COLLEGES SCIENCES
BRETAGNE POUR L'INGENIEUR
LOIRE ET LE NUMERIQUE

IMT Atlantique
Bretagne-Pays de la Loire
École Mines-Télécom

THESE DE DOCTORAT DE

L'ÉCOLE NATIONALE SUPERIEURE
MINES-TELECOM ATLANTIQUE BRETAGNE PAYS DE LA LOIRE –
IMT ATLANTIQUE

ECOLE DOCTORALE N° 648
Sciences pour l'Ingénieur et le Numérique
Spécialité : *Electronique*

Par

Myssipsa MEHRAZ

Caractérisation du rayonnement de dispositifs rayonnants directifs en bandes millimétriques avec des mesures sans phase

Thèse présentée et soutenue à IMT Atlantique - Campus de Brest, le 09/12/2025
Unité de recherche : Lab-STICC (UMR 6285)
Thèse N° : 2025IMTA0512

Rapporteurs avant soutenance :

Fabien Ferrero	Professeur des Universités, Université Côte D'azur
Benjamin Fuchs	Ingénieur, Office Fédéral de la communication

Composition du Jury :

Président :	Pr. Christian Person	Professeur des Universités, IMT Atlantique
Rapporteurs :	Pr. Fabien Ferrero	Professeur des Universités, Université Côte D'azur
	Dr. Benjamin Fuchs	Ingénieur, Office Fédéral de la communication
Examinateurs :	Dr. Shoaib Anwar	Ingénieur R&D, Thales Aerospace Communications
	Dr. Rozenn Allanic	Ingénieur, Thales Defence Mission Systems
Dir. de thèse :	Pr. François Gallée	Professeur des Universités, IMT Atlantique

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur de thèse, le Pr. François Gallée, pour son encadrement, sa disponibilité et la qualité de son suivi tout au long de ce travail. Ses conseils, sa rigueur scientifique et son accompagnement constant ont été déterminants dans la conduite et l'aboutissement de cette thèse.

Je remercie également M. Olivier Lafond et M. Benoît Lescop, membres du comité de suivi individuel, pour leur suivi, leur intérêt ainsi que leurs encouragements et les nombreux échanges que nous avons eus durant ces années de thèse.

Je remercie ensuite l'ensemble des membres du jury pour avoir accepté d'évaluer ce travail. Leurs remarques, ainsi que les échanges scientifiques lors de la soutenance, ont permis d'enrichir la discussion et d'améliorer la qualité de ce travail.

Ces années de thèse ont aussi été marquées par une dynamique collective précieuse. Je remercie chaleureusement mes collègues et camarades du laboratoire pour les échanges, les discussions, les moments partagés et l'ambiance quotidienne, qui ont rendu ce parcours plus riche et plus agréable. Merci à Achraf Saddedine, Nicholas Attwood, Théo Dubasque, Vincent Castel, Camilla Karnfelt, Patrice Pajusco, Ahmed Abdelghany, Jérémie Hemery, Bernard Abiven, Loïc Temdie, Youcef Amara, Guillaume Bourcin, Hanane Athmani et Shandhipsing Robee, ainsi qu'à toutes celles et ceux que je n'ai pas cités, mais avec qui j'ai eu le plaisir de travailler ou d'échanger. Merci également à Yannick Marinette, gestionnaire administratif de notre département, pour sa disponibilité et sa grande réactivité.

Je souhaite également remercier mes anciens encadrants, qui ont joué un rôle déterminant dans l'acquisition des compétences pratiques mobilisées au cours de cette thèse. Merci à Mme Muriel Darces, ancienne responsable de ma formation, pour son accompagnement, ses conseils dans mon orientation et son implication dans l'encadrement de mon premier stage, ainsi qu'à M. Marc Hélier pour son encadrement conjoint de ce stage. Merci également à M. Shoaib Anwar, M. Stéphane Issartel et M. Evgueni Kaverine pour leur encadrement durant mon alternance chez MVG Industries, une expérience qui a contribué de manière essentielle au développement de ces compétences.

Au-delà du travail scientifique, ce parcours n'aurait pas été possible sans un soutien humain constant. Je remercie mes proches, ceux qui m'ont entouré et soutenu tout au long de ces années. Je remercie tout d'abord ma grand-mère Dia et ma tante Hayet, dont l'engagement et le soutien ont été déterminants et ont permis à ma sœur et moi de construire notre avenir avec stabilité et sérénité, malgré les épreuves. Je remercie également tata Chabha, M'sieur (Faudil), Mehdi, Idir et Salah pour l'accueil chaleureux qu'ils m'ont réservé lors de la poursuite de mes études à l'étranger, et pour avoir été une seconde famille, me permettant de me consacrer pleinement et sereinement à mes études.

Je remercie bien évidemment mon ami de longue date Naïm Ouyahia pour ces dix-huit années d'amitié, son soutien indéfectible et sa présence constante, en particulier dans les moments difficiles. Je souhaite également remercier mon ami Rayane Baloul pour sa présence attentive et son soutien lors de la rédaction de ce manuscrit et de la préparation de ma soutenance. Enfin, j'adresse un remerciement sincère à Nabil Sahli pour sa bienveillance et son soutien de toujours.

Je souhaite aussi rendre hommage à mon père et à ma mère, aujourd'hui disparus. À mon père, qui aurait sans nul doute fait tout ce qui était en son pouvoir pour mon avenir s'il avait été présent. À ma mère, pour les sacrifices consentis, ainsi que pour la force et la résilience dont elle a fait preuve, alors même que la vie ne l'avait pas épargnée. Leur mémoire et les valeurs qu'ils nous ont transmises m'ont accompagné tout au long de ce travail.

À ma sœur Lyza, j'adresse un remerciement tout particulier. Elle s'est toujours souciée de moi et a été mon premier soutien. Sa bienveillance, sa fierté et l'attention sincère qu'elle m'a portée ont été une source constante de force et de motivation.

Enfin, je souhaite exprimer une reconnaissance toute particulière à celle qui a occupé une place centrale tout au long de ce parcours. Par sa présence quotidienne, son soutien sans faille et sa patience dans les moments de doute comme dans ceux d'épuisement, elle a été un repère constant et une source de force indispensable. Sa confiance, son encouragement et sa compréhension ont profondément compté et ont largement contribué à l'aboutissement de ce travail.

Alors, à toi Sonia, amour de ma vie, merci d'avoir été mon point d'équilibre tout au long de ce chemin.

Sommaire

Remerciements **i**

Liste des abréviations **vi**

Liste des figures **ix**

Liste des tableaux **xiv**

Introduction **1**
Motivations . . . 2
Objectifs et démarche de la thèse . . . 3
Organisation du manuscrit . . . 5

1 Revue des techniques de reconstruction de la phase du champ rayonné **7**
1.1 Introduction . . . 8
1.2 Reconstruction à partir d'une seule surface de mesure . . . 9
1.2.1 Méthodes interférométriques (holographie indirecte) . . . 9
1.2.2 Technique des mesures multi-amplitudes (multi-sondes) . . . 14
1.3 Reconstruction à partir de deux surfaces de mesure . . . 17
1.3.1 Méthode de la reconstruction des sources rayonnantes (SRM) . . . 18
1.3.2 Technique de l'algorithme itératif de Fourier (IFTA) - Surface planaire 21
1.4 Conclusion . . . 24

2 Algorithme iteratif de Fourier **27**
2.1 Historique et évolution de la méthode . . . 28
2.2 Principe détaillé de la méthode . . . 29
2.2.1 Configuration de la mesure . . . 29
2.2.2 Comparaison des deux variantes principales de la méthode . . . 30
2.2.3 Convergence et critère d'arrêt . . . 33
2.3 Problématiques clés de la méthode itérative . . . 42
2.4 Conclusion . . . 43

3 Analyse des paramètres expérimentaux pour l'optimisation de la reconstruction par IFT **45**
3.1 Introduction . . . 46
3.2 Problématique de la troncature . . . 47
3.3 Pas d'échantillonnage . . . 56
3.4 Positionnement du premier plan de mesure et distance inter-plans . . . 69
3.5 Convergence et critère d'arrêt . . . 70
3.6 Reconstruction du champ sur la surface rayonnante . . . 77
3.7 Extraction de la polarisation . . . 85
3.7.1 Polarisation linéaire . . . 90
3.7.2 Polarisation circulaire . . . 92

3.8 Conclusion 97

4 Applications expérimentales de la méthode itérative de Fourier à différents dispositifs rayonnants 101
4.1 Introduction 102
4.2 Définition d'une méthodologie générale de caractérisation d'objets rayonnants avec l'IFT 102
4.2.1 Cas I — Antenne de taille et position connues. 103
4.2.2 Cas II — Antenne intégrée, position et taille inconnues. 105
4.3 Présentation du banc de mesure CARONCHIP 106
4.3.1 Description du banc CARONCHIP et de l'instrumentation associée 107
4.3.2 Architecture de la chaîne RF pour l'extraction de la polarisation . . 110
4.4 Caractérisations expérimentales 115
4.4.1 Antenne cornet MI-WAVE 261W387 à 96 GHz 116
4.4.2 Antenne parabole avec réflecteur alimenté par une antenne cornet rectangulaire - 60 GHz 125
4.4.3 Module WiFi avec antenne réseau intégrée — 60 GHz 133
4.5 Conclusion 136

5 Conclusion et perspectives 138
5.1 Conclusion générale 139
5.2 Perspectives 141

Bibliographie 142

Liste des abréviations

$1/r, 1/r^2$	Lois de décroissance de l'amplitude du champ électrique en fonction de la distance
2D / 3D	Deux / trois dimensions
2LI	Linear Inversion (inversion linéaire)
2PE	Variante à deux mesures de l'expérience de perturbation
3PE	Variante à trois mesures de l'expérience de perturbation
5G / 6G	5e / 6e génération de réseaux mobiles
802.11ad/ay	Normes IEEE 802.11ad/802.11ay (WiGig, WLAN à 60 GHz)
δ	Fonction Delta de Dirac (utilisée pour modéliser l'échantillonnage)
Δ	Dynamique ou niveau relatif du champ (exprimé en dB)
Δ_x, Δ_y	Pas d'échantillonnage suivant les axes x et y
$\Delta\varphi$	Déphasage relatif entre les composantes orthogonales du champ
ϵ	Borne supérieure de l'erreur de troncature
λ	Longueur d'onde
μrad	Microradian (unité de mesure d'angle)
Ω_s	Pas d'échantillonnage spectral ($2\pi/\Delta$)
Π	Fonction porte ou fenêtre rectangulaire (modélisation de la troncature)
τ	Angle d'inclinaison de l'ellipse de polarisation
θ_c	Angle de couverture (ou de validité) en champ lointain
$\theta_{FF,\max}$	Limite angulaire de reconstruction en champ lointain (aliasing)
ω	Pulsation de l'onde ($2\pi f$)
ADC	Analog-to-Digital Converter
AF	Array Factor (facteur de réseau)
Aliasing	Repliement spectral (superposition de répliques due au sous-échantillonnage)
AR (Ant.)	Antenne de Référence
AR (Pol.)	Axial Ratio (rapport axial de l'ellipse de polarisation)
AST	Antenne Sous Test
AUT	Antenna Under Test (antenne sous test)
$B_{\max}$	Niveau relatif du champ mesuré sur le contour du plan d'acquisition
$\text{BW}_{3\text{dB}}$	3 dB Beamwidth (largeur de faisceau à -3 dB)
C	Constante de proportionnalité de l'erreur de troncature (borne de Yaghjian)

CG	Conjugate Gradient (gradient conjugué)
CL	Champ Lointain
Co-pol / Cross-pol	Composantes de co-polarisation et de polarisation croisée
CP	Champ Proche
CP–CL	Transformation Champ Proche – Champ Lointain
CS	Compressed Sensing (acquisition compressée)
CWE	Cylindrical Wave Expansion (expansion en ondes cylindriques)
D	Bande D (110–170 GHz)
dB	Décibel
dBi	Décibel isotrope (gain par rapport à une antenne isotrope)
DC	Direct Current (courant continu)
DFT	Discrete Fourier Transform (transformée de Fourier discrète)
E (plan E)	Plan contenant le vecteur champ électrique et la direction du max de rayonnement
EM	Électromagnétique
E_x, E_y, E_z	Composantes cartésiennes du champ électrique
$\vec{E}(t)$	Vecteur champ électrique instantané
E/V	Bandes E et V (60–90 GHz environ)
FEKO	Simulateur électromagnétique 3D (basé sur la MoM)
FF	Far Field (champ lointain)
FFT	Fast Fourier Transform
FFT2 / IFFT2	Transformée / transformée inverse de Fourier bidimensionnelle
GHz	Giga-Hertz
GPSDO	GPS Disciplined Oscillator (oscillateur discipliné par GPS)
GS	Gerchberg–Saxton (algorithme de)
H (plan H)	Plan contenant le vecteur champ magnétique et la direction du max de rayonnement
HIO	Hybrid Input-Output
IEEE	Institute of Electrical and Electronics Engineers
IFFT	Inverse Fast Fourier Transform (transformée de Fourier rapide inverse)
IFT / IFTA	Iterative Fourier Transform Algorithm (algorithme itératif de Fourier)
IMT	Institut Mines-Télécom
IP	Ingress Protection (indice de protection, ex : IP54)
IQ	In-phase/Quadrature (composantes en phase et en quadrature)
k_0	Nombre d'onde dans le vide ($2\pi/\lambda$)
k_x, k_y, k_z	Composantes tangentielles et longitudinale du vecteur d'onde
Ka	Bande Ka (26.5–40 GHz)
L2 (ℓ_2)	Norme ℓ_2 (norme euclidienne)

Lab-STICC	Laboratoire des Sciences et Techniques de l'Information, de la Communication et de la Connaissance
LHCP / LHC	Left-Hand Circular Polarization (polarisation circulaire gauche)
LO / OL	Local Oscillator / Oscillateur Local
MATLAB	MATLAB (environnement de calcul numérique et de programmation)
MHz	Méga-Hertz
MMIC	Monolithic Microwave Integrated Circuit
mm-Wave	Millimeter-wave (ondes/bandes millimétriques)
MoM	Method of Moments (méthode des moments)
MR-SRM	Multiplicative Regularization Source Reconstruction Method
NF	Near Field (champ proche)
NF-FF	Near-Field to Far-Field (transformation champ proche–champ lointain)
OEWG	Open-Ended Waveguide (antenne à guide d'onde ouvert)
OMT	Orthomode Transducer (transducteur orthomode)
O_x, O_y, O_z	Axes du repère cartésien utilisé pour les coupes et les plans
OTA	Over-The-Air (mesure sans accès direct à la référence de phase)
P_1, P_2	Premier et second plans de mesure en champ proche
PE	Perturbation Experiment (expérience de perturbation)
PLL	Phase-Locked Loop (boucle à verrouillage de phase)
PTP	Plane-To-Plane (propagation plan à plan entre deux surfaces)
PWS	Plane Wave Spectrum (spectre d'ondes planes)
Q/V	Bandes Q/V (communications satellitaires, typ. ∼33–75 GHz)
r	Distance radiale entre l'antenne et la sonde
RF	Radio Frequency (radiofréquence)
RHCP / RHC	Right-Hand Circular Polarization (polarisation circulaire droite)
Rx	Receiver (récepteur)
SDR	Software Defined Radio (radio logicielle)
sinc	Fonction sinus cardinal ($\mathrm{sinc}(x) = \sin(x)/x$)
SNR	Signal-to-Noise Ratio (rapport signal sur bruit)
SRM	Source Reconstruction Method (méthode de reconstruction des sources)
StdDev	Standard Deviation (écart type)
sub-THz	Sub-terahertz (fréquences sub-THz, typ. ∼0.1–1 THz)
SVD	Singular Value Decomposition (décomposition en valeurs singulières)
SWE	Spherical Wave Expansion (expansion en ondes sphériques)
SWI	Submillimeter Wave Instrument
TE	Transverse Electric (onde à champ électrique transverse)
TF	Transformée de Fourier
THz	Tera-Hertz

Tilt	Terme désignant l'inclinaison de l'ellipse de polarisation
TM	Transverse Magnetic (onde à champ magnétique transverse)
Tx	Transmitter (émetteur)
USRP	Universal Software Radio Peripheral (plateforme de radio logicielle)
V	Bande V (50–75 GHz)
VNA	Vector Network Analyzer (analyseur de réseaux vectoriel)
W	Bande W (75–110 GHz)
WiFi	Wireless Fidelity (normes IEEE 802.11)
WLAN	Wireless Local Area Network (réseau local sans fil)
WR	Waveguide Rectangular (standard de désignation des guides d'ondes)
YN	Yaghjian–Newell (borne d'erreur de troncature)
ZF	Zone de Fresnel (région radiative du champ proche)

Liste des figures

1.1 Méthode interférométrique classique. (inspiré de [5]) 10
1.2 Spectre de l'intensité du champ combiné de l'AR et de l'AST. 11
1.3 Dispositif conventionnel pour l'holographie indirecte hors axe à onde de référence synthétisée électroniquement (inspiré de [6]). 12
1.4 Exemple de grille d'acquisition pour la méthode proposée (inspirée de [6]). (a) Vue 2D. (b) Vue de dessus 13
1.5 Schéma de mesure pour la méthode différentielle de phase utilisant un seul wattmètre (adapté de [15]) 15
1.6 Principe d'équivalence électromagnétique 18

2.1 Configuration expérimentale de l'IFT. (a) Configuration spatiale. (b) Liste des paramètres pour des mesures avec et sans phase. 30
2.2 Processus itératif de l'algorithme IFT (a) Méthode 01 sans troncature intermédiaire sur l'ouverture (b) Méthode 02 avec troncature intermédiaire sur l'ouverture à chaque itération. 32
2.3 Configuration spatiale de la simulation du cornet à 96 GHz avec distribution initiale uniforme sur l'ouverture pour l'exécution de l'algorithme itératif . 34
2.4 Comparaison de l'évolution du critère d'erreur des deux méthodes IFT en fonction du nombre d'itérations - IFT v1 : sans troncature intermédiaire sur l'ouverture - IFT v2 : avec troncature intermédiaire sur l'ouverture à chaque itération. 35
2.5 Comparaison entre les diagrammes de rayonnement simulés avec FEKO et calculé par transformation CP-CL sur le plan E 36
2.6 Comparaison des diagrammes de rayonnement simulé avec FEKO et calculé par transformation CP-CL sur le plan H 36
2.7 Comparaison des diagrammes de rayonnement obtenus avec les deux méthodes itératives et la référence sur le plan E 37
2.8 Comparaison des diagrammes de rayonnement obtenus avec les deux méthodes itératives et la référence sur le plan H 38
2.9 Amplitude du champ électrique reconstruite sur l'ouverture définie sur l'IFT représentant l'ouverture du cornet simulé (taille de l'ouverture > 1 mm du cornet réel) 39
2.10 Différence en dB entre l'amplitude théorique et l'amplitude reconstruite du champ électrique au plan 2 avec l'IFT v2 40
2.11 Comparaison des phases entre la référence et la distribution de phase reconstruite avec IFT v2 sur deux coupes du plan d'acquisition 2. (Courbe bleue : Référence, Courbe orange : IFT v2). 41

3.1 Définition de l'angle de couverture en champ lointain en fonction de la taille du plan d'acquisition (adaptée de Yaghjian [61], NBS Technical Note 667, National Institute of Standards and Technology.) 49
3.2 Angle de couverture en CL (θ_c) en fonction de la taille du plan de mesure (L) pour différentes distances depuis l'ouverture (d). © 2023 IEEE. 49
3.3 Coupes plan E du diagramme en champ lointain 50
3.4 Coupes plan H du diagramme en champ lointain 50
3.5 Différence entre les coupes du plan E des diagrammes de rayonnement obtenus pour les deux tailles de plans différentes 51
3.6 Différence entre les coupe du plan H des diagrammes de rayonnement obtenu pour les deux tailles de plans différentes 51
3.7 Évolution de l'angle de couverture maximal en champ lointain en fonction du pas d'échantillonnage en champ proche 59
3.8 CL lointain reconstruit à partir du CP complexe simulé avec différents pas d'échantillonnage sur le plan E 62
3.9 CL lointain reconstruit à partir du CP complexe simulé avec différents pas d'échantillonnage sur le plan H 62
3.10 CL lointain reconstruit à partir du CP complexe reconstruit avec IFT avec différents pas d'échantillonnage sur le plan E 63
3.11 CL lointain reconstruit à partir du CP complexe reconstruit avec IFT avec différents pas d'échantillonnage sur le plan H 63
3.12 Amplitude des spectres des champs proches électriques (a) simulé (b) reconstruit avec IFT pour l'antenne cornet MI WAVE 261W387 à 96 GHz sur le plan 1 avec un pas d'échantillonnage de 0.8λ 64
3.13 Différence d'amplitude des spectres des champs proches électrique pour l'antenne cornet MI WAVE 261W387 à 96 GHz sur le plan 1 avec un pas d'échantillonnage de 0.8λ (a) cartographie 2D (b) coupes suivant kx 64
3.14 Différence de phase des spectres des champs électrique pour l'antenne cornet MI WAVE 261W387 à 96 GHz sur le plan 1 avec un pas d'échantillonnage de 0.8λ (a) cartographie 2D (b) coupes suivant kx et ky 65
3.15 Comparaison du CL lointain reconstruit à partir du CP complexe reconstruit avec IFT avec différents pas d'échantillonnage sur le plan E par rapport au CL de référence 66
3.16 Comparaison du CL lointain reconstruit à partir du CP complexe reconstruit avec IFT avec différents pas d'échantillonnage sur le plan H par rapport au CL de référence 66
3.17 Illustration du phénomène d'aliasing dû au repliement spectral (extrait de C. A. Newell [63], © 1988 IEEE.). 68
3.18 Évolution des critères de convergence (avec et sans pondération) en fonction du nombre d'itérations pour une même exécution de l'algorithme 72
3.19 Variation moyenne et écart type du CL entre deux itérations consécutives de l'IFT en fonction de l'amplitude normalisée en CL calculé sur des intervalles de 3 dB. 73
3.20 Evolution du critère de convergence en fonction du nombre d'itération. . . 74
3.21 Coupe du champ lointain reconstruit après seulement 300 itérations , bien avant la stagnation de l'algorithme IFT autour d'un minimum. 75
3.22 Écart d'amplitude local en CP en fonction de l'amplitude du CP sur le plan 1 76

3.23 Écart d'amplitude local en CP en fonction de l'amplitude du CP sur le plan 1 - Zoom sur la bande à 40dB du maximum 76
3.24 Écart d'amplitude local en CP en fonction de l'amplitude du CP sur le plan 1 - Moyenne et écart type - Zoom sur la bande à 40dB du maximum 77
3.25 Amplitude normalisée et phase reconstruite avec IFT sur l'ouverture dont la taille est deux fois plus grande que la taille réelle du réseau 79
3.26 Coupe du champ lointain reconstruit avec IFT avec une taille d'ouverture deux fois plus grande que la taille réelle du réseau - Plan E. 80
3.27 Coupe du champ lointain reconstruit avec IFT avec une taille d'ouverture deux fois plus grande que la taille réelle du réseau - Plan H. 80
3.28 Amplitude normalisée et phase reconstruite avec l'IFT sur l'ouverture avec une taille déduite de la précédente exécution 81
3.29 Coupe du champ lointain reconstruit avec l'IFT avec une taille d'ouverture déduite de la précédente exécution 82
3.30 Amplitude normalisée et phase reconstruite avec l'IFT sur l'ouverture dont la taille est deux fois plus grande que la taille réelle du réseau - Cas du dépointage 83
3.31 Coupe du champ lointain reconstruit avec IFT sur plan E avec une taille d'ouverture deux fois plus grande que la taille réelle du réseau - Cas du dépointage 83
3.32 Amplitude normalisée et phase reconstruite avec IFT sur l'ouverture avec une taille déduite de la précédente exécution - Cas du dépointage 84
3.33 Coupe du champ lointain reconstruit avec IFT sur plan E avec une taille déduite de la précédente exécution - Cas dépointage 84
3.34 Ellipse de polarisation. 86
3.35 Excitations sur le port du cornet circulaire pour générer la polarisation souhaitée sur simulation FEKO 89
3.36 Configuration de la simulation sur FEKO et distribution initiale sur l'ouverture pour l'IFT 90
3.37 Comparaison entre le déphasage entre les composantes E_x et E_y à partir des phases de référence (simulation) et reconstruites avec IFT - Champ proche au plan 1 91
3.38 Comparaison entre les rapports axiaux calculés à partir des champs complexes théoriques idéaux simulées et reconstruits avec IFT - Champ proche au plan 1 91
3.39 Comparaison entre l'angle d'inclinaison de l'ellipse de polarisation calculé à partir des champs complexes théoriques idéales simulées et reconstruits avec IFT - Champ proche au plan 1 92
3.40 Comparaison entre le déphasage entre les composantes E_x et E_y à partir des phases théoriques (simulation) et des phases reconstruites avec l'IFT - Champ proche : plan 2 93
3.41 Chaîne RF complète pour l'acquisition des deux composantes du champ électrique 93
3.42 Comparaison de la composante co-polarisation en champ lointain : référence théorique (FEKO) vs reconstruction avec l'IFT corrigée. 95
3.43 Comparaison de la composante cross-polarisation en champ lointain : référence théorique (FEKO) vs reconstruction avec l'IFT corrigée. 95

3.44 Champ lointain calculé à partir du champ proche complexe reconstruit avec IFT après ajout du déphasage relatif sur E_y (second plan). 96
3.45 Comparaison du ratio axial en champ lointain : référence théorique (FEKO) vs reconstruction IFT corrigée. 96

4.1 Balayages préliminaires autour de l'antenne sous test 103
4.2 Architecture expérimentale du banc CARONCHIP 107
4.3 Banc de mesure CARONCHIP 108
4.4 Lasers utilisés pour l'alignement sur le banc robotisé CARONCHIP. 109
4.5 Architecture de la chaîne RF pour l'extraction de la polarisation avec mesure instantanée des deux composantes du champ électrique. 110
4.6 Chaîne RF complète pour l'acquisition des deux composantes du champ électrique. 111
4.7 Banc CARONCHIP pour mesure instantanée des deux composantes du vecteur du champ électrique rayonné et du déphasage relatif entre elles avec radio-logicielle. 111
4.8 Mesure avec chaîne RF double voie en réception et antenne conique alimentée par un septum polariseur en émission. 112
4.9 Déphasage relatif entre les deux voies pour l'antenne cornet alimentée par un septum polariseur en polarisation linéaire, lors de la rotation sur son axe.113
4.10 Rapport axial pour l'antenne cornet alimentée par un septum polariseur en polarisation linéaire, lors de la rotation sur son axe. 113
4.11 Angle d'inclinaison de l'ellipse de polarisation pour l'antenne cornet alimentée par un septum polariseur en polarisation linéaire, lors de la rotation sur son axe. 114
4.12 Déphasage relatif entre les deux voies pour l'antenne cornet alimentée par un septum polariseur en polarisation circulaire (LHCP), lors de la rotation sur son axe. 114
4.13 Rapport axial pour l'antenne cornet alimentée par un septum polariseur en polarisation circulaire (LHCP), lors de la rotation sur son axe. 115
4.14 Niveau de polarisation croisée pour l'antenne cornet alimentée par un septum polariseur en polarisation circulaire (LHCP), lors de la rotation sur son axe. 115
4.15 Cornet rectangulaire MI-WAVE 261W387 utilisé pour la validation expérimentale. 117
4.16 Guide d'onde ouvert en bande W. 117
4.17 Configuration de la mesure champ proche sans phase et distribution initiale définie sur l'algorithme IFT 118
4.18 Critère de convergence et d'arrêt de l'exécution de l'algorithme 119
4.19 Amplitude et phase reconstruites sur l'ouverture du cornet MI-WAVE 261W387 à 96 GHz. 119
4.20 Amplitude mesurée et reconstruite sur le second plan de mesure après exécution de l'IFT 120
4.21 Différence entre l'amplitude mesurée et l'amplitude reconstruite avec IFT . 120
4.22 Comparaison de l'amplitude reconstruite après IFT avec l'amplitude mesurée sur une coupe linéaire au centre du plan. 121
4.23 Critère de convergence et d'arrêt de l'exécution de l'algorithme 122

4.24 Distribution de phase reconstruite sur le second plan d'acquisition après exécution de l'IFT . . . 122
4.25 Phase reconstruite après exécution de l'IFT . . . 123
4.26 Comparaison des coupes du diagramme de rayonnement (plan E et H) entre le diagramme obtenu avec le CP complexe simulé sous FEKO et celui calculé après reconstruction de la phase CP sur le second plan de mesure avec l'IFT. . . . 124
4.27 Diagramme de rayonnement en 3D calculé à partir du second plan de mesure après IFT . . . 125
4.28 Antenne parabole avec réflecteur alimentée par une antenne cornet à 60 GHz 126
4.29 Guide d'onde ouvert Flann Microwave FM 27246-50 utilisé comme sonde de mesure en bande V. . . . 126
4.30 Configuration de la mesure champ proche sans phase et distribution initiale définie sur l'algorithme IFT . . . 127
4.31 Critère de convergence et d'arrêt de l'exécution de l'algorithme . . . 128
4.32 Amplitude et phase reconstruite sur l'ouverture de la parabole avec l'IFT. . 128
4.33 Amplitude mesurée et reconstruite sur le second plan de mesure après exécution de l'IFT . . . 129
4.34 Différence entre l'amplitude mesurée et l'amplitude reconstruite avec IFT . 129
4.35 Comparaison de l'amplitude reconstruite après IFT avec l'amplitude mesurée sur une coupe linéaire au centre du plan. . . . 130
4.36 Critère de convergence et d'arrêt de l'exécution de l'algorithme . . . 130
4.37 Distribution de phase reconstruite sur le second plan d'acquisition après exécution de l'IFT . . . 131
4.38 Phase reconstruite après exécution de l'IFT . . . 131
4.39 Comparaison des coupes du diagramme de rayonnement (plan E et H) entre le diagramme simulé sous FEKO et celui calculé après reconstruction de la phase CP sur le second plan de mesure avec l'IFT. . . . 132
4.40 Diagramme de rayonnement en 3D calculé à partir du second plan de mesure après IFT . . . 133
4.41 Module WiFi à 60 GHz avec antenne intégrée. . . . 133
4.42 Configuration de la mesure sans phase. . . . 134
4.43 Amplitude mesurée émise par l'antenne du module WiFi — scénario non connecté. . . . 134
4.44 Coupe du champ lointain reconstruit (IFT) avec et sans boîtier de protection. 135
4.45 Mesure du rayonnement du module WiFi en configuration connectée. . . . 135
4.46 Distribution du champ reconstruit sur l'antenne du module WiFi. . . . 136
4.47 Champ lointain reconstruit à partir du champ proche complexe (IFT). . . . 136

Liste des tableaux

3.1 Évolution de la borne d'erreur relative en amplitude selon l'équation (3.3), pour le plan de taille 64×64 λ positionné à $d = 24\lambda$ pour le cornet MI-WAVE 261W387 à 96 GHz 54
3.2 Angles de couverture théoriques en champ lointain en fonction du pas d'échantillonnage dans le plan proche. 61
3.3 Comparaison des angles obtenus avec différents pas d'échantillonnage : (a) Plan E et (b) Plan H 67
3.4 Cas usuels de polarisation en fonction du rapport axial (AR = axe mineur / axe majeur), de son équivalent en dB, de l'angle d'inclinaison de l'ellipse, noté τ, et du déphasage relatif $\Delta\varphi$. 87

4.1 Principales caractéristiques du cornet MI-WAVE 261W387. 117
4.2 Caractéristiques principales du guide d'onde ouvert FM 27246-50. 117
4.3 Borne d'erreur selon (3.3) avec $C = 0.018675$ et $g(K) = 10^{-\Delta/20}$. 118
4.4 Caractéristiques simulées de l'antenne parabole 126
4.5 Caractéristiques principales du guide d'onde ouvert FM 27246-50. 126
4.6 Borne d'erreur sur le diagramme en fonction du niveau (relation 3.3, $C = 3.61 \times 10^{-3}$). 127

Introduction

Sommaire

Motivations **2**
Objectifs et démarche de la thèse **3**
Organisation du manuscrit **5**

Motivations

L'évolution des systèmes de communication et de détection — qu'il s'agisse des liaisons sans fil à haut débit (5G/6G), des radars automobiles, de l'imagerie millimétrique ou des charges utiles spatiales — s'accompagne d'une utilisation croissante des bandes millimétriques et sub-millimétriques. À ces fréquences, les antennes sont de plus en plus compactes et fortement directives, avec des tolérances mécaniques strictes et des performances souvent sensibles aux perturbations de l'environnement immédiat. Leur caractérisation électromagnétique devient alors un enjeu majeur pour garantir le bon fonctionnement des systèmes. La connaissance du diagramme de rayonnement, du gain, de la directivité et de la polarisation reste indispensable pour valider le comportement des antennes.

Traditionnellement, ces paramètres sont obtenus par des mesures en champ lointain dans des environnements anéchoïques. Cependant, la distance requise pour respecter les conditions de Fraunhofer augmente avec la taille de l'antenne et décroît avec la longueur d'onde. Ainsi, une antenne de quelques centimètres d'ouverture nécessite plusieurs mètres de recul à 60 GHz, impliquant des bancs volumineux, coûteux et une forte exigence de stabilité mécanique. À cela s'ajoute la difficulté d'acquérir la phase du champ rayonné : aux fréquences millimétriques (bandes V, W, D), la mesure du champ complexe est extrêmement sensible aux variations de câbles, aux fluctuations thermiques et à la moindre erreur de positionnement. Dans de nombreux cas — notamment pour les modules intégrés mesurés en OTA (*Over-The-Air*) — aucune référence de phase n'est accessible, rendant les approches classiques impraticables.

La mesure en champ proche constitue une alternative pertinente. Elle permet d'acquérir le champ sur une surface plane, cylindrique ou sphérique, puis d'obtenir le diagramme en champ lointain par transformation *champ proche–champ lointain* (*CP–CL*). La configuration planaire est particulièrement adaptée aux antennes directives et aux dispositifs intégrés à ouverture plane, car elle autorise un échantillonnage régulier et une mise en œuvre robotisée. Néanmoins, les transformations CP–CL reposent généralement sur la mesure du champ complexe (amplitude + phase), et la mesure de la phase reste le point critique de la chaîne expérimentale.

Pour contourner cette contrainte, les approches dites *sans phase* (*phaseless near-field measurements*) visent à reconstruire le champ complexe à partir des seules amplitudes mesurées. Elles reposent sur l'exploitation de contraintes physiques ou sur la redondance de mesures dans plusieurs configurations. Cette approche permet de simplifier la chaîne instrumentale en supprimant le lien de référence de phase entre l'émetteur et le récepteur. Elle soulève cependant un problème inverse mal conditionné, car plusieurs distributions de phase peuvent correspondre à la même amplitude. Différentes stratégies ont été proposées pour traiter ce problème : méthodes interférométriques appelée également l'holographie indirecte, mesures multi-amplitudes ou multi-sondes, méthodes de la reconstruction des sources rayonnantes, méthodes d'optimisation et algorithmes itératifs pour la résolution de problèmes inverses mal conditionnés, type Gerchberg-Saxton.

Parmi ces dernières, l'algorithme *Iterative Fourier Transform* (IFT) s'avère particulièrement adapté aux mesures planaires. Il repose sur des propagations successives entre les plans de mesure et l'ouverture, en remplaçant à chaque itération l'amplitude calculée par celle mesurée. Ce processus permet de reconstruire progressivement la phase et d'obtenir une solution cohérente avec les contraintes physiques et expérimentales. L'IFT présente

un bon compromis entre précision, simplicité de mise en œuvre et compatibilité avec les bancs de mesure planaires, tout en conservant un coût de calcul raisonnable.

L'objectif de cette thèse est de développer une méthodologie complète de mesure sans phase pour la caractérisation d'antennes directives en bandes millimétriques et au-delà, fondée sur l'algorithme IFT en configuration planaire. Au-delà de l'implémentation, le travail consiste à analyser les mécanismes physiques et numériques qui influencent la stabilité et la précision de la reconstruction. L'étude met en évidence les paramètres de mesure les plus critiques — troncature spatiale appliquée aux plans, pas d'échantillonnage, distance et positionnement des plans — et établit des critères de quantification de l'erreur et de convergence permettant de maîtriser leur impact sur le résultat. La méthodologie est validée expérimentalement sur un banc robotisé.

La méthode est conçue pour être applicable aussi bien aux antennes avec accès direct (surface rayonnante accessible) qu'aux antennes sans accès direct, intégrées dans un boîtier ou dans un dispositif complet, pour lesquelles seule une mesure en configuration OTA est possible. Cette approche permet de distinguer les erreurs dues à l'algorithme de celles introduites par la configuration de mesure, et d'optimiser les paramètres expérimentaux afin d'offrir à l'utilisateur un compromis maîtrisé entre précision, temps de mesure et zone d'intérêt.

L'objectif final est de disposer d'une méthode robuste permettant la caractérisation complète d'une antenne à partir de mesures d'amplitude uniquement. La démarche permet successivement : la reconstruction du champ proche complexe, l'estimation du champ sur l'ouverture ou la surface rayonnante, le calcul du diagramme en champ lointain, ainsi que la détection de la position et de la taille d'antennes intégrées dans un contexte OTA. Cette méthodologie s'applique aussi bien aux antennes individuelles qu'aux réseaux d'antennes, avec ou sans balayage de faisceau.

La méthode est enfin complétée par une procédure dédiée à la reconstruction de la polarisation, en champ proche comme en champ lointain, reposant sur une chaîne d'acquisition spécifique et une méthodologie associée.

Enfin, une validation expérimentale est menée sur différents types d'antennes et à plusieurs fréquences (bandes V et W), afin d'évaluer la méthode dans des configurations variées. Ces campagnes de mesure exploitent la chaîne complète proposée — paramètres optimisés, règles de configuration, reconstruction du champ proche, du champ lointain et de la polarisation — et démontrent l'applicabilité pratique de la méthodologie, aussi bien pour des antennes avec accès direct que pour des antennes intégrées en environnement OTA.

Objectifs et démarche de la thèse

Les travaux présentés dans cette thèse s'inscrivent dans le contexte de la montée en fréquence des systèmes de communication, d'imagerie et de détection, où les antennes fonctionnent dans les bandes millimétriques, sub-millimétriques et au-delà. Dans ces gammes, la mesure de la phase du champ rayonné devient difficile. Elle est sensible aux erreurs de positionnement, aux variations de câbles et de connexions RF, et nécessite souvent des instruments coûteux pour acquérir le champ complexe (analyseurs de réseaux vectoriels,

multiplieurs millimétriques, etc.). Dans certains cas — notamment pour les mesures OTA de dispositifs intégrant leur antenne, comme les modules 5G/6G, les liaisons en bandes E/V, les radars automobiles ou certains systèmes spatiaux —, il n'existe tout simplement pas de référence de phase accessible. Ces contraintes justifient le développement de méthodes de caractérisation *sans phase*, capables d'extraire les grandeurs de rayonnement à partir de mesures d'amplitude uniquement.

Parmi les différentes approches existantes, la méthode itérative de Fourier (IFT) a été retenue dans ce travail pour sa robustesse, sa simplicité de mise en œuvre et sa compatibilité avec les moyens expérimentaux du laboratoire, notamment le banc robotisé *Caronchip*. L'IFT reconstruit le champ complexe à partir de deux mesures d'amplitude effectuées sur des plans parallèles. Le principe repose sur des propagations successives entre ces plans, en imposant à chaque itération la contrainte d'amplitude mesurée. Cette méthode permet d'obtenir la phase absolue du champ rayonné, donnant ainsi accès à toutes les grandeurs de caractérisation : champ proche, champ sur l'ouverture, champ lointain et polarisation. Elle est en outre assez tolérante aux erreurs de positionnement et au bruit, ce qui la rend adaptée aux mesures à très haute fréquence.

La qualité de la reconstruction dépend toutefois du bon choix des paramètres expérimentaux et numériques. La taille et la position des plans, la troncature appliquée sur l'ouverture, le pas d'échantillonnage, la distance inter-plans et le critère d'arrêt directement dépendant de la stabilité et la convergence de l'algorithme. Une configuration mal adaptée peut conduire à des reconstructions incomplètes ou instables. Comprendre et maîtriser ces paramètres est donc essentiel pour garantir la fiabilité et la reproductibilité des résultats.

L'objectif général de cette thèse est de développer une méthodologie complète et robuste de mesure en champ proche planaire *sans phase*, fondée sur l'algorithme itératif de Fourier, et adaptée à la caractérisation d'antennes directives à ultra-directives en bandes millimétriques et au-delà, avec accès direct aux antennes ou dans le contexte OTA. Les objectifs spécifiques s'articulent autour de quatre axes :

(i) **Analyse de l'état de l'art et choix méthodologique :** étudier les principales approches existantes de reconstruction de phase à partir de mesures d'amplitude — holographie d'intensité, méthodes multi-surfaces, sources équivalentes, algorithmes itératifs — et identifier la méthode la plus adaptée aux contraintes expérimentales visées. Cette analyse a conduit à retenir l'algorithme itératif de Fourier (IFT) en configuration planaire, pour son bon compromis entre simplicité de mise en œuvre, robustesse et précision de reconstruction.

(ii) **Validation et maîtrise de l'IFT :** Reprendre l'étude de l'algorithme itératif IFT depuis ses fondements, en analysant séparément ses deux variantes (avec ou sans troncature sur l'ouverture) afin d'évaluer leur conditionnement, leur stabilité et leur vitesse de convergence. L'objectif est d'identifier précisément l'origine des erreurs de reconstruction en distinguant celles liées à l'algorithme de celles induites par la configuration de mesure.

Pour cela, chaque paramètre expérimental est étudié indépendamment — troncature spatiale, pas d'échantillonnage, distance inter-plans, taille des plans de mesure et critères d'arrêt de l'itération — afin de quantifier son influence sur la qualité de la solution et sur la sensibilité de l'algorithme. Une synthèse des travaux existants

permet également de confronter et de consolider les résultats obtenus. Cette analyse systématique conduit à une optimisation paramétrique garantissant des reconstructions fiables et reproductibles, tout en maîtrisant le compromis entre précision, temps d'acquisition et coût de calcul.

Cette démarche permet ainsi de mettre en place une méthode de caractérisation complète des antennes et réseaux d'antennes, applicable en accès direct ou en configuration OTA : reconstruction du champ proche complexe, calcul du champ lointain, estimation du champ sur l'ouverture ou la surface rayonnante, et détection de la position et de la taille d'antennes intégrées, y compris dans le cas d'architectures avec ou sans balayage de faisceau.

(iii) **Reconstruction de la polarisation avec l'IFT :** Afin d'étendre les capacités de caractérisation offertes par l'IFT dans le cadre des mesures sans phase, une chaîne de mesure RF double voie synchronisée a été conçue pour permettre l'acquisition instantanée et simultanée des amplitudes des deux composantes orthogonales du champ proche (E_x, E_y) et de leur déphasage relatif. À partir de ces mesures, la polarisation du champ électrique — linéaire, elliptique ou circulaire — est reconstruite en champ proche et en champ lointain. Cette reconstruction repose sur l'extraction du champ complexe via l'algorithme IFT, puis sur la transformation CP–CL, permettant d'estimer les paramètres de polarisation (inclinaison, rapport axial) dans le repère local de l'antenne. L'intégration d'une acquisition bidirectionnelle instantanée des composantes de champ sans phase, combinée à l'algorithme itératif pour obtenir la polarisation aussi bien en champ proche qu'en champ lointain constitue, à notre connaissance, une contribution très peu documentée dans la littérature.

(iv) **Validation expérimentale :** élaborer une méthode générale de caractérisation applicable à différents types d'antennes (cornets, antennes à réflecteur, modules intégrés), mise en œuvre sur un banc robotisé et appuyée par un outil MATLAB dédié à l'application de l'algorithme IFT et à la reconstruction complète du champ. L'objectif est de valider la chaîne complète de mesure et de reconstruction sans phase, ainsi que les études et optimisations paramétriques menées sur les configurations expérimentales et numériques.

En synthèse, ces objectifs structurent l'ensemble des travaux du manuscrit : partir d'une problématique concrète — la caractérisation d'antennes en champ proche sans acquisition de phase —, analyser et maîtriser l'algorithme itératif de Fourier dans ses dimensions physiques et numériques, optimiser les conditions de mesure pour garantir la stabilité de la reconstruction, étendre la méthode à la polarisation et enfin valider expérimentalement l'ensemble de la démarche sur des antennes réelles.

Organisation du manuscrit

Le manuscrit est structuré de manière à suivre la progression logique des travaux, depuis les fondements théoriques jusqu'à la validation expérimentale sur le banc robotisé *Caronchip*. Chaque chapitre traite un aspect spécifique de la problématique, en lien direct avec les objectifs de la thèse.

Le **chapitre 1** a pour objectif de présenter un état de l'art des techniques de mesure sans phase et de justifier le choix de la méthode retenue dans cette thèse, à savoir l'algo-

rithme itératif de Fourier (IFT) en configuration planaire. Le chapitre expose brièvement, pour chaque approche, les principes, avantages et limites, puis propose en conclusion une comparaison critique en fonction des cas d'usage.

Le **chapitre 2** présente en détail l'algorithme itératif de Fourier (IFT). Après un rappel historique et une description de son principe général, deux variantes de la méthode sont étudiées : la première repose sur la propagation entre les deux plans de mesure uniquement, tandis que la seconde intègre à chaque itération une troncature sur l'ouverture afin de mieux contraindre le problème. Une comparaison en simulation met en évidence leurs avantages et limites respectifs, conduisant au choix de la seconde approche pour la suite des travaux. Ce chapitre permet également d'identifier les paramètres de mesure et de calcul les plus influents, qui feront l'objet d'une étude approfondie dans le chapitre suivant.

Le **chapitre 3** approfondit l'analyse des paramètres de mesure et de calcul qui influencent la qualité et la stabilité des reconstructions obtenues par l'algorithme itératif de Fourier. L'étude examine successivement l'impact de la troncature spatiale, du pas d'échantillonnage, de la position et de la distance entre les plans d'acquisition, ainsi que des critères de convergence. Cette analyse conduit à la définition de règles pratiques permettant de maîtriser les sources principales d'erreur et d'assurer un compromis optimal entre précision, robustesse et temps d'exécution. En maîtrisant ces paramètres, l'utilisateur dispose d'une méthode adaptable à différents contextes expérimentaux, garantissant une convergence fiable et un champ reconstruit cohérent.

Le chapitre aborde ensuite l'exploitation des résultats de reconstruction, notamment à travers la restitution du champ sur l'ouverture. Cette étape permet d'estimer la zone effectivement rayonnante, de détecter d'éventuelles asymétries ou décentrages et d'identifier la position réelle de l'antenne, ce qui s'avère particulièrement utile pour les antennes intégrées sans accès direct à l'ouverture. Enfin, le chapitre traite de la caractérisation de la polarisation, rendue possible par une chaîne RF double-voie synchronisée permettant la mesure instantanée des composantes orthogonales du champ. Combinée à l'IFT, cette approche autorise la reconstruction complète du champ complexe et la détermination précise des paramètres de polarisation en champ proche et en champ lointain.

Le **chapitre 4** décrit la mise en œuvre expérimentale de la méthode et la méthodologie générale de mesure adoptée : dimensionnement des plans d'acquisition en fonction de la couverture angulaire, choix du pas d'échantillonnage, réglage de la distance et de la position des plans, procédures d'alignement, protocole d'acquisition en double passage et critères d'arrêt de la reconstruction. Le chapitre présente le banc robotisé *Caronchip* et la chaîne RF dédiée à la polarisation, basée sur une architecture double voie synchronisée permettant la mesure instantanée des deux composantes orthogonales du champ.

Plusieurs campagnes de tests ont été menées sur des antennes de natures différentes, opérant dans les bandes V et W : cornets, antennes à réflecteur et dispositifs intégrés, avec et sans dépointage de faisceau.

Enfin, la **conclusion générale** synthétise les principales contributions de la thèse et met en perspective les développements possibles.

CHAPITRE 1

Revue des techniques de reconstruction de la phase du champ rayonné

Sommaire

1.1 Introduction **8**
1.2 Reconstruction à partir d'une seule surface de mesure **9**
1.2.1 Méthodes interférométriques (holographie indirecte) 9
1.2.2 Technique des mesures multi-amplitudes (multi-sondes) 14
1.3 Reconstruction à partir de deux surfaces de mesure **17**
1.3.1 Méthode de la reconstruction des sources rayonnantes (SRM) 18
1.3.2 Technique de l'algorithme itératif de Fourier (IFTA) - Surface planaire 21
1.4 Conclusion **24**

1.1 Introduction

À mesure que l'on monte en fréquence (bandes millimétriques et au-delà), la mesure de la phase du champ rayonné devient de plus en plus délicate. Cette difficulté provient à la fois de la sensibilité accrue de la phase aux erreurs de positionnement, aux variations introduites par les connexions RF, à la flexion des câbles, ainsi qu'à la nécessité d'équipements coûteux pour garantir une précision spatiale suffisante ou pour acquérir directement la phase (analyseurs de réseaux vectoriels, multiplieurs millimétriques, etc.). Dans certains scénarios — en particulier en mesure OTA d'équipements intégrant leur antenne, tels que les modules télécom 5G en ondes millimétriques (26/28/39 GHz) et futurs systèmes 6G, les liaisons de raccordement sans fil en bandes E/V (60/70/80 GHz), les dispositifs à 60 GHz (normes 802.11ad/ay), les radars automobiles (76–81 GHz), ainsi que certaines charges utiles spatiales (Ka et Q/V) et solutions d'imagerie sub-THz — l'accès direct à une référence de phase fiable est impossible, l'antenne étant encapsulée (radôme, boîtier, module) sans port RF exploitable.

La phase obtenue en mesure complexe directe reste relative, car référencée au système d'acquisition et sujette aux erreurs instrumentales. Elle diffère ainsi de la phase idéale, correspondant à la distribution réelle du champ au point nominal d'échantillonnage.

Dans ce contexte, les techniques de reconstruction de phase basées uniquement sur la mesure d'amplitude apparaissent comme une alternative pertinente. Elles permettent de contourner les limitations associées à la mesure directe de phase, grâce à une mise en œuvre plus simple et à des besoins moindres en instrumentation spécialisée.

On peut regrouper les différentes méthodes de reconstruction de phase du champ rayonné en deux grandes familles :

- **Les techniques de reconstruction à partir d'une seule surface de mesure de l'amplitude**, qui consistent à appliquer un traitement analytique ou numérique pour estimer directement la phase à partir des mesures d'amplitude sur une seule surface. Toutes fois, des techniques itératives peuvent être mises en œuvre dans le but d'améliorer le résultat et d'optimiser la méthode.
- **Les techniques de reconstruction à partir de deux surfaces (ou plus) de mesure de l'amplitude**, qui s'appuient sur des algorithmes de reconstruction progressifs, affinant la phase estimée à chaque itération pour converger vers une solution physiquement cohérente. Elles nécessitent au moins deux ensembles de mesures d'amplitude qui sont généralement des mesures faites sur deux surfaces différentes (plus fiable) mais on peut en retrouver des variantes comme deux mesures sur une même surface mais réalisées avec deux sondes différentes, ou encore deux ensembles d'amplitude sur une même surface, l'un mesuré et l'autre calculé grâce à une méthode d'interpolation à partir du premier ensemble.

Ces techniques peuvent s'appliquer soit à partir du champ proche, soit à partir du champ lointain avec des objectifs de caractérisation différents comme par exemple : la reconstruction du diagramme de rayonnement, le diagnostic d'antennes réseaux, la reconstruction des sources complexes associées chaque élément du réseau d'antennes, la détection de défauts sur l'antenne, l'étude de l'impact des radômes et boîtiers, etc.

L'objectif de ce chapitre est de présenter un état de l'art général sur les différentes

techniques de mesure sans phase existantes et de justifier le choix de la méthode retenue dans le cadre de cette thèse, à savoir la méthode de Fourier itérative (Iterative Fourier Technique – IFT) mise en oeuvre en configuration de mesures planaires. Pour cela, nous commencerons par présenter brièvement les principes, avantages et inconvénients de chaque méthode, puis de proposerons, en conclusion, une comparaison critique de ces dernières en fonction des cas d'usage.

1.2 Reconstruction à partir d'une seule surface de mesure

Dans cette section, nous présentons les principales approches non itératives de reconstruction de la phase à partir de mesures d'amplitude. Ces méthodes se distinguent par leur capacité à restituer l'information de phase sans recourir systématiquement à des algorithmes itératifs, sauf en cas d'extension ou d'optimisation spécifique visant à améliorer la qualité de la reconstruction. Leur principe fondamental repose sur l'acquisition de mesures d'amplitudes selon des schémas expérimentaux adaptés (interférence contrôlée, combinaison de signaux, etc.), permettant d'estimer analytiquement à la phase du champ rayonné, soit à travers un traitement spectral (cas de l'holographie indirecte), soit par des calculs de différences de phase à partir de plusieurs combinaisons d'amplitudes (techniques multi-amplitudes). Ces méthodes offrent ainsi une reconstruction directe et rapide, à condition de disposer d'architectures de mesure appropriées et d'un contrôle rigoureux des paramètres expérimentaux. En pratique, ces approches constituent des alternatives attractives à la mesure complexe traditionnelle, en particulier dans les contextes où la mesure directe de la distribution de phase est difficile, coûteuse ou même impossible. Elles présentent néanmoins leurs propres contraintes instrumentales, notamment la nécessité de dispositifs de combinaison précis ou de conditions géométriques favorables pour garantir la fiabilité et la précision de la phase reconstruite.

1.2.1 Méthodes interférométriques (holographie indirecte)

Le principe fondamental des techniques dites interférométriques ou d'holographie indirecte découle des travaux pionniers de Gabor [1] en microscopie électronique en 1949. Ces méthodes ont été largement perfectionnées dans les années 1960 par Leith et Upatnieks [2] dans le domaine de l'optique, puis appliquées aux micro-ondes par Burch, Burek et Streifer [3] dès la même période. Leur adoption dans le domaine des antennes a suivi, notamment avec les travaux de S. M. Stewart [4] au début des années 1970.

Ces méthodes consistent à mesurer l'intensité d'interférence entre le champ rayonné par l'antenne sous test et celui d'une antenne de référence connue, afin d'extraire la phase du champ à partir de simples mesures d'amplitude, grâce à une analyse spectrale via la transformée de Fourier. Si cette approche facilite la mise en œuvre expérimentale, elle reste limitée par le chevauchement spectral entre les différentes composantes du champ d'interférence entre les deux antennes, ce qui complexifie l'extraction du champ recherché. La précision obtenue dépend fortement de la qualité de la modélisation de la référence et de la stabilité des conditions de mesure.

On peut diviser ces méthodes en deux catégories :

- **Les méthodes interférométriques dites conventionnelles (Holographie indirecte hors axe) :**

Présentées par Migliore et Panariello dans leur article [5], ces méthodes consistent à réaliser une ou plusieurs mesures de l'intensité du champ combiné de l'antenne de référence (AR) et de l'antenne sous test (AST), disposées sur un même plan et séparées par une distance minimale (fig. 1.1).

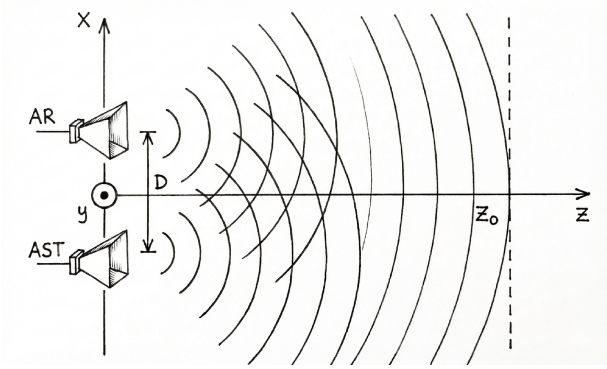


FIGURE 1.1 – Méthode interférométrique classique. (inspiré de [5])

– **Le principe de l'algorithme interférométrique initial dit "Expérience de Perturbation" (PE) [5]**, repose uniquement sur la mesure de l'intensité du champ combiné (eq. 1.1).

$$H(x,y) = \left|E^{(a)}(x,y) + E^{(r)}(x,y)\right|^2 \tag{1.1}$$

Avec :

$H(x,y)$: L'intensité complexe du champ résultant de l'interférence entre l'AST et l'AR.

$E^{(a)}(x,y)$: Champ complexe rayonné par l'AST.

$E^{(r)}(x,y)$: Champ complexe rayonné par l'AR.

En développant, on obtient :

$$\begin{aligned} H(x,y) &= \left|E^{(a)}(x,y) + E^{(r)}(x,y)\right|^2 \\ &= \left|E^{(a)}(x,y)\right|^2 + \left|E^{(r)}(x,y)\right|^2 \\ &\quad + E^{(a)}(x,y)E^{*(r)}(x,y) + E^{*(a)}(x,y)E^{(r)}(x,y) \end{aligned} \tag{1.2}$$

(où $*$ désigne le complexe conjugué). Puis, en appliquant une transformée de Fourier, on passe du domaine spatial au domaine spectrale et l'on obtient :

$$\begin{aligned} \tilde{H}(k_x,k_y) &= \tilde{E}^{(a)}(k_x,k_y) * \tilde{E}^{*(a)}(-k_x,-k_y) \\ &\quad + \tilde{E}^{(r)}(k_x,k_y) * \tilde{E}^{*(r)}(-k_x,-k_y) \\ &\quad + \tilde{E}^{(a)}(k_x,k_y) * \tilde{E}^{*(r)}(-k_x,-k_y) \\ &\quad + \tilde{E}^{*(a)}(-k_x,-k_y) * \tilde{E}^{(r)}(k_x,k_y) \end{aligned} \tag{1.3}$$

où

$$TF(E(x,y)) = \tilde{E}(k_x,k_y) = \frac{1}{(2\pi)^2}\iint_{-\infty}^{+\infty} E(x,y)\exp\left[j(k_x x + k_y y)\right]dx\,dy \tag{1.4}$$

Comme illustré à la figure 1.2, le spectre de l'hologramme est constitué de quatre termes distincts : les harmoniques centrées à la fréquence nulle, appelées termes d'auto-corrélation, et deux autres harmoniques, dites de cross-corrélation, que l'on cherche à filtrer pour en extraire le champ complexe de l'AST. Ces dernières peuvent être déformées si les ondes de référence de l'AR ne sont pas parfaitement planaires. Dans ce cas, un sur-échantillonnage d'un facteur deux par rapport au critère d'échantillonnage minimal est également requis [6].

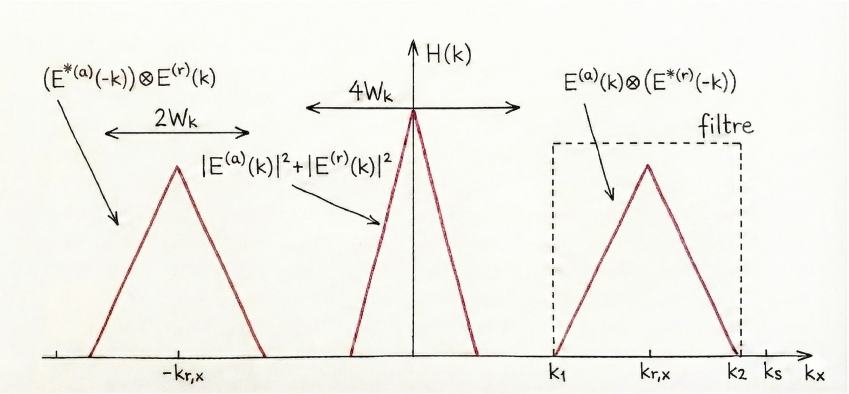


FIGURE 1.2 – Spectre de l'intensité du champ combiné de l'AR et de l'AST.

Dans le but de limiter le chevauchement spectral entre les termes d'auto-corrélation et de cross-corrélation, une première solution consiste à augmenter la distance entre les deux antennes [5], mais cela peut s'avérer contraignant dans une chambre anéchoïque de dimensions limitées. C'est pourquoi des méthodes comme la 2PE [5], [7], [8] (eq. 1.5) ou la 3PE [5], [7] (eq. 1.6) introduisent des mesures supplémentaires d'amplitude afin de supprimer certains termes d'autocorrélation et faciliter le filtrage. Ces méthodes permettent donc de réduire les contraintes d'échantillonnage et de distance entre l'antenne de référence et AST, rendant le système moins sensible aux erreurs de positionnement et aux instabilités des sources. D'autres variantes ont également été proposées : l'acquisition de deux hologrammes multiplexés par déplacement mécanique de l'antenne de référence, pour générer un déphasage de 180° (peut également être généré électroniquement), permet de rejeter les termes d'image hors de la zone utile du spectre, mais au prix d'une double acquisition et d'un contrôle précis du déplacement [6] ; une autre approche plus simple [9] consiste à augmenter fortement le niveau du champ de référence pour réduire l'impact des termes d'auto-corrélation, au risque de créer un déséquilibre d'amplitude entre la référence et le signal utile. Enfin, certaines approches, comme la méthode 2LI (Inversion Linéaire) [5], [8], exploitent des informations a priori sur la géométrie ou l'alimentation de l'antenne afin de reconstituer le champ par la résolution de systèmes linéaires. Leur efficacité reste toutefois conditionnée à un problème bien posé [10] et à un sur-échantillonnage suffisant pour assurer stabilité et robustesse.

$$\begin{cases} \left|E^{(a)}(x,y) + E^{(r)}(x,y)\right|^2 \\ \left|E^{(a)}(x,y)\right|^2 \end{cases} \tag{1.5}$$

$$\begin{cases} \left|E^{(a)}(x,y) + E^{(r)}(x,y)\right|^2 \\ \left|E^{(a)}(x,y) + E^{(r)}(x,y)\exp\left(j\Delta\varphi(x,y)\right)\right|^2 \\ \left|E^{(a)}(x,y)\right|^2 \end{cases} \tag{1.6}$$

Avec $\boldsymbol{\Delta\varphi(x,y)}$: un décalage de phase appliqué à l'AR.

- **Les méthodes d'holographie indirecte hors axe avec champ de référence synthétisé :**

Cette catégorie de méthodes s'affranchit de l'utilisation d'une antenne de référence physique en recourant à des références synthétiques. Deux approches principales permettent de réaliser ce type de référence : la synthèse électronique et la synthèse par déplacement mécanique. Il est à noter que ces méthodes s'appliquent avec la mesure initialement présentée (eq. 1.1) mais aussi ses variantes modifiées (eq. 1.5) et (eq. 1.6). Lorsque ces techniques sont appliquées dans le cas décrit par l'équation 1.1, l'expression développée (eq. 1.2) prend alors la forme suivante :

$$H(x,y) = |E^{(a)}(x,y)|^2 + A^2 + AE^{(a)}(x,y)e^{+jk_0r} + AE^{*(a)}(x,y)e^{-jk_0r} \tag{1.7}$$

Avec $\boldsymbol{e^{+jk_0r}}$: le déphasage pouvant être généré électroniquement ou mécaniquement.

– **Lors de la synthèse de la référence électroniquement** [6], [11], [12] (configuration sur la Figure 1.3) l'onde de référence est générée et contrôlée grâce à un déphaseur et un combineur de puissance. Ce signal, de phase parfaitement connue (de préférence une onde plane), est injecté directement dans la chaîne de réception et combiné au champ de l'antenne sous test (AST) [6].

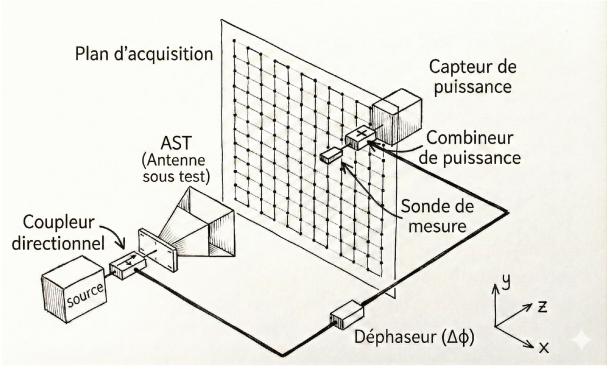
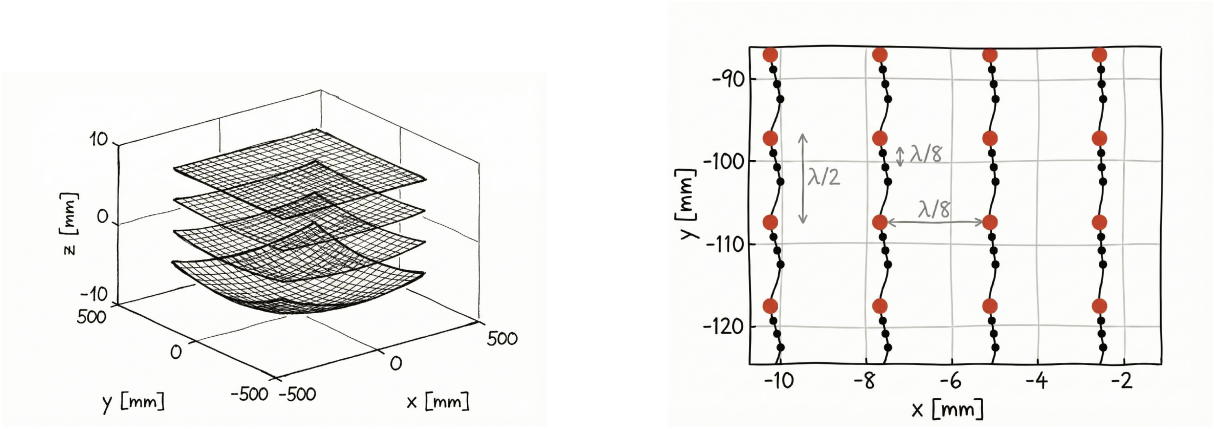


FIGURE 1.3 – Dispositif conventionnel pour l'holographie indirecte hors axe à onde de référence synthétisée électroniquement (inspiré de [6]).

Ce principe permet d'ajuster précisément le décalage spectral des termes de cross-corrélation dans le spectre holographique en jouant sur les valeurs de déphasage (eq. 1.7), ce qui facilite le filtrage et la séparation des contributions.

– **Pour la seconde approche, qui consiste en la synthétisation de la référence par déplacement mécanique de la sonde de mesure** [6], le champ de référence est remplacé par un signal constant (par exemple, un échantillon de la source), puis l'on introduit le déphasage voulu par de petits déplacements mécaniques de la sonde sur la grille d'acquisition. Chaque déplacement impose ainsi un déphasage spatial précis, reproduisant le motif d'interférence nécessaire à la reconstruction holographique [6]. La grille d'acquisition devient alors multicouche (Fig. 1.4), chaque couche correspondant à un état de phase différent. Le choix du nombre et des valeurs de déphasage permet de positionner au mieux les termes d'image dans le spectre afin de limiter le recouvrement, au prix toutefois de temps de mesure accrus et d'un positionnement extrêmement précis difficile à garantir aux très hautes fréquences, notamment pour des déplacements de l'ordre de $\lambda/8$.



(a) (b)

FIGURE 1.4 – Exemple de grille d'acquisition pour la méthode proposée (inspirée de [6]). (a) Vue 2D. (b) Vue de dessus

En résumé, les méthodes interférométriques — ou holographie indirecte hors-axe — offrent une alternative pertinente à la mesure directe de la phase, mais présentent plusieurs contraintes pratiques. Les approches traditionnelles nécessitent une antenne de référence physique, dont la caractérisation doit être rigoureuse, et imposent une gestion délicate du recouvrement spectral, difficile à maîtriser sans augmenter la distance entre l'AR et l'AST ou sans multiplier les mesures, au prix d'un temps d'acquisition plus long et d'une plus grande sensibilité aux instabilités du milieu.

Les méthodes à référence synthétique permettent de s'affranchir de l'antenne de référence, mais impliquent à leur tour des sur-échantillonnages importants ou des balayages multicouches, ce qui allonge les mesures et accroît la sensibilité aux instabilités. Elles requièrent également des dispositifs RF ou des systèmes de positionnement très précis, en particulier aux fréquences élevées. Ainsi, si ces techniques facilitent la mise en œuvre en éliminant la référence physique, elles introduisent tout de même de nouvelles contraintes instrumentales et expérimentales.

1.2.2 Technique des mesures multi-amplitudes (multi-sondes)

Cette technique, également appelée méthode des quatre amplitudes, possède plusieurs variantes, mais son principe fondamental reste identique. Elle consiste à mesurer les amplitudes de deux signaux, $|s_1|$ et $|s_2|$, ainsi que celles de leurs combinaisons : $|s_1 + s_2|$ (somme en phase) et $|s_1 + js_2|$ (somme en quadrature). où

$$s_1 = |s_1| \cdot e^{j\varphi_1}, \qquad s_2 = |s_2| \cdot e^{j\varphi_2}$$

À partir de ces quatre mesures, il est possible d'extraire analytiquement la différence de phase entre les deux signaux ainsi :

$$\cos(\Delta\varphi) = \frac{|s_1 + s_2|^2 - |s_1|^2 - |s_2|^2}{2|s_1||s_2|} \tag{1.8}$$

$$\sin(\Delta\varphi) = \frac{|s_1 + js_2|^2 - |s_1|^2 - |s_2|^2}{2|s_1||s_2|} \tag{1.9}$$

Ce qui donne alors :

$$\Delta\varphi = \tan^{-1}\left(\frac{|s_1 + js_2|^2 - |s_1|^2 - |s_2|^2}{|s_1 + s_2|^2 - |s_1|^2 - |s_2|^2}\right). \tag{1.10}$$

Avec

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$$

La différence de phase obtenue par cette méthode est toujours définie relativement à une référence choisie. Celle-ci peut être un canal stable fourni par le système de mesure lui-même, ou encore une antenne supplémentaire positionnée à un emplacement fixe durant toute la procédure d'acquisition. Cette référence joue un rôle crucial, car elle garantit la cohérence spatiale de la phase reconstruite sur toute la grille de mesure.

Il est essentiel de souligner que la phase reconstruite demeure une grandeur relative, représentant exclusivement la variation spatiale du champ sur la zone mesurée. Cette information reste cependant suffisante pour les traitements classiques de caractérisation d'antennes, tels que l'évaluation du diagramme de rayonnement ou la détermination de la polarisation.

On retrouve dans la littérature plusieurs applications de ce principe avec des variantes parfois plus développées et qui permettent d'étendre la capacité de cette méthode et d'avoir une meilleure maîtrise de celle-ci pour réduire au mieux les erreurs qu'elle peut engendrer. Il est possible de les regrouper en deux catégories principales :

– **La première catégorie se nomme la Méthode de la Phase Différentielle (Differential Phase Method)** [13]. Historiquement introduite pour simplifier les mesures de phase d'antennes à hautes fréquences, cette méthode a connu plusieurs évolutions successives visant à améliorer son efficacité et à réduire les coûts expérimentaux.

Initialement, la mesure différentielle de phase nécessitait l'emploi de trois wattmètres distincts [14] pour acquérir les puissances nécessaires à la reconstruction du diagramme de phase. Toutefois, la variante présentée par Mallat et al. (1994) [15] ne requiert plus qu'un seul wattmètre, simplifiant ainsi considérablement le dispositif expérimental et réduisant les coûts associés à la mesure.

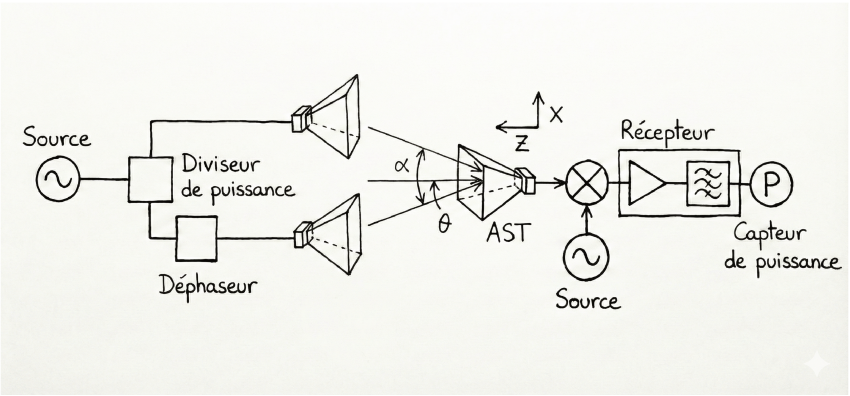


FIGURE 1.5 – Schéma de mesure pour la méthode différentielle de phase utilisant un seul wattmètre (adapté de [15])

Le principe expérimental de la méthode différentielle est le suivant : l'AUT est généralement placée en réception (mais peut être en émission également [13]) et orientée face à deux antennes émettrices, espacées d'un angle connu noté θ. L'antenne sous test est montée sur un plateau rotatif, permettant de mesurer la variation du diagramme en fonction de l'angle de rotation autour des antennes d'émission. Pour chaque position angulaire, on réalise trois mesures de puissance distinctes avec un unique wattmètre [15] (ou trois wattmètre [14]) : puissance reçue par l'AUT provenant uniquement de la première antenne émettrice, puis de la seconde seulement et puis de la somme des deux. Les amplitudes sont directement extraites en faisant la racine de la puissance mesurée. La différence de phase est ensuite calculée ainsi :

$$\Delta\varphi = 180° - \arccos\left(\frac{|s_1|^2 + |s_2|^2 - |s_1 + s_2|^2}{2|s_1||s_2|}\right) \tag{1.11}$$

Cette expression découle directement de l'équation classique de la somme vectorielle de deux signaux complexes :

$$|s_1 + s_2|^2 = |s_1|^2 + |s_2|^2 + 2|s_1||s_2|cos(\Delta\varphi) \tag{1.12}$$

Le diagramme de phase de l'AUT est finalement reconstitué en assemblant cumulativement les différences de phase mesurées à chaque étape angulaire du balayage. Néanmoins, la mesure différentielle de phase introduit une ambiguïté de signe intrinsèque, puisque la fonction **arccos** ne permet pas de distinguer le signe de la différence de phase. La levée de cette ambiguïté doit être réalisée par une connaissance préalable du comportement attendu du diagramme, ou par une optimisation des paramètres expérimentaux (par exemple, en choisissant l'angle initial proche de 90° pour minimiser les ambiguïtés).

La méthode différentielle de mesure de phase présente l'avantage d'une instrumentation simple, d'une bonne robustesse vis-à-vis des contraintes de phase à haute fréquence

(pas de câble utilisé de l'AUT au wattmètre) et d'une mise en œuvre rapide, tout en restant précise sous réserve de conditions expérimentales maîtrisées. En revanche, elle ne donne accès qu'à la phase relative, présente une ambiguïté de signe intrinsèque, et exige une grande rigueur sur la calibration, la géométrie et la gestion des erreurs cumulées.

La méthode différentielle, bien que classiquement utilisée pour les mesures de phase en champ lointain, s'applique également en champ proche. Elle est particulièrement adaptée aux parcours sphériques et cylindriques, mais peut aussi être mise en œuvre sur des parcours plans, sous réserve d'un contrôle précis de la géométrie expérimentale.

– **Une seconde catégorie de méthodes**, plus avancée que la précédente, repose sur le principe de la mesure multi-amplitude et nécessite l'utilisation d'au moins deux sondes de mesure. Le principe général consiste à réaliser un balayage contrôlé et précis de la surface d'acquisition (qu'elle soit plane, sphérique ou cylindrique), en mesurant à chaque position à la fois les amplitudes individuelles reçues par chaque sonde et celles des combinaisons en phase et en quadrature de phase.

En considérant l'une des sondes comme référence locale, il est possible d'extraire la différence de phase relative entre chaque paire de sondes pour chaque point mécanique de mesure. Cependant, puisque la référence de phase n'est pas fixée de manière globale (elle est mobile avec le réseau de sondes ou change localement selon la configuration), les phases reconstruites sont a priori connues à une constante additive indéterminée sur chaque portion de la surface.

La cohérence de la phase sur l'ensemble de la surface impose alors d'assembler toutes ces différences de phase locales. Pour cela, la reconstruction de la phase idéale du champ nécessite de formuler le problème sous la forme d'un système d'équations non linéaires dont les inconnues sont les phases à chaque point de mesure. Ce système est résolu numériquement, en utilisant par exemple des algorithmes de minimisation (gradient conjugué, ou SVD), de façon à garantir la continuité et la cohérence physique du champ reconstruit sur toute la surface.

Différentes implémentations pratiques basées sur cette technique existent dans la littérature. Dans [16], les auteurs développent une procédure hybride qui s'inspire des techniques interférométriques tout en s'affranchissant de l'antenne de référence classique. La phase est obtenue par interférence de deux sondes placées à des positions distinctes sur la surface de balayage, ce qui permet de reconstituer la phase du champ rayonné sur l'ensemble de la surface, à une constante près sur chaque ensemble de points mesurés. La reconstruction globale du champ nécessite alors d'estimer ces constantes de raccordement, en exploitant la géométrie du balayage et les propriétés analytiques du champ. Cette démarche permet de ramener le problème à l'optimisation non linéaire d'un nombre limité de paramètres.

Une variante plus avancée [17] de la technique multi-sondes consiste à utiliser un réseau de quatre sondes pour échantillonner simultanément le champ proche de l'antenne sous test. Chaque sonde, connectée à un récepteur multi-porte vectoriel, permet de mesurer l'amplitude et d'extraire les différences de phase relatives entre toutes les paires de sondes à chaque point d'acquisition, sans recourir à un canal de référence externe. La première sonde est utilisée comme référence de phase sachant que sa phase absolue est inconnue. L'ensemble des mesures d'amplitude et de phase relative permet de générer, un système

linéaire homogène qui lie les observations expérimentales à la phase globale à retrouver. Cette équation homogène est résolue numériquement, typiquement à l'aide d'algorithmes d'inversion itératifs tel que la méthode du gradient conjugué, afin d'obtenir la distribution de phase complète sur la surface de mesure. Cette approche dite "partiellement cohérente" fournit davantage d'informations locales sur la phase, ce qui renforce la fiabilité et la robustesse de la reconstruction, même pour des antennes arbitraires.

En résumé, les méthodes multi-amplitudes permettent d'accéder directement à la différence de phase entre signaux à partir de quelques mesures d'amplitudes, sans recours à des algorithmes itératifs sauf pour certaines variantes optimisées dans un but précis tel que la reconstruction de la phase absolue. Cette approche point par point est naturellement bien conditionnée et assure l'existence d'une solution unique, tant que les données mesurées sont fiables. Cependant, ces techniques présentent plusieurs limitations majeures. D'une part, la mise en œuvre pratique exige des circuits de combinaison d'amplitudes capables de générer les sommes en phase et en quadrature, ce qui s'avère délicat à hautes fréquences, où la calibration et la stabilité deviennent critiques. Traditionnellement, ces techniques ne donnent accès qu'à la phase relative, intégrant toutes les imperfections du système expérimental. Les erreurs de positionnement, les instabilités du milieu, les déformations des câbles ou le bruit sont directement transférés dans la phase reconstruite, sans possibilité de distinguer l'effet des erreurs de celui du rayonnement réel de l'antenne, ce qui limite leur application lorsque la phase absolue est requise.

Toutefois, des développements récents [17], [18] ont démontré que l'utilisation judicieuse de réseaux de sondes — et la résolution conjointe des différences de phase mesurées — permettait de reconstruire la phase absolue. Cependant ceci nécessite un traitement analytique plus complexe et un circuit d'acquisition et positionnement plus précis et rigoureusement synchronisé. En conséquence, ces méthodes sont particulièrement performantes lorsque la chaîne de mesure est maîtrisée et stable, mais leur fiabilité se dégrade rapidement si ces conditions ne sont pas réunies.

1.3 Reconstruction à partir de deux surfaces de mesure

Dans cette famille de méthodes, la reconstruction de la phase repose systématiquement sur l'utilisation d'algorithmes itératifs [19], [20]. La phase est estimée à chaque itération et converge progressivement vers la solution physique la plus cohérente avec les données mesurées.

Ces techniques exploitent généralement au moins deux ensembles de mesures d'amplitude du champ électromagnétique, obtenus sur des surfaces d'acquisition différentes (planaires, sphériques, voire cylindriques), ou bien sur une même surface mais avec des conditions d'échantillonnage différentes (positions distinctes, interpolation, double sonde d'acquisition, etc.). Cette redondance permet de lever l'ambiguïté intrinsèque à la mesure d'amplitude seule et d'assurer la stabilité du processus de reconstruction [21]-[23].

Selon la méthode retenue, la phase peut être reconstituée sur les surfaces de mesure [24], et/ou sur la surface rayonnante de l'antenne [25] . Certaines approches offrent la possibilité de modéliser l'antenne à partir d'un jeu de sources équivalentes [26] ou de décrire le champ rayonné à l'aide d'expansions spectrales adaptées à la géométrie consi-

dérée [27], [28].

L'objectif commun à ces techniques est d'accéder à la phase absolue du champ rayonné, et non relative comme dans les précédentes méthodes, afin d'effectuer des traitements avancés : propagation complexe en champ proche, transformation champ proche-champ lointain, analyse de la distribution rayonnante, diagnostic et détection de défauts ou encore l'évaluation de l'influence d'un boîtier couvrant l'antenne (radôme pour les antennes radar, par exemple).

1.3.1 Méthode de la reconstruction des sources rayonnantes (SRM)

L'objectif de cette méthode est de reconstruire un ensemble de sources équivalentes de courants électriques et/ou magnétiques, placées sur une surface arbitrairement choisie [26], afin de reproduire exactement le champ généré par l'antenne réelle. À partir de cette distribution équivalente, il devient possible de déterminer le champ rayonné en tout point de l'espace, que ce soit en champ proche ou en champ lointain.

Le principe fondamental repose sur le théorème d'Huygens [29], [30], également appelé principe d'équivalence électromagnétique. Selon ce principe, toute source rayonnante peut être remplacée par une surface fermée D entourant la source, sur laquelle des courants électriques $\vec{J}$ et magnétiques $\vec{M}$ équivalents sont distribués, de manière à produire un champ identique à l'extérieur de D (voir Figure 1.6). Des conditions supplémentaires, telles que celles de Love [31] ou de Schelkunoff [32], sont généralement imposées afin de garantir l'unicité et la stabilité des solutions.

Historiquement, la méthode SRM («Source Reconstruction Method») a d'abord été introduite pour le diagnostic d'antennes et la transformation champ proche–champ lointain à partir de mesures complètes en amplitude et phase, notamment sur des domaines plans [33]. Par la suite, la SRM a été généralisée aux autres géométries [34] et appliquée à des situations où seule l'amplitude est disponible [26], grâce à l'introduction de schémas itératifs et de techniques de minimisation [20], [35], [36] adaptées aux problèmes non linéaires et mal posés [10], [37].

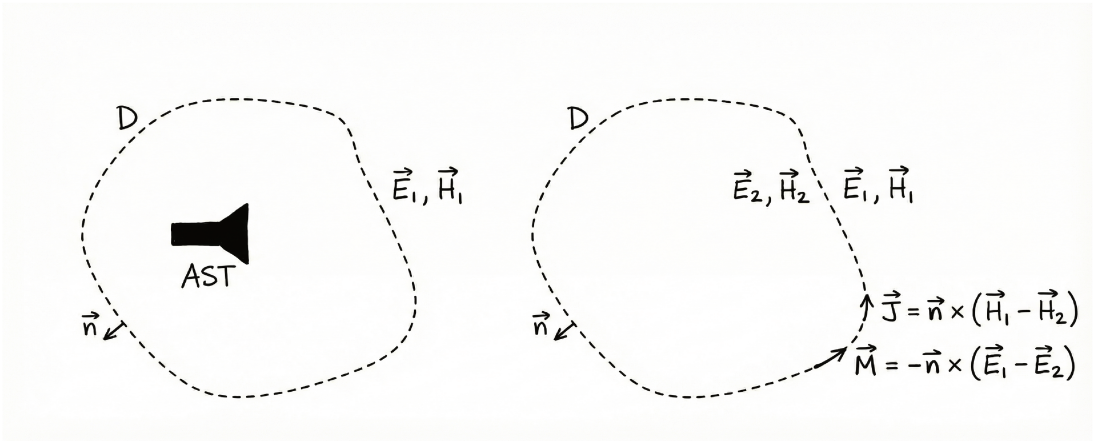


FIGURE 1.6 – Principe d'équivalence électromagnétique

Dans le contexte de la mesure du champ électrique rayonné par une antenne, cette représentation établit un lien direct entre le champ complexe $\vec{E}$ rayonné et les sources

équivalentes $\vec{J}$ et $\vec{M}$ positionnées sur la surface fermée D entourant la source rayonnante réelle (l'antenne sous test, AST). Le champ total s'exprime alors comme la somme des contributions rayonnées par les courants électriques et magnétiques de surface :

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_J(\vec{r}) + \vec{E}_M(\vec{r}) \tag{1.13}$$

Avec :

$\vec{E}(\vec{r})$: Le champ complexe rayonné total.
$\vec{E}_J(\vec{r})$: Champ complexe rayonné par les sources surfaciques $\vec{J}$.
$\vec{E}_M(\vec{r})$: Champ complexe rayonné par les sources surfaciques $\vec{M}$.

Le champ total peut également s'écrire ainsi :

$$\vec{E}(\vec{r}) = \mathcal{A}\left(x(\vec{r}')\right). \tag{1.14}$$

Où $x(\vec{r}')$ représente collectivement les deux sources $\vec{J}(\vec{r}')$ et $\vec{M}(\vec{r}')$ et $\mathcal{A}$ étant un opérateur linéaire représentant les deux intégrales suivantes :

$$\vec{E}_J(\vec{r}) = -j\eta k_0 \int_D \left[\vec{J}(\vec{r}') + \frac{1}{k_0^2}\nabla'_D\nabla'_D \cdot \vec{J}(\vec{r}')\right] g_0(\vec{r},\vec{r}')\, d\vec{r}' \tag{1.15}$$

$$\vec{E}_M(\vec{r}) = -\nabla \times \int_D \vec{M}(\vec{r}')\, g_0(\vec{r},\vec{r}')\, d\vec{r}' \tag{1.16}$$

Ici, $x(\vec{r}')$ désigne l'ensemble des densités de courants équivalents, et $\mathcal{A}$ est l'opérateur intégral linéaire qui associe à toute distribution de courants les champs qu'elle engendre sur les points d'observation [20]. L'intégrale est effectuée sur la surface D supportant les courants équivalents, k_0 est le nombre d'onde dans le vide, η l'impédance caractéristique du vide, et $g_0(\vec{r},\vec{r}')$ la fonction de Green en espace libre (eq. 1.17) [38], [39].

$$g_0(\vec{r},\vec{r}') = \frac{e^{-jk_0|\vec{r}-\vec{r}'|}}{4\pi|\vec{r}-\vec{r}'|} \tag{1.17}$$

La reconstruction de la distribution de sources équivalentes x à partir des mesures du champ électrique $\vec{E}$ constitue un problème inverse. Ce type de problème est généralement mal posé, en particulier lorsque le champ est échantillonné en un nombre fini de points d'observation. Plusieurs distributions de courant peuvent alors produire le même champ aux points de mesure, tandis que certaines composantes évanescentes du champ réel restent non observées. Cela remet en cause l'unicité et, parfois, l'existence de la solution, et rend la résolution numérique très sensible au bruit et aux erreurs expérimentales, en raison du mauvais conditionnement de l'opérateur d'observation $\mathcal{A}$ [20].

Pour assurer une solution stable et physiquement cohérente, l'introduction d'une régularisation est nécessaire. Celle-ci consiste à ajouter des contraintes supplémentaires ou à exploiter des connaissances a priori, afin de sélectionner, parmi les solutions mathématiquement admissibles, une solution stable et appropriée. Parmi les différentes techniques

de régularisation proposées, la plus courante consiste à minimiser simultanément deux normes L_2 :

$$\|\mathcal{A}(x) - E\|_{S_1}^2 \tag{1.18}$$

$$\|x\|_S^2 \tag{1.19}$$

où $\vec{E}$ désigne la concaténation des deux composantes tangentielles du champ mesuré, E_{t1} et E_{t2} (soit $E_\theta(\vec{r})$ et $E_\phi(\vec{r})$ dans le cas des mesures sphériques).

Le premier fonctionnel (eq.1.18) quantifie l'écart entre le champ observé et le champ calculé sur S_1 à partir des courants équivalents. Sa minimisation permet de déterminer une distribution de courants qui reproduit au mieux le champ mesuré. Le second fonctionnel eq. 1.19, quantifie la norme de la solution sur le domaine de reconstruction D. En général, une solution de grande amplitude est le signe d'une solution non physique, résultant de l'inversion du bruit de mesure [20]. L'objectif est donc de trouver une solution qui minimise eq. 1.18 tout en maintenant eq. 1.19 à une valeur faible.

L'équation 1.18 est valable pour le cas des mesures du champ complexe (amplitude et phase). Lorsque seules les amplitudes sont disponibles, ce fonctionnel doit être adapté pour relier la différence entre les amplitudes mesurées du champ électrique et celles produites par les courants équivalents. Il est alors préférable d'utiliser la différence des amplitudes au carré, directement liée à la puissance du champ électromagnétique, et donc peut être facilement mesurée à l'aide d'équipements moins coûteux (wattmètre, analyseur de spectre, etc.). Par ailleurs, ce choix permet de conserver un fonctionnel de coût quadratique, plus simple à traiter numériquement ; une formulation directe en amplitude introduirait une non-linéarité accrue, rendant l'inversion plus complexe [20].

$$\left\| \, |\mathcal{A}(x)|^2 - |E|^2 \, \right\|_S^2 \tag{1.20}$$

Pour prendre en compte le manque d'information sur la phase, la méthode nécessite comme dit précédemment deux séries de données de l'amplitude du champ, ce qui donne ces deux fonctionnels à minimiser simultanément :

$$\left\| \, |\mathcal{A}_1(x)|^2 - |E_1|^2 \, \right\|_{S_1}^2 \tag{1.21}$$

$$\left\| \, |\mathcal{A}_2(x)|^2 - |E_2|^2 \, \right\|_{S_2}^2 \tag{1.22}$$

Où S_1 et S_2 définissent les domaines de mesure.

Il convient de souligner que les nouveaux fonctionnels adoptés dans le cas sans phase sont non linéaires [20], contrairement au fonctionnel linéaire de l'eq. 1.18. Une étape de régularisation demeure nécessaire pour assurer la stabilité de la solution, que le problème soit linéaire ou non. Parmi les techniques les plus couramment employées figurent la procédure du gradient conjugué tronqué [40], une méthode de minimisation itérative où le nombre d'itérations sert de paramètre de régularisation, ainsi que la technique de la décomposition en valeurs singulières (SVD) tronquée [41] appliquée à l'opérateur associé. Des applications détaillées de ces approches pour les géométries planaires et sphériques sont présentées dans [20].

En complément, une méthode de régularisation fondée sur un schéma multiplicatif automatique a été développée dans [20], [42]. Initialement appliquée au cas planaire, cette technique permet d'ajuster dynamiquement le niveau de régularisation au cours du processus d'inversion, ce qui s'avère particulièrement avantageux pour les problèmes non linéaires mal posés. Elle combine simultanément une régularisation lissante, visant à supprimer les oscillations parasites, et une régularisation préservant les discontinuités physiques du courant équivalent, ce qui facilite notamment la détection des défauts d'antenne. Bien que cette méthode ait été conçue pour les mesures planaires, son extension à d'autres configurations de mesure reste envisageable.

Une variante plus récente de la méthode SRM introduit une double itération [35] : après chaque minimisation classique par gradient conjugué ou SVD, les courants équivalents obtenus servent à recalculer le champ sur les surfaces de mesure, puis la minimisation est relancée si la concordance entre l'amplitude calculée et l'amplitude mesurée n'est pas atteinte. Le processus alterne ainsi reconstruction de courants et mise à jour de la phase jusqu'à convergence. Cette méthode vise à améliorer la précision, mais au prix d'une complexité algorithmique accrue et d'un coût de calcul nettement plus élevé, sans que sa robustesse expérimentale ne soit encore pleinement démontrée [35].

En résumé, la Méthode de Reconstruction des Sources (SRM) permet de reconstituer le champ complexe d'une antenne à partir de mesures d'amplitude sur deux surfaces, ce qui simplifie l'instrumentation. Cependant, le problème inverse sous-jacent est fortement mal posé, donc très sensible au bruit, aux erreurs expérimentales et aux imprécisions de calibration, ce qui exige une régularisation soignée pour éviter des solutions instables ou non physiques. La version MR-SRM (Multiplicative Regularization) améliore la stabilité et la robustesse de la reconstruction grâce à une régularisation automatique qui limite les artefacts et préserve les discontinuités physiques. Malgré ses atouts, la méthode présente plusieurs inconvénients majeurs : un coût computationnel nettement plus élevé, une convergence qui peut être lente selon les cas, et surtout une forte dépendance à la qualité et à la densité de l'échantillonnage spatial : la reconstruction fiable exige un nombre important de points de mesure, ce qui augmente significativement le temps d'acquisition, en particulier pour les grandes antennes ou aux hautes fréquences. Par ailleurs, son efficacité demeure discutable en champ lointain ou pour des géométries complexes, et l'extension de la MR-SRM à d'autres surfaces que le cas planaire reste non triviale, sans avantage démontré sur les alternatives existantes dans des situations expérimentales diverses.

1.3.2 Technique de l'algorithme itératif de Fourier (IFTA) - Surface planaire

Cette méthode repose sur la propagation répétée du champ électrique entre deux surfaces (ou plus) de mesure planaires en champ proche, à l'aide de la décomposition spectrale en ondes planes [43]. Les propagations peuvent se faire entre les deux plans seulement, ou inclure également le plan de la surface rayonnante (plan de l'ouverture pour une antenne cornet, par exemple).

Les propagations étant réalisées avec un champ complexe et étant donné que la mesure est effectuée seulement en amplitude, il est alors nécessaire de définir une distribution initiale de la phase à associer au plan choisi pour la première propagation. Lorsque le plan

initial correspond à la surface rayonnante de l'antenne plutôt qu'à un plan de mesure, il est alors nécessaire de spécifier non seulement la distribution de phase, mais également celle de l'amplitude, cette dernière n'étant pas accessible par la mesure. Cependant, bien que nécessaire, son impact reste généralement moins important que celui de la phase.

Le choix de cette distribution initiale influence fortement la convergence et la stabilité de l'algorithme. Une phase initiale inadaptée (par exemple, une distribution générant des discontinuités en amplitude ou non cohérente avec la structure de l'antenne) peut conduire à des solutions non physiques, voire à la non-convergence de l'algorithme. En pratique, une phase constante est souvent adoptée lorsqu'aucune information préalable n'est disponible, mais d'autres approches sont possibles, notamment l'utilisation de résultats de simulation, de modèles analytiques pour des antennes bien caractérisées (cornet rectangulaire en mode fondamental, antenne patch simple, etc.), ou encore le recours à des algorithmes hybrides pour l'initialisation [44], combinée à l'algorithme IFT.

L'algorithme itératif fonctionne ainsi :

1/- Définition de la distribution initiale de la phase sur l'un des plans de mesure ou sur la surface rayonnante (inclure la distribution d'amplitude dans ce cas).
2/- Propagation de la distribution du champ électrique de cette surface vers une autre surface (en avant ou en arrière) à l'aide de la théorie du spectre d'ondes planes (PWS) [43].
3/ a) Si propagation vers un plan de mesure : remplacer l'amplitude propagée par celle mesurée et retenir la phase estimée.
b) Si propagation vers la surface rayonnante : filtrer les composantes de champ non physiques estimées par propagation à l'extérieur de la surface rayonnante réelle (ouverture de l'antenne) en appliquant par exemple une troncature spatiale.
4/- Répéter les étapes 2 et 3 jusqu'à ce que les amplitudes estimées par propagation correspondent à celles mesurées dans la limite d'une erreur acceptable prédéfinie. Le remplacement systématique de l'amplitude mesurée à chaque itération permet ainsi une correction progressive de la phase.

Il est rappelé que le problème à résoudre dans le cas de la reconstruction de la phase à partir de mesures d'amplitude se pose de façon général ainsi :

$$\text{Trouver x tel que } |\mathcal{A}x| = y \tag{1.23}$$

Avec $\mathcal{A}$ opérateur de transfert ou souvent appelé opérateur de mesure, x le champ complexe contenant la phase à reconstruire et y l'amplitude mesurée du champ.

Dans le cas de la méthode itérative, l'équation 1.23 devient :

$$|\mathcal{P}(E^{est})| = |E^{mes}| \tag{1.24}$$

Avec :

$\mathcal{P}$: Opérateur de propagation linéaire (décomposition en spectre d'ondes planes du champ complexe estimé multiplié par la phase de propagation).

$|E^{est}|$: Amplitude du champ complexe estimé.

$|E^{mes}|$: Amplitude du champ complexe mesuré.

Il est connu que l'équation 1.24 est un problème inverse non linéaire, dû au remplacement de l'amplitude mesurée à la place de l'amplitude estimée à chaque itération, mal posé au sens d'Hadamard [37] et mal conditionné, ceci à cause des ambiguïtés sur l'existence, l'unicité et la stabilité de la solution. Cependant, il a été démontré que, dans le cas particulier où deux distributions d'amplitude sont disponibles sur deux plans distincts, le problème peut admettre une solution unique sous certaines conditions (support spatial fini, échantillonnage satisfaisant, absence de symétries pathologiques dans le champ)[19], [23], [45], [46].

L'utilisation de deux plans réduit également la sensibilité au bruit et aux incertitudes de positionnement [19], ce qui atténue le mauvais conditionnement du problème vu que la solution est moins affectée par des erreurs des données d'entrée donc de l'amplitude du champ. La stabilité de la solution est également améliorée quand les deux plans sont suffisamment séparés pour une faible corrélation entre les distributions d'amplitudes mesurées ce qui accroît la diversité d'information [47].

L'introduction de contraintes physiques supplémentaires, telles que la rétro-propagation vers la surface rayonnante suivie d'une troncature spatiale à l'extérieur de l'ouverture, limite l'espace des solutions admissibles et réduit les reconstructions non physiques [47].

Toutefois, le facteur qui a le plus d'impact sur la convergence de l'algorithme vers la bonne solution c'est la distribution initiale de la phase [24], [48]. Dans le cas parfait, où la distribution de phase initiale correspond à la phase réelle du champ, il suffira alors d'une seule propagation pour avoir la bonne solution. Cette phase lorsque mal définie peut gravement influencer le caractère mal posé du problème car elle influence les trois critères d'existence, d'unicité et de stabilité de la solution mais également le conditionnement du problème étant une entrée de l'algorithme.

De ce fait, en respectant toutes ces conditions il devient possible d'améliorer la convergence de l'algorithme vers la bonne solution ou vers une solution satisfaisante. La résolution du problème 1.24 consiste en la minimisation de la fonction suivante :

$$\varepsilon = \left\| \, |E^{est}| - |E^{mes}| \, \right\|_2 \tag{1.25}$$

avec $\| \cdot \|_2$ la norme euclidienne L^2.

Dans ce contexte, l'algorithme itératif de Fourier détaillé ci-dessus agit comme une méthode de réduction d'erreur [25], au sens de Gerchberg–Saxton [45], cherchant à minimiser l'écart entre les amplitudes propagées et mesurées, ce qui le rapproche d'une méthode d'optimisation de type descente de gradient sur la phase [19], bien qu'il ne soit généralement pas classé comme tel dans la littérature.

Il convient de souligner que l'algorithme itératif présenté dans cette section est spécifiquement adapté au cas planaire, en raison de la décomposition du champ en spectre d'ondes planes [43], [49] via la transformée de Fourier [43]. La mise en œuvre numérique repose sur l'utilisation de la transformée de Fourier rapide (FFT), ce qui simplifie les calculs et réduit significativement la charge en ressources. D'autres algorithmes itératifs existent toutefois pour les mesures sphériques [50] et cylindriques [51] : dans le cas sphérique, la décomposition repose sur l'expansion en ondes sphériques (SWE) [49], tandis que dans le cas cylindrique, elle utilise l'expansion en ondes cylindriques (CWE) [49]. Dans le cadre de cette étude, l'attention est portée exclusivement sur la configuration planaire, comme précisé dans le chapitre d'introduction.

En résumé, la technique itérative de Fourier constitue une alternative à la mesure du champ complexe ne nécessitant aucun équipement supplémentaire. Au contraire, elle permet de s'affranchir de dispositifs de positionnement à haute précision, grâce à sa robustesse face aux erreurs de positionnement [52], [53], et présente également une bonne résistance au bruit [54]. Contrairement aux approches d'holographie indirecte ou aux méthodes multi-amplitudes, elle reconstruit la phase absolue du champ rayonné, et non une phase relative. Cette méthode offre ainsi la possibilité de caractériser intégralement l'antenne sous test, aussi bien en champ proche — champ complexe, distribution de champ sur l'ouverture, détection de défauts — qu'en champ lointain, avec la reconstruction tridimensionnelle du diagramme de rayonnement (gain, directivité, densité de puissance, polarisation, etc.). En contrepartie, l'IFT requiert un échantillonnage en amplitude sur deux plans distincts, ce qui peut allonger le temps d'acquisition. De plus, elle repose sur la résolution d'un problème inverse non linéaire, généralement mal posé et mal conditionné, pouvant mener à des solutions instables ou ambiguës. Toutefois, ce caractère peut être atténué par la mise en œuvre de stratégies adaptées visant à renforcer l'unicité et la stabilité de la solution.

1.4 Conclusion

L'analyse des principales familles de techniques de reconstruction de phase appliquées aux mesures en champ proche du rayonnement des antennes — à savoir les méthodes interférométriques (ou d'holographie indirecte), les approches multi-amplitudes, les méthodes SRM (Source Reconstruction Method) et l'algorithme itératif de Fourier (IFT) — met en évidence des différences significatives en termes de principe, d'instrumentation, de précision et de robustesse.

Les techniques interférométriques, héritées des travaux pionniers de Gabor en microscopie électronique puis adaptées aux micro-ondes, reposent sur la mesure de franges d'interférence entre le champ rayonné et une onde de référence, réelle ou synthétique. Elles présentent l'avantage de ne nécessiter qu'une seule carte d'amplitude et peuvent, en théorie, restituer le champ complexe à partir d'un jeu réduit de mesures. Cependant, leur mise en œuvre est contraignante : la séparation spectrale des termes d'auto-corrélation et d'interférence impose souvent un sur-échantillonnage, des conditions géométriques strictes ou plusieurs acquisitions avec déphasage, ce qui accroît les temps de mesure. Surtout, la phase obtenue reste relative à la référence, et la stabilité du système est fortement dépendante de la précision du modèle de référence et de la maîtrise des perturbations mécaniques ou

thermiques — des contraintes particulièrement sévères aux fréquences millimétriques et au-delà.

Les approches multi-amplitudes, ou méthodes à quatre magnitudes, reposent sur la mesure de plusieurs combinaisons d'amplitudes pour extraire directement la différence de phase locale. Leur intérêt réside dans un calcul analytique immédiat avec un traitement limité en temps. Toutefois, elles restituent généralement une phase relative et nécessitent une instrumentation analogique exigeante (combinateurs IQ, calibration fine), dont la stabilité est difficile à maintenir aux très hautes fréquences. Certaines variantes permettent de reconstituer la phase absolue en reliant plusieurs ensembles de mesures par optimisation, mais au prix d'une complexité algorithmique et matérielle accrue.

Les méthodes SRM constituent une approche plus générale et flexible, adaptée à des géométries variées. Elles consistent à reconstruire des courants équivalents sur une surface fermée à partir des seules amplitudes mesurées, en résolvant un problème inverse non linéaire régularisé. Leur grand atout réside dans leurs capacités de diagnostic et d'analyse détaillée de la distribution rayonnante, offrant un accès direct aux grandeurs sur l'ouverture. Les variantes comme la MR-SRM optimisent automatiquement le paramètre de régularisation et améliorent la qualité des reconstructions. Néanmoins, ces méthodes sont coûteuses en ressources de calcul, dépendent fortement de la densité d'échantillonnage et peuvent présenter des instabilités si les conditions de mesure ou les contraintes de régularisation ne sont pas soigneusement optimisées.

L'algorithme itératif de Fourier (IFT), dans sa version à deux plans, constitue une alternative particulièrement intéressante dans le contexte étudié. Il repose sur deux cartes d'amplitude acquises sur des plans parallèles et sur des propagations numériques fondées sur la transformée de Fourier, afin de faire converger la phase estimée vers une solution compatible avec les deux ensembles de données. Cette méthode présente plusieurs atouts majeurs : elle ne requiert ni dispositif de référence ni combinaison analogique, utilise la même chaîne matérielle qu'une mesure complexe standard, et demeure relativement robuste aux erreurs de positionnement tout en offrant une bonne résistance au bruit. Elle permet également de reconstruire la phase au point d'échantillonnage nominal sur chaque plan de mesure, reliés entre eux par les relations de propagation issues des équations de Maxwell, ce qui correspond à une phase dite idéale. De plus, les calculs reposant sur la FFT sont très rapides, ce qui limite le coût de traitement.

En contrepartie, cette approche exige un balayage supplémentaire, qui allonge le temps d'acquisition. Néanmoins, elle autorise une caractérisation complète de l'antenne en champ proche comme en champ lointain, ainsi qu'une reconstruction tridimensionnelle du diagramme de rayonnement. Une autre contrainte provient du caractère non linéaire du problème : l'algorithme peut converger vers un minimum local correspondant à une solution fausse ou incomplète, plutôt que vers la solution globale. Ce risque peut toutefois être atténué par une maîtrise rigoureuse des conditions expérimentales et par l'introduction de contraintes ou d'initialisations adaptées, telles qu'un choix approprié de la distance séparant les deux plans pour renforcer l'unicité et la stabilité, ou encore l'application d'une contrainte de support sur l'ouverture rayonnante pour éliminer les reconstructions non physiques et restreindre l'espace des solutions admissibles.

En comparaison, afin de choisir une méthode adaptée, les méthodes interférométriques et multi-amplitudes reposent sur des principes relativement simples et permettent, en

théorie, de reconstituer rapidement le champ complexe à partir d'un nombre réduit de mesures. Toutefois, leurs limites majeures résident dans le fait qu'elles restituent une phase mesurée, directement affectée par les erreurs instrumentales, les incertitudes de positionnement ou les instabilités mécaniques et thermiques — des effets qui deviennent particulièrement critiques aux fréquences millimétriques et au-delà. À cela s'ajoutent, pour les méthodes interférométriques, des contraintes expérimentales fortes liées à la séparation spectrale des composantes, souvent difficiles à garantir, et pour les approches multi-amplitudes, l'exigence d'une instrumentation analogique complexe et difficile à stabiliser à haute fréquence.

Les méthodes SRM offrent davantage de flexibilité et un potentiel d'analyse fine grâce à la reconstruction des courants équivalents, mais leur mise en œuvre est beaucoup plus lourde. Elles requièrent une forte puissance de calcul, un sur-échantillonnage important et une régularisation soigneusement adaptée, sous peine d'instabilités dans la reconstruction.

En comparaison, l'algorithme itératif de Fourier (IFT) apparaît comme le compromis le plus adapté au contexte étudié. Comme détaillé ci-dessus, il échappe aux limitations des approches précédentes et permet une reconstruction fiable et complète, tout en restant compatible avec une instrumentation simple et peu coûteuse, ce qui en fait la solution la plus pertinente pour les fréquences d'intérêt.

Par ailleurs, cette méthode correspond particulièrement bien au matériel disponible au sein de notre laboratoire, notamment le banc Caronchip équipé d'un robot 6 axes. Plus généralement, l'IFT s'adapte à tout système de balayage planaire reposant sur des moteurs pas-à-pas peu coûteux, offrant un pas de déplacement suffisamment fin pour autoriser des mesures à très haute fréquence. La précision de positionnement requise peut être relativement modeste, l'algorithme se montrant intrinsèquement robuste aux erreurs de position, ce qui en fait une solution à la fois performante, économique et bien adaptée aux infrastructures expérimentales actuelles.

Le choix de la mesure planaire est justifié dans cette thèse par l'intérêt porté à l'étude et à la caractérisation expérimentale d'antennes directives voire ultra directives. Pour des antennes moins directives, l'IFT planaire n'est pas à exclure : en fonction de la résolution angulaire de champ lointain recherchée et des conditions expérimentales fixées — notamment la taille des plans d'acquisition et leur distance par rapport à l'AST — des résultats satisfaisants peuvent être obtenus. Néanmoins, il a été montré que les surfaces sphériques et cylindriques sont généralement plus adaptées dans ces cas, en particulier pour limiter les effets de troncature.

Ainsi, au regard des contraintes expérimentales et des objectifs de précision et de robustesse recherchés, l'IFT constitue une solution particulièrement adaptée pour des mesures en champ proche phaseless à très haute fréquence, offrant un excellent compromis entre simplicité, fiabilité et performance.

CHAPITRE 2

Algorithme iteratif de Fourier

Sommaire

2.1 Historique et évolution de la méthode 28
2.2 Principe détaillé de la méthode 29
2.2.1 Configuration de la mesure 29
2.2.2 Comparaison des deux variantes principales de la méthode 30
2.2.3 Convergence et critère d'arrêt 33
2.3 Problématiques clés de la méthode itérative 42
2.4 Conclusion 43

2.1 Historique et évolution de la méthode

L'intérêt pour les méthodes de reconstruction de phase à partir de données d'amplitude uniquement trouve son origine dans l'optique et la microscopie électronique, où la mesure directe de la phase était longtemps impossible. C'est dans ce contexte que Gerchberg et Saxton (1972) [45] proposent le premier algorithme itératif général de type «*error-reduction*», permettant de reconstruire une fonction complexe à partir de l'amplitude de son champ et de celle de sa transformée de Fourier. Ce travail fondateur constitue la première démonstration pratique de ce qui sera plus tard désigné sous le nom de « *phase retrieval* ».

Rapidement, cette approche a montré ses limites, notamment des phénomènes de stagnation. Pour y remédier, des améliorations sont apportées, notamment par Fienup (1978-1982), qui introduit des variantes plus robustes [19] (Hybrid Input–Output, Output–Output, etc.) et établit les conditions théoriques d'unicité des solutions (support fini, sur-échantillonnage, exclusion de certaines symétries) [47]. Ces contributions ont consolidé le cadre mathématique et permis la première vague d'applications concrètes en imagerie optique et en traitement du signal.

Parallèlement, des travaux en radio-ingénierie et en métrologie d'antennes ont adapté ces méthodes. On retrouve les travaux de Davis (1970) qui propose une approche paramétrique où la phase de l'ouverture est modélisée par une fonction quadratique (défocus, astigmatisme, pentes linéaires), ajustée pour correspondre aux diagrammes mesurés [55]. Cette méthode a marqué un premier pas mais reste limitée à quelques paramètres globaux, sans permettre une reconstruction complète du champ.

La véritable transition vers les algorithmes itératifs exploitables en métrologie d'antennes est introduite par Misell (1973) [56]-[59]. Sa méthode repose sur deux mesures d'amplitude du champ rayonné par l'antenne, l'une focalisée et l'autre défocalisée, entre lesquelles on propage numériquement le champ. À chaque itération, l'amplitude mesurée est imposée dans chaque plan, tandis qu'une contrainte de support est appliquée dans l'ouverture. Cette formulation constitue la première déclinaison pratique de l'IFT dans un contexte électromagnétique. Cependant, ces méthodes restaient assez sensibles aux erreurs expérimentales.

Peu après, Anderson et Sali généralisent l'approche en remplaçant le couple focus/défocalisé par deux plans parallèles distincts, à des distances différentes de l'antenne. Le schéma *plane-to-plane*, directement fondé sur les propagations de Fourier, offre une mise en œuvre plus simple et un meilleur contrôle expérimental [25]. Cette étape établit l'IFT planaire à deux plans comme une méthode générique pour la reconstruction de phase en mesures d'antennes.

Ensuite, ces algorithmes s'enrichissent des variantes issues de l'optique (HIO, contraintes de support, régularisation). Les conditions d'unicité et de convergence sont mieux comprises, tandis que les avancées numériques (rapidité des FFT, puissance de calcul accrue) facilitent leur application sur des grilles denses. Les travaux ultérieurs montrent également l'intérêt d'ajouter des contraintes supplémentaires (taille d'ouverture connue, symétries, support rayonnant) pour améliorer la stabilité et réduire le risque de minima locaux.

À ce titre, la thèse de Peter H. Gardenier [60], publiée en 1990, constitue une synthèse bibliographique complète sur les différentes méthodes de phase retrieval. Elle en expose le

principe, met en évidence leurs avantages et limitations, et retrace de manière structurée les évolutions successives qui ont conduit à l'IFT, en présentant les contributions majeures qui ont façonné son développement.

Aujourd'hui, la méthode itérative de Fourier dans sa version planaire est devenue l'une des approches les plus utilisées pour la reconstruction de phase en mesures d'antennes sans référence de phase. Elle s'applique naturellement aux configurations de balayage planaire équipées de moteurs pas-à-pas, avec des exigences matérielles comparables à celles d'une mesure complexe standard. Son intérêt majeur, en particulier aux hautes fréquences, réside dans sa capacité à restituer une phase idéale – libérée des erreurs instrumentales inhérentes aux mesures complexes – tout en évitant la complexité des systèmes de référence ou des méthodes de type SRM. Grâce à la rapidité des calculs FFT et à sa robustesse aux erreurs de positionnement et au bruit, l'IFT est aujourd'hui un outil de choix pour la caractérisation OTA de dispositifs intégrés (modules télécom, radars, charges utiles spatiales) où la mesure directe de la phase est soit trop coûteuse, soit tout simplement impossible.

2.2 Principe détaillé de la méthode

Cette section présente le principe de l'algorithme itératif de Fourier, appliqué au cas planaire. Elle décrit la configuration expérimentale et les paramètres essentiels à définir avant l'acquisition (distance entre plans, pas d'échantillonnage, taille des surfaces de mesure), puis aborde le critère d'arrêt et la convergence de l'algorithme. Enfin, nous mettrons en évidence les problématiques clés sur lesquelles portent nos travaux, dans une optique de maîtrise et d'optimisation de la méthode, afin assurer des reconstructions fiables du champ électrique.

2.2.1 Configuration de la mesure

Lors d'une mesure en champ proche planaire, trois paramètres expérimentaux principaux doivent être définis [43], [61]-[63] : la distance entre l'antenne sous test (AST) et le plan de mesure, la taille de ce plan, et le pas d'échantillonnage.

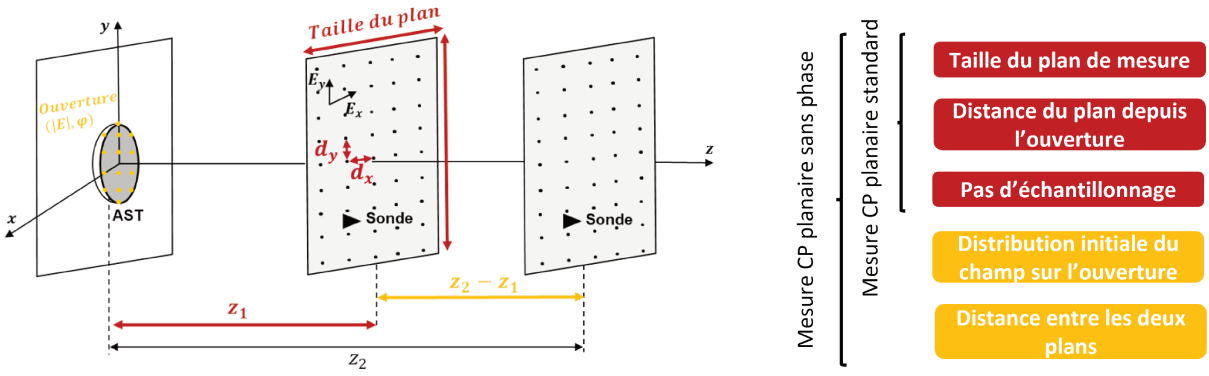
La distance au plan d'acquisition doit être choisie de manière à se situer en dehors de la zone du champ réactif. Ce dernier, fortement présent à proximité immédiate de l'antenne, ne contribue pas au rayonnement lointain et peut perturber la reconstruction si le plan est placé trop près. De plus, en fonction du type d'antenne mesurée et du type de sonde utilisée, il est nécessaire d'éviter les effets de couplage susceptibles entre les deux antennes.

La taille du plan d'acquisition, qui serait idéalement infinie, doit être déterminée de façon à intercepter la quasi-totalité du champ rayonné. En pratique, il convient de garantir que l'amplitude mesurée aux bords du plan soit suffisamment faible pour éviter un impact important des discontinuités lors de l'application de la transformation de Fourier pour propager le champ proche vers le champ lointain avec la méthode modale [43], [48], [64]. De telles discontinuités génèrent en effet des composantes spectrales artificielles et des oscillations parasites dans les diagrammes de rayonnement. La taille du plan peut éga-

lement être reliée à l'angle maximal de reconstruction souhaité en champ lointain [61]-[63], ce qui permet d'adapter la mesure à la zone angulaire d'intérêt.

Le pas d'échantillonnage doit respecter le critère général de Shannon–Nyquist [65] appliqué aux antennes [61], [63] avec un pas maximal de $\lambda/2$. Des pas plus larges peuvent être utilisés, mais au prix d'une limitation de l'angle observable et d'une dégradation progressive de la qualité de reconstruction dû au repliement spectral [63].

Dans le cas de la méthode itérative de Fourier (IFT), un second plan de mesure est nécessaire. Il doit être parallèle au premier, avec un espacement soigneusement défini, afin de permettre les propagations numériques successives entre les deux plans. L'algorithme peut également inclure la surface d'ouverture comme plan supplémentaire, introduisant une contrainte physique supplémentaire. La configuration devient alors celle de la figure ci-dessous.



(a) (b)

FIGURE 2.1 – Configuration expérimentale de l'IFT. (a) Configuration spatiale. (b) Liste des paramètres pour des mesures avec et sans phase.

Enfin, l'initialisation de la phase constitue un paramètre critique pour la convergence de l'algorithme. Elle peut être imposée soit sur un plan de mesure, soit directement sur l'ouverture. Les options courantes incluent une distribution uniforme (phase uniforme nulle, amplitude constante), des champs issus de simulations électromagnétiques, ou des distributions générées par d'autres méthodes de reconstruction [44]. Le choix de cette condition initiale influence fortement la stabilité de l'algorithme et sa capacité à éviter les minima locaux pour atteindre le minimum global, ou une solution physiquement cohérente et satisfaisante.

L'influence de l'ensemble de ces paramètres sera discutée plus en détail dans le chapitre suivant, tandis que la sous-section suivante porte sur le fonctionnement de l'algorithme itératif lui-même et sur la comparaison de ses deux variantes principales : propagation entre les deux plans uniquement, ou propagation incluant le plan de l'ouverture ou de la surface rayonnante.

2.2.2 Comparaison des deux variantes principales de la méthode

Comme mentionné précédemment, la méthode itérative de Fourier repose sur des propagations successives en avant et en arrière entre deux plans de mesure, ou en incluant,

comme étape intermédiaire, la surface d'ouverture de l'antenne sous test (AUT). À chaque itération, l'amplitude issue de la propagation est remplacée par l'amplitude mesurée (ou simulée), tandis que la phase est conservée. Ce processus permet de corriger progressivement la phase et de minimiser la fonction d'erreur définie par (1.25), de manière à réduire l'écart entre l'amplitude estimée et l'amplitude de référence.

Ces propagations reposent sur la décomposition du champ en spectres d'ondes planes (Plane Wave Spectrum, PWS), dont les fondements théoriques sont détaillés dans [43]. La théorie stipule que le spectre d'ondes planes d'un champ complexe $E(x, y, 0)$ mesuré dans le plan de référence $z = 0$ est obtenu par transformée de Fourier bidimensionnelle :

$$\tilde{E}(k_x, k_y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} E(x, y, 0) \exp\left[-j(k_x x + k_y y)\right] dxdy. \tag{2.1}$$

où :

$\tilde{E}(k_x, k_y)$: Spectre d'ondes planes (ou spectre angulaire) du champ E.
$\mathbf{k} = k_x\hat{\mathbf{x}} + k_y\hat{\mathbf{y}} + k_z\hat{\mathbf{z}}$: Vecteur d'onde associé au domaine spectral.

La propagation dans la direction z est ensuite obtenue en multipliant ce spectre par un facteur de phase $\exp(-jk_z z_1)$, où z_1 représente la distance de propagation.

Enfin, le champ complexe à la nouvelle position $z = z_1$ est reconstruit par une transformée de Fourier inverse :

$$E(x, y, z_1) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}(k_x, k_y) \exp\left[j(k_x x + k_y y + k_z z_1)\right] dk_x, dk_y. \tag{2.2}$$

Ainsi, les propagations numériques entre les différentes surfaces du champ sont réalisées grâce à ce formalisme spectral. Il convient de noter que le signe du facteur de propagation détermine le sens de propagation (avant ou arrière) par rapport à l'axe z.

Par ailleurs, pour une description complète du champ électromagnétique (E_x, E_y, E_z), il suffit de mesurer expérimentalement E_x et E_y. Le champ longitudinal E_z peut en effet être calculé directement à partir de ses deux composantes via leur spectre d'ondes planes. Une présentation plus rigoureuse de la méthode PWS ainsi que la définition des opérateurs de propagation en champ proche et en champ lointain sont fournies dans [48].

Les deux variantes de la méthode itérative de Fourier (Fig. 2.2), présentées dans cette sous-section, reposent sur le même principe de propagation décrit précédemment. La différence principale réside dans l'introduction, ou non, de la surface d'ouverture de l'antenne comme étape intermédiaire entre les deux plans de mesure. Dans ce cas, le champ est tronqué à l'extérieur des dimensions physiques de l'ouverture, ce qui impose une contrainte supplémentaire au problème.

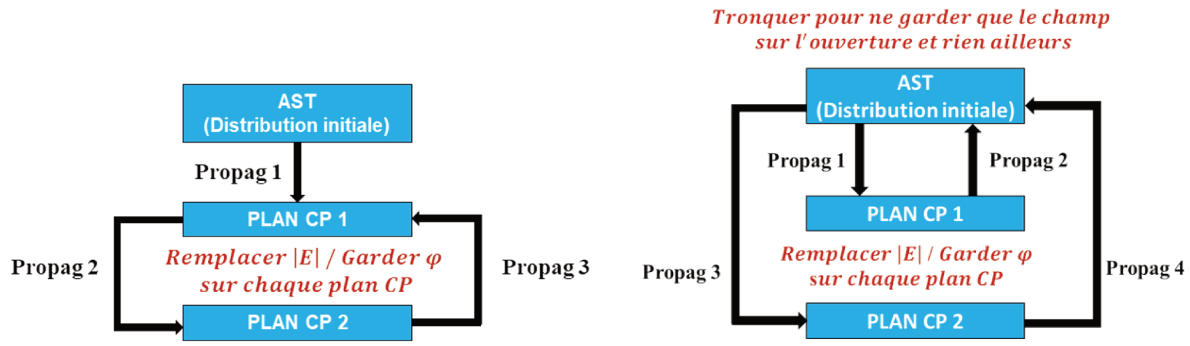


FIGURE 2.2 – Processus itératif de l'algorithme IFT (a) Méthode 01 sans troncature intermédiaire sur l'ouverture (b) Méthode 02 avec troncature intermédiaire sur l'ouverture à chaque itération.

Dans la première approche (Fig. 2.2a), aucune contrainte d'ouverture n'est appliquée. Une distribution initiale en amplitude et phase doit alors être définie sur une surface choisie par l'utilisateur, supposée représenter la zone rayonnante de l'antenne. En pratique, cette surface est définie avec la même taille et le même pas d'échantillonnage que les plans de champ proche, mais le champ est fixé à zéro en dehors de l'ouverture supposée. Cette distribution initiale est ensuite propagée vers le premier plan de mesure, où les amplitudes reconstruites sont remplacées par les valeurs mesurées tandis que la phase est conservée. Le champ est ensuite propagé vers le second plan, et la même opération est effectuée. Le processus se répète par itérations successives entre les deux plans jusqu'à atteindre un nombre d'itérations prédéfini ou jusqu'à ce que le critère d'erreur atteigne un seuil acceptable.

La seconde approche (Fig. 2.2b) introduit une étape supplémentaire : à chaque itération, le champ est ramené sur le plan d'ouverture, où il est tronqué selon les dimensions physiques de l'antenne. Cette contrainte permet d'éliminer les contributions non physiques qui apparaissent inévitablement lors de la propagation et qui correspondent à des champs situés en dehors de la surface rayonnante.

Cette différence n'est pas anodine : la première approche présente une sensibilité accrue aux minima locaux et aux reconstructions non physiques, notamment lorsque la taille des plans de mesure est limitée ou que le rapport signal sur bruit est faible. La seconde approche, en revanche, offre une meilleure stabilité et tend à converger vers une solution plus réaliste. Toutefois, cette amélioration s'accompagne d'une dépendance plus forte à la connaissance précise des dimensions de l'ouverture ou de la surface rayonnante.

Dans les deux cas, la définition de la taille de l'ouverture joue un rôle déterminant : dans la première méthode, elle conditionne directement la distribution initiale imposée, tandis que dans la seconde, elle intervient de façon encore plus critique via la troncature appliquée à chaque itération. Il a été démontré que le cas le plus problématique pour la seconde méthode correspond à une ouverture définie plus petite que l'ouverture réelle [66], ce qui conduit à une perte irréversible d'information. En revanche, si l'ouverture est définie plus grande que la surface rayonnante réelle, le champ tend naturellement à décroître en dehors de cette dernière. Cette propriété peut être exploitée pour affiner la taille de l'ouverture après une première reconstruction, en ajustant progressivement la troncature

afin de mieux correspondre à la distribution physique effective. Ceci est mis en évidence dans la sous-section suivante.

2.2.3 Convergence et critère d'arrêt

Pour les deux méthodes itératives présentées dans la sous-section précédente, le critère d'arrêt repose sur les mêmes principes. La première option consiste à fixer un nombre maximal d'itérations, choisi au préalable par l'utilisateur. Ce nombre peut être défini en fonction de contraintes pratiques, telles que la durée de calcul ou la consommation en ressources, ou encore à partir de résultats antérieurs permettant d'estimer un seuil assurant une reconstruction fiable. Toutefois, ce choix reste arbitraire : selon l'antenne mesurée et les conditions expérimentales, la convergence peut varier significativement, rendant ce type de critère peu pertinent. De plus, l'algorithme peut stagner autour d'un minimum local, auquel cas les itérations supplémentaires n'apportent aucune amélioration.

Une seconde approche consiste à définir un critère basé sur l'erreur de reconstruction, en comparant l'amplitude propagée à l'amplitude idéale (mesurée ou simulée, selon le cas étudié). L'algorithme est alors arrêté lorsque l'erreur relative descend en dessous d'un seuil fixé par l'utilisateur. L'expression de l'erreur est dérivée du fonctionnel défini dans l'équation 1.25, puis normalisée de manière à standardiser le critère d'arrêt. Le seuil obtenu fournit ainsi un indicateur objectif permettant d'interrompre le processus dès lors qu'une convergence satisfaisante est atteinte.
L'erreur est calculée ainsi :

$$\text{Erreur normalisée calculée à chaque itération} = 10log_{10}(\frac{\| \, |E^{\text{est}}| - |E^{\text{mes}}| \, \|_2^2}{\|E^{\text{mes}}\|_2^2}) \qquad (2.3)$$

Pour comparer les deux variantes de l'algorithme itératif de Fourier, le champ électrique rayonné par un cornet rectangulaire en bande W (MI-WAVE 261W387 – gain 25 dBi, ouverture de 10°) a été simulé sous FEKO à 96 GHz (fréquence de milieu de bande), dans des conditions optimales afin d'éliminer toute erreur liée à la configuration numérique (Fig. 2.3). Deux plans d'acquisition carrés de grande taille (256λ) ont été définis afin de capter une part maximale du champ rayonné. Ils sont positionnés respectivement à 24λ et 45λ de l'antenne, soit à une distance suffisante pour éviter l'influence du champ réactif, et avec un espacement suffisamment important pour garantir une différence notable entre les deux distributions de champ, condition essentielle à la stabilité de l'algorithme. Le pas d'échantillonnage a été fixé à $\lambda/4$, inférieur au pas requis de Nyquist pour éviter tout repliement spectral, ce qui conduit à un maillage de 1024×1024 points, soit plus d'un million d'échantillons par plan. Un tel volume de données entraîne naturellement des temps de traitement significatifs lors de l'exécution des algorithmes.

Le choix de cette antenne cornet est motivé par plusieurs critères. Tout d'abord, son gain offre une bonne dynamique en amplitude lors des acquisitions en champ proche sur le banc robotisé Caronchip. Ensuite, son diagramme de rayonnement, bien que directif (10° d'ouverture à -3 dB), présente des lobes secondaires d'amplitude significative : environ –15 dB sur le plan E pour les premiers lobes, et jusqu'à –35 dB sur le plan H. Cette configuration constitue un cas d'étude pertinent pour tester l'algorithme itératif, puisqu'elle permet

d'évaluer la qualité de la reconstruction aussi bien sur les niveaux élevés que sur les faibles niveaux. La présence de plusieurs lobes, avec maxima et minima bien marqués, offre en outre un cadre adapté pour analyser la robustesse de l'algorithme dans la restitution fine de la structure du diagramme. De plus, la distribution du champ sur l'ouverture du cornet n'étant pas uniforme, ce qui aurait facilité la tâche de l'algorithme, elle fournit une configuration plus exigeante permettant de vérifier la robustesse de l'initialisation et la fidélité de la reconstruction du champ sur l'ouverture. Enfin, ses dimensions restent compatibles avec des temps de simulation raisonnables, tout en représentant un cas réaliste en mesure.

En ce qui concerne l'ouverture, on considère un plan de même taille et de même pas d'échantillonnage que les plans de mesure. Une distribution initiale est alors définie, avec une amplitude constante égale à 1 et une phase uniforme de 0° sur les points situés à l'intérieur de l'ouverture, tandis qu'un champ nul est imposé à l'extérieur. La taille de l'ouverture est fixée à celle de l'antenne sous test, augmentée d'une marge d'environ 1.5 mm ($\lambda/2$) sur les bords afin d'éviter toute troncature prématurée du champ utile.

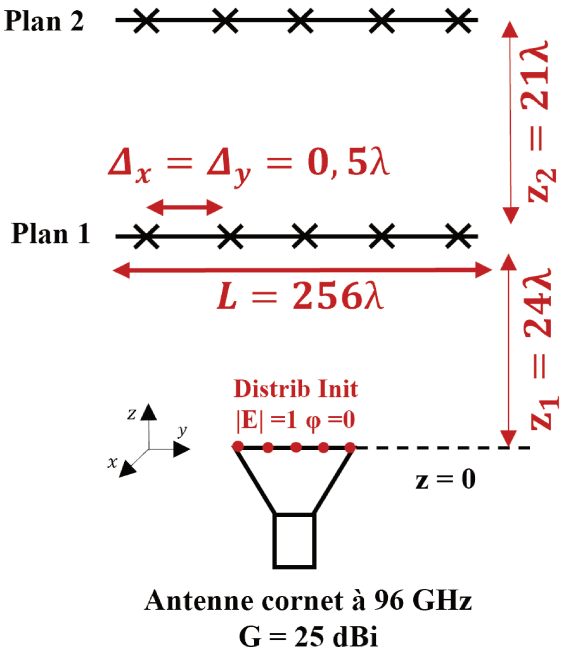


FIGURE 2.3 – Configuration spatiale de la simulation du cornet à 96 GHz avec distribution initiale uniforme sur l'ouverture pour l'exécution de l'algorithme itératif

L'objectif est d'exécuter les deux variantes de l'IFT en utilisant exclusivement les amplitudes simulées, dans des conditions idéales pour l'algorithme, puis de comparer les résultats obtenus. Dans un premier temps, l'évolution du critère de convergence défini en équation 2.3 est analysée, afin d'évaluer la rapidité de convergence, le nombre d'itérations avant stagnation et l'erreur minimale atteinte. Ensuite, le champ lointain est calculé à partir du champ complexe reconstruit sur le second plan, qui est propagé numériquement en champ lointain et comparé au champ de référence simulé sous FEKO.

Le choix du second plan comme plan de référence pour l'évaluation de la reconstruction se justifie par le fait que l'IFT y converge généralement vers un résultat plus fidèle. D'une part, il s'agit du dernier plan sur lequel la contrainte d'amplitude est appliquée à chaque itération, ce qui tend à y stabiliser la solution. D'autre part, le champ étant plus étalé à

plus grande distance de l'antenne, les niveaux en bord de plan restent relativement plus élevés. Cela réduit l'impact des zones de très faible amplitude, connues pour accentuer le caractère mal conditionné de l'IFT et pour dégrader la correction de phase dans ces régions.

Le premier plan reste néanmoins exploitable et présente certains avantages : étant plus proche de l'antenne sous test, il concentre davantage l'énergie dans la zone centrale et présente naturellement des niveaux plus faibles sur les bords. Cela limite les erreurs dues à la troncature spatiale. Cependant, cette même décroissance rapide de l'amplitude rend la correction de la phase plus délicate dans les zones où le champ devient faible ou chute rapidement, ce qui peut conduire à des reconstructions moins fiables sur les bords du premier plan.

La figure 2.4 illustre l'évolution du critère de convergence (Eq.2.3) obtenu avec les deux variantes de l'algorithme itératif de Fourier. On voit que pour la variante ne faisant pas intervenir l'ouverture (Fig.2.2a), l'erreur stagne après environ 20 000 itérations, avec une erreur minimale normalisée atteignant -27 dB. À l'inverse, pour la seconde variante intégrant l'ouverture à chaque itération par troncature du champ en dehors de sa dimension physique, l'erreur minimale est réduite à -37 dB et l'algorithme stagne à partir de 300 itérations seulement. En termes de temps d'exécution, le premier algorithme a nécessité pratiquement 6h d'exécution contrairement au second qui a nécessité environ 20 min malgré le très grand nombre de points d'échantillonnage.

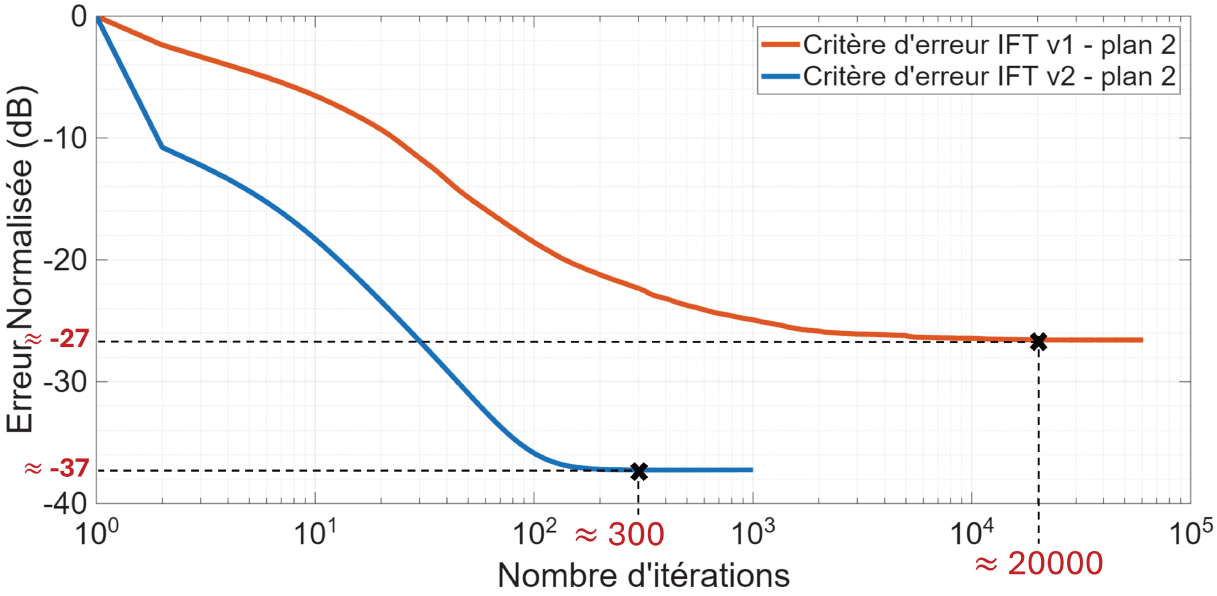


FIGURE 2.4 – Comparaison de l'évolution du critère d'erreur des deux méthodes IFT en fonction du nombre d'itérations - IFT v1 : sans troncature intermédiaire sur l'ouverture - IFT v2 : avec troncature intermédiaire sur l'ouverture à chaque itération.

Dans le but de comparer le champ lointain obtenu par propagation du champ proche reconstruit avec les deux algorithmes itératifs, une première étape a consisté à définir une référence de comparaison fiable. Pour cela, nous avons comparé le champ lointain simulé directement sous FEKO, calculé après modélisation de la structure de l'antenne et résolution par la méthode des moments (MoM) [67], au champ lointain obtenu à partir du champ proche complexe simulé avec le même modèle. Ce dernier est acquis en champ proche sur

le plan 2 positionné à 45λ de l'ouverture, de taille 256λ, avec un pas d'échantillonnage fin ($\lambda/4$, inférieur à la limite de Nyquist). La transformation champ proche–champ lointain est directement appliquée sur la distribution du champ électrique en amplitude et phase et réalisée par la méthode de la décomposition en spectre d'ondes planes [43], [68].

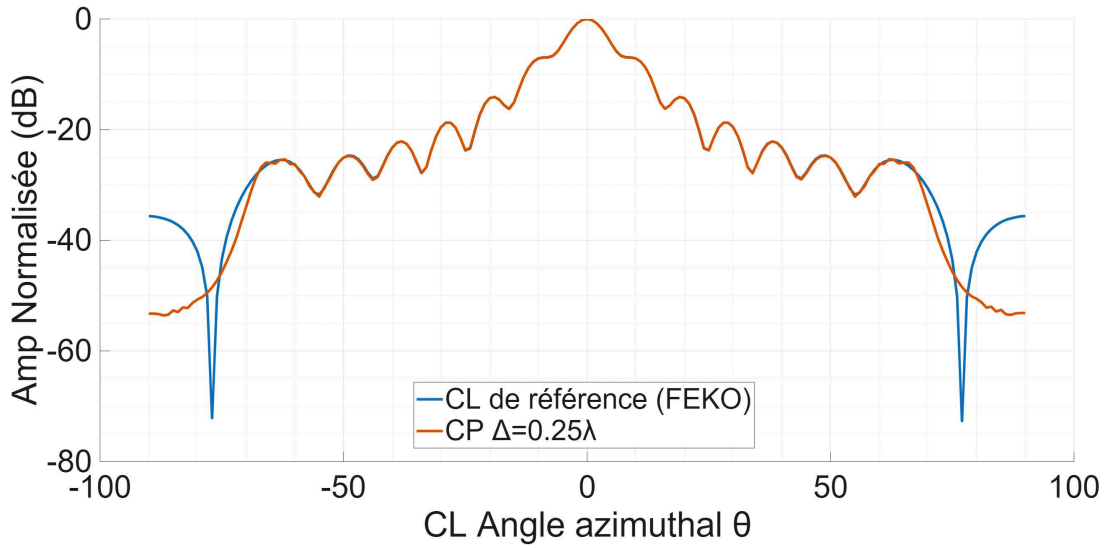


FIGURE 2.5 – Comparaison entre les diagrammes de rayonnement simulés avec FEKO et calculé par transformation CP-CL sur le plan E

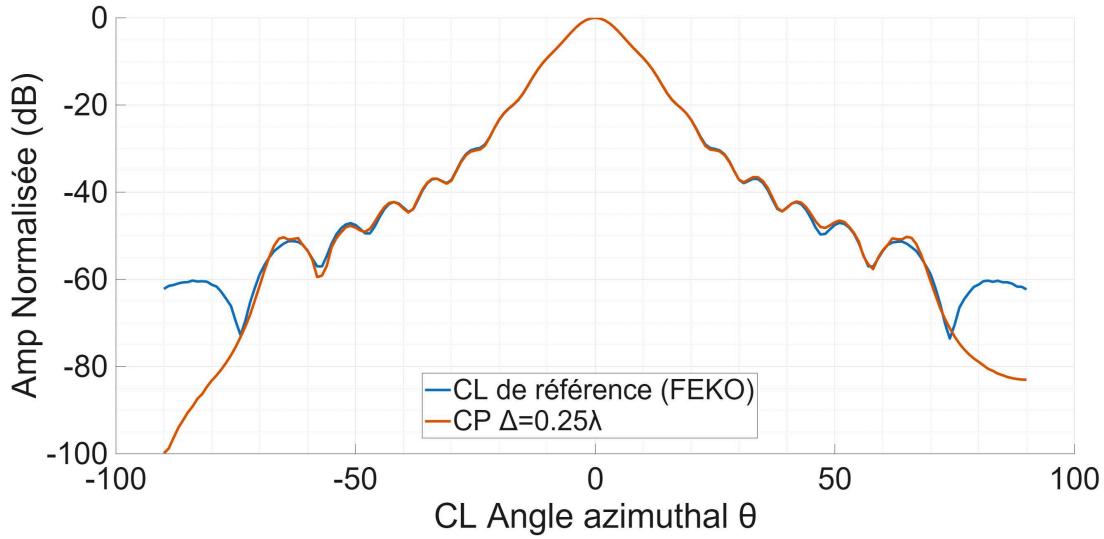


FIGURE 2.6 – Comparaison des diagrammes de rayonnement simulé avec FEKO et calculé par transformation CP-CL sur le plan H

La comparaison des coupes E et H met en évidence une très bonne concordance entre les deux approches jusqu'au dernier lobe secondaire, où un décrochage apparaît. Cette différence s'explique, d'une part, par les limites inhérentes à la taille et à la position du plan de mesure, qui conditionnent l'angle de couverture en champ lointain [63] (voir Section 3.2), et, d'autre part, par la nature même des méthodes employées : FEKO calcule le champ lointain directement à partir des courants équivalents sur l'antenne, fournissant

le diagramme complet sur l'intervalle $[-180°; +180°]$, tandis que la transformation planaire par spectre d'ondes planes est mathématiquement restreinte au demi-espace avant $[-90°; +90°]$, ce qui entraîne des écarts sur les lobes extrêmes. À cela s'ajoutent les effets de troncature liés au fait que le champ n'est pas parfaitement nul sur les bords du plan d'acquisition (voir Section 3.2).

Enfin, sur le plan H, de légers décalages supplémentaires sont observés. Ceux-ci proviennent principalement de l'interpolation effectuée lors de la transformation champ proche–champ lointain, nécessaire pour passer des composantes spectrales calculées en coordonnées cartésiennes (après FFT) aux composantes exprimées dans le repère sphérique. Ce traitement est tiré du projet open source MATLAB [68].

Ainsi, dans la suite de notre étude, le champ lointain retenu comme référence est celui calculé à partir du champ proche complexe simulé et échantillonné à $\lambda/4$, car il constitue le cas le plus cohérent et le plus représentatif pour la validation des reconstructions phaseless.

Comme illustré en figure 2.7 et en figure 2.8, les coupes dans les plans E et H montrent que le diagramme du champ lointain calculé par transformation champ proche champ lointain avec le champ proche reconstruit avec la seconde variante coïncide parfaitement avec la référence simulée, avec un écart maximal $< 0{,}5$ dB tandis que celui issu de la première présente des écarts visibles, notamment davantage de parasites dans les lobes secondaires. Sur le plan E, le champ lointain calculé avec le champ proche reconstruit de la première variante suit à peu près l'allure du champ de référence jusqu'au dernier lobe secondaire avec des parasites de plus en plus importants. Par contre, sur le plan H, le champ lointain calculé décroche plus rapidement (vers les -10 dB du maximum).

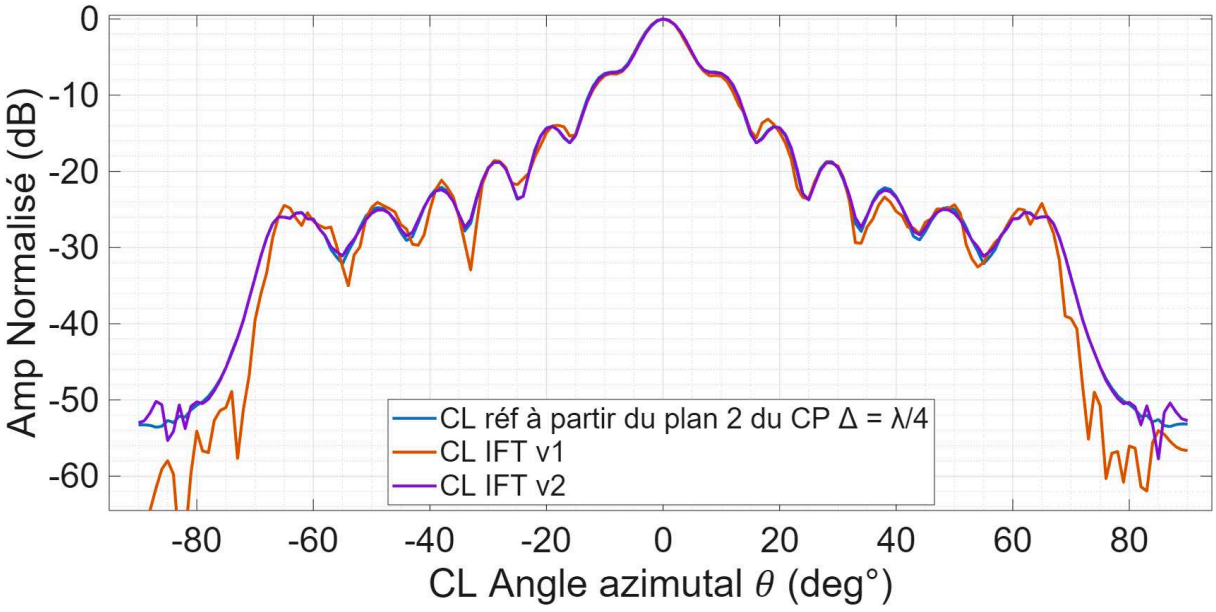


FIGURE 2.7 – Comparaison des diagrammes de rayonnement obtenus avec les deux méthodes itératives et la référence sur le plan E

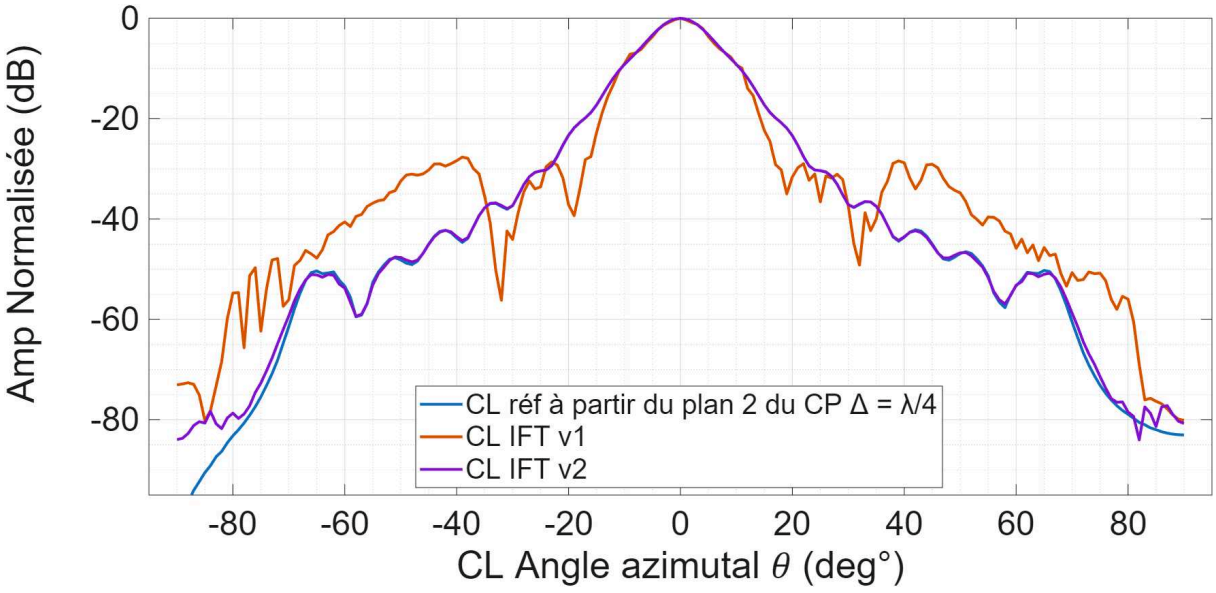
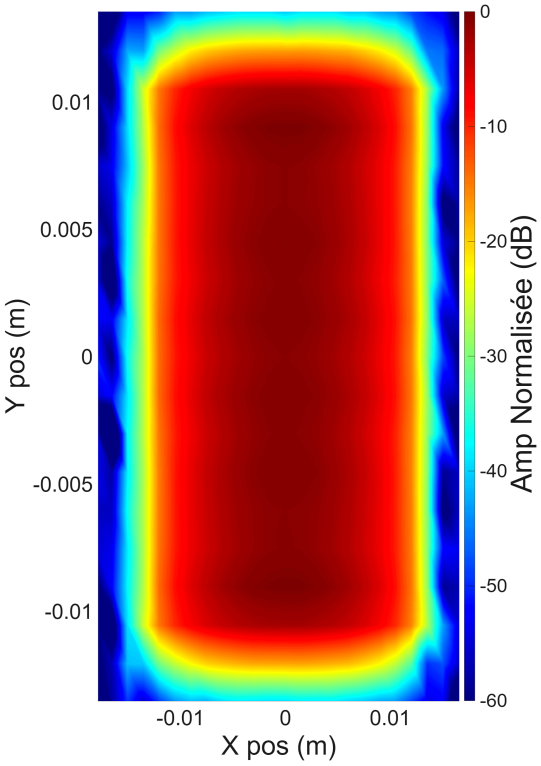


FIGURE 2.8 – Comparaison des diagrammes de rayonnement obtenus avec les deux méthodes itératives et la référence sur le plan H

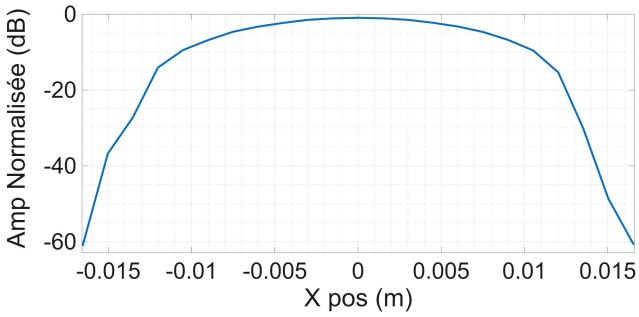
Les parasites observés sur les diagrammes en champ lointain reconstruits avec la première variante de l'algorithme itératif de Fourier (IFT) (Fig. 2.2a) s'expliquent par l'absence de propagation systématique vers le plan d'ouverture et donc par l'absence de troncature du champ à l'extérieur de la surface rayonnante. Cette étape aurait permis d'éliminer, à chaque itération, les composantes non physiques du champ et d'introduire une contrainte supplémentaire renforçant la stabilité de l'algorithme et donc une meilleure reconstruction de la phase.

On observe également un décrochage du champ lointain calculé sur les deux coupes, notamment sur la seconde variante supposée plus précise, avant d'atteindre les angles extrêmes à $\pm 90°$. Ce comportement résulte de plusieurs facteurs combinés. En effet, bien que les plans d'acquisition soient de grande taille, les amplitudes mesurées aux bords ne sont pas totalement nulles, ce qui introduit de légères discontinuités et engendre des artefacts dans le champ lointain aux angles extrêmes. Puis, d'éventuelles erreurs de phase dans les zones de faible amplitude du champ proche contribuent également à ces écarts.

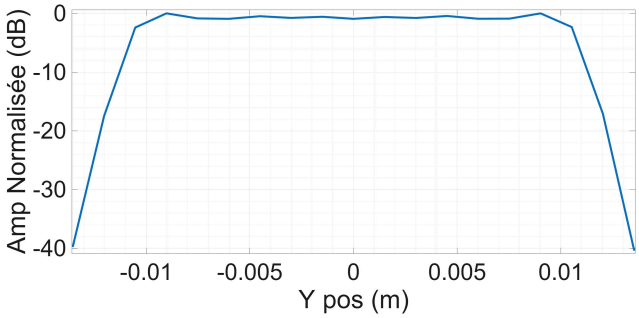
Par ailleurs, dans les simulations effectuées sous FEKO, l'antenne cornet a été modélisée avec une épaisseur d'environ 1 mm, identique à celle de l'antenne réelle. Le maillage résultant, étant asymétrique, a pour effet de générer des champs qui sont également asymétriques et qui comportent des discontinuités de champ sur les bords des plans d'acquisition, ce qui reproduit les imperfections susceptibles d'apparaître dans un cas expérimental. Dans ce contexte, la seconde variante de l'IFT, intégrant une troncature sur l'ouverture, permet d'atténuer ces discontinuités. Certes, une troncature « brute » introduit également des discontinuités artificielles au niveau des bords de l'ouverture, mais leur niveau reste limité. En effet, le champ est fortement concentré dans la zone rayonnante (Fig. 2.9) et le choix, sur l'algorithme, d'une taille d'ouverture légèrement plus large que l'ouverture réelle du cornet garantit une décroissance rapide du champ avant d'atteindre les bords, minimisant ainsi l'impact de ces artefacts.



(a) Amplitude du champ électrique sur la surface de l'ouverture en 2D



(b) Coupe de l'amplitude du champ électrique suivant l'axe X



(c) Coupe de l'amplitude du champ électrique suivant l'axe Y

FIGURE 2.9 – Amplitude du champ électrique reconstruite sur l'ouverture définie sur l'IFT représentant l'ouverture du cornet simulé (taille de l'ouverture > 1 mm du cornet réel)

Enfin, il convient de souligner que les zones de faible amplitude aggravent le caractère mal conditionné de l'algorithme. Localement, une variation de phase n'affecte pas la valeur absolue du champ. En revanche, lors de la propagation numérique par la méthode du spectre d'ondes planes (PWS), l'ensemble des contributions, pondérées par leur amplitude, est sommé dans le domaine spectral (via une FFT dans le cas discret sur ordinateur). Dans l'algorithme itératif de Fourier, la correction de la phase repose uniquement sur la contrainte d'amplitude, qui consiste à remplacer l'amplitude estimée par l'amplitude idéale (simulée ou mesurée). Or, cette contrainte agit avec une intensité proportionnelle au niveau local du champ : lorsqu'il est élevé, la phase est efficacement corrigée ; lorsqu'il est faible, la différence entre amplitude propagée et amplitude idéale devient négligeable, rendant la contrainte beaucoup moins efficace. Les erreurs de phase se concentrent alors dans ces zones de faible niveau et s'accumulent au fil des itérations.

Dans le cas du cornet simulé, le champ proche sur le plan H correspondant présente justement des régions latérales plus faibles que le champ proche sur le plan E. La contrainte d'amplitude y agit donc moins fortement, la phase y est moins bien contrôlée et les erreurs locales se propagent plus rapidement dans le processus itératif. On observe alors une reconstruction plus instable et un décrochage plus marqué du champ reconstruit par rapport à la référence sur le plan H que sur le plan E.

L'introduction d'une contrainte supplémentaire, telle que la troncature systématique au niveau de l'ouverture, permet de limiter les libertés non physiques dans les zones de

faible amplitude et d'améliorer la stabilité de la solution. Toutefois, si elle est appliquée de manière trop abrupte, cette troncature peut avoir l'effet inverse et générer des artefacts parasites. Il est donc recommandé d'utiliser des troncatures « douces » ou progressives en dehors de l'ouverture rayonnante, notamment lorsque le champ ne s'atténue pas rapidement.

Un autre avantage de la variante itérative avec troncature (Fig. 2.2b) est la possibilité de projeter le champ sur l'ouverture. D'une part, cela permet de reconstruire la distribution du champ directement sur la surface rayonnante, la distribution initiale étant progressivement corrigée à chaque itération pour se rapprocher de la distribution réelle générant les deux champs mesurés. D'autre part, cette projection ouvre la voie à des applications intéressantes, telles que la détection de défauts localisés sur l'ouverture ou encore l'estimation de la taille et de la position de l'antenne lorsqu'elle est intégrée dans un dispositif ou un boîtier fermé. Par ailleurs, il est possible d'augmenter la résolution spatiale du champ reconstruit sur l'ouverture pour une analyse plus fine, et même d'utiliser ce champ comme base pour calculer le rayonnement lointain de l'antenne. Dans ce cas, la transformation champ proche–champ lointain à partir de l'ouverture peut offrir une couverture angulaire élargie en champ lointain. Ces aspects seront développés en détail à la section 3.6 du chapitre suivant.

Afin de valider la seconde variante, les figures ci-dessous présentent la différence d'amplitude en dB sur le plan 2 entre celle reconstruite et celle simulée sur FEKO. Des coupes son également présentées selon l'axe X et l'axe Y des phases reconstruites comparées à la phase théorique simulée. Les résultats montrent une correspondance quasi parfaite, tant pour l'amplitude que pour la phase.

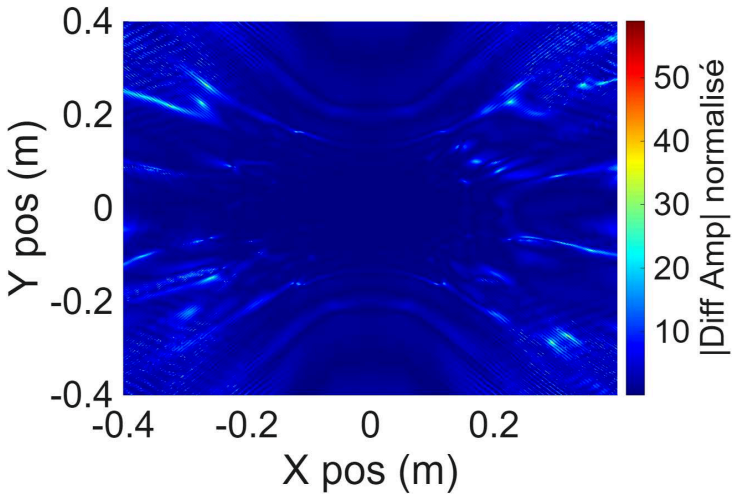
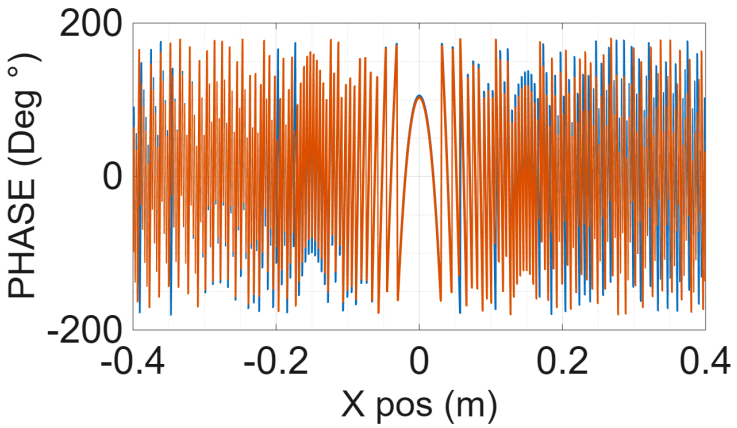
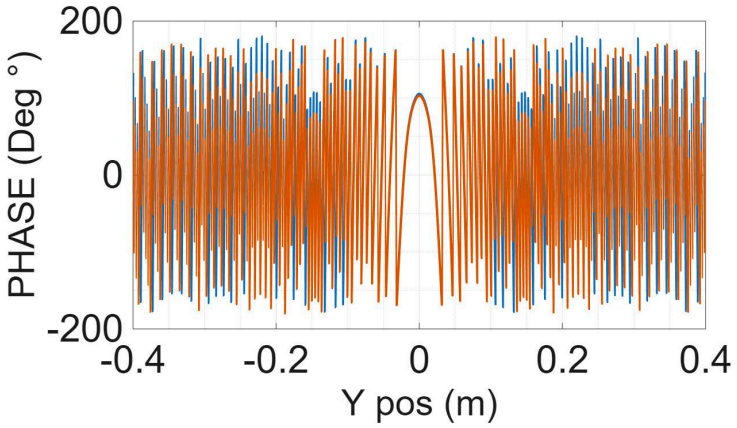


FIGURE 2.10 – Différence en dB entre l'amplitude théorique et l'amplitude reconstruite du champ électrique au plan 2 avec l'IFT v2



(a) Coupe de la phase du champ électrique suivant l'axe X.



(b) Coupe de la phase du champ électrique suivant l'axe Y.

FIGURE 2.11 – Comparaison des phases entre la référence et la distribution de phase reconstruite avec IFT v2 sur deux coupes du plan d'acquisition 2. (Courbe bleue : Référence, Courbe orange : IFT v2).

Il apparaît donc que la méthode itérative illustrée en Fig. 2.2b offre davantage de degrés de liberté pour la caractérisation du rayonnement, aussi bien en champ proche qu'en champ lointain. Elle converge plus rapidement vers des solutions plus stables et souvent plus précises que celles obtenues avec la méthode de la Fig.2.2a. L'introduction d'une étape intermédiaire de projection et de troncature sur l'ouverture de l'antenne (ou, plus généralement, sur la surface rayonnante) renforce la stabilité de l'algorithme en restreignant l'espace des solutions admissibles et en éliminant les reconstructions non physiques [47]. De plus, cette étape assure une correction continue de la distribution sur l'ouverture à chaque itération, améliorant la précision de la phase grâce à une contrainte supplémentaire.

En contrepartie, le choix de l'ouverture et la nature de la troncature doivent être soigneusement maîtrisés. Une ouverture définie trop petite par rapport à la réelle entraînera la divergence de l'algorithme, tandis qu'une ouverture surdimensionnée dégrade la reconstruction. De même, selon le type d'antenne et l'atténuation du champ à ses bords, une troncature brute par fenêtre rectangulaire peut introduire des discontinuités spatiales et

générer des composantes spectrales indésirables lors des propagations par transformée de Fourier. L'utilisation de fenêtres d'apodisation ou de troncatures progressives constitue alors une alternative préférable pour limiter ces artefacts.

Au regard de ces avantages et malgré les précautions nécessaires, cette seconde variante de l'IFT a été retenue comme approche de référence pour la suite de ce travail. Elle constitue en effet le meilleur compromis entre robustesse, précision et pertinence expérimentale pour les analyses qui seront présentées dans les chapitres suivants.

2.3 Problématiques clés de la méthode itérative

La méthode itérative de Fourier retenue présente, malgré ses atouts, un certain nombre de problématiques clés qui conditionnent la qualité et la fiabilité des reconstructions : taille des plans de mesure et effets de la troncature, pas d'échantillonnage éventuellement supérieur au pas requis afin de réduire les temps d'acquisition et d'adapter ce pas aux besoins en reconstruction, troncature appliquée sur l'ouverture, positionnement et espacement des plans d'acquisition, ainsi que choix du critère d'arrêt et convergence de l'algorithme. L'ensemble de ces paramètres influence directement la stabilité numérique, la précision des champs reconstruits et la capacité de l'algorithme à converger, et doit donc être analysé et maîtrisé avec rigueur.

L'objectif de nos travaux est triple :

(i) analyser l'impact de chacun de ces paramètres et en établir une maîtrise opérationnelle, afin de garantir la convergence de l'algorithme dans différents contextes expérimentaux et pour divers types d'antennes. Cette analyse vise également à offrir à l'utilisateur un contrôle explicite du compromis entre précision de reconstruction, zone d'intérêt et temps d'acquisition en fonction des objectifs de caractérisation ;

(ii) démontrer les capacités de l'IFT pour différentes formes de caractérisation : reconstruction du champ proche complexe, calcul du champ lointain, estimation du champ sur l'ouverture ou la surface rayonnante, et diagnostic d'antennes intégrées dans un contexte OTA. Les travaux étendent également l'IFT à la reconstruction de la polarisation en champ proche et en champ lointain, grâce à une chaîne de mesure RF double voie synchronisée permettant l'acquisition simultanée des composantes orthogonales du champ ;

(iii) élaborer une méthodologie générale de caractérisation, reproductible et applicable à différents types d'antennes (cornets, antennes à réflecteur, modules intégrés), et élargir les capacités expérimentales du banc robotisé *Caronchip* pour permettre la mise en œuvre pratique de la mesure sans phase dans les bandes millimétriques et au-delà.

Ces investigations conduisent à une chaîne complète de mesure et de reconstruction par IFT, adaptée aussi bien aux antennes accessibles directement qu'aux antennes intégrées dans des dispositifs ou boîtiers.

2.4 Conclusion

Ce chapitre a présenté en détail l'algorithme itératif de Fourier (IFT) appliqué au cas planaire, depuis son origine et son évolution jusqu'à ses formulations actuelles. Après avoir rappelé le contexte historique du phase retrieval — travaux fondateurs de Gerchberg et Saxton, améliorations de Fienup, premières applications aux antennes (Davis, Misell, Anderson et Sali) — les développements plus récents, notamment ceux de Razavi et Rahmat-Sami, ont également été évoqués.

Le principe de la méthode a ensuite été décrit, en précisant le rôle des opérateurs de propagation entre deux plans parallèles, fondés sur la décomposition en spectre d'ondes planes. Deux variantes principales de l'algorithme ont été comparées : la première, basée uniquement sur la propagation et le remplacement d'amplitude entre les deux plans ; la seconde, intégrant une étape intermédiaire de projection et de troncature sur l'ouverture.

Pour choisir entre les deux méthodes IFT, un cornet rectangulaire en bande W (MI-WAVE 261W387, 25 dBi, ouverture de 10°) a été simulé sous FEKO à 96 GHz. Le choix de cette antenne est motivé principalement par son diagramme de rayonnement directif, mais présentant des lobes secondaires significatifs, et sa distribution de champ sur l'ouverture non uniforme, offrant ainsi un cas d'étude représentatif et exigeant pour l'algorithme. Deux plans d'acquisition carrés de grande taille (256λ) ont été définis à 24λ et 45λ de l'ouverture, avec un pas d'échantillonnage fixé à $\lambda/2$. Ces choix garantissent à la fois l'absence de champ réactif, une différence notable entre les deux distributions de champ — condition nécessaire à la stabilité de l'algorithme — et une couverture spectrale suffisante pour la reconstruction.

À titre préliminaire, la chaîne de calcul champ proche → champ lointain a été validée sur ce cas d'étude. Le diagramme lointain simulé directement sous FEKO a été confronté à celui obtenu par transformation champ proche-champ lointain par spectre d'ondes planes (PWS) d'un champ proche complexe simulé et échantillonné à $\Delta = \lambda/4$. Une excellente concordance est observée jusqu'aux lobes extrêmes. Les écarts résiduels tiennent (i) à la limite angulaire intrinsèque du cas planaire (demi-espace $\pm 90°$), (ii) aux effets de troncature liés au plan fini, et (iii) à la différence de nature des calculs : FEKO évalue le champ lointain à partir des courants équivalents induits sur la surface de l'antenne (formalisme intégral, méthode des moments), tandis que la transformation planaire repose sur la décomposition en spectre d'ondes planes et sa projection dans l'espace lointain. Enfin, des écarts plus visibles apparaissent sur la coupe H, en lien avec la sensibilité accrue des zones de bas niveau et l'interpolation spectrale nécessaire pour passer du repère cartésien au repère sphérique [68].

Une fois cette référence validée, les deux variantes de l'algorithme itératif de Fourier (IFT) ont été appliquées aux amplitudes simulées. L'analyse du critère de convergence (nombre d'itérations, erreur minimale, temps de calcul) montre que la variante avec troncature converge plus rapidement et atteint un niveau d'erreur plus faible. La comparaison des champs lointains calculés à partir du second plan reconstruit confirme également la supériorité de cette seconde méthode.

La première variante présente en particulier des dégradations sur le plan H, où les lobes secondaires sont à des niveaux plus faibles que sur le plan E. Dans ces zones de faible amplitude, la contrainte d'amplitude agit moins fortement : les erreurs de phase y

sont moins corrigées et s'accumulent au fil des itérations lors des propagations spectrales, ce qui dégrade la cohérence globale et limite la restitution du diagramme (notamment sur les lobes secondaires). À l'inverse, l'étape de troncature sur l'ouverture de la seconde méthode élimine à chaque itération des contributions non physiques et renforce la stabilité numérique, ce qui améliore la précision de la reconstruction.

Ces résultats conduisent à retenir la seconde variante de l'IFT comme méthode de référence pour la suite des travaux. Son efficacité reste toutefois conditionnée par une maîtrise rigoureuse des paramètres expérimentaux, en particulier la définition de la taille d'ouverture et la nature de la troncature. Plus largement, la qualité de reconstruction dépend de l'ensemble des paramètres de mesure (taille et position des plans, espacement inter-plans, pas d'échantillonnage, critères de convergence). Leur impact sera analysé en détail au chapitre suivant, avec pour objectif de définir une méthodologie générale, reproductible et robuste pour la caractérisation d'antennes en bandes millimétriques sans mesure directe de la phase, sur le banc robotisé Caronchip.

CHAPITRE 3

Analyse des paramètres expérimentaux pour l'optimisation de la reconstruction par IFT

Sommaire

3.1 Introduction **46**
3.2 Problématique de la troncature **47**
3.3 Pas d'échantillonnage **56**
3.4 Positionnement du premier plan de mesure et distance inter-plans . . **69**
3.5 Convergence et critère d'arrêt **70**
3.6 Reconstruction du champ sur la surface rayonnante **77**
3.7 Extraction de la polarisation **85**
3.7.1 Polarisation linéaire 90
3.7.2 Polarisation circulaire 92
3.8 Conclusion **97**

3.1 Introduction

Comme indiqué précédemment, la convergence de l'algorithme itératif est fortement liée au conditionnement du problème, lui-même déterminé par les paramètres de mesure imposés aux deux plans d'acquisition. L'objectif de ce chapitre est d'examiner ces paramètres individuellement afin de comprendre leur influence sur la reconstruction et de déterminer comment les ajuster pour garantir une convergence fiable et des résultats robustes. Cette analyse permet à la fois d'éviter l'introduction d'erreurs liées à la configuration de mesure et d'offrir à l'utilisateur une maîtrise explicite du compromis entre précision de reconstruction, temps d'acquisition et zone d'intérