.70). Comme déjà discuté, à partir de la taille de l'antenne et de la fréquence maximale de travail le nombre de modes calculé est  $N = 20$ .

Ensuite, nous optimisons le choix en calculant l'erreur entre le champ initial  $E_{org}$  et sa reconstruction  $E_{rec}$ , en utilisant la fonction d'erreur introduite par l'équation (2.16) :

$$Errr(f) = \frac{\sum_{\phi} \sum_{\theta} |E_{org}(f, \theta, \phi) - E_{rec}(f, \theta, \phi)|^2}{\sum_{\phi} \sum_{\theta} |E_{org}(f, \theta, \phi)|^2}. \quad (3.42)$$

Sur la figure 3.12(a), l'erreur relative entre la composante  $E_{\phi}$  (composante principale) et sa reconstruction est évaluée pour différentes valeurs de  $N$ . Nous fixons la valeur de  $N$  à 9 car le nombre de modes n'est pas trop élevé et en même temps l'erreur est inférieure à 2% sur toute la bande de fréquence. L'erreur calculée dans ce paragraphe pour  $N = 9$  sera retenue dans le prochain paragraphe comme l'erreur de référence. Ainsi, en fixant  $N$  à 9 le nombre de paramètres obtenus est de 198 coefficients pour chaque fréquence. Cette erreur constituera dans la suite une limite inférieure en dessous de laquelle nous ne pouvons plus améliorer la qualité du champ reconstruit. De plus, elle nous permettra par la suite d'évaluer l'erreur qui découle de l'application de la méthode de Cauchy.

Un autre moyen pour s'assurer du bon choix du paramètre  $N$ , est d'évaluer la courbe de la puissance modale  $P^n$  contenue dans les modes. Cette puissance exprime la puissance contenue dans chaque mode d'ordre  $n$  (avec  $n = 1, 2, 3, \dots, N$ ). Dans un premier temps nous partons de la valeur estimée de  $N$  (soit  $N = 20$ ). Les coefficients d'expansion sont calculés pour chaque fréquence, et nous évaluons ensuite la puissance modale  $P^n$  des 20 premiers modes (en se basant sur l'équation 3.17). La figure 3.12(b) présente la puissance modale normalisée par rapport à la puissance injectée ( $P_{in} = 0.5 \text{ W}$ ) à différentes fréquences sur la bande de travail. La comparaison de ces différentes courbes de puissance montre que plus la fréquence augmente

plus la puissance contenue dans les modes d'ordre élevé augmente. En considérant que la contribution des coefficients est négligeable quand la puissance modale est au-dessous de  $-30$  dB par rapport à son maximum, nous constatons que pour les fréquences 3 et 6 GHz  $P^n$  s'atténue suffisamment avant d'atteindre l'ordre  $N = 9$ . À l'inverse, à 9 GHz nous avons besoin de plus de modes afin de permettre une décroissance jusqu'à  $-30$  dB ce qui explique la légère augmentation observée sur la courbe de l'erreur en hautes fréquences (cf. figure 3.12(a)). Malgré cette troncature à  $N = 9$ , la qualité de reconstruction est bonne car cela n'engendre pas une erreur élevée (erreur de 1%).

Finalement, ces deux méthodes sont équivalentes et l'utilisation de l'une ou de l'autre conduit à une bonne sélection du seuil de troncature.

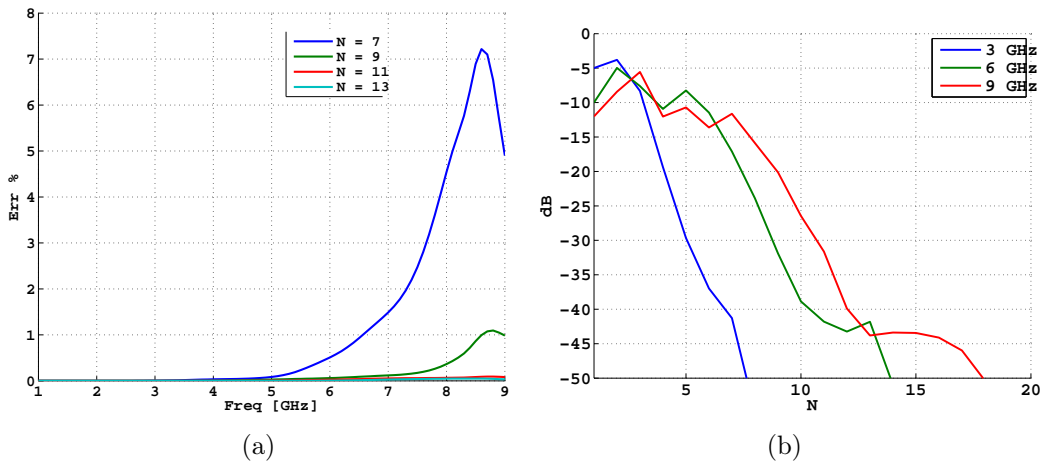
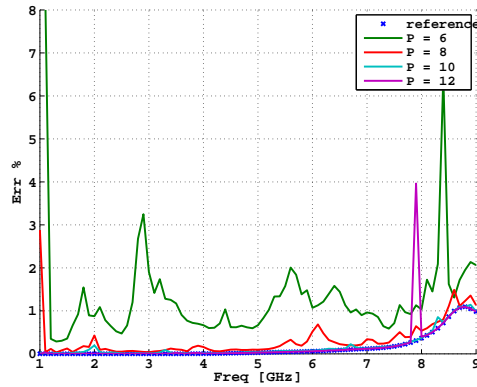
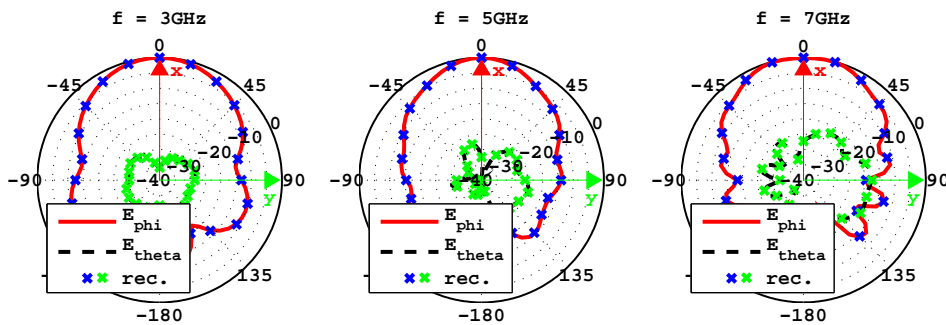


FIGURE 3.12 – (a) Erreur relative en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de  $N$  (b) Puissance modale  $P^n/P_m$  normalisée à différentes fréquences

### 3.5.1.3 Détermination des pôles et résidus

Une fois  $N$  choisi, les différents  $Q_j^{ref}(f)$  sont décomposés en pôles et résidus en exploitant l'équation (3.37). Le choix du paramètre  $P$  est effectué après une décomposition en valeurs singulières, et repose sur le rapport entre les différentes valeurs singulières à la plus grande valeur (cf. eq (3.28)). Nous estimons une première valeur de  $P = 12$ , et ensuite nous minimisons l'erreur afin d'obtenir une erreur proche de la référence fixée dans le paragraphe précédent. Sur la figure 3.13, nous illustrons l'erreur de reconstruction pour  $N = 9$  et  $P$  qui varie. En étudiant l'évolution de l'erreur nous fixons  $P = 10$ . L'erreur est alors similaire à l'erreur de référence ce qui signifie que cette deuxième étape de compression n'engendre pas d'erreur supplémentaire.



FIGURE 3.13 – Erreur relative pour  $N = 9$  et pour différentes valeurs de  $P$ FIGURE 3.14 – Comparaison du diagramme de rayonnement normalisé simulé (composante  $E_\phi$  et  $E_\theta$ ) et sa reconstruction pour  $N = 9$  et  $P = 10$  à  $r = 10 \text{ cm}$ 

### 3.5.1.4 Résultats de reconstruction

Afin d'évaluer la qualité du modèle obtenu nous procédons à la comparaison entre le diagramme initial qui présente un volume de données de  $2 \times 81 \times 72 \times 37$  (polarisations, fréquences,  $\phi$  et  $\theta$ ), et le diagramme reconstruit à partir du modèle dont le volume de données est de la taille  $198 \times 2 \times 10$  ( $2N(N + 2)$  coefficients sphériques, 10 pôles et 10 résidus). Ainsi en partant des pôles et des résidus nous reconstruisons le diagramme de rayonnement à la même distance  $r = 10 \text{ cm}$ . La figure 3.14, montre la comparaison entre le diagramme simulé et sa reconstruction dans le plan  $xy$ . Les résultats représentés sur cette figure montrent une excellente concordance entre le diagramme simulé et reconstruit. Cette comparaison montre que le modèle reproduit le diagramme simulé avec précision et ce pour les deux composantes du champ (malgré un niveau de polarisation croisé inférieur à  $-30 \text{ dB}$ ). Ainsi, le modèle représente un volume de données de  $2 \times 198 \times 10$  ce qui correspond à un taux de compression de plus de 99% par rapport au volume de données du diagramme initial de l'antenne.

### 3.5.1.5 Transformation champ proche/champ proche

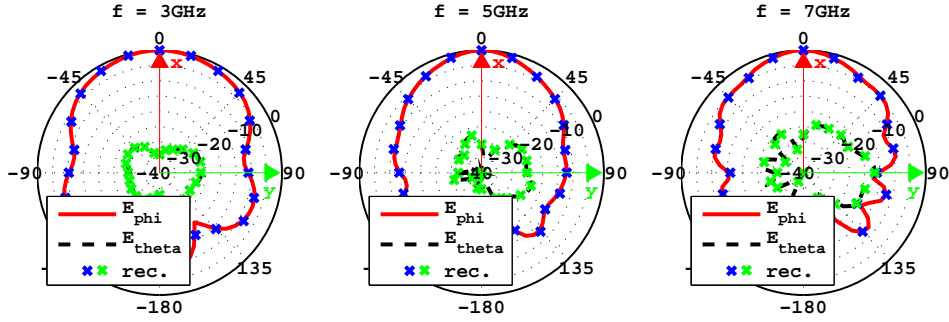


FIGURE 3.15 – Comparaison du diagramme de rayonnement normalisé simulé (composante  $E_\phi$  et  $E_\theta$ ) et sa reconstruction pour  $N = 9$  et  $P = 10$  à  $r = 20$  cm

Afin d'éviter la redondance, nous validons en premier lieu la transformation champ proche/ champ proche traitée dans cette partie sur les données simulées et ensuite la transformation champ proche/champ lointain à partir du modèle compact qui sera traitée dans le paragraphe suivant sur des données mesurées.

Le modèle obtenu peut-être employé pour effectuer une transformation champ proche/champ proche aussi. En utilisant les pôles et résidus obtenu à la distance  $r = 10$  cm, nous appliquons l'équation (3.38) pour recalculer le champ à une nouvelle distance (cela revient simplement à calculer les bases sphériques pour cette nouvelle distance). À titre d'exemple, nous calculons le champ total à la distance  $r_2 = 20$  cm.

On constate à partir de la comparaison sur la figure 3.15 que le diagramme de rayonnement de l'antenne est bien décrit à partir du modèle. On remarque aussi à partir de la comparaison du champ dans la direction maximale de rayonnement ( $\theta = 90^\circ, \phi = 0^\circ$ ) sur toutes les fréquences (fig 3.16), que l'amplitude et la phase du champ reconstruit sont en très bonne concordance avec la simulation.

### 3.5.1.6 Calcul de la puissance rayonnée et de la directivité

À partir des pôles et résidus trouvés, nous recalculons les différents  $Q_j$  pour chaque fréquence. À l'aide de l'équation (3.16), liant ces coefficients et la puissance, nous établissons une estimation de la puissance rayonnée à toutes les fréquences  $\tilde{P}_{ray}$  qui est ensuite comparée à la puissance rayonnée simulée sous *CST* en injectant une puissance de  $P_{in} = 0.5W$ . La figure 3.17, montre que la puissance calculée à partir des paramètres du modèle (pôles et résidus) est en très bonne concordance avec la simulation. Nous pouvons en conclure que les coefficients calculés contiennent l'énergie rayonnée par l'antenne et le choix du seuil de troncature est donc adéquat. Notons que nous pouvons aussi calculer l'efficacité totale de l'antenne en connaissant

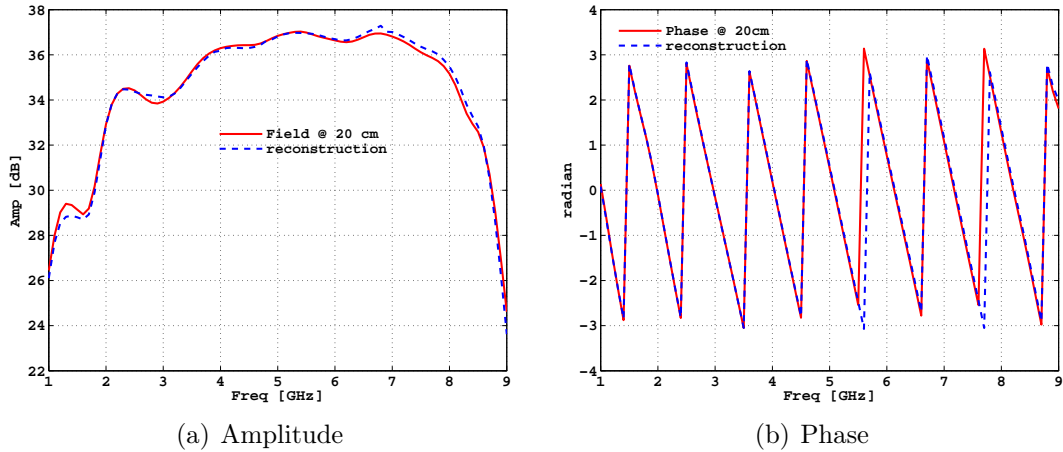


FIGURE 3.16 – Comparaison entre simulation et modélisation de la composante  $E_\phi$  à la distance  $r = 20 \text{ cm}$  dans la direction  $ox$  ( $\theta = 90^\circ$  et  $\phi = 0^\circ$ )

la puissance injectée à partir des coefficients sphériques.

En outre, la directivité de l'antenne, dans toutes les directions et à toutes les fréquences, peut être aussi reconstruite à partir des pôles et résidus. En se servant de la reconstruction effectuée des coefficients  $Q_j(f)$  et de la puissance rayonnée, nous évaluons la directivité à partir de l'équation (3.19). La comparaison entre la directivité simulée avec *CST* dans le plan  $E$  de l'antenne ( $\theta = 90^\circ$  et  $-180^\circ < \phi < 180^\circ$ ) et celle reconstruite à partir du modèle compact, présentée sur la figure 3.18, montre que la décomposition que l'on a proposé ne dégrade pas la qualité de l'information (ici la directivité).

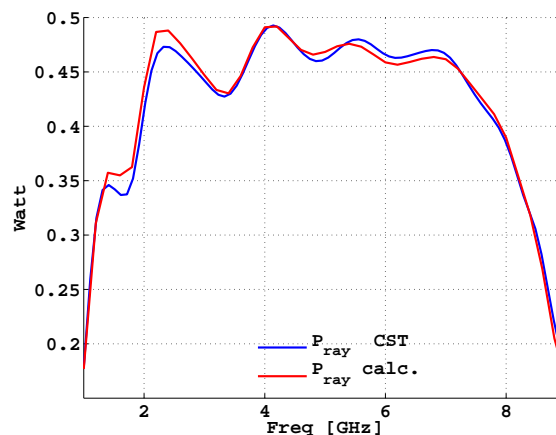


FIGURE 3.17 – comparaison entre la puissance rayonnée simulée sous *CST* et calculée à partir des paramètres du modèle

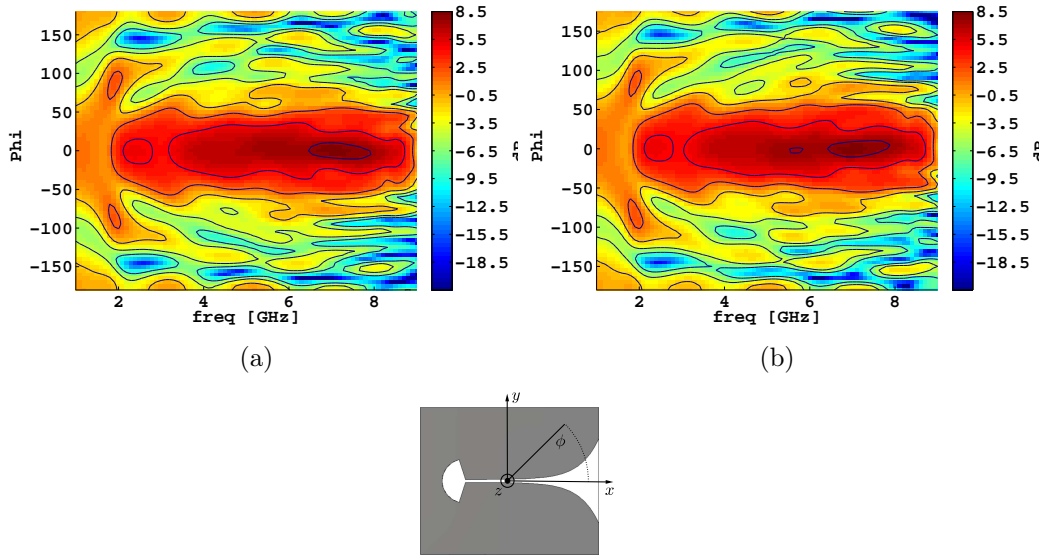


FIGURE 3.18 – comparaison de la directivité simulée et reconstruite dans le plan  $\theta = 90^\circ$  et  $-180^\circ < \phi < 180^\circ$  (plan  $xoy$ )

### 3.5.1.7 Conclusion

Dans cette partie, nous avons appliqué la méthode de compression proposée dans ce chapitre. Cela nous a permis de vérifier que ce modèle de compression s'applique à partir de données obtenues sur des sphères de rayon quelconque autour de l'antenne (mais de rayon supérieur à  $r_{mse}$ ) et permet la reconstruction du champ à une autre distance. Nous avons également vérifié la qualité du modèle établi en comparant les champs à d'autres distances. L'application de cette méthode de modélisation du rayonnement d'antenne ULB conduit à un taux de compression d'environ 99% avec une erreur de reconstruction inférieure à 3% sur toute la bande.

## 3.5.2 Application sur des données mesurées

### 3.5.2.1 Dispositif de mesure

Le banc de mesure disponible au laboratoire est un scanner sphérique élaboré par *NSI*. Ce banc de mesure permet le déplacement de plusieurs sondes, couvrant chacune une bande de fréquence, autour de l'antenne sous test (qui reste fixe) sur une sphère de mesure en faisant varier les angles  $\theta$  et  $\phi$ . La sonde possède un axe de rotation  $\chi$ , de telle sorte que la sphère de mesure est parcourue deux fois avec  $\chi = 0^\circ$  et  $\chi = 90^\circ$ . Ceci permet de mesurer les deux composantes orthogonales tangentielles du champ électrique  $E_\theta$  et  $E_\phi$  sur la surface de la sphère d'acquisition. Ce système est illustré avec ces trois axes de rotations,  $\phi$ ,  $\theta$  et  $\chi$  sur la figure 3.19 [88, 89].

Dans ce système les sondes n'ont pas toutes la même taille, deux sont de taille

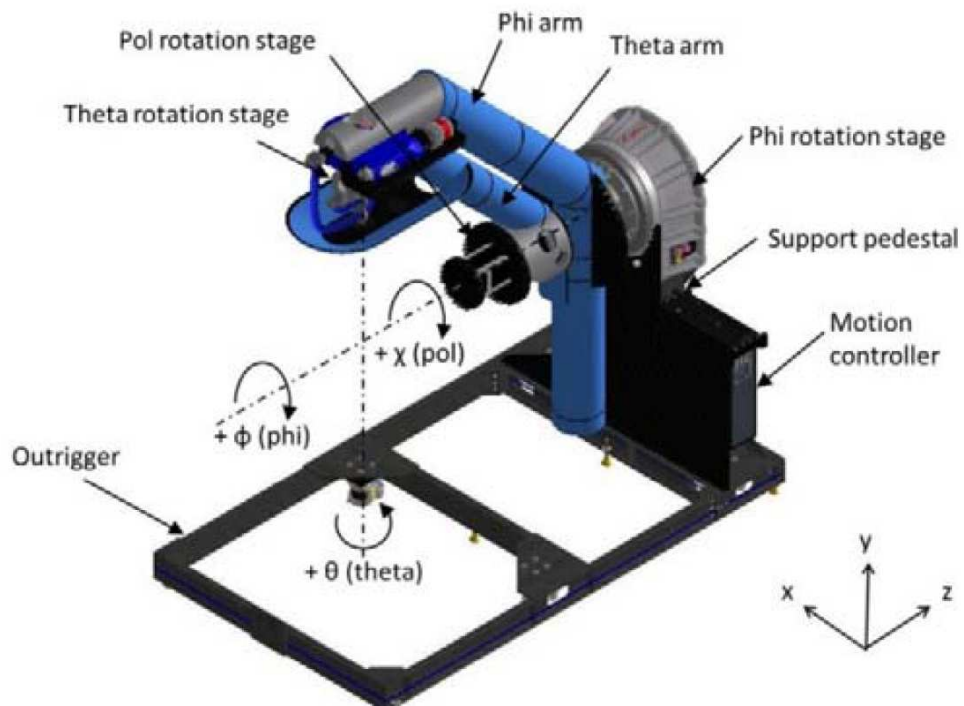


FIGURE 3.19 – Scanner NSI 700S-360

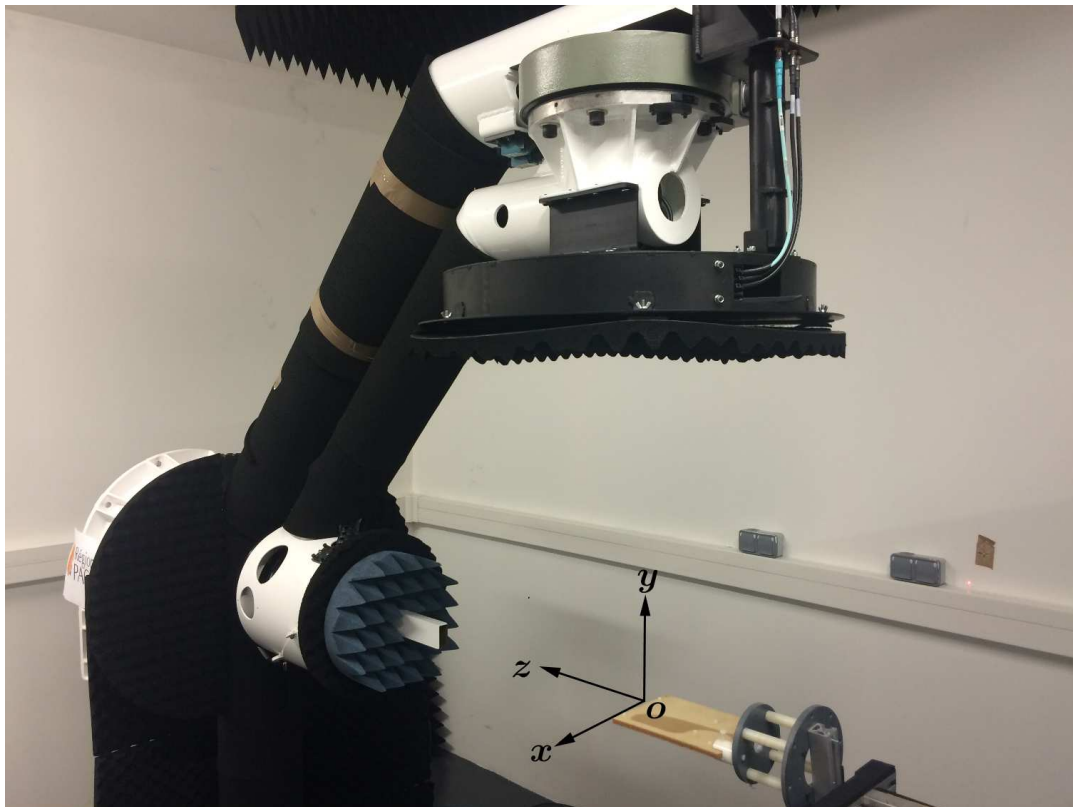


FIGURE 3.20 – Antenne ETSA montée sur le banc de mesure NSI

identique, ce qui explique que nous les avons choisies pour avoir des données sur une sphère de rayon fixe à toutes les fréquences, par commodité. Ainsi en retenant ces deux sondes, les mesures seront effectuées sur une sphère de rayon fixé à  $r_{mes} = 50$  *cm* sur la bande de fréquence allant de 4 jusqu'à 8 *GHz* avec un pas d'échantillonnage de 100 *MHz*.

Afin de satisfaire aux conditions de champ proche lors de la mesure, nous utilisons une antenne Vivaldi dont la plus grande dimension est de 25 *cm* (au lieu de 11 *cm* pour celle utilisée précédemment). La vérification de la condition de champ proche n'est pas obligatoire pour calculer les paramètres du modèle, car seules la connaissance du champ sur la sphère et de la distance de l'antenne à la sonde de mesure suffisent. L'acquisition est faite uniquement en champ proche afin de valider le champ lointain obtenu à partir du modèle de compression en le comparant avec le champ lointain simulé avec *CST*.

L'antenne est montée dans le plan  $xz$  avec la direction  $oz$  comme direction principale de rayonnement (cf. figure 3.20). En tenant compte de l'équation (1.71) liant l'échantillonnage, la taille de l'antenne et la fréquence maximale, le pas spatial est fixé à  $3^\circ$  pour une couverture de  $-141^\circ < \theta < 141^\circ$  et  $-90^\circ < \phi < 90^\circ$ . La troncature de la couverture suivant  $\theta$  est due à la présence du support de l'antenne. Ainsi, les deux composantes du champ  $E_\theta$  et  $E_\phi$  disponibles représentent un volume de données de  $2 \times 41 \times 61 \times 95$  (respectivement pour la polarisation, la fréquence et les échantillons en  $\phi$  et en  $\theta$ ).

### 3.5.2.2 Résultats de modélisation

Le champ proche collecté sur la sphère de mesure, comme décrit auparavant, est décomposé en vecteurs sphériques. Comme déjà discuté, la qualité de cette décomposition repose sur un bon choix de l'ordre  $N$  des modes. Ainsi, nous estimons dans un premier temps l'ordre à l'aide de la fréquence haute  $f_h = 8$  *GHz* de travail et du rayon de la sphère d'encombrement  $r_0 = 12,5$  *cm*. En injectant ces valeurs dans l'équation 1.70 nous avons :

$$N = \lfloor kr_0 \rfloor + 10 = 30 \quad (3.43)$$

Dans l'optique d'optimiser le nombre de modes, nous calculons d'abord les coefficients  $Q_j(f)$  à chaque fréquence pour un  $N = 30$ . Ensuite, nous évaluons l'erreur relative en utilisant l'équation (2.16) pour différentes valeurs de  $N$ . Nous remarquons sur la figure 3.21 que l'erreur est identique pour les valeurs de  $N$  comprises entre 20 et 30. À partir de l'ordre 16, nous remarquons que l'erreur en hautes fréquences augmente légèrement, et cela signifie que nous atteignons un ordre où les modes

commencent à avoir une contribution non négligeable sur le rayonnement. Finalement, nous nous limitons dans cette application, comme sur les données simulées, à un seuil d'erreur maximale de 3% qui nous conduit à fixer un nombre de modes  $N = 12$ . Par conséquent, le nombre de paramètres à ce stade est de 336 coefficients par fréquence. Cette erreur comme déjà mentionné dans la partie simulation servira de référence pour l'optimisation du nombre de pôles dans la décomposition par la méthode de Cauchy.

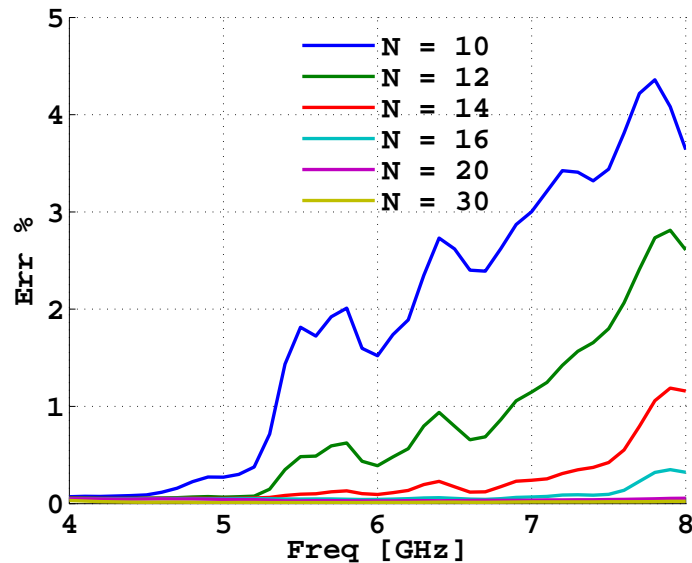


FIGURE 3.21 – Erreur relative entre le champ mesuré et sa reconstruction en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de  $N$

En second lieu, nous appliquons la méthode de Cauchy sur les coefficients obtenus afin d'extraire les pôles et résidus de chaque coefficient modal. Après détermination d'un nombre initial de pôles, nous exploitons le calcul de l'erreur pour s'assurer du bon choix comme déjà discuté. Ainsi en calculant l'erreur relative pour différentes valeurs de  $P$  (le nombre de pôles utilisés), nous retenons  $P = 13$ . Nous représentons sur la figure 3.22, la comparaison entre l'erreur obtenue après application de la décomposition en modes sphériques (ref.) et l'erreur obtenue après l'application de la méthodes de Cauchy. À partir des résultats obtenus, nous remarquons que l'utilisation d'une valeur de  $P = 9$  engendre une erreur plus importante, car le nombre de pôles est encore insuffisant pour représenter le signal. Pour un nombre de pôle  $P = 13$ , nous avons une erreur qui est identique à celle introduite par la décomposition de l'étape précédente. En revanche, l'utilisation d'un nombre de pôles  $P = 15$  entraîne une erreur plus importante que les derniers cas, ceci peut être expliqué par l'immiscion de pôles correspondant au bruit. Ainsi, le nombre de pôles optimal est fixé à  $P = 13$  afin d'établir le modèle compressé de l'antenne en mesure.

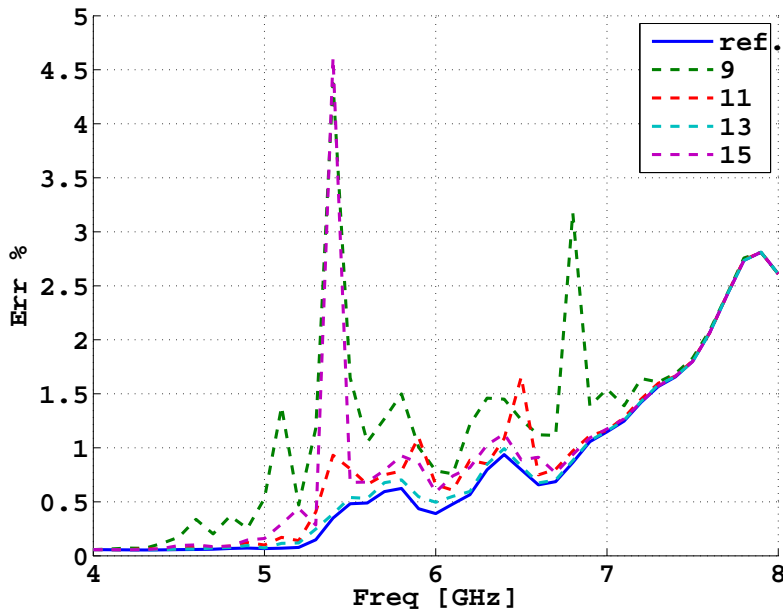


FIGURE 3.22 – Erreur relative entre le champ initial et le champ reconstruit en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de  $P$

Afin d'évaluer la qualité du champ lointain reconstruit à partir de ce modèle, nous simulons le champ lointain de l'antenne dans les mêmes conditions pour la comparaison. Une comparaison dans les deux plans principaux de l'antenne ( $E$  et  $H$ ) du champ lointain simulé et du champ calculé à partir des paramètres du modèle est représentée sur la figure 3.23 à différentes fréquences. Nous remarquons que la reconstruction est imprécise au-delà de la zone  $-141^\circ < \theta < 141^\circ$  dans les deux plans. Ceci est dû à l'absence de données mesurées sur cette zone lors de l'acquisition du champ proche. Notons que la composante croisée,  $E_\phi$  dans cette configuration, est théoriquement nulle dans le plan  $H$  de cette antenne, d'où son absence en simulation sur la figure 3.23(b).

### 3.5.2.3 Conclusion

L'application de la méthode de compression sur des données mesurées en champ proche a été présentée dans ce paragraphe. Un modèle compact de la taille de  $2 \times 336 \times 13$  qui représente 2% du volume des données initiales est établi à partir des données mesurées. Ce modèle permet une reconstruction précise du champ à différentes distances et des diagrammes de rayonnement en champ lointain également. Nous pouvons en conclure que notre modèle est robuste au bruit car appliqué ici à des données mesurées, et ce même dans le cas des signaux de faible amplitude comme la polarisation croisée de l'antenne.



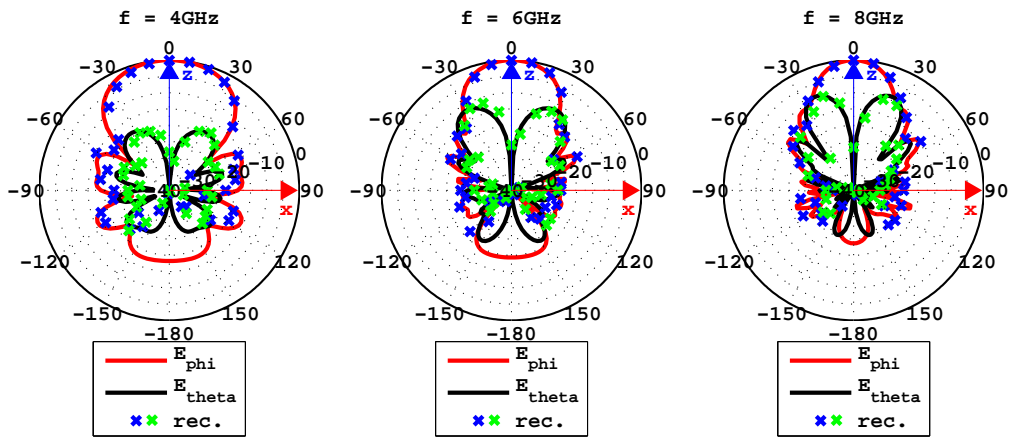
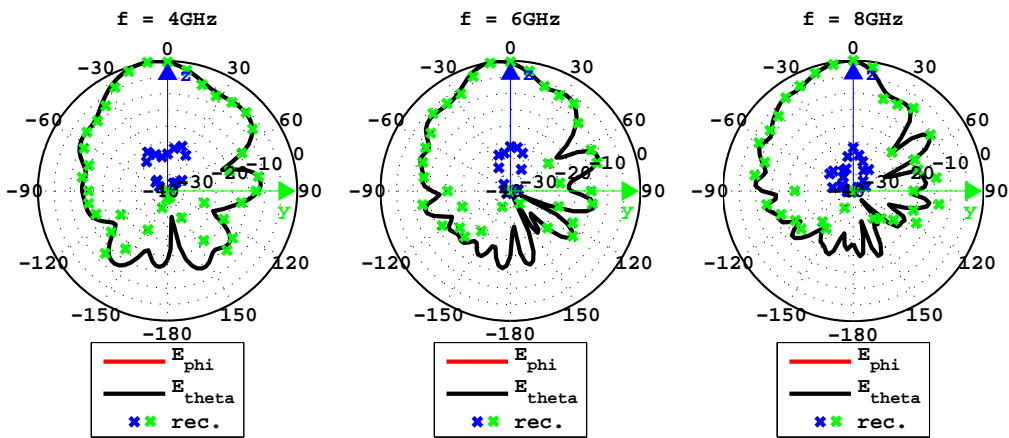
(a) Plan  $E$  ( $\phi = 0^\circ$  et  $\theta$  varie)(b) Plan  $H$  ( $\phi = 90^\circ$  et  $\theta$  varie)

FIGURE 3.23 – Comparaison des champs lointains simulés avec *CST* et du champ lointain modélisé à partir des mesures dans le plan  $xz$  (plan  $E$ ) et dans la plan  $yz$  (plan  $H$ ) pour  $N = 20$  et  $P = 13$

### 3.6 Conclusion

Ce chapitre a traité de l'adaptation et de l'application des méthodes de modélisation de diagramme d'antenne ULB à des données obtenues en champ proche. Dans la première partie de ce chapitre, la décomposition en vecteurs sphériques et la méthode de Cauchy sont brièvement rappelées. À l'inverse de la procédure présentée dans le chapitre précédent, qui permet une modélisation uniquement en champ lointain, l'imbrication de ces deux méthodes permet la connaissance du champ à différentes distances de l'antenne avec précision à partir du modèle établi. Toutefois, le changement repose sur une hypothèse cruciale, qui est l'indépendance radiale des coefficients obtenus après projection du champ sur les bases sphériques. Cette hypothèse a été validée par une étude de la variation de ces coefficients obtenus à partir de simulations du champ faites à différentes distances de l'antenne. De plus, grâce

aux nouvelles bases utilisées en adoptant la décomposition en vecteurs sphériques, les propriétés de rayonnement sont mieux conservées avec une erreur de reconstruction inférieure à 3% sur toute la bande de fréquence, tout en gardant un taux de compression de 99%.

Une application sur des données simulées a été présentée en étudiant les différents paramètres à fixer lors de cette décomposition. Ces paramètres sont fixés en se basant sur des critères comme le calcul de la puissance et de l'erreur relative. Pour valider les résultats de modélisation, nous comparons le champ reconstruit à différentes distances à partir du modèle au champ simulé avec *CST Microwave Studio*. Finalement, une application sur des données mesurées d'une deuxième antenne est illustrée. Le modèle de compression est ensuite validé en effectuant une comparaison du champ lointain obtenu à partir des mesures champ proche avec le champ lointain simulé. À travers ces applications nous avons vu que le modèle permet de calculer le champ à différentes distances avec un taux de compression allant jusqu'à 98%.

Le prochain chapitre traite dans son ensemble une application de cette méthode de compression au cas d'une antenne en présence de différentes interfaces rencontrées usuellement dans le cadre des applications radar à pénétration de surfaces.



# Antenne ULB proche d'une interface

---

## Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>110</b>
<b>4.2</b>	<b>Etudes préliminaires</b>	<b>110</b>
4.2.1	introduction	110
4.2.2	Etude de la variation de la couverture angulaire	111
4.2.3	Effets de l'interface sur le rayonnement	114
4.2.4	Conclusion	115
<b>4.3</b>	<b>Rayonnement de l'antenne au travers d'un mur en béton (mur hétérogène)</b>	<b>116</b>
4.3.1	Caractérisation du mur en béton	117
4.3.2	Mesures du champ rayonné	118
4.3.3	Simulation béton cellulaire	120
4.3.4	Conclusion	122
<b>4.4</b>	<b>Rayonnement de l'antenne au travers d'un mur en plâtre</b>	<b>124</b>
4.4.1	Détermination des propriétés électriques du mur	124
4.4.2	Modélisation de l'antenne en présence d'un mur de plâtre	124
4.4.3	Effet de l'épaisseur de l'interface sur la puissance modale	131
4.4.4	Effet de la distance entre antenne et interface	133
4.4.5	Conclusion	134
<b>4.5</b>	<b>Rayonnement de l'antenne en contact avec un demi-espace</b>	<b>136</b>
4.5.1	Étapes de simulation	136
4.5.2	Modèle compact de l'antenne en contact du demi-espace	138
<b>4.6</b>	<b>conclusion</b>	<b>141</b>

---

## 4.1 Introduction

Ce chapitre propose d'appliquer l'approche de modélisation de rayonnement d'antennes ULB développée dans le chapitre précédent au contexte du radar à pénétration de surface. Ainsi, une interface plane de type mur ou demi-espace infini sera placée à proximité de l'antenne et prise en compte dans nos traitements. Nous commençons donc ce chapitre par une étude de validation de la méthode proposée lorsqu'elle est appliquée à des données tronquées (dans un demi-espace par exemple). La méthode de modélisation proposée est ensuite appliquée au rayonnement d'une antenne ETSA placée dans différents contextes (différents types de murs, différents éloignements, demi-espace infini) correspondant aux applications visées au LEAT (vision à travers les murs, surveillance du sous-sol, détection de mines...). Notre démarche sera volontairement axée sur des données mesurées, les simulations étant uniquement utilisées pour validation ou lorsque des mesures sont impossibles. Nous explorerons enfin l'analyse des résultats de compression issus des différents contextes et tenterons d'envisager des pistes d'interprétation des modifications observées en nous basant sur la distribution de puissance des coefficients modaux obtenus.

## 4.2 Etudes préliminaires

### 4.2.1 introduction

Dans ce qui suit nous allons nous intéresser au rayonnement de l'antenne ETSA, utilisée dans la partie 3.5.2, en présence de différentes interfaces. Ainsi, afin de se placer dans des conditions réalistes en vue des applications visées, les mesures/simulations seront effectuées dans ce chapitre uniquement dans la demi-sphère positive, à savoir  $-90^\circ < \theta < 90^\circ$  et  $-90^\circ < \phi < 90^\circ$ . En effet, dans le cas d'une utilisation en radar à pénétration de surface, l'intérêt de la méthode réside principalement dans la connaissance du champ rayonné dans le milieu sous investigation.

Par conséquent nous devons dans un premier temps valider les méthodes de modélisation proposées dans le cas de données tronquées. Nous vérifions ainsi dans le paragraphe suivant l'effet de la troncature angulaire sur la qualité de reconstruction du champ rayonné. Nous utilisons également la puissance rayonnée calculée à partir des coefficients modaux obtenus par la décomposition en vecteurs sphériques comme critère de validation. Nous évoquerons enfin la problématique de la modélisation d'une antenne proche d'une interface et justifierons les choix proposés.

## 4.2.2 Etude de la variation de la couverture angulaire

Jusqu'à présent, l'acquisition du champ proche simulé en espace libre s'est faite sur toute la sphère entourant l'antenne en utilisant *CST microwave studio*. Nous allons étudier ici l'effet d'une couverture angulaire tronquée sur la validité de la méthode proposée dans cette thèse. Pour cela, l'antenne ETSA employée dans la partie mesure du paragraphe 3.5.2 du chapitre 3 est réutilisée ici. Cette antenne possède un plan de symétrie que nous exploitons lors de la simulation afin de diviser le temps de simulation par deux. Le plan de symétrie est défini par le plan  $xoz$  dans le repère sphérique utilisé dans la suite de notre application comme le montre la figure 4.1.

Nous nous servons de ce champ rayonné simulé de l'antenne ETSA, placée dans le plan  $xoz$  et orientée suivant  $oz$ , pour calculer les coefficients d'expansion  $Q_j(f)$  à partir de différentes couvertures angulaires des sondes. La simulation est effectuée entre 4 GHz et 8 GHz comme déjà discuté dans la section 3.5.2. Comme le nombre de modes dépend de la fréquence de travail et de la taille de l'antenne, nous effectuons ainsi nos comparaisons dans ce chapitre principalement à deux fréquences : 4 GHz (fréquence la plus favorable) et 8 GHz (fréquence la plus défavorable en terme de nombre de coefficients modaux nécessaires).

Dans le but de rechercher le nombre de modes optimal, nous évaluons la puissance modale  $P^n$  en exploitant le champ dans un premier temps connu sur toute la sphère, puis sur une sphère définie sur  $-140^\circ < \theta < 140^\circ$  et  $-90^\circ < \phi < 90^\circ$ , et finalement sur une demie-sphère d'acquisition en fixant  $-90^\circ < \theta < 90^\circ$  et  $-90^\circ < \phi < 90^\circ$ . Nous effectuons alors une décomposition en vecteurs sphériques pour chacun des ces trois cas. À l'aide des coefficients obtenus pour chaque couverture, nous déduisons la puissance totale rayonnée  $P_{ray}$  pour chaque cas en utilisant la formule (3.16). Nous analysons ensuite la puissance modale  $P^n$  (normalisée par rapport à  $P_{ray}$ ) dans chaque cas afin de déterminer le nombre de modes nécessaire pour la décomposition. Les figures 4.2(a) et 4.2(b), illustrent la courbe de variation  $\frac{P^n}{P_{ray}}$  pour les différentes troncatures de la sphère d'acquisition. Nous constatons que, quelle que soit la couverture angulaire, l'énergie contenue dans les premiers modes est conservée, tandis que pour des modes plus élevés l'énergie varie pour les différentes couvertures. En s'appuyant sur cette courbe, nous fixons le degré de la décomposition  $N$  à 25 car il permet, pour les différents cas, la décroissance de la puissance contenue dans les modes de degré supérieur jusqu'à  $-30$  dB par rapport au maximum.

Nous calculons aussi  $P^m$  la puissance contenue dans les modes suivant leur ordre  $m$  comme :

$$P^m = \sum_n \sum_s |Q_{smn}|^2 \quad (4.1)$$

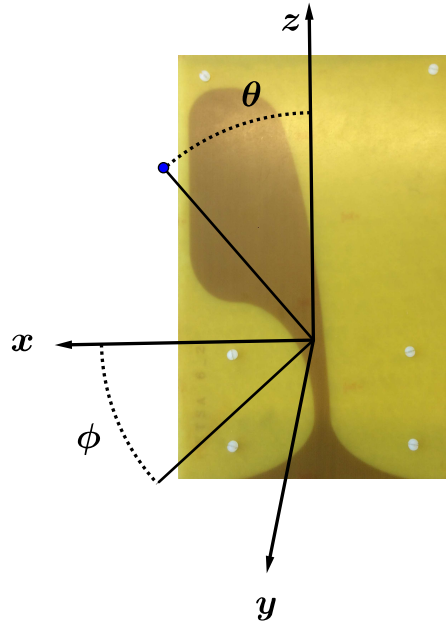


FIGURE 4.1 – Antenne ETSA dans le repère sphérique utilisé

Le calcul de  $\frac{P^m}{P_{ray}}$  à la fréquence 4 GHz et 8 GHz, représenté respectivement sur les figures 4.2(c) et 4.2(d), prouve que le changement de la couverture angulaire n'engendre pas de variation de puissance suivant  $m$ .

Le tableau 4.1, relève quelques valeurs de la puissance rayonnée obtenue en simulation et celle calculée en utilisant les coefficients modaux obtenus pour différentes couvertures angulaires. La puissance est calculée à partir du champ simulé  $\vec{E}(\theta, \phi)$  en utilisant la relation liant le champ et la puissance rayonnée :

$$P_{ray} = \frac{1}{2\eta} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi |\vec{E}(\theta, \phi)|^2 \sin(\theta) d\theta d\phi. \quad (4.2)$$

Nous remarquons une bonne concordance entre les valeurs de la puissance rayonnée obtenue en simulation (eq (4.2)) et celle calculée à partir des modes, et ce quelle que soit la couverture angulaire. Nous en déduisons que la troncature angulaire n'affecte pas la puissance contenue dans les coefficients sphériques issus de la décomposition en vecteurs sphériques.

Pour finir cette étude, nous procédons à la modélisation du champ lointain en utilisant les coefficients modaux obtenus à partir du champ proche simulé. Ce champ sera comparé au champ lointain simulé par *CST* qui nous servira de référence. Sachant que le champ proche disponible au départ de la décomposition est obtenu sur une sphère pour différentes couvertures angulaire, le champ lointain modélisé à partir du champ proche tronqué sera reconstruit sur la sphère entière (c'est-à-dire

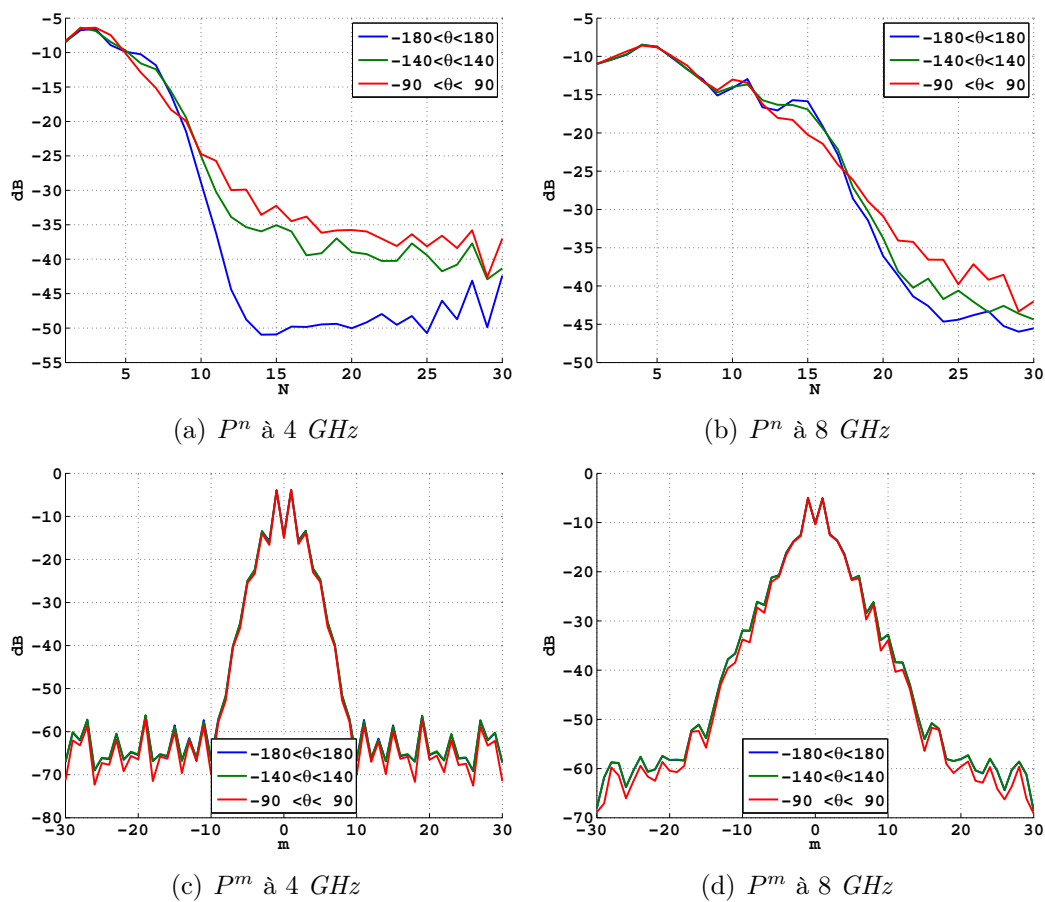


FIGURE 4.2 – Puissance modale normalisée à 4 et 8 GHz pour différentes couvertures angulaires

TABLE 4.1 – Tableau des valeurs de la puissance rayonnée analytique (simulée) et la puissance rayonnée calculée à partir des modes sphériques en fonction de la couverture angulaire pour les deux extrémités de la bande (estimée).

Couverture Angulaire	Freq = 4 GHz		Freq = 8 GHz	
	$P_{ray}$ simulée	$P_{ray}$ estimée	$P_{ray}$ simulée	$P_{ray}$ estimée
$-180^\circ < \theta < 180^\circ$	0.467 (W)	0.464 (W)	0.423 (W)	0.424 (W)
$-140^\circ < \theta < 140^\circ$	0.454 (W)	0.451 (W)	0.417 (W)	0.419 (W)
$-90^\circ < \theta < 90^\circ$	0.416 (W)	0.421 (W)	0.397 (W)	0.401 (W)

pour  $-180^\circ < \theta < 180^\circ$  et  $-90^\circ < \phi < 90^\circ$ ). Nous observons sur la figure 4.3 les résultats de comparaison des différentes reconstructions à la fréquence 8 GHz et dans les deux plans principaux de l'antenne. Dans le cas où les données de départ s'étendent sur toute la couverture angulaire, nous avons une bonne concordance entre modélisation (marqueur en losange) et simulation sur tout le plan. Par contre,



quand les données de départ sont tronquées nous avons une bonne reconstruction dans le domaine d'acquisition et un décrochage au-delà de la limite d'acquisition, à partir de  $-90$  et  $90$  (marqueur o) et à partir de  $-140$  et  $140$  (marqueur x). Le décrochage au niveau de la reconstruction est dû au manque de données simulées dans la zone en question.

Ainsi, nous concluons de cette étude que la reconstruction est suffisamment précise dans le domaine d'acquisition. Nous pourrions donc utiliser les données issues d'une couverture angulaire tronquée pour modéliser le rayonnement de l'antenne dans un demi-espace.

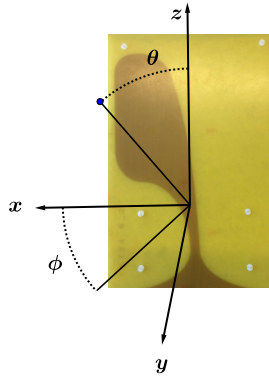
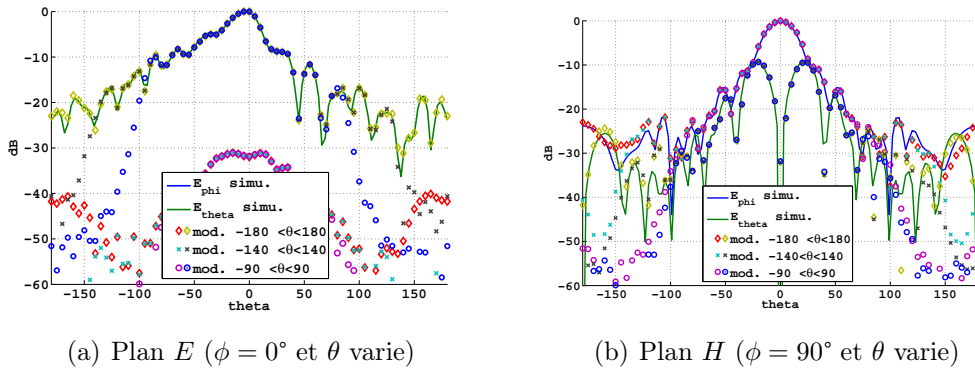


FIGURE 4.3 – Comparaison du champ lointain simulé et du champ lointain obtenu à partir de la simulation champ proche à  $8\text{ GHz}$  dans le plan  $E$  et  $H$  pour  $N = 25$  et  $P = 13$

### 4.2.3 Effets de l'interface sur le rayonnement

Dans ce chapitre nous proposons d'appliquer le processus de modélisation présenté dans le chapitre 3 au cas d'une antenne rayonnant à proximité d'une interface. L'antenne sera donc rapprochée voire collée à des interfaces de différentes épaisseurs  $D_{int}$  comme l'illustre la figure 4.4. Le changement d'environnement de l'antenne sera à l'origine de plusieurs phénomènes dont certains seront liés aux effets de l'in-

terface sur l'antenne (couplage) et d'autres aux effets de l'interface sur le champ rayonné (réflexion, diffraction, atténuation, focalisation, etc). La méthode de compression proposée ne permet pas une modélisation de ces interactions complexes qui dépendent autant du type d'antenne que des caractéristiques de l'interface et de son éloignement. En revanche, elle permet de modéliser, avec un nombre restreint de paramètres, le champ rayonné par l'antenne dans ces conditions. Ainsi, nous faisons le choix de modéliser le rayonnement de l'ensemble antenne et interface au lieu de celui de l'antenne seule qui serait difficile à isoler. Ainsi, les interactions seront prises en compte dans la modélisation et permettront d'étudier a posteriori l'effet de l'interface sur la répartition des coefficients modaux.

Le choix de modéliser le rayonnement de l'antenne à travers l'interface implique de redéfinir la notion de sphère minimum d'encombrement. En effet, la définition de celle-ci fixe la limite de la taille minimum de la sphère sur laquelle le champ doit être connu pour pouvoir calculer les coefficients modaux et en déduire le champ dans tout l'espace. Dans notre cas, nous considérerons le champ (en mesures et en simulations) sur une sphère de rayon  $50\text{ cm}$  qui présente l'intérêt de pouvoir confronter directement les champs rayonnés simulés et mesurés (cette distance est fixée par les sondes du banc  $3D$ ). De plus, cette distance est suffisamment grande pour englober l'ensemble antenne + interface dans les cas que nous présenterons par la suite, ce qui implique que nous sommes certains de connaître le champ à l'extérieur de la sphère minimum d'encombrement. Ainsi, dans les applications présentées ci-après nous confirmerons la possibilité de modéliser le diagramme de rayonnement de l'antenne dans des environnements complexes d'une part et nous étudierons l'effet des interfaces sur la distribution des coefficients modaux à l'aide du calcul de la puissance modale  $P^n$  d'autre part.

#### 4.2.4 Conclusion

Nous avons présenté et justifié dans cette partie le contexte dans lequel les données sur le champ rayonné par l'antenne seront récoltées dans ce chapitre. À travers cette étude nous avons vérifié que la troncature angulaire n'entraîne pas une perte de puissance dans les directions où le champ est connu (mesuré ou simulé). La reconstruction utilisant les coefficients modaux calculés à partir de ces données tronquées est bien effectuée quelle que soit la couverture angulaire d'acquisition. Nous n'appliquerons donc, dans la suite de ce chapitre, les traitements qu'à des données issues d'un demi-espace d'acquisition. Nous avons également introduit la problématique de la modélisation de l'ensemble antenne et interface, et proposé une solution afin de pouvoir appliquer les techniques de modélisation développées dans les chapitres

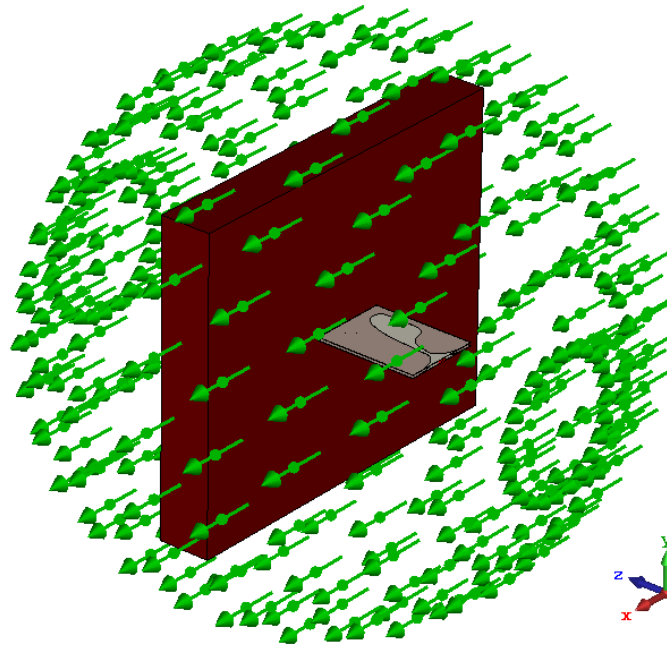


FIGURE 4.4 – Illustration de la position de l'antenne par rapport aux interfaces utilisées ainsi que la distribution des sondes sur la surface de la sphère d'acquisition

précédents au cas d'une antenne en présence d'une interface. Nous présentons dans la prochaine section une étude du rayonnement de l'antenne Vivaldi en présence d'une plaque de béton.

### 4.3 Rayonnement de l'antenne au travers d'un mur en béton (mur hétérogène)

Nous utilisons ici une plaque d'un mur en béton de largeur  $l = 40 \text{ cm}$ , hauteur  $h = 60 \text{ cm}$  et épaisseur  $D = 10 \text{ cm}$ . Un aperçu du mur monté sur le scanner 3D avec l'antenne est illustré sur la figure 4.5. Les dimensions de la plaque de béton ont été choisies afin de permettre le déplacement de la sonde de mesure du banc. Pour cette même raison, le mur n'a pas été posé directement sur le sol mais sur un support en bois désaxé permettant d'effectuer des mesures à la verticale de la plaque. Le centre de la face extérieure de la plaque constitue le centre de la sphère de mesure. Les effets du support en bois et des dimensions "finies" de la plaque de béton ont été étudiés et seront présentés dans cette partie.

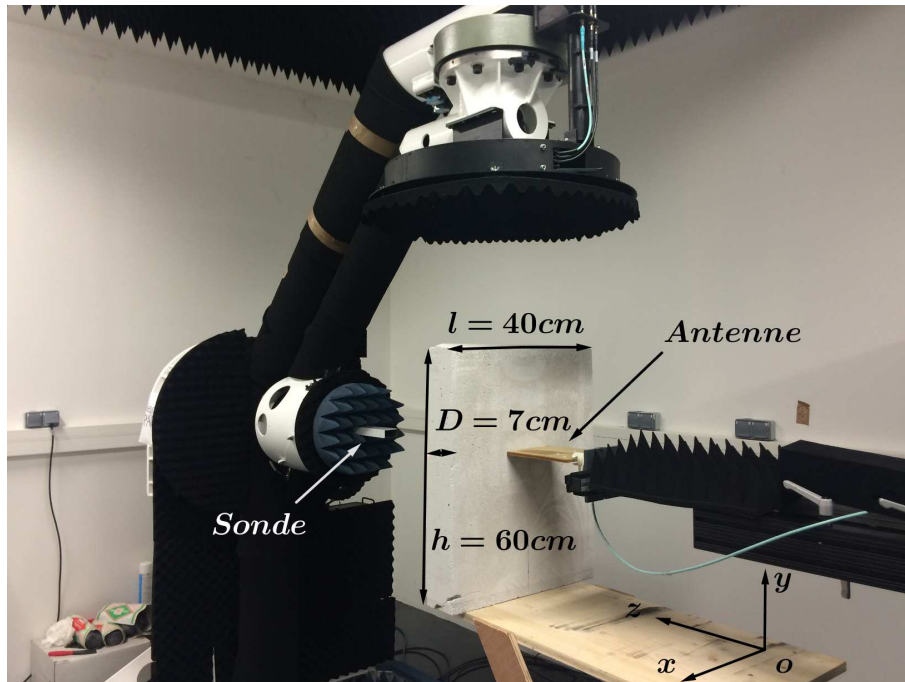


FIGURE 4.5 – Antenne ETSA en présence du mur de béton sur le scanner 3D NSI

### 4.3.1 Caractérisation du mur en béton

En vue de comparer les résultats de modélisation en présence du mur avec des simulations, nous avons besoin au préalable de caractériser le mur utilisé en mesure. Ainsi une fois les propriétés électriques du mur déterminées, nous simulerons l'ensemble (antenne + mur) dans la même configuration que la mesure afin d'avoir une base de comparaison.

En utilisant un analyseur de réseau vectoriel, nous effectuons une mesure en réflexion et une en transmission afin d'avoir une approximation de la valeur moyenne de la permittivité relative du mur. La figure 4.6, illustre le dispositif mis en place pour cette caractérisation.

Dans un premier temps, nous effectuons une mesure en réflexion à l'aide d'une antenne et d'une plaque métallique plaquée sur la face opposée afin d'obtenir une bonne signature des deux faces du mur (Fig. 4.6(a)). Sachant que l'épaisseur du mur  $D$  est de 10 *cm*, nous mesurons le temps aller retour de l'onde dans le mur  $\tau$  et nous nous basons sur la relation suivante afin d'estimer la permittivité relative moyenne :

$$\epsilon_{r,moy} \approx \left( \frac{c_0 \tau}{2D} \right)^2 \quad (4.3)$$

avec,  $c_0$  la vitesse de propagation dans le vide.

En se basant sur les mesures en réflexion, représentées sur la figure 4.7(a), la permittivité moyenne est donc approximée à  $\epsilon_r \approx 3.17$ .

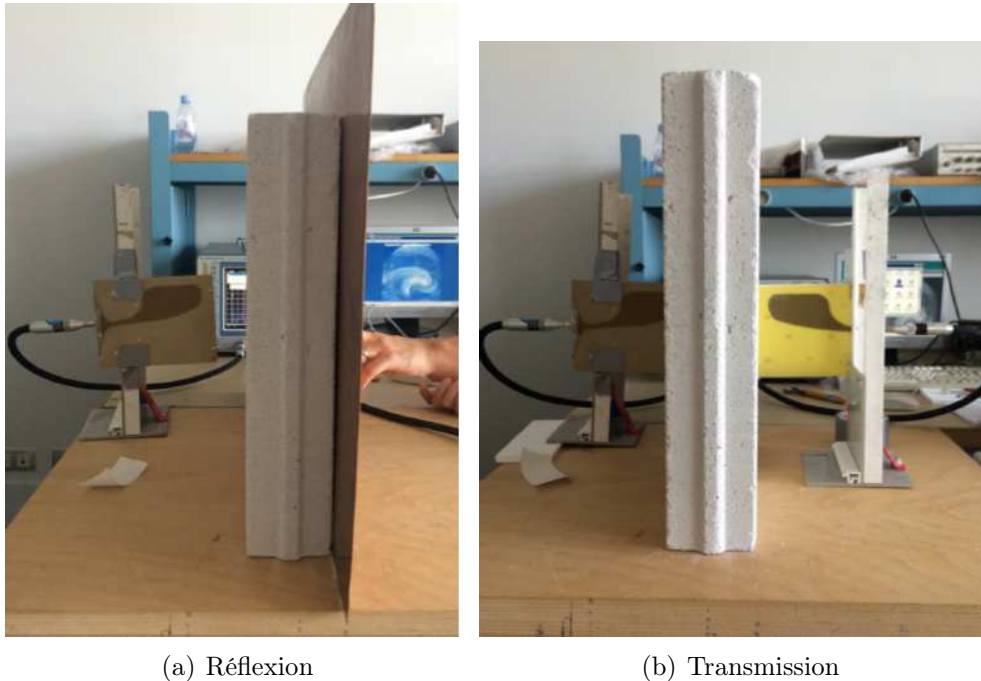


FIGURE 4.6 – Dispositif de mesure en réflexion/transmission de la plaque de béton

Ensuite, afin d'approximer les pertes dans le béton utilisé nous effectuons une mesure en transmission dans un premier temps en présence du mur (Fig. 4.6(b)) et dans un deuxième temps sans le mur. Sur la figure 4.7(b), nous présentons les résultats de mesure en transmission avec et sans mur et nous constatons que plus on monte en fréquence plus les pertes augmentent, ce qui est logique car les fréquences basses pénètrent mieux que les fréquences hautes.

Nous calculons à partir de ces deux mesures la différence entre ces deux courbes imputable à l'atténuation dans le mur, qui nous servira par la suite comme fichier d'entrée sur *CST* pour créer le matériau avec les caractéristiques radioélectriques souhaitées.

### 4.3.2 Mesures du champ rayonné

Nous utilisons dans cette partie le scanner *3D NSI* afin de mesurer le champ rayonné à travers la plaque de béton dans les conditions décrites sur la figure 4.5. Les sondes utilisées sont les mêmes que dans le chapitre 3 et permettent l'acquisition du champ rayonné de 4 à 8 *GHz* sur une sphère de rayon 50 *cm*. Une fois le champ mesuré, nous effectuons une première comparaison entre le rayonnement de l'antenne seule (obtenu au chapitre précédent) et celui de l'antenne à travers le mur. La figure 4.9, montre une comparaison à différentes fréquences de travail du champ lointain de l'antenne mesuré et du champ lointain mesuré de la même antenne en

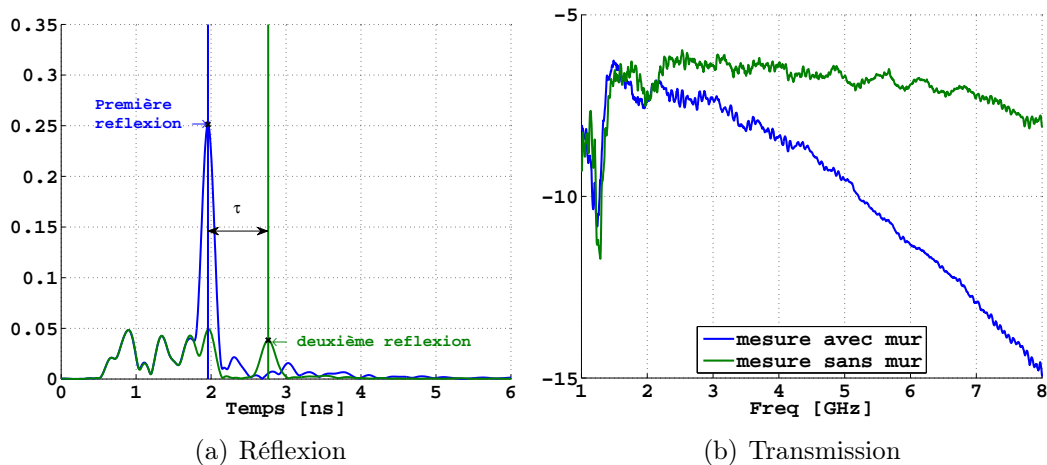


FIGURE 4.7 – Mesure en réflexion/transmission avec la plaque du béton

présence du mur de béton.

Nous apercevons une perturbation du champ rayonné surtout dans le plan  $H$  qui s'accroît au fur et à mesure que la fréquence augmente. Ce comportement nous semble inhabituel parce qu'il ne correspond pas à une perturbation du rayonnement classiquement observé en présence d'un mur, à savoir, une légère perturbation du rayonnement et une focalisation. Plusieurs pistes sont envisagées lors de la recherche de l'origine de ce comportement, comme l'effet du support en bois fabriqué spécialement pour ces mesures, la position de l'antenne par rapport au mur ou bien le fait que ce dernier ne soit pas infini.

Concernant la détérioration du rayonnement affectant particulièrement un plan de mesure (le plan  $H$ ) et très peu l'autre, la première hypothèse a consisté à incriminer l'environnement de mesure, et notamment le support en bois spécifiquement dessiné pour supporter les différentes interfaces sans gêner le déplacement du bras du banc 3D (figure 4.8). Ainsi nous procédons à une vérification du rayonnement de l'antenne seule en présence du support en bois. Cette vérification nous laisse écarter cette piste car le rayonnement ne subit pas de détérioration particulière. Afin d'écarter l'influence de l'environnement de mesure sur le phénomène observé, nous décidons de pivoter l'antenne de  $90^\circ$  sur son axe afin que l'antenne rayonne toujours suivant l'axe  $oz$ , mais que le plan  $H$  soit vertical et non plus horizontal. Nous effectuons donc des mesures en changeant l'orientation de l'antenne par rapport au mur. Une fois de plus, nous retrouvons des résultats similaires à ceux de la première mesure (oscillations sur le plan  $H$  et plan  $E$  peu perturbé). Finalement nous simulons l'antenne avec un mur de mêmes caractéristiques électriques que le matériau caractérisé auparavant. Nous fixons la taille du mur dans la simulation et prenons un mur d'une dimension de  $0.5\text{ m}$  de chaque côté de l'antenne, afin de s'assurer que

la taille du mur ne perturbe pas le rayonnement de l'antenne. Nous faisons varier la taille du mur dans un deuxième temps jusqu'à arriver à une taille équivalente à celle du mur utilisé en mesure. Une fois de plus, les résultats de simulation ne sont pas perturbés comme c'est le cas de la mesure : la taille du mur n'est donc pas à l'origine des perturbations.

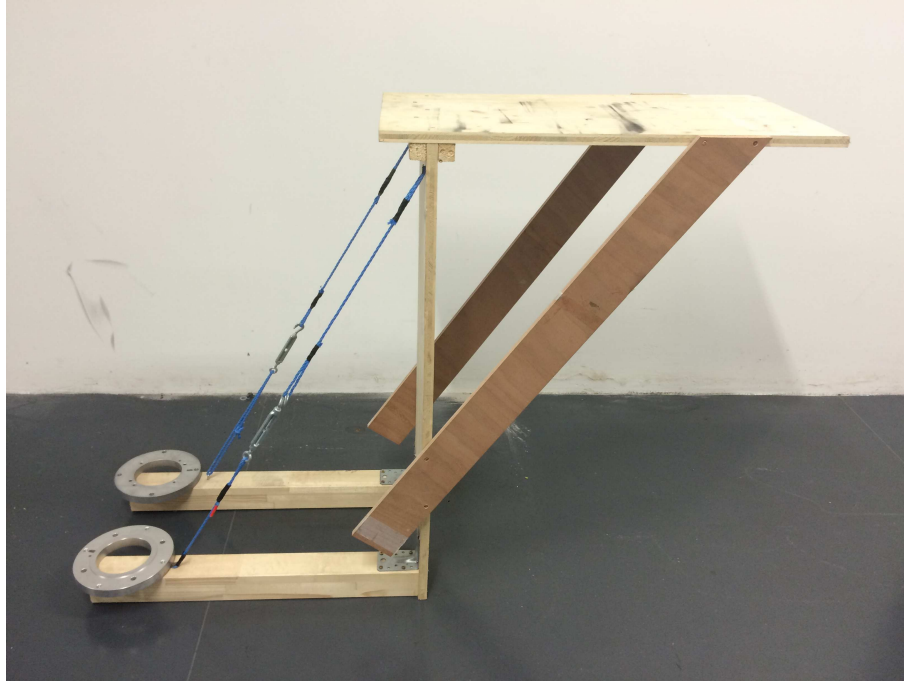


FIGURE 4.8 – Support en bois fabriqué pour supporter les différentes interfaces utilisées

Après des recherches approfondies, nous réalisons que la plaque utilisée est une plaque de béton cellulaire. Ce type de béton est fabriqué par autoclavage à partir de matière première d'une façon à ce que le bloc obtenu soit constitué de microcellules d'air. Ce processus de fabrication permet à ce type de béton d'être utilisé comme un mur isolant grâce à sa structure alvéolaire. Ainsi une nouvelle piste à explorer cette fois-ci est celle de la présence des cellules d'air dans le mur.

### 4.3.3 Simulation béton cellulaire

Afin de comprendre le phénomène observé sur la figure 4.9, nous simulons l'antenne avec un mur contenant de minuscules bulles d'air. Cependant, nous ne pouvons pas simuler l'ensemble avec des milliers de cellules d'air, car le temps de simulation dépend fortement de la taille et du nombre des cellules d'air ajoutés. Ainsi, nous simulons à partir des propriétés trouvées lors de la caractérisation du mur en béton, un mur homogène et un mur contenant des cellules d'air de différentes tailles variant

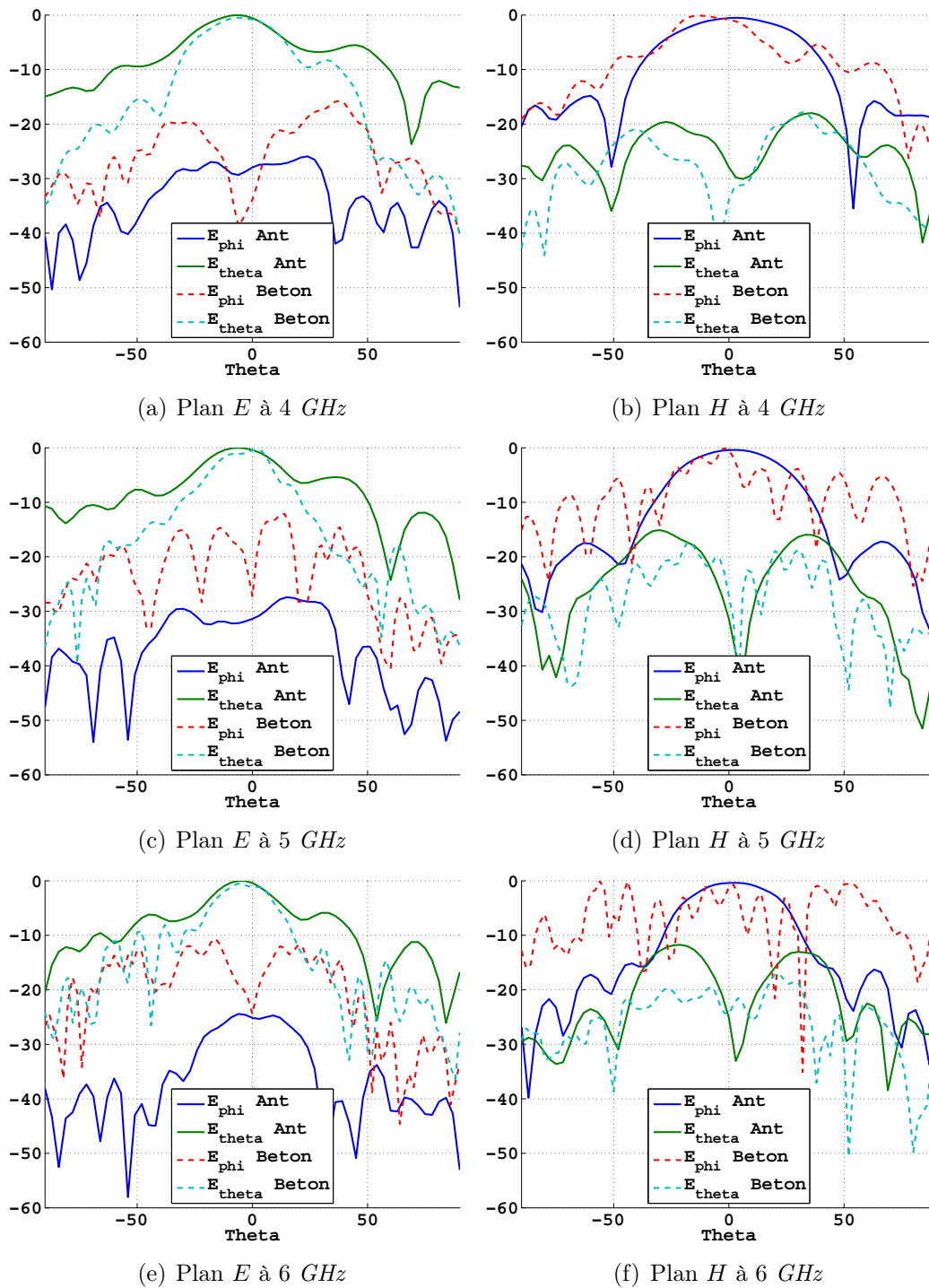


FIGURE 4.9 – Comparaison du champ lointain mesuré de l'antenne seule et de l'antenne en présence d'un mur en béton

entre  $0.5\text{mm}$  et  $2\text{mm}$ . Sur la figure 4.10, nous exposons une vue supérieure (selon l'axe  $oy$ ) de l'ensemble antenne et mur en béton contenant des hétérogénéités. Le modèle simulé ne reflète pas avec précision le mur utilisé en mesure, notamment la densité moyenne des bulles d'air, mais il nous permet d'établir une estimation sur



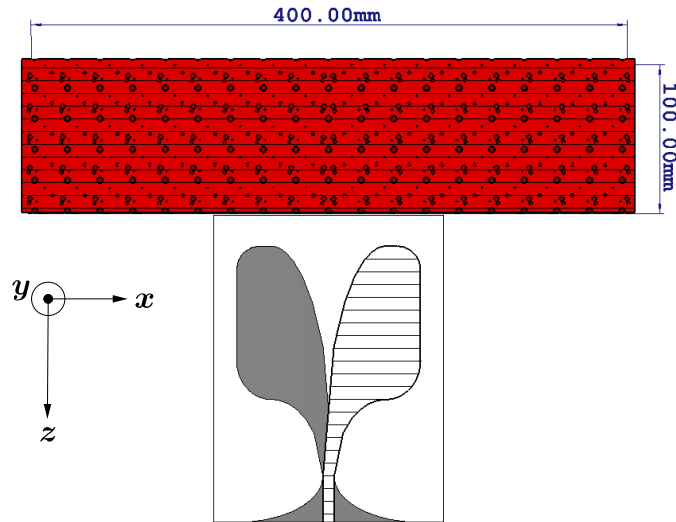


FIGURE 4.10 – Vue de dessus de l'ensemble antenne et mur de béton cellulaire

la tendance de son comportement.

Nous comparons sur la figure 4.11, la simulation du champ lointain de l'antenne seule, de l'antenne en présence d'un mur de béton homogène, et de l'antenne en présence d'un mur de béton contenant quelques cellules d'air dans les plans  $E$  et  $H$  de l'antenne. Nous remarquons que les quelques cellules en air ajoutées ont un effet sur le rayonnement de l'antenne par rapport à la simulation du mur en béton homogène. Nous remarquons aussi que le rayonnement dans le plan  $E$  de l'antenne est moins affecté que le plan  $H$ . En plus, l'effet des bulles d'air augmente avec la fréquence car la taille électrique des différentes cellules, qui sont de l'ordre du  $mm$ , ne peut plus être négligée devant la longueur d'onde à ces fréquences.

Nous pouvons conclure que l'effet observé sur le rayonnement pendant les mesures est dû à la présence des différentes cellules et à l'hétérogénéité du mur en question.

#### 4.3.4 Conclusion

Nous avons vu dans cette section une présentation du rayonnement de l'antenne Vivaldi en présence d'un mur de béton. Une étude a été menée afin de déceler l'origine des perturbations constatées au niveau du champ rayonné par l'antenne. Ayant subi une forte perturbation, le rayonnement de cette antenne dans ce cas ne sera pas sujet à l'application de l'approche proposée. Cependant, dans cette section nous avons pu relever une problématique de ce type de matériau (le béton cellulaire) à prendre en compte lors d'une scène d'imagerie réelle dans des situations critiques nécessitant des résolutions fines.

Dans la prochaine section, nous utilisons un mur contenant moins d'hétérogénéités en vue d'appliquer l'approche proposée dans le chapitre précédent.

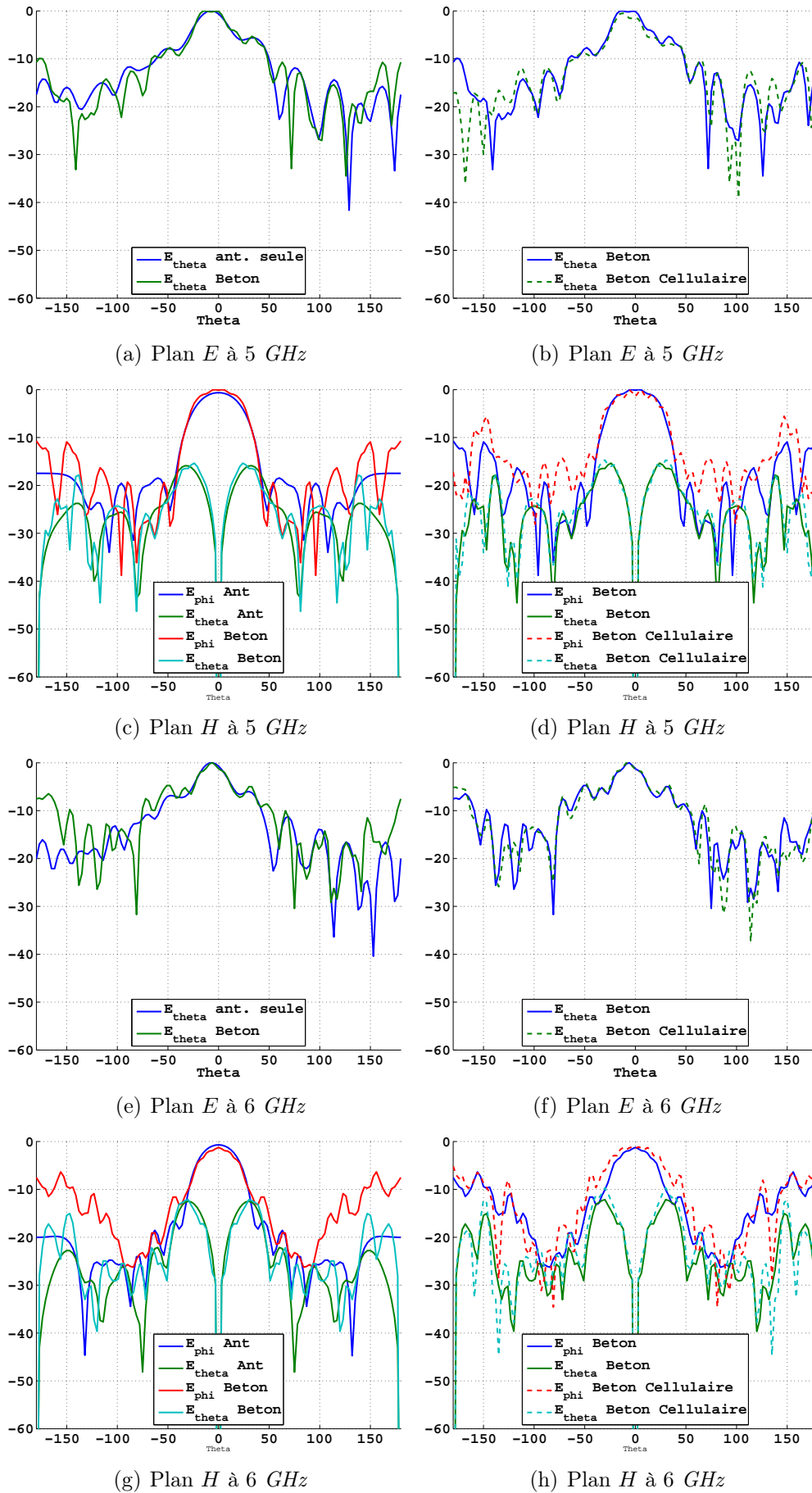


FIGURE 4.11 – Comparaison du champ lointain simulé de l'antenne en espace libre, de l'antenne en présence d'un mur en béton homogène et de l'antenne en présence d'un mur en béton cellulaire

## 4.4 Rayonnement de l'antenne au travers d'un mur en plâtre

### 4.4.1 Détermination des propriétés électriques du mur

En utilisant un analyseur de réseau vectoriel, nous effectuons une mesure en réflexion et en transmission afin d'avoir une approximation de la valeur moyenne de la permittivité du mur. La figure 4.12(a), illustre le dispositif mis en place pour la caractérisation du mur de plâtre. La mesure en réflexion, présentée sur la figure 4.12(b), nous permet d'estimer le temps de l'aller retour de l'onde dans le mur à  $\tau = 0.49$  ns. Sachant que l'épaisseur du mur  $D$  est de 7 cm, la permittivité relative moyenne est alors approximée à  $\epsilon_{r,moy} \approx 2.87$ .

Ensuite, une deuxième mesure en transmission en présence et absence du mur est effectuée dans le but d'estimer les pertes dans le matériau utilisé. En raison de l'écart trop faible entre les deux courbes obtenus, nous négligeons les pertes dans le mur. Ainsi, la permittivité relative moyenne est approximée à  $\epsilon_r \approx 2.87$ .

L'approximation des propriétés électriques nous permettra par la suite de simuler l'ensemble (antenne+mur) afin de valider les résultats de mesure.

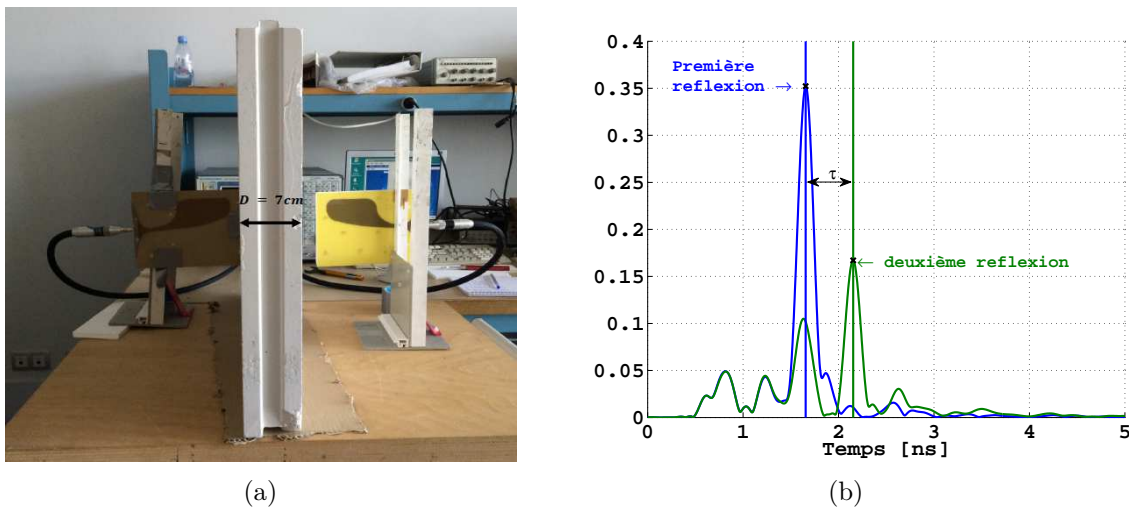


FIGURE 4.12 – (a) Dispositif de mesure en réflexion et en transmission de la plaque de plâtre de 7 cm (b) Mesure en réflexion  $S_{11}$  de la plaque de plâtre

### 4.4.2 Modélisation de l'antenne en présence d'un mur de plâtre

Dans ce paragraphe, nous mesurons le champ rayonné par l'antenne lorsque celle-ci est au contact d'une plaque de plâtre. Le dispositif est identique à celui utilisé pour

la plaque de béton cellulaire, décrit en 4.3. La plaque de plâtre a comme hauteur  $h = 66 \text{ cm}$ , largeur  $l = 40 \text{ cm}$  et épaisseur de  $7 \text{ cm}$ . Nous effectuons les mesures dans la demi-sphère positive en fixant la variation des deux angles  $\theta$  et  $\phi$  entre  $-90^\circ$  et  $90^\circ$ . L'emplacement de l'antenne sur le scanner de mesure en présence de la plaque de plâtre est illustré sur la figure 4.13.

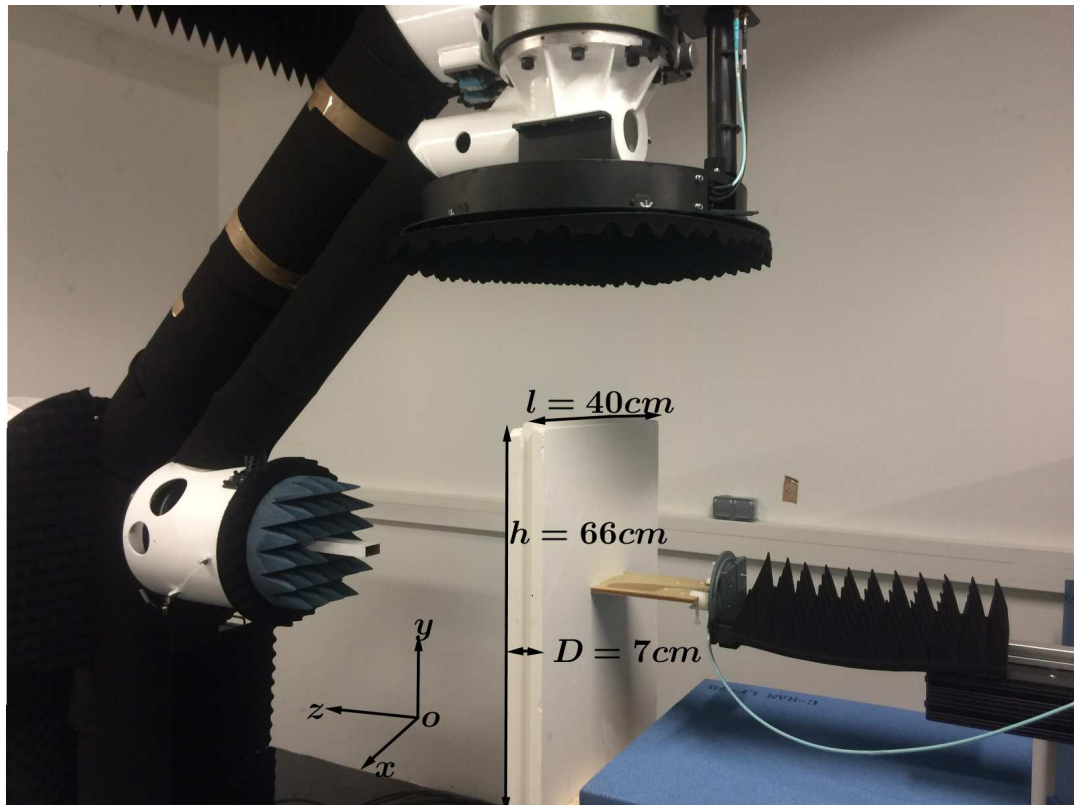


FIGURE 4.13 – Antenne ETSA et mur de plâtre montés sur le scanner 3D NSI

Le calcul de la puissance modale rayonnée, comme déjà présenté, nous a permis de fixer le degré  $N$  de la décomposition en vecteurs sphériques à 25 pour les différentes couvertures. Le paramètre  $P$ , nombre de pôles nécessaire au développement en singularité des coefficients modaux obtenus, intervient au niveau des échantillons en fréquence, donc ce paramètre reste inchangé et est donc égal à 13 (comme traité dans la partie 3.5.2.2). À l'aide des coefficients  $Q_j(f)$  calculés à partir du champ mesuré, nous cherchons les pôles et résidus associés à ces coefficients. Finalement, après la détermination des pôles et résidus nous les utilisons pour calculer le champ lointain de l'antenne en présence du mur en utilisant la méthode décrite au chapitre 3.

Comme indiqué dans le paragraphe 4.4.1, nous simulons l'ensemble dans la même

configuration sous *CST* afin de pouvoir comparer les résultats de reconstruction du champ lointain à partir de sa modélisation. Sur la figure 4.14, nous comparons dans les deux plans principaux de l'antenne ( $E$  et  $H$ ), le champ lointain simulé et modélisé à partir des pôles et résidus obtenus à partir des mesures en champ proche. Nous pouvons en déduire à partir de cette comparaison que le modèle établi représente le champ de l'antenne en présence du mur avec fiabilité. Il existe cependant de légères différences entre le champ lointain simulé et modélisé, ceci est peut-être dû aux approximations faites lors de la simulation (approximation de  $\epsilon_{r,moy}$ ). On peut également remarquer que le gain reconstruit est plus faible lorsque la fréquence augmente. Cet écart peut s'expliquer par le fait que nous avons négligé les pertes dans cette plaque de plâtre en simulation. Néanmoins, la qualité de la modélisation est en bonne concordance avec la simulation. Nous remarquons aussi que le champ reconstruit est différent du champ simulé au-delà de  $\theta = \pm 90^\circ$  ce qui correspond à la zone non mesurée (cf. figures 4.14(a) et 4.14(b)).

Nous nous intéressons à présent à l'étude de l'influence du mur sur le rayonnement de l'antenne. Les diagrammes de rayonnement à 8 GHz dans ces deux configurations sont présentées figure 4.15. Nous exploitons également les coefficients modaux obtenus afin de calculer la puissance modale selon le degré  $P^n$  et selon l'ordre  $P^m$  de la décomposition en vecteurs sphériques à cette fréquence. Les courbes de variations des puissances modales (normalisées par rapport à la puissance rayonnée) sont illustrées sur les deux figures 4.15(e) et 4.15(f).

Nous utilisons ces représentations compactes (puissances modales) afin de les comparer à la puissance modale obtenue lorsque l'antenne rayonne en espace libre. Nous n'effectuerons ces comparaisons que sur les coefficients modaux et non sur leur décomposition en pôles et résidus qui nous semblent encore plus délicats à interpréter physiquement. Nous remarquons tout d'abord que le niveau de la puissance selon le degré  $n$  n'est pas affecté par la présence du mur pour les premiers modes. En revanche, ces premiers modes d'ordre inférieur à 10 sont nettement plus prépondérants sur le rayonnement que les suivants : on note en effet une chute de la puissance modale au-delà de l'ordre 10 non observée en l'absence de mur. On note également que la modélisation du rayonnement de cette antenne en présence du mur nécessite une décomposition en vecteurs sphériques d'ordre supérieur puisque le critère des  $-30$  dB de la puissance n'est atteint que pour un degré  $N = 25$ . Ce résultat était prévisible étant donné que la présence du mur perturbe le diagramme d'antenne et amène des discontinuités plus complexes à modéliser. Nous calculons également la puissance modale  $P^n$  de l'antenne en présence de la plaque du plâtre de 7 cm entre 4 et 8 GHz afin d'analyser la variation de cette puissance en fonction de la fréquence (figure 4.16(a)). On voit bien une concentration de la puissance sur les modes élé-

mentaires à toutes les fréquences puis un étalement de la puissance modale pour les ordres les plus élevés. On note aussi une augmentation linéaire du nombre de modes avec la fréquence ( $N = kr_0 + 10$ ). On peut cependant pousser l'analyse plus amont et étudier la variation de la puissance modale selon le degré  $m$  de la décomposition.

En ce qui concerne  $P^m$ , présenté sur la figure 4.15(f), nous constatons que le maximum est similaire dans les deux cas (avec et sans mur). On note également une distribution de puissance identique jusqu'à un degré  $m = \pm 10$ . Au-delà, les variations sont négligeables car le niveau de puissance est inférieur de 30 dB au maximum. Ainsi, en raison de la contribution négligeable des coefficients dont l'indice  $|m| > 10$ , ils peuvent être écartés sans modifier le rayonnement de l'ensemble.

Afin d'interpréter correctement ces constatations, il convient de rappeler que le degré  $n$  d'une décomposition en vecteurs sphériques correspond au nombre d'annulation des vecteurs d'ondes sphériques selon  $\theta$  et  $\phi$  dont  $m$  selon  $\phi$  (coupe en élévation à  $\phi$  constant) et  $n - m$  selon  $\theta$  (coupe en azimuth à  $\theta$  constant). Ainsi, les tendances décrites ci-dessus en étudiant séparément les puissances modales selon  $m$  et  $n$  semblent indiquer que le diagramme de rayonnement en présence du mur ne présente pas davantage de variations selon  $\phi$  ( $m$  max constant), hormis quelques oscillation parasites de faible niveau. En revanche, il présente des oscillations plus nombreuses et marquées selon  $\theta$ . La représentation du diagramme en fonction de  $\theta$  et  $\phi$  (fig 4.15) permet de confirmer ces tendances. En poussant l'analyse plus finement on peut également comparer les coefficients  $Q_j$  calculés à partir du champ mesuré en absence et en présence du mur de 7 cm à la fréquence de 8 GHz. Les coefficients de ces deux mesures sont illustrés sur les figures 4.16(b) et 4.16(c). Nous remarquons tout d'abord la quasi disparition des diagonales  $|m| = n$  qui indique la forte diminution des vecteurs variant selon  $\phi$  uniquement, qui auraient pu être observées dans le plan  $\theta = 90^\circ$  par exemple, mais que la présence du mur a fortement altéré. De plus, nous constatons l'apparition de quelques coefficients parasites, dont l'indice est  $m = 0$ , qui contiennent plus d'énergie en présence du mur et qui indiquent à l'inverse un renforcement des annulations azimutales du diagramme, et donc un renforcement des variations selon  $\theta$ . Nous pouvons tout de même remarquer une très bonne concordance des coefficients modaux avec et sans mur jusqu'à un degré  $n = 8$ , ce qui indique que la distribution globale d'énergie dans le demi-espace étudié varie peu, ce qui est confirmé par des diagrammes de rayonnement assez semblables avec ou sans mur.

Nous étudions dans le prochain paragraphe l'effet de l'épaisseur du mur sur la puissance contenue dans les modes selon  $n$  et  $m$ .

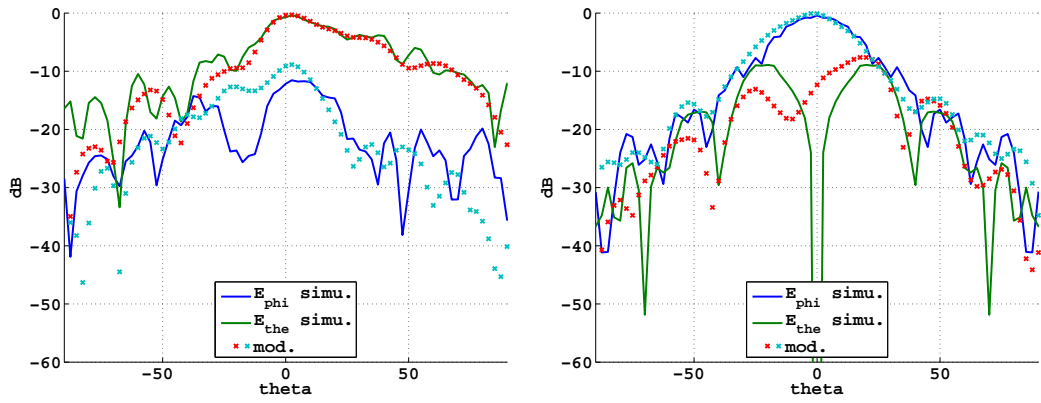
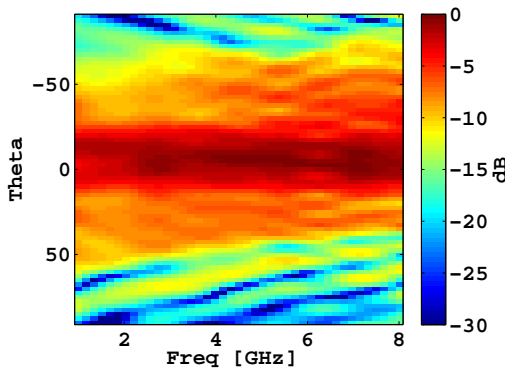
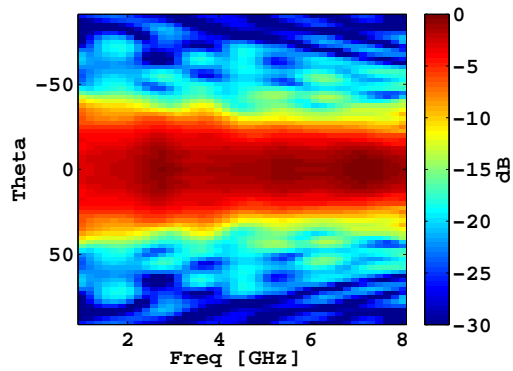
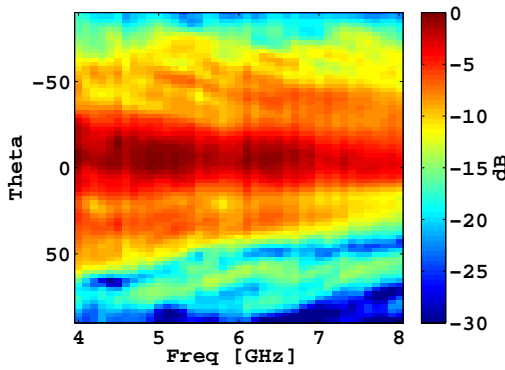
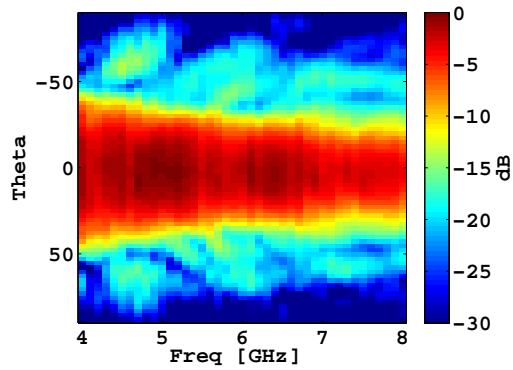
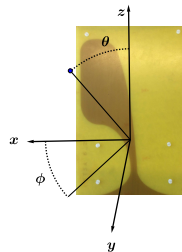
(a) Plan  $E$  à 8 GHz(b) Plan  $H$  à 8 GHz(c) Plan  $E$ (d) Plan  $H$ (e) Plan  $E$ (f) Plan  $H$ 

FIGURE 4.14 – (a,b) Comparaison du champ lointain simulé et modélisé à 8 GHz dans les plans  $E$  ( $\phi = 0^\circ$  et  $\theta$  varie) et  $H$  ( $\phi = 90^\circ$  et  $\theta$  varie) pour  $N = 25$  et  $P = 13$ . Diagramme de rayonnement de l'antenne en présence du mur en fonction de la fréquence : (c,d) simulé dans les plans  $E$  et  $H$ , (e,f) calculé à partir du modèle compact ( $N = 25$  et  $P = 13$ ) dans les plans  $E$  et  $H$

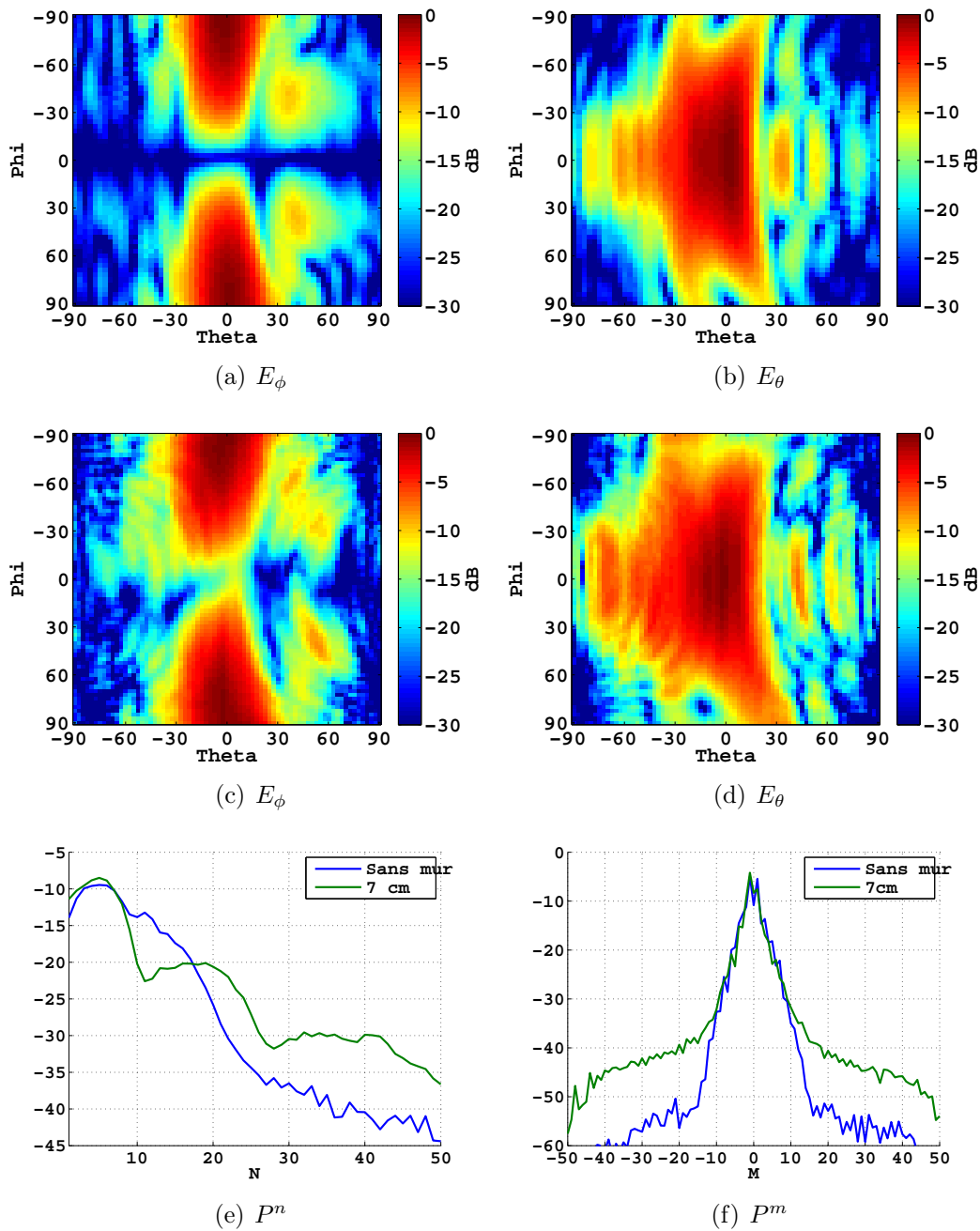


FIGURE 4.15 – (a,b) Champ proche mesuré de l'antenne seule à  $8\text{ GHz}$ , (c,d) champ proche mesuré à  $8\text{ GHz}$  de l'antenne en présence du mur de plâtre d'épaisseur de  $7\text{ cm}$ , (e,f) puissances modales  $P^n$  et  $P^m$  normalisées à la puissance rayonnée à la fréquence de  $8\text{ GHz}$  de l'antenne seule et l'antenne avec le mur de plâtre d'épaisseur de  $7\text{ cm}$  d'épaisseur



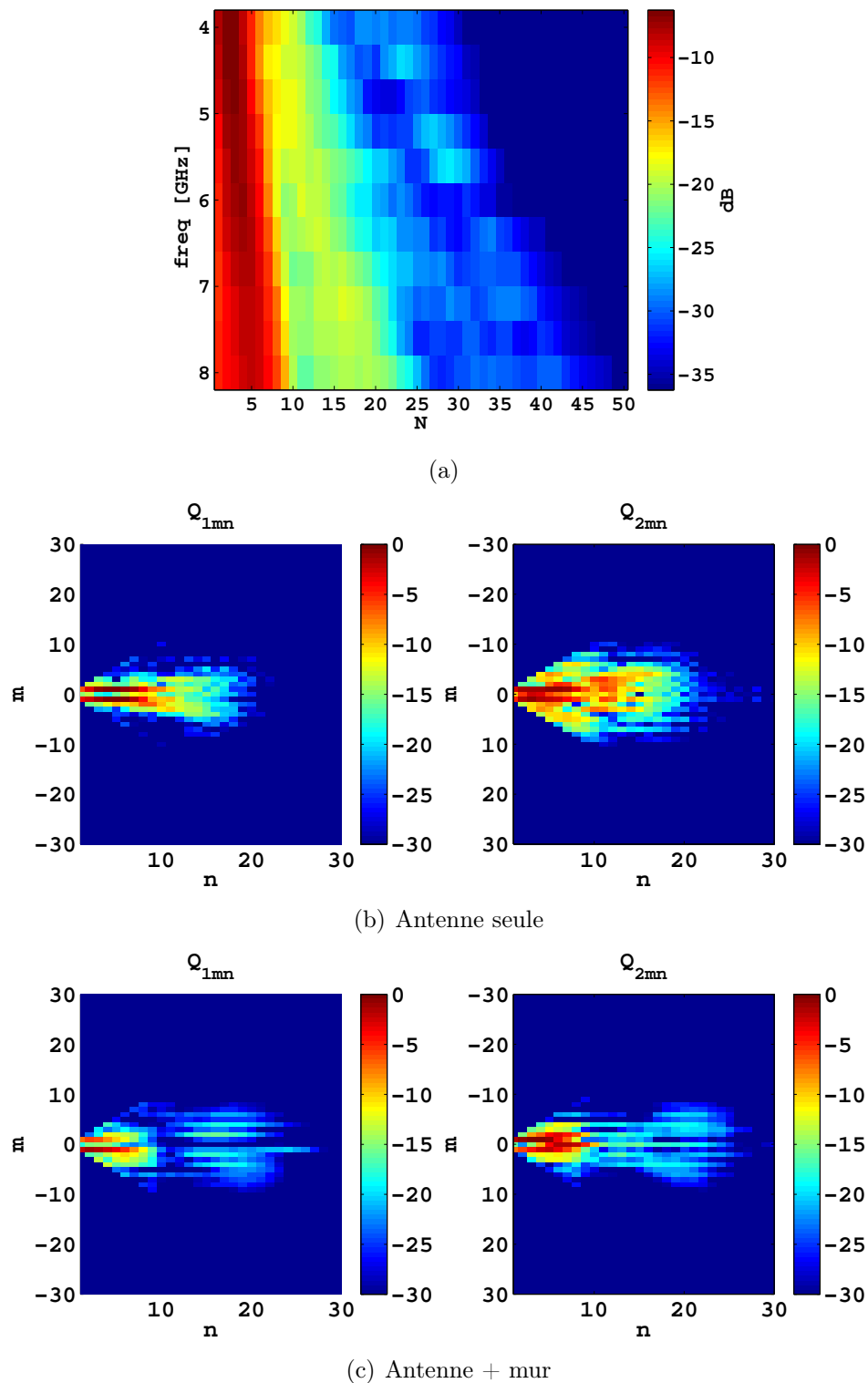


FIGURE 4.16 – (a) Puissance modale  $P^n$  de l'antenne en présence du mur d'épaisseur de 7 cm entre 4 et 8 GHz, (b,c) coefficients  $Q_{snm}$  à 8 GHz avec et sans mur pour  $N = 30$

### 4.4.3 Effet de l'épaisseur de l'interface sur la puissance modale

Après validation de l'approche sur le cas du rayonnement de l'antenne en présence d'un mur de plâtre, nous réitérons cette opération sur deux autres interfaces du même matériau mais de différentes épaisseurs. Ainsi, les trois murs utilisés sont de la même hauteur  $h = 66 \text{ cm}$  et largeur  $l = 40 \text{ cm}$  mais avec des épaisseurs  $D_1 = 5 \text{ cm}$ ,  $D_2 = 7 \text{ cm}$  et  $D_3 = 12 \text{ cm}$ .

Nous mesurons le champ rayonné par l'antenne en présence de chaque mur sur la bande de travail  $[4 - 8] \text{ GHz}$  et nous calculons les coefficients sphériques de chaque configuration. Finalement, nous calculons la puissance selon le degré  $P^n$  et l'ordre  $P^m$  dans le but de comparer l'effet de ces différentes interfaces sur la distribution des modes. Sur la figure 4.17, nous comparons la puissance de l'antenne seule avec l'antenne et les plaques de plâtre de différentes épaisseurs.

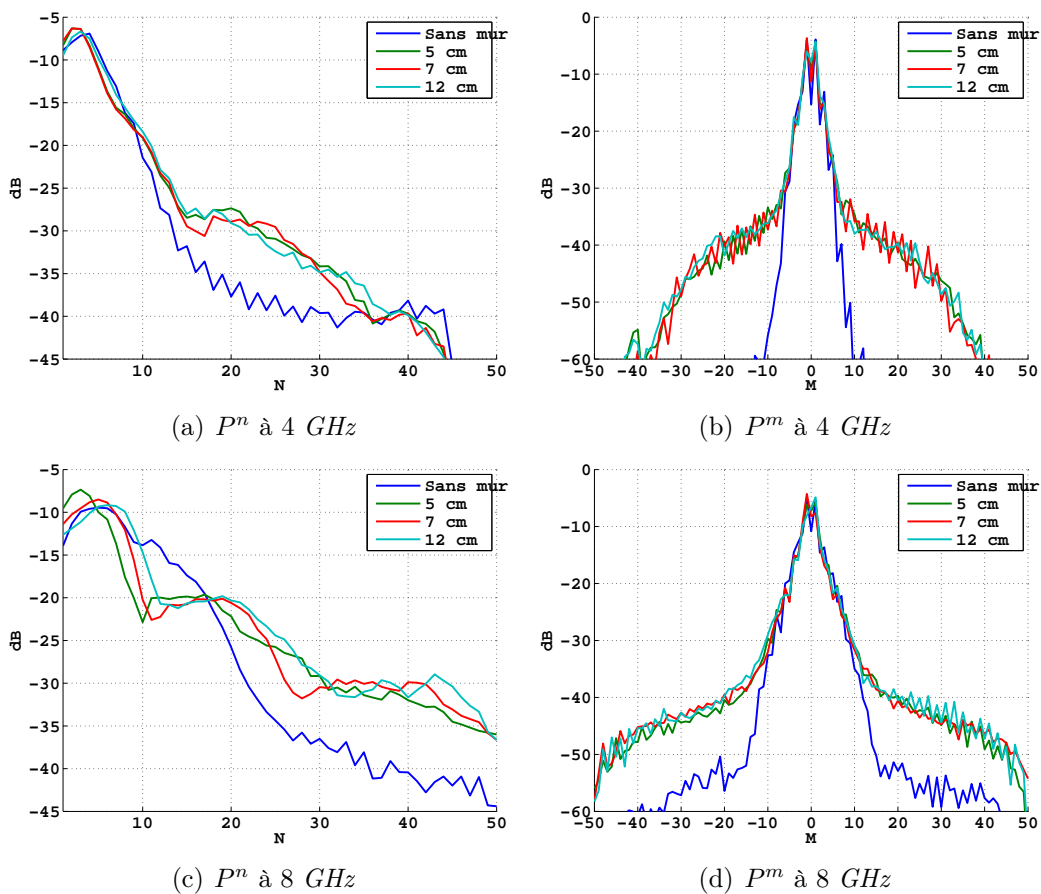


FIGURE 4.17 – Puissances modales  $P^n/P_{ray}$  et  $P^m/P_{ray}$  normalisées de l'antenne seule et de l'antenne en présence du mur de plâtre de différentes épaisseurs à la fréquence de 4 et 8 GHz

Nous constatons sur la figure 4.17(a), que les différentes courbes (antenne seule

et antenne en présence des différentes interfaces) de puissance modale ne présentent pas de variations significatives en fonction de  $n$  à 4 GHz. Cela s'explique par la faible influence de la plaque de plâtre, de permittivité peu élevée, sur le rayonnement de l'antenne en bas de bande, et ce quelle que soit son épaisseur.

À 8 GHz (cf. figure 4.17(c)) nous constatons que l'influence de l'épaisseur du mur est peu notable et quelle que soit la largeur de l'interface le comportement des modes élémentaires est similaire car le diagramme de rayonnement est de la même forme. Nous notons aussi que l'étalement des modes supérieurs, qui modélisent les petites oscillations, est identique aussi quelle que soit l'interface utilisée. Nous comparons également la puissance modale considérant le mur d'épaisseur 7 cm et celui de 12 cm à toutes les fréquences (figure 4.18). La comparaison illustrée sur cette figure montre la ressemblance de la puissance modale dans ces deux cas et ce à toutes les fréquences.

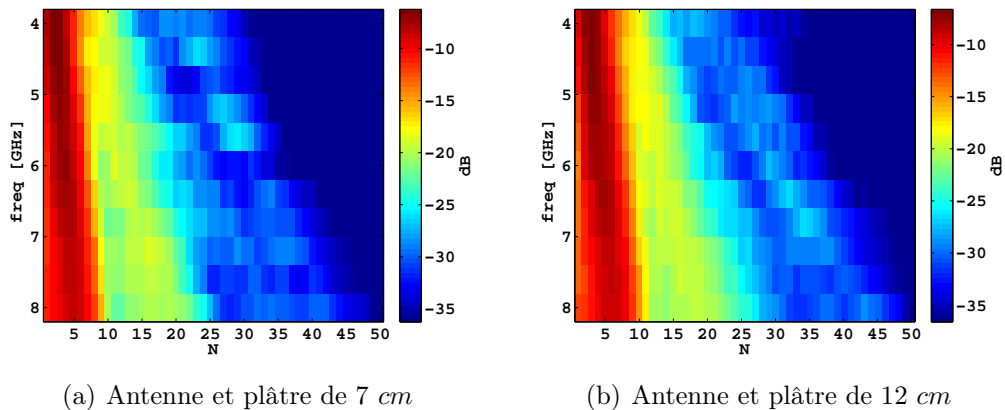


FIGURE 4.18 – Puissance modale du rayonnement de l'antenne en présence de la plaque de plâtre de 7 et 12 cm entre 4 et 8 GHz

L'influence de l'épaisseur de l'interface sur la puissance modale est réévaluée en utilisant une autre interface supplémentaire d'une épaisseur différente que celle employée avant. Pour des raisons de poids sur le support réalisé pour les mesures, nous ne pouvons pas mettre une interface d'une épaisseur supérieure. Ainsi, la seule solution réalisable est d'utiliser un placoplatre BA13 d'une épaisseur de 13 mm. La différence d'épaisseur du placoplatre est importante par rapport aux trois premières interfaces, c'est pour cette raison que nous l'utilisons afin d'établir cette comparaison des puissances. Nous calculons ensuite à partir du champ mesuré les coefficients  $Q_j$  à 8 GHz et nous comparons le résultat de la puissance modale calculée dans ce cas avec celle de l'antenne seule et de l'antenne en présence du mur du plâtre ayant l'épaisseur de 5 cm.

Les résultats de la comparaison entre l'interface de 5 cm et 13 mm, présentée sur

la figure 4.19, montrent que dans les deux cas (plâtre et BA13) le maximum de puissance se situe au même indice  $n$ . Bien que l'interface du placoplatre a une épaisseur qui peut être considérée négligeable, la concentration de la puissance modale, pour les modes dont l'indice est faible, est identique à la puissance modale de la mesure effectuée en présence du mur de plâtre de 5 cm.

Ainsi nous pouvons en déduire que la présence d'une interface en plâtre d'épaisseur quelconque conduit à une concentration de puissance suivant  $n$  pour les modes élémentaires. Ce comportement pourrait donc être attribué au couplage de l'antenne avec l'interface. En revanche, l'épaisseur de chaque interface n'influence pas fortement sur la distribution de la puissance (elle n'influence que le niveau de puissance modale de degré élevé).

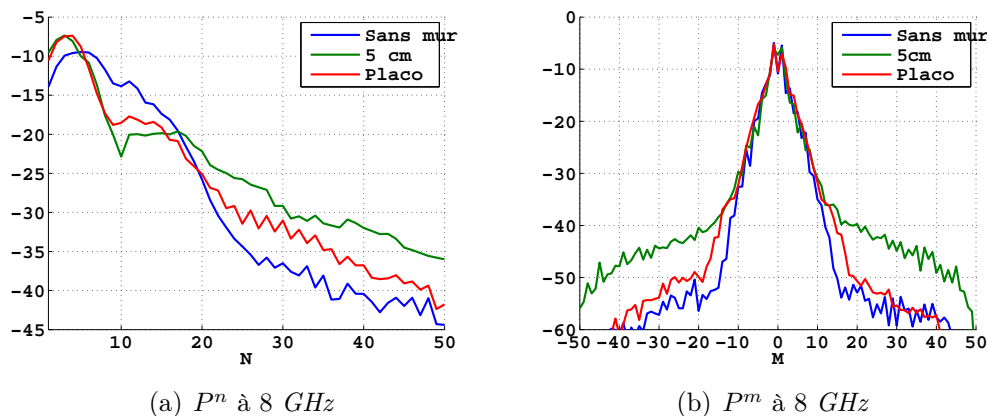


FIGURE 4.19 – Puissances modales  $P^n/P_{ray}$  et  $P^m/P_{ray}$  normalisées de l'antenne seule et de l'antenne en présence du mur de plâtre de 5 cm et du placoplatre à 8 GHz

#### 4.4.4 Effet de la distance entre antenne et interface

Après avoir étudié l'influence de l'épaisseur de l'interface sur la puissance modale, nous évaluons l'influence de la position de l'antenne par rapport à l'interface lors de la mesure. L'antenne sera décalée d'une distance de 5 cm pour chaque mur utilisé (5 cm, 7 cm et 12 cm). Nous choisissons cette distance pour le décalage de l'antenne en raison des contraintes liées au banc de mesure utilisé, qui ne permet pas une grande plage de variation de la position de l'antenne. Nous calculons les coefficients  $Q_{snm}$  de l'antenne collée à l'interface de 7 cm puis décalée de 5 cm à 8 GHz (figure 4.20). Nous remarquons que dans le cas où l'antenne est décollée de l'interface nous avons une augmentation du nombre d'annulations selon  $\theta$  car les modes sont plus concentrés autour de  $m = 0$ . Mais également, dans une moindre mesure, nous constatons des changements selon  $\phi$  avec moins d'oscillations lentes (degré faible) et plus d'oscillations rapides (degré élevé).

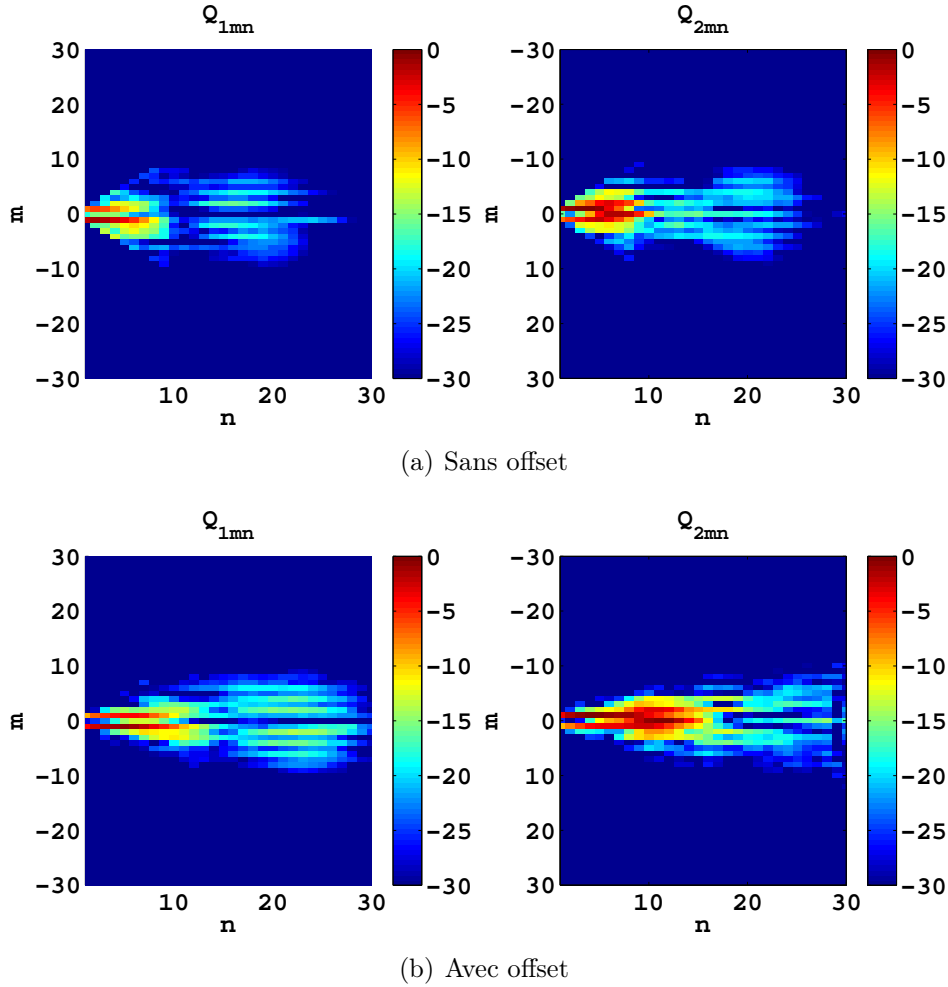


FIGURE 4.20 – (a) Coefficients  $Q_{snm}$  de l'antenne collée au mur de  $7\text{ cm}$  à  $8\text{ GHz}$ , (b) coefficients  $Q_{snm}$  de l'antenne décalée du mur de  $7\text{ cm}$  à  $8\text{ GHz}$

Pour les différentes épaisseurs de murs, nous calculons la puissance modale de l'antenne lorsqu'elle est décollée de l'interface et nous la comparons avec la puissance modale calculée quand l'antenne est au contact de l'interface. Les résultats de comparaison présentés sur la figure 4.21, montrent que l'effet du changement de la position de l'antenne par rapport à l'interface est plus important que lorsque l'antenne est collée. Le décalage de l'antenne conduit à un comportement similaire pour les différentes interfaces et un nouveau phénomène est observé : la puissance des modes élémentaires est stable jusqu'à environ  $N = 15$  et la puissance des ordres plus élevés est plus importante (plus d'oscillations rapides).

#### 4.4.5 Conclusion

Nous avons présenté dans cette section une modélisation compacte du rayonnement de l'antenne en présence d'un mur de  $7\text{ cm}$ . Nous avons donc validé la

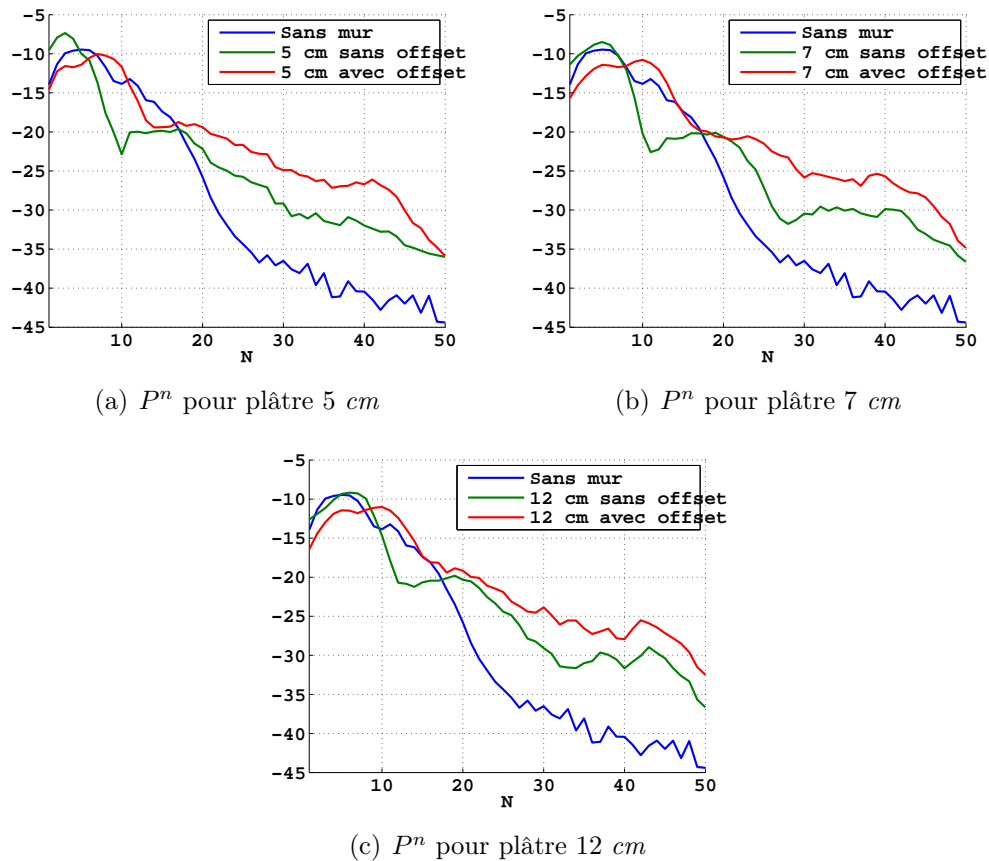


FIGURE 4.21 – Puissance modale  $P^n$  en présence de différentes interfaces avec antenne collée ou décalée à 8 GHz

méthode de compression proposée dans cette thèse pour une application de type radar de vision à travers un mur. Il est en effet possible à partir des paramètres du modèle, qui représentent un taux de compression de 92% du volume des données initiales, de reconstruire le champ dans un demi-espace délimité par le mur. Nous avons également tenté d'étudier l'influence de l'épaisseur de l'interface sur les coefficients modaux ainsi que la puissance modale. Toutefois, malgré la compression des données il n'est pas évident d'interpréter ces différents résultats. Nous avons relevé une tendance globale d'évolution de ces paramètres lors de la présence d'une interface. Par exemple, nous avons remarqué que l'épaisseur de l'interface influence peu ces paramètres. En revanche, la distance entre l'interface et l'antenne possède un effet plus important qui se traduit par une différence notable de la répartition de la puissance modale. Ces premières tendances sont des pistes mais il faudrait mener des études plus approfondies afin de les valider ou non en utilisant d'autres antennes par exemple ou d'autres types d'interface.

## 4.5 Rayonnement de l'antenne en contact avec un demi-espace

Toujours dans le but d'exploiter l'approche présentée dans le chapitre 3, nous nous mettons cette fois-ci dans un cas où l'antenne est en contact avec un demi-espace infini (application GPR). Dans cette section, nous ne nous servons que des données simulées sur *CST Studio* et la validation se fera entre le champ lointain simulé et celui modélisé à partir du champ proche simulé.

### 4.5.1 Étapes de simulation

L'antenne sera toujours orientée suivant  $oz$ , et le demi-espace infini est défini pour les  $z > 0$ . En se basant sur des mesures déjà établies d'un sol karstique [90], le matériau utilisé est le calcaire avec une permittivité relative  $\epsilon_r \approx 9$ .

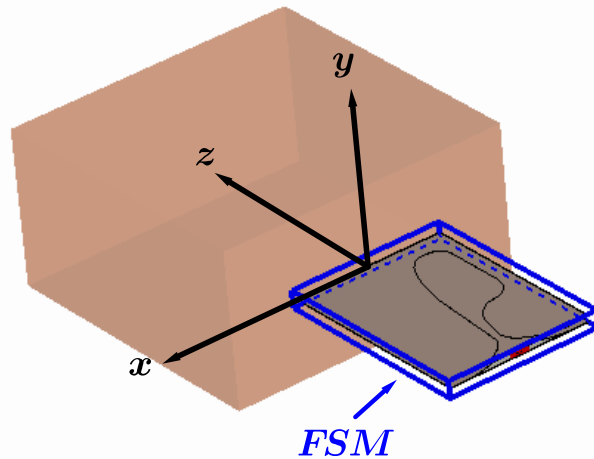


FIGURE 4.22 – Antenne et le "Field Source Monitor" dans le plan  $xoz$  avec le demi-espace en calcaire

La simulation du demi-plan est effectuée en utilisant la propriété "Multicouches" (*Multi-layer*) disponible dans l'onglet "milieu" (Background) sur *CST Studio*. La définition du demi-plan en utilisant cette propriété nous permet d'avoir un demi-plan continu dans les directions  $+z, \pm y$  et  $\pm x$ .

Une technique utile qui nous aide à réduire considérablement le temps de la simulation, et de définir dans un premier temps un "Field Source Monitor" (FSM) autour de l'antenne. Il est recommandé de définir un FSM légèrement plus large que l'antenne (+5mm de chaque côté par exemple), pour contenir la surface de contact entre

l'antenne et le demi-espace dans la boîte [75]. Une première simulation sera lancée dans un domaine de calcul assez large dans la direction de rayonnement, afin d'éviter les réflexions numériques, ce qui va nous permettre de connaître le champ sur la surface. La figure 4.22, représente la position de l'antenne et le FSM autour de l'antenne ainsi que le demi-espace représentant un milieu calcaire. Ce moniteur enregistre les champs tangentiels sur la surface de la boîte prédéfinie (Principe de Huygens [91]). Ces champs enregistrés sur la surface de la boîte tiennent en compte de l'interaction entre le demi-plan et l'antenne. Ainsi, les données enregistrées peuvent être utilisées pour calculer le champ rayonné par l'antenne et en tant que source de champ proche dans un autre projet de simulation.

Une fois le champ enregistré, nous remplaçons l'antenne par la source champ proche équivalent créé lors de la première simulation. Ainsi, le maillage de l'antenne n'est plus nécessaire et le temps de calcul est moins important que dans le cas où l'antenne est utilisée. Nous mettons les sondes sur la demi sphère positive (dans le demi-espace d'investigation), pour calculer le champ dans le demi-espace dans un domaine de calcul plus large que celui utilisé lors de la première simulation. Nous illustrons sur la figure 4.23 l'ensemble des sondes et la source champ proche en simulation.

Ces différentes techniques seront utilisées dans cette section, car nous avons un domaine de calcul très important qui nécessite des ressources informatiques importantes. À titre d'exemple, sur la machine de simulation utilisée qui dispose d'une RAM de 95 Go et un processeur Intel dont les performances sont présentées sur l'annexe B, le temps de simulation passe de 2 semaines à environ 3 jours en utilisant ces astuces.

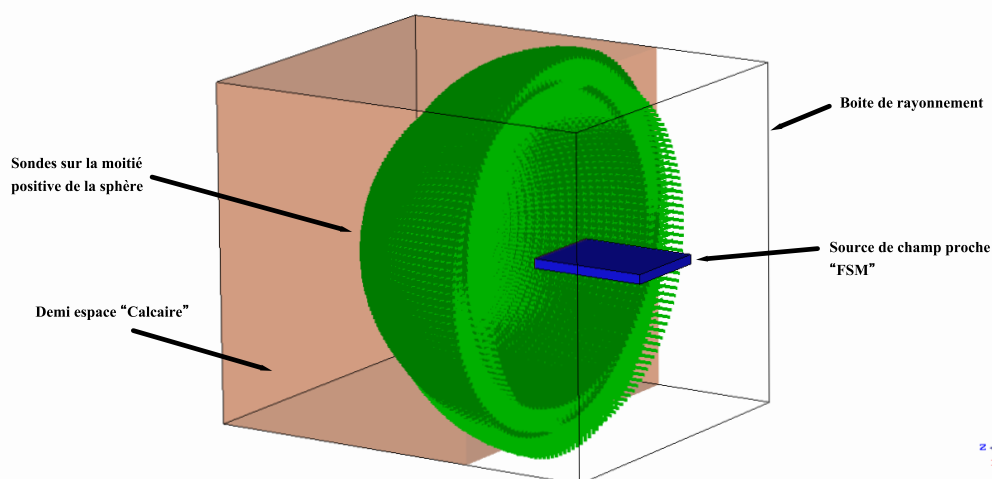


FIGURE 4.23 – Illustration de la source du champ proche et des sondes dans le demi-espace en calcaire



### 4.5.2 Modèle compact de l'antenne en contact du demi-espace

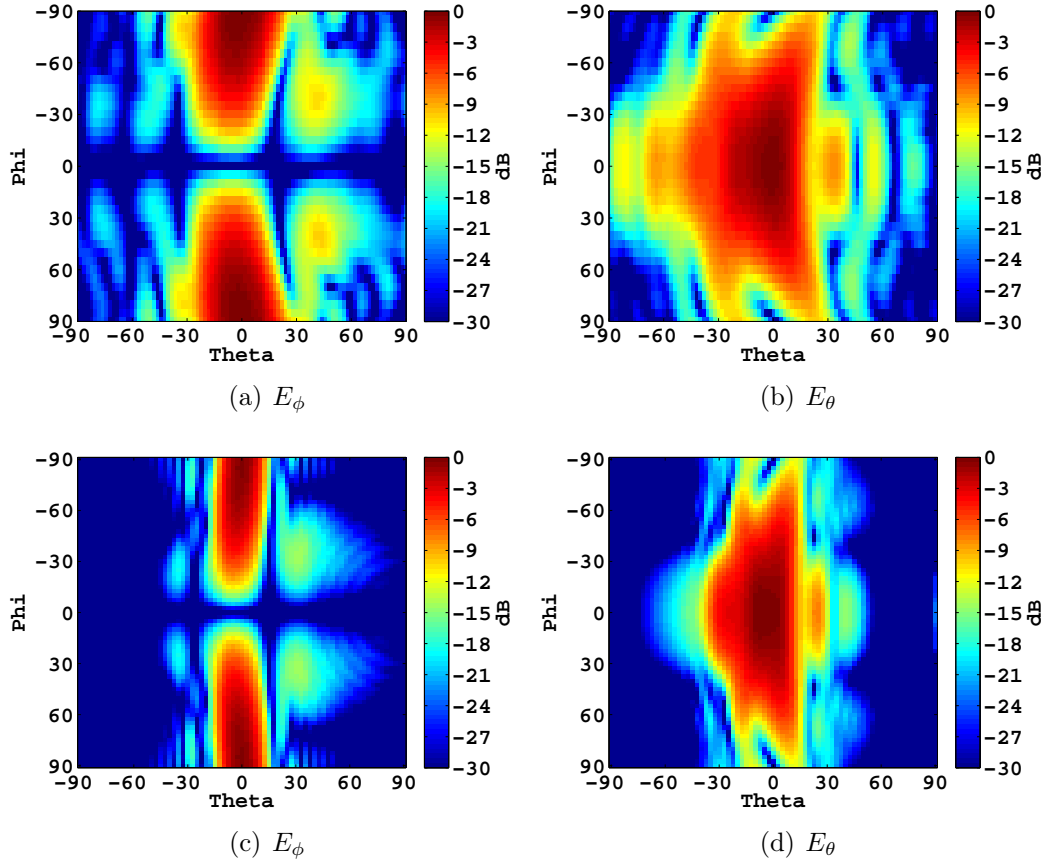


FIGURE 4.24 – (a,b) Champ proche simulé de l'antenne dans l'espace libre à  $8\text{ GHz}$  (c,d) Champ proche simulé de l'antenne collée au demi-espace infini à  $8\text{ GHz}$

Après acquisition du champ sur la demie sphère (cf. figure 4.24), nous calculons les coefficients  $Q_j$  à partir de ce champ en utilisant l'équation (3.1). Sachant que le milieu de propagation est différent de l'air, la valeur du nombre d'onde  $k$  utilisée lors de ce calcul tient compte de la vitesse de propagation dans ce milieu (soit  $k = k_{air}\sqrt{\epsilon_r}$ ). Nous traçons les coefficients obtenus en fonction de  $n$  et  $m$  sur la figure 4.25(a) en choisissant un degré de décomposition  $N = 25$  pour comparaison avec ceux obtenus en espace libre. Ce dernier, a été fixé à  $N = 25$  dans la partie 4.2 traitant l'étude préliminaire du rayonnement de l'antenne en espace libre. Nous constatons que les coefficients obtenus contiennent plus d'énergie suivant  $n$  par rapport à ceux calculés de l'antenne en espace libre (représentés sur la figure 4.25(b)). On peut y noter un "étirement" des coefficients modaux suivant le degré  $n$  qui est très certainement dû au demi-espace infini de permittivité relative 9 qui focalise fortement le rayonnement de l'antenne. À partir de ces coefficients, nous calculons

les pôles et résidus en fixant  $P = 13$  pour ensuite reconstruire le champ lointain à partir de ces derniers. Nous comparons finalement le champ reconstruit à partir des pôles et résidus et le champ simulé dans les plans  $H$  et  $E$  de l'antenne respectivement sur les figures 4.25(c) et 4.25(d). Nous notons une bonne concordance entre le champ reconstruit et celui simulé et nous en déduisons que les paramètres fixés en plaçant l'antenne en espace libre ( $N = 25$ ,  $P = 13$ ) restent valables même si le rayonnement de l'antenne a subi une forte perturbation en la mettant proche d'une interface infinie de permittivité élevée. En effet, nous notons une forte focalisation du diagramme dans les deux plans principaux de rayonnement.

Nous choisissons un degré  $N$  de décomposition de 50 afin de pouvoir comparer l'effet de la surface sur la puissance modale contenue dans les modes et affiner notre critère de sélection du nombre de modes pour ce cas particulier. Sur la figure 4.26 nous comparons l'évolution de la puissance modale selon le degré  $P^n$  et l'ordre  $P^m$  à différentes fréquences. Nous observons sur les figures de la puissance  $P^n$  et  $P^m$  qu'au fur et à mesure que la fréquence augmente le nombre de modes nécessaires augmente ce qui est logique car, comme constaté dans les chapitres précédents, le nombre d'onde  $k$  qui permet d'estimer  $N$  augmente linéairement avec la fréquence. Contrairement au cas précédent, des interfaces finies et de permittivité plus faible, la puissance  $P^n$  contenue suivant  $n$  reste importante même à l'ordre  $N = 50$  (le critère donnant le nombre de modes nécessaire en fonction de  $k$  nous donne comme résultat  $N = 70$ ). Ceci est certainement dû au faible niveau des lobes secondaires par rapport au lobe principal du rayonnement bien plus directif dans le cas où l'antenne est placée devant le demi-espace infini. En effet, comme présenté sur la figure 4.24, l'amplitude des lobes secondaires est plus faible dans le cas où l'antenne est située devant l'interface que lorsqu'elle est en espace libre. Ainsi, pour une meilleure précision de reconstruction le nombre de modes doit être plus élevé.

Nous comparons dans un deuxième temps sur la figure 4.27, la puissance des modes de l'antenne seule en simulation et l'antenne avec le demi-espace à la fréquence de 8 GHz. Comme déjà constaté sur les figures 4.25(c) et 4.25(d), les coefficients contiennent plus d'énergie quand l'antenne est placée devant l'espace infini. La puissance suivant  $n$  décroît plus lentement quand l'antenne est perturbée par l'interface car le rayonnement de l'antenne devient plus directif. On peut estimer que le critère des  $-30$  dB sera atteint aux alentours de  $N = 60$ , soit exactement racine carrée de  $\epsilon_r$  fois plus que lorsque l'antenne rayonne en espace libre.

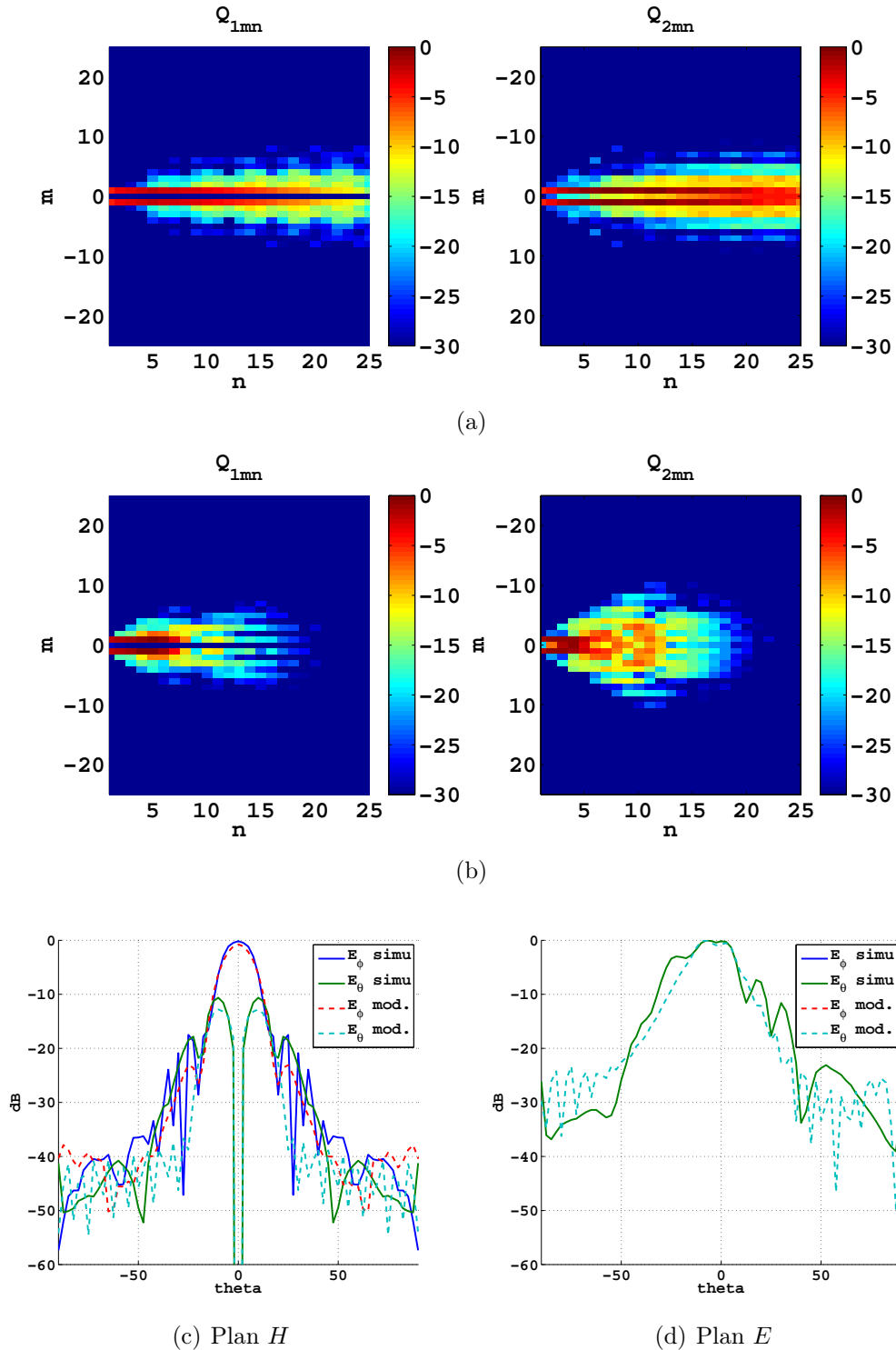


FIGURE 4.25 – (a) Coefficients  $Q_j$  de l'antenne placée devant le demi-espace infini pour un ordre  $N = 25$  à  $8\text{ GHz}$  (b) Coefficients  $Q_j$  de l'antenne en espace libre pour un ordre  $N = 25$  à  $8\text{ GHz}$  (c,d) Comparaison du champ lointain simulé et du champ lointain obtenu à partir du modèle de compression ( $N = 25$ ,  $P = 13$ ) à  $8\text{ GHz}$

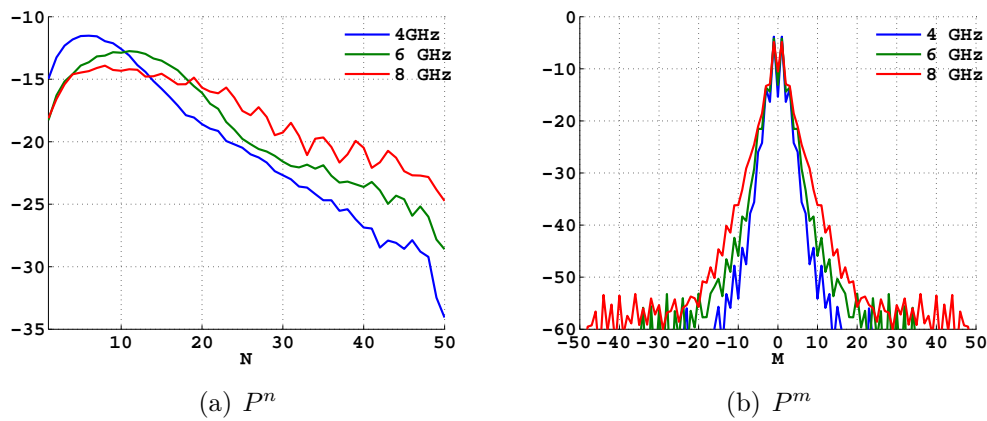


FIGURE 4.26 – Puissance modale de l’antenne en présence du demi-espace à différentes fréquences

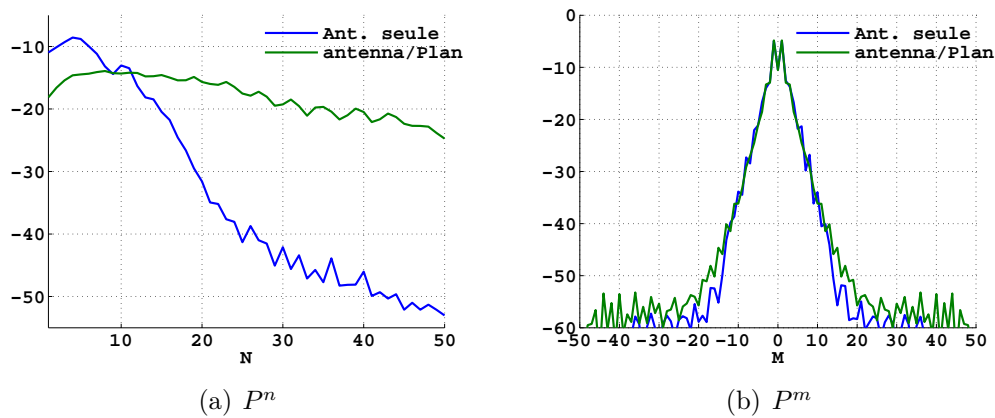


FIGURE 4.27 – Comparaison de la puissance modale de l’antenne seule et de l’antenne proche du demi-espace à 8 GHz

## 4.6 conclusion

Ce chapitre a présenté une application de la modélisation compacte du rayonnement d’antennes ULB dans différents contextes de radar à pénétration de surface. Tout d’abord, une étude préliminaire du rayonnement de l’antenne en espace libre pour différentes couvertures angulaires a été effectuée. Cette étude a permis de vérifier la conservation de la puissance rayonnée en fonction de la couverture angulaire, en se basant sur une comparaison entre la puissance rayonnée calculée à partir des coefficients sphériques et celle théorique. Nous terminons cette étude par la validation de la reconstruction du champ lointain en se basant sur une couverture complète de la sphère, puis tronquée. Dans un deuxième temps, nous avons présenté le rayonnement de l’antenne à travers un mur en béton cellulaire. Ce dernier, qui à cause de sa structure hétérogène constituée d’une infinité de microcellules d’air, a révélé

une forte perturbation sur le rayonnement de l'antenne. Finalement, le chapitre se termine par l'application des méthodes compactes de modélisation sur le rayonnement de l'antenne en présence d'interfaces de taille finie (mur en plâtre) et de taille infinie (demi-espace en calcaire représentatif des applications visées au laboratoire : TTW et surveillance de sol). La méthode proposée permet de reconstruire le champ dans tout le demi-espace sous investigation à partir des coefficients de compression tirés des mesures en champ proche. L'étude de la distribution des coefficients modaux ainsi que la puissance modale nous a permis de relever quelques tendances notamment une concentration des modes autour de  $m = 0$  lors de l'extraction de ces paramètres dans des environnements plus complexes ainsi qu'une augmentation du degré nécessaire pour la décomposition en fonction de la permittivité du milieu. Ces constatations sont bien entendu limitées à un rayonnement d'antenne suivant l'axe  $z$  et méritent d'être approfondies par des études plus amont (en utilisant d'autres antennes ou différentes interfaces par exemple).

# Conclusion et perspectives

Le travail présenté dans cette thèse avait pour objectif d'établir un modèle compact à partir du rayonnement d'une antenne ULB, afin de pouvoir l'exploiter pour calculer le champ à différentes distances de l'antenne. Ce travail devait proposer des solutions aux deux enjeux majeurs du laboratoire dans la prise en compte du rayonnement d'antennes ULB pour des applications radar à pénétration de surface, à savoir la diminution du volume de données d'une part, et la connaissance du champ rayonné dans tout l'espace sous investigation d'autre part. Dans ce but, deux approches combinant les méthodes de caractérisation et modélisation d'antennes ont été employées. Le premier chapitre a rappelé et détaillé les bases théoriques des principales méthodes de modélisation telles que la caractérisation par fonction de transfert, le développement en singularités et le développement en modes sphériques.

Le second chapitre a proposé une combinaison des méthodes présentées dans le premier chapitre afin d'obtenir une forte compression du nombre de données représentant le diagramme de rayonnement d'une antenne ULB en champ lointain. Une application de cette combinaison à la fois sur les données simulées et mesurées d'une antenne Vivaldi a été présentée et a permis de valider cette approche. De plus, nous avons proposé et validé un critère permettant la sélection des pôles dominants uniquement. L'application de l'approche proposée a permis de réduire le volume de données dans les deux cas, simulation et mesure, d'un taux de 98% sans dégrader la qualité de l'information (une erreur inférieure à 7% dans la bande de fonctionnement de l'antenne). La fin de ce chapitre pointe quelques limites lors de la généralisation de cette approche afin de traiter des données extraites en champ proche telles que la complexité de la caractérisation du canal de propagation en champ proche ou bien la variation des pôles et résidus en fonction de la distance. Cette problématique est abordée dans le chapitre 3.

Dans le troisième chapitre, nous proposons une nouvelle méthode de combinaison afin de l'appliquer à des données obtenues en champ proche et ainsi solutionner les difficultés rencontrées dans le chapitre précédent. Nous avons employé dans ce chapitre une approche basée sur la décomposition en vecteurs sphériques et la méthode de Cauchy. La base des vecteurs sphériques présente l'avantage de modéliser la dépendance angulaire et radiale simultanément et la décomposition du champ électrique sur cette base des vecteurs sphériques donne lieu à des coefficients modaux qui seront ensuite développés en pôles et résidus en utilisant la méthode de Cauchy. Les coefficients modaux obtenus à l'issue de la décomposition en vecteurs sphériques ne dépendent que de la fréquence et ceci constitue un point clé de cette

combinaison qui a été vérifiée sur des données simulées à différentes distances. Une application sur des données simulées et mesurées a permis de valider la possibilité de calculer le champ à différentes distances à partir d'une acquisition à une distance de référence. Les propriétés de rayonnement sont représentées à l'issue de cette décomposition sans subir de détérioration (erreur inférieure à 3% sur la bande de travail) et tout en permettant une compression allant jusqu'à 99% du volume de données initiales.

Enfin, le chapitre 4 aborde le cœur de la problématique de cette thèse, à savoir une application de l'approche proposée dans le contexte de radar à pénétration de surface. Nous avons commencé ce chapitre par une étude de l'effet de la connaissance partielle du champ (couverture angulaire tronquée au lieu de la connaissance du champ sur une sphère complète) sur la qualité de la décomposition en vue des applications visées qui ne nécessitent la connaissance du champ que dans un demi-espace sous investigation. Cette étude basée dans un premier temps sur la conservation de la puissance et dans un deuxième temps sur la qualité de reconstruction a montré la validité de l'approche dans ce contexte. Ces travaux ont nécessité de mettre en place un protocole de mesure spécifique mais également de développer des méthodes de simulation efficaces afin de pouvoir valider les différentes mesures. Après validation, la méthode proposée a ensuite été appliquée au rayonnement d'une antenne Vivaldi en présence de différentes interfaces représentatives des activités de recherche du laboratoire. Ainsi, des mesures au travers de différents types de murs (épaisseurs caractéristiques) ont permis de modéliser efficacement le rayonnement dans un contexte de radar TTW en conservant un taux de compression de 92%. De même, l'étude et la modélisation du rayonnement de cette antenne dans un demi-espace infini représentatif d'un sol calcaire indique sa validité pour des applications de type GPR, si bien entendu les caractéristiques moyennes du milieu investigué sont connus (ce qui est le cas dans le cadre du projet Maxwell par exemple). Ce chapitre aborde enfin une analyse de ces descripteurs afin de dégager des tendances lors de la modification du rayonnement de l'antenne en fonction de son environnement. Ces études sont pour le moment limitées aux coefficients modaux qui nous paraissent plus interprétables physiquement que leur expansion en singularités.

Un des objectifs de la procédure adoptée le long de ce travail de thèse était de réduire le nombre de données représentant le rayonnement d'une antenne ULB. Idéalement, cette compression aurait pu permettre d'étudier les effets de l'environnement de l'antenne sur son rayonnement en ne surveillant que l'évolution de quelques paramètres. Cependant, bien que nous arrivions à extraire des paramètres compacts (pôles et résidus) répondant à notre objectif de départ, il existe quelques limitations à souligner. Par exemple, les comparaisons n'ont porté que sur les coefficients mo-

daux et la puissance modale lors des études menées dans le dernier chapitre pour les différentes configurations. Il serait donc intéressant d'apprendre à interpréter aussi l'évolution des pôles et résidus obtenus par la décomposition de ces coefficients modaux. D'autre part, du fait d'un volume de données initial énorme et malgré un taux de compression élevé, la taille des données obtenues à étudier reste conséquente, ce qui ne facilite pas l'analyse des résultats. Dans les travaux futurs, il pourrait cependant être intéressant d'approfondir l'étude initiée sur l'effet des interfaces, en utilisant des antennes et également des interfaces de différents types, afin de valider les tendances déjà relevées à travers ce travail. Ensuite, nous envisagerons d'intégrer le modèle développé, peut-être en créant une bibliothèque de modèles d'antennes, dans les algorithmes d'imagerie utilisés dans les activités du laboratoire.

Le second objectif de ce travail de thèse était la possibilité, à partir d'un modèle de rayonnement issu de mesures en champ proche, de pouvoir calculer le champ à différentes distances de l'antenne. Cet objectif est atteint dans la mesure où les caractéristiques radioélectriques de l'interface sont connues. Une nouvelle fois, une étude approfondie de l'effet de différents types d'interface sur les descripteurs de rayonnement obtenu, voire la création d'une bibliothèque de rayonnement d'antennes en présence d'interfaces typiques pourrait constituer une approximation acceptable du rayonnement exact de l'antenne utilisée.

Les autres perspectives sont bien entendu l'intégration de ces modèles d'antennes aux algorithmes d'imagerie développés au laboratoire. Ces travaux nécessiteront l'adaptation de ces codes 2D aux cas 3D multifréquences. La problématique du volume de données et l'optimisation des codes dans ce sens sera encore une fois un axe de recherche important.





# Listes des publications

- A. ROUSSAFI, L. BROCHIER, N. FORTINO, J-Y. DAUVIGNAC, “Compact modeling of UWB antenna radiation pattern in TTW context”, IEEE International Conference on Antenna Measurements and Applications, 23-27 October 2016, Syracuse, USA.
- A. ROUSSAFI, N. FORTINO, J-Y. DAUVIGNAC, “Compact modeling of UWB antenna 3D Near Field radiation using Spherical Vector Wave Expansion and Cauchy methods”, IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters. (Accepté pour publication)
- A. ROUSSAFI, N. FORTINO, J-Y. DAUVIGNAC, “UWB antenna 3D characterization using Matrix Pencil Method”, IEEE International Conference on Antenna Measurements and Applications, 16-19 November 2014, Juan-Les-Pins, France.



# ANNEXE A

## Macro VBA

---

```
Dim Theta, phi, ProbeRad As Double
Dim StepAngle As Double
Dim idx As Integer
Dim pi As Double
pi=3.1416
StepAngle= 5   "Résolution angulaire"
ProbeRad=100   "Position des sondes autour de l'antenne"
idx=0
For Theta = -90 To 90 STEP StepAngle
  For phi = -180 To 180 STEP StepAngle
    With Probe
      .Reset
      .ID idx
      .Field ("efield")
      .SetCoordinateSystemType ("Cartesian")
      .SetPosition1 (ProbeRad * Sin(Theta*pi/180) * Cos(phi*pi/180))
      .SetPosition2 (ProbeRad * Sin(Theta*pi/180) * Sin(phi*pi/180))
      .SetPosition3 (ProbeRad * Cos(Theta*pi/180))
      .Orientation ("X")   "définir l'orientation des sondes"
      .Origin ("zero")
      .Create
      .NewCaption (idx, "E-field(X; " & cstr(Theta) & " " & cstr(phi) & " " &
cstr(ProbeRad) & ")")
    End With
    idx=idx+1
  Next
Next
Next
```



# Processeur Intel Xeon X5660

Performances	
Nb. de cœurs	6
Nb. de threads	12
Fréquence de base	2.80 GHz
Fréquence Turbo maxi	3.20 GHz
Cache	12 MB SmartCache
Vitesse du bus	6.4 GT/s QPI
Nb. de liens QPI	2
PDT	95 W
Plage de fréquences VID	0.750V-1.350V

FIGURE B.1 – Tableau des performances du processeur Xeon X5660 [92]



# Bibliographie

- [1] D. J. Daniels, *Ground penetrating radar*, vol. 1. Iet, 2004.  
(Referenced on page 5.)
- [2] “Fcc notice of proposed rule making, revision of part 15 of the commission’s rules regarding ultra-wideband transmission systems federal communications commission. washington, dc, et-docket 98–153.”  
(Referenced on page 7.)
- [3] R. Dubroca, N. Fortino, J. Y. Dauvignac, L. Bellomo, S. Pioch, M. Saillard, T. Lepetit, J. de Rosny, C. Prada, P. Millot, N. Maaref, and B. Boudamouz, “Time reversal-based processing for human targets detection in realistic through-the-wall scenarios,” in *Radar Conference (EuRAD), 2011 European*, pp. 1–4, Oct 2011.  
(Referenced on page 8.)
- [4] P. Millot, L. Castanet, L. Casadebaig, N. Maaref, A. Gaugue, M. Ménard, J. Khamlichi, G. Louis, N. Fortino, J. Y. Dauvignac, G. Clementi, M. Schortgen, L. Quellec, and V. Laroche, “An uwb through-the-wall radar with 3d imaging, detection and tracking capabilities,” in *Radar Conference (EuRAD), 2015 European*, pp. 237–240, Sept 2015.  
(Referenced on page 8.)
- [5] M. Yedlin, G. Sénéchal, D. Rousset, N. Fortino, J. Y. Dauvignac, S. Gaffet, T. Monfret, and C. Pichot, “Comparative study using an uwb measurement system and a ramac gpr system for subsurface imaging of the vaucluse karst aquifer,” in *Wireless Information Technology and Systems (ICWITS), 2010 IEEE International Conference on*, pp. 1–4, Aug 2010.  
(Referenced on page 9.)
- [6] F. Abujarad, G. Nadim, and A. Omar, “Clutter reduction and detection of landmine objects in ground penetrating radar data using singular value decomposition (svd),” in *Proceedings of the 3rd International Workshop on Advanced Ground Penetrating Radar, 2005. IWAGPR 2005.*, pp. 37–42, May 2005.  
(Referenced on page 10.)
- [7] F. Abujarad and A. Omar, “Gpr data processing using the component-separation methods pca and ica,” in *Proceedings of the 2006 IEEE International Workshop on Imagining Systems and Techniques (IST 2006)*, pp. 60–64, April 2006.  
(Referenced on page 10.)



- [8] N. Smitha and V. Singh, “Clutter reduction techniques of ground penetrating radar for detecting subsurface explosive objects,” in *2016 International Conference on Information Communication and Embedded Systems (ICICES)*, pp. 1–8, Feb 2016.  
(Referenced on page 10.)
- [9] S. Lambot, E. C. Slob, I. van den Bosch, B. Stockbroeckx, and M. Vanclooster, “Modeling of ground-penetrating radar for accurate characterization of subsurface electric properties,” *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 42, pp. 2555–2568, Nov 2004.  
(Referenced on page 10.)
- [10] T. B. Hansen and P. M. Johansen, “Inversion scheme for ground penetrating radar that takes into account the planar air-soil interface,” *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 38, pp. 496–506, Jan 2000.  
(Referenced on page 10.)
- [11] P. Meincke and O. Kim, “Accurate antenna models in ground penetrating radar diffraction tomography,” in *Antennas and Propagation Society International Symposium, 2002. IEEE*, vol. 4, pp. 306–309, IEEE, 2002.  
(Referenced on page 10.)
- [12] C. Dourthe, C. Pichot, J. Dauvignac, and J. Cariou, “Inversion algorithm and measurement system for microwave tomography of buried object,” *Radio Science*, vol. 35, no. 5, pp. 1097–1108, 2000.  
(Referenced on pages 10 and 23.)
- [13] S. Nounouh, C. Eyraud, A. Litman, and H. Tortel, “Quantitative imaging with incident field modeling from multistatic measurements on line segments,” *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 14, pp. 253–256, 2015.  
(Referenced on page 10.)
- [14] C. A. Balanis, *Antenna Theory : Analysis and Design*. John Wiley & Sons, 3. auflage ed., 2005.  
(Referenced on pages 14, 18, 44, 47, 80, 82, 83, and 90.)
- [15] A. H. Mohammadian, A. Rajkotia, and S. S. Soliman, “Characterization of uwb transmit-receive antenna system,” in *Ultra Wideband Systems and Technologies, 2003 IEEE Conference on*, pp. 157–161, Nov 2003.  
(Referenced on page 14.)
- [16] Y. Duroc, T. P. Vuong, and S. Tedjini, “A time/frequency model of ultrawideband antennas,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 55, pp. 2342–2350, Aug 2007.  
(Referenced on pages 14 and 16.)

- [17] Y. Duroc, "On the system modeling of antennas," *Progress In Electromagnetics Research (PIER) Journal*, pp. pp. 69–85, Apr. 2010.  
(Referenced on pages 15, 16, and 18.)
- [18] D. M. Pozar, "Waveform optimizations for ultrawideband radio systems," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 51, pp. 2335–2345, Sep 2003.  
(Referenced on page 16.)
- [19] P. Supanakoon, P. Tangtisanon, S. Promwong, and J.-i. Takada, "Accurate analysis of extension of the friis' transmission formula for uwb channels," in *Proceedings of ECTI Conference, Pattaya, Thailand, 2004*.  
(Referenced on page 16.)
- [20] S. Licul and W. A. Davis, "Unified frequency and time-domain antenna modeling and characterization," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 53, pp. 2882–2888, Sept 2005.  
(Referenced on pages 16 and 23.)
- [21] G. Quintero, J. F. Zurcher, and A. K. Skrivervik, "System fidelity factor : a new method for comparing uwb antennas," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 59, pp. 2502–2512, July 2011.  
(Referenced on pages 16, 17, and 22.)
- [22] C. E. Baum, "General properties of antennas," *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 44, pp. 18–24, Feb 2002.  
(Referenced on page 18.)
- [23] X. Qing and Z. N. Chen, "Transfer functions measurement for uwb antenna," in *Antennas and Propagation Society International Symposium, 2004. IEEE*, vol. 3, pp. 2532–2535 Vol.3, June 2004.  
(Referenced on page 18.)
- [24] G. Clementi, *Conception et Caractérisation Fréquentielle et Temporelle d'Antennes Réseaux Planaires à Très Large Bande Passante*. PhD thesis, Univ Nice Sophia Antipolis, 2011.  
(Referenced on pages 18 and 21.)
- [25] Y. Duroc, A. Ghiotto, T. P. Vuong, and S. Tedjini, "Uwb antennas : Systems with transfer function and impulse response," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 55, pp. 1449–1451, May 2007.  
(Referenced on page 19.)
- [26] C. Roblin, S. Bories, and A. Sibille, "Characterization tools of antennas in the time domain," *IWUWBS, Oulu, June, 2003*.  
(Referenced on page 19.)

- [27] S. Ishigami, H. Iida, and T. Iwasaki, “Measurements of complex antenna factor by the near-field 3-antenna method,” *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 38, pp. 424–432, Aug 1996.  
(Referenced on page 20.)
- [28] M. Nel, J. Joubert, and J. W. Odendaal, “The measurement of complex antenna transfer functions for ultra-wideband antennas in a compact range [measurements corner],” *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 56, pp. 163–170, Dec 2014.  
(Referenced on page 20.)
- [29] W. Sörgel and W. Wiesbeck, “Influence of the antennas on the ultra wideband transmission,” *EURASIP J. Appl. Signal Process. (Special Issue on UWB—State of the Art)*, pp. 296–305, 2005.  
(Referenced on page 21.)
- [30] J. S. McLean and R. Sutton, “Uwb antenna characterization,” in *2008 IEEE International Conference on Ultra-Wideband*, vol. 2, pp. 113–116, Sept 2008.  
(Referenced on pages 21 and 54.)
- [31] W. Wiesbeck, G. Adamiuk, and C. Sturm, “Basic properties and design principles of uwb antennas,” *Proceedings of the IEEE*, vol. 97, pp. 372–385, Feb 2009.  
(Referenced on page 21.)
- [32] M. A. Elmansouri and D. S. Filipovic, “Pulse distortion and mitigation thereof in spiral antenna-based uwb communication systems,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 59, pp. 3863–3871, Oct 2011.  
(Referenced on page 22.)
- [33] D. Lamensdorf and L. Susman, “Baseband-pulse-antenna techniques,” *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 36, pp. 20–30, Feb 1994.  
(Referenced on page 22.)
- [34] C. Marchais, B. Uguen, A. Sharaiha, G. L. Ray, and L. L. Coq, “Compact characterisation of ultra wideband antenna responses from frequency measurements,” *IET Microwaves, Antennas Propagation*, vol. 5, pp. 671–675, April 2011.  
(Referenced on page 23.)
- [35] C. Baum, *The singularity expansion method*. L.B. Felsen, Ed New York : Springer-Verlag, 1976.  
(Referenced on page 24.)
- [36] Y. Hua and T. K. Sarkar, “Matrix pencil method for estimating parameters of exponentially damped/undamped sinusoids in noise,” *IEEE Transactions on*

*Acoustics, Speech, and Signal Processing*, vol. 38, pp. 814–824, May 1990.

(Referenced on pages 24 and 27.)

- [37] M. V. Blaricum and R. Mittra, “A technique for extracting the poles and residues of a system directly from its transient response,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 23, pp. 777–781, Nov 1975.

(Referenced on page 24.)

- [38] R. Kumaresan, “Identification of rational transfer function from frequency response sample,” *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*, vol. 26, pp. 925–934, Nov 1990.

(Referenced on page 24.)

- [39] D. Schaubert, “Application of prony’s method to time-domain reflectometer data and equivalent circuit synthesis,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 27, pp. 180–184, Mar 1979.

(Referenced on page 24.)

- [40] R. Kumaresan and A. K. Shaw, “Superresolution by structured matrix approximation,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 36, pp. 34–44, Jan 1988.

(Referenced on pages 24 and 25.)

- [41] R. Prony, *Essai expérimental et analytique sur les lois de la dilatabilité de fluides élastiques et sur celles de la force expansive de la vapeur d’eau et de la vapeur d’alcool*. Journal de l’Ecole Polytechnique Floréal et Plairial, Vol. 1, Cahier 22, 1795.

(Referenced on page 25.)

- [42] E.-H. Djermoune, *Estimation des paramètres de sinusoides amorties par décomposition en sous-bandes adaptives. Application*. PhD thesis, Université Henri Poincaré Nancy I, 2003.

(Referenced on page 25.)

- [43] A. Okhovat and J. R. Cruz, “Statistical analysis of the tufts-kumaresan and principal hankel components methods for estimating damping factors of single complex exponentials,” in *International Conference on Acoustics, Speech, and Signal Processing*, pp. 2286–2289 vol.4, May 1989.

(Referenced on page 25.)

- [44] Y. Duroc, *Contribution au développement de modeles orientés systeme pour les antennes des communications ultra large bande*. PhD thesis, INP GRENOBLE, 2007.

(Referenced on pages 26 and 31.)

- [45] T. Sarkar and S. Park, “Application of the matrix pencil for estimating the semipoles of source-free transient responses from multiple look directions,” *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. vol 48, pp. 612–618, apr 2000.  
(Referenced on page 27.)
- [46] Y. Hua and T. K. Sarkar, “On svd for estimating generalized eigenvalues of singular matrix pencil in noise,” *IEEE Transactions on Signal Processing*, vol. 39, pp. 892–900, April 1991.  
(Referenced on page 27.)
- [47] T. K. Sarkar and O. Pereira, “Using the matrix pencil method to estimate the parameters of a sum of complex exponentials,” *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 37, pp. 48–55, Feb 1995.  
(Referenced on pages 28, 29, 30, and 39.)
- [48] G. Marrocco and M. Ciattaglia, “Ultrawide-band modeling of transient radiation from aperture antennas,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 52, pp. 2341–2347, Sept 2004.  
(Referenced on page 31.)
- [49] F. Sarrazin, *Caractérisation d’antennes par la méthode du développement en singularités appliquée au coefficient de rétrodiffusion*. PhD thesis, Université de Rennes 1, 2013.  
(Referenced on pages 31 and 85.)
- [50] L. Zhang and D. Samaras, “Face recognition from a single training image under arbitrary unknown lighting using spherical harmonics,” *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, vol. 28, pp. 351–363, March 2006.  
(Referenced on page 32.)
- [51] M. Nitzken, M. F. Casanova, G. Gimel’farb, A. Elnakib, F. Khalifa, A. Switala, and A. El-Baz, “3d shape analysis of the brain cortex with application to dyslexia,” in *2011 18th IEEE International Conference on Image Processing*, pp. 2657–2660, Sept 2011.  
(Referenced on page 32.)
- [52] M. Mhedhbi, S. Avrillon, T. Pedersen, and B. Uguen, “Modelling of uwb antenna perturbed by human phantom in spherical harmonics space,” in *The 8th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP 2014)*, pp. 3566–3570, April 2014.  
(Referenced on pages 32 and 56.)
- [53] C. Roblin and M. A. Yousuf, “Statistical models of wideband and uwb omnidirectional antennas based on a parametric modelling,” in *Proceedings of the*

*Fourth European Conference on Antennas and Propagation*, pp. 1–5, April 2010.

(Referenced on page 32.)

- [54] G. B. Arfken, H. J. Weber, and F. E. Harris, *Mathematical methods for Physicists, A comprehensive guide Seventh EDITION*. Elsevier, 2013.

(Referenced on pages 32 and 33.)

- [55] E. L. Hill, “The theory of vector spherical harmonics,” *American Journal of Physics*, vol. 22, no. 4, pp. 211–214, 1954.

(Referenced on page 32.)

- [56] R. F. Harrington, *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*. IEEE-Press, 2001.

(Referenced on pages 32 and 34.)

- [57] D. Winch, D. Ivers, J. Turner, and R. Stening, “Geomagnetism and schmidt quasi-normalization,” *Geophysical Journal International*, vol. 160, pp. 487–504, 2005.

(Referenced on page 33.)

- [58] J. A. Stratton, *Spherical Waves*, pp. 640–. Wiley-IEEE Press, 2006.

(Referenced on page 33.)

- [59] T. J. Dufva, J. Sarvas, and J. C.-E. Sten, “Unified derivation of the translational addition theorems for the spherical scalar and vector wave functions,” *Progress In Electromagnetics Research B*, vol. 4, pp. 79–99, 2008.

(Referenced on page 33.)

- [60] D. W. Ritchie and G. J. L. Kemp, “Fast computation, rotation, and comparison of low resolution spherical harmonic molecular surfaces,” *Journal of Computational Chemistry*, vol. 20, no. 4, pp. 383–395, 1999.

(Referenced on page 34.)

- [61] J. Hansen, *Spherical near-field antenna measurements*. IEEE Electromagnetic Wave Series 26, Peter Peregrinus Ltd, London, England, 1988.

(Referenced on pages 34, 35, 79, 81, 82, and 84.)

- [62] F. Jensen and A. Frandsen, “On the number of modes in spherical wave expansions,” in *AMTA Symposium, October*, 2004.

(Referenced on pages 34 and 83.)

- [63] F. D’Agostino, F. Ferrara, C. Gennarelli, R. Guerriero, and M. Migliozzi, “Efficient reconstruction of the pattern radiated by a long antenna from data acquired via a spherical-spiral-scanning near-field facility [measurements corner],” *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 56, pp. 146–153, April 2014.

(Referenced on page 35.)

- [64] C. Roblin, "Ultra compressed parametric modelling of uwb antenna measurements," in *2006 First European Conference on Antennas and Propagation*, pp. 1–8, Nov 2006.  
(Referenced on pages 38, 41, and 50.)
- [65] W. Dullaert and H. Rogier, "Novel compact model for the radiation pattern of uwb antennas using vector spherical and slepian decomposition," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 58, pp. 287–299, Feb 2010.  
(Referenced on pages 38 and 56.)
- [66] H. S. Lui and H. T. Hui, "Direction-of-arrival estimation : Measurement using compact antenna arrays under the influence of mutual coupling.," *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 57, pp. 62–68, Dec 2015.  
(Referenced on page 39.)
- [67] D. Rialet, Y. Antar, and M. Clénet, "Limitations of the singularity expansion method in the characterization of antennas," in *2013 IEEE Radar Conference (RadarCon13)*, pp. 1–5, April 2013.  
(Referenced on page 39.)
- [68] G. Clementi, N. Fortino, and J. Y. Dauvignac, "A novel low profile tapered slot antenna with absorbing material for radar imaging system," in *Antennas and Propagation (EuCAP), 2013 7th European Conference on*, pp. 2891–2895, April 2013.  
(Referenced on page 41.)
- [69] J. Rockway, J. Meloling, and J. Allen, "Interpolating spherical harmonics for computing antenna patterns," tech. rep., DTIC Document, 2011.  
(Referenced on page 46.)
- [70] X. Begaud, *les Antennes Ultra large Bande*. hermes science, 2010.  
(Referenced on page 50.)
- [71] P. J. Gibson, "The vivaldi aerial," in *Microwave Conference, 1979. 9th European*, pp. 101–105, Sept 1979.  
(Referenced on page 52.)
- [72] E. Gazit, "Improved design of the vivaldi antenna," *IEE Proceedings H - Microwaves, Antennas and Propagation*, vol. 135, pp. 89–92, April 1988.  
(Referenced on page 52.)
- [73] G. Clementi, C. Migliaccio, N. Fortino, J. Y. Dauvignac, J. Willebois, and C. Chekroun, "Wideband antenna for land-mine detection radar," in *2014 International Radar Conference*, pp. 1–4, Oct 2014.  
(Referenced on page 52.)

- [74] N. T. Nguyen, G. Clementi, C. Migliaccio, N. Fortino, J. Y. Dauvignac, J. Willebois, and C. Chekroun, "Wideband vivaldi antenna array with mechanical support and protection radome for land-mine detection radar," in *Radar Conference (EuRAD), 2015 European*, pp. 537–540, Sept 2015.  
(Referenced on page 52.)
- [75] "Cst microwave studio 2016." <https://www.cst.com/Products/CSTMWS>.  
(Referenced on pages 52 and 137.)
- [76] S. Koc, J. Song, and W. C. Chew, "Error analysis for the numerical evaluation of the diagonal forms of the scalar spherical addition theorem," *SIAM journal on numerical analysis*, vol. 36, no. 3, pp. 906–921, 1999.  
(Referenced on page 71.)
- [77] M. Mhedhbi, S. Avrillon, and B. Uguen, "Comparison of vector and scalar spherical harmonics expansions of uwb antenna patterns," in *Electromagnetics in Advanced Applications (ICEAA), 2013 International Conference on*, pp. 1040–1043, Sept 2013.  
(Referenced on page 78.)
- [78] A. Ludwig, "Near-field far-field transformations using spherical-wave expansions," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 19, pp. 214–220, Mar 1971.  
(Referenced on page 79.)
- [79] J. Yang and T. K. Sarkar, "Interpolation/extrapolation of radar cross-section (rcs) data in the frequency domain using the cauchy method," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 55, pp. 2844–2851, Oct 2007.  
(Referenced on page 85.)
- [80] N. Chantasan, A. Boonpoonga, and S. Burintramart, "Radar target identification using cauchy method," in *Electrical Engineering Congress (iEECON), 2014 International*, pp. 1–4, March 2014.  
(Referenced on page 85.)
- [81] J. Chauveau, N. de Beaucoudrey, and J. Saillard, "Selection of contributing natural poles for the characterization of perfectly conducting targets in resonance region," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 55, pp. 2610–2617, Sept 2007.  
(Referenced on page 85.)
- [82] W. Lee, T. K. Sarkar, H. Moon, and M. Salazar-Palma, "Computation of the natural poles of an object in the frequency domain using the cauchy method," *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 11, pp. 1137–1140, 2012.  
(Referenced on pages 85, 86, and 87.)



- [83] K. Kottapalli, T. K. Sarkar, Y. Hua, E. K. Miller, and G. J. Burke, "Accurate computation of wide-band response of electromagnetic systems utilizing narrow-band information," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 39, pp. 682–687, April 1991.  
(Referenced on page 85.)
- [84] R. S. Adve and T. Sarkar, "The effect of noise in the data on the cauchy method," *IEEE Microwave and Optical Tech. letters*, vol. vol 7, pp. 242–247, April 1994.  
(Referenced on page 86.)
- [85] R. S. Adve, T. K. Sarkar, S. M. Rao, E. K. Miller, and D. R. Pflug, "Application of the cauchy method for extrapolating/interpolating narrowband system responses," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 45, pp. 837–845, May 1997.  
(Referenced on pages 86 and 87.)
- [86] F. Sarrazin, J. Chauveau, P. Pouliguen, P. Potier, and A. Sharaiha, "Accuracy of singularity expansion method in time and frequency domains to characterize antennas in presence of noise," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 62, pp. 1261–1269, March 2014.  
(Referenced on page 87.)
- [87] A. Yaghjian, "An overview of near-field antenna measurements," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 34, pp. 30–45, Jan 1986.  
(Referenced on page 90.)
- [88] "Nsi." <http://ww2.nearfield.com/Sales/datasheets/NSI-700S-360.htm>.  
(Referenced on page 101.)
- [89] F. Ferrero, Y. Benoit, L. Brochier, J.-Y. Dauvignac, C. Migliaccio, and S. Gregson, "Spherical Scanning Measurement Challenge for Future Millimeter Wave Applications," in *AMTA Conference*, Long Beach, United States, Oct. 2015.  
(Referenced on page 101.)
- [90] G. Sénéchal, D. Rousset, and S. Gaffet, "Ground-penetrating radar investigation inside a karstified limestone reservoir," *Near Surface Geophysics*, vol. 11, pp. 283–291, June 2013.  
(Referenced on page 136.)
- [91] W. C. Chew, *Waves and Fields in Inhomogenous Media*. Wiley-IEEE Press, 1995.  
(Referenced on page 137.)
- [92] I. Processors. [http://ark.intel.com/fr/products/47921/Intel-Xeon-Processor-X5660-12M-Cache-2\\_80-GHz-6\\_40-GTs-Intel-QPI](http://ark.intel.com/fr/products/47921/Intel-Xeon-Processor-X5660-12M-Cache-2_80-GHz-6_40-GTs-Intel-QPI).

(Referenced on page [151](#).)

**Résumé :** Les performances des antennes Ultra Large Bande (ULB) les rendent appropriées pour de nombreuses applications. En radar à pénétration de surface (SPR), application visée de cette thèse, une telle bande passante offre un excellent compromis entre capacité de pénétration et résolution spatiale en imagerie micro-ondes. De plus, il a été démontré que la prise en compte du champ rayonné par l'antenne en présence de la surface améliore considérablement la qualité des images obtenues. Cette thèse aborde la problématique de la quantité de données représentant les antennes ULB. En effet, les descripteurs classiques d'antenne ne suffisent pas à caractériser l'évolution en fréquence de leurs performances. Le développement en harmoniques ou vecteurs sphériques est utilisé pour modéliser le diagramme de rayonnement d'antennes tout en réduisant le volume de données. D'autre part, les méthodes d'expansion en singularités modélisent la réponse en fréquence (ou impulsionnelle) de l'antenne par un ensemble de pôles de résonance. Le but de ce travail de thèse est d'établir un modèle compact qui représente avec précision le rayonnement d'antenne, et permette la connaissance du champ à différentes distances. A cette fin, plusieurs combinaisons des méthodes de caractérisation ont été étudiées. L'approche proposée est validée par la modélisation du diagramme de rayonnement simulé et mesuré d'une antenne Vivaldi (ETSA). Le modèle établi fournit le champ rayonné à différentes distances de l'antenne avec une erreur inférieure à 3% avec un taux de compression de 99%. La dernière partie de cette thèse présente une application de l'approche proposée au rayonnement d'antennes en présence d'interfaces.

**Mots-clés :** ULB, Décomposition en singularité, modélisation compacte, Harmoniques Sphériques.

**Abstract :** UWB antennas bandwidth makes them highly suitable for a number of applications. In surface penetrating radar (SPR) applications, which is the focus of our research, such a bandwidth range allows good signal penetration ability and fine space resolution for microwave imaging. In addition, it has been shown that the knowledge of the radiated field by the antenna enhances drastically the quality of the resulting images. The work reported in this thesis deals with the problematic of the huge amount of data representing UWB antennas. Indeed, due to the frequency dependence, the classical antenna parameters are not sufficient to characterize this type of antenna. The scalar or vector spherical wave expansion is widely used to expand the radiation pattern of a radiating antenna and permit a high compression data rate. On the other hand, the Singularity Expansion Methods are used in frequency/time domain to model the antenna response by a set of resonant poles. The purpose of this thesis is to establish a compact model representing accurately the antenna radiation characteristics, which also allows to find the field at various distances. To this end, several ways of combining the aforementioned methods have

been investigated. The proposed approach is validated by modeling the simulated and measured radiation pattern of an Exponential Tapered Slot Antenna (ETSA) in free space. Furthermore, we verify that the established compact model provide radiated field at different distances from the antenna with a compression of the initial pattern up to 99% and an error below 3%. The last part of this thesis, present an application of the proposed methodology to SPR context.

**Keywords :** UWB antennas, Singularity Expansion Methods, Spherical Harmonics, Compact modeling.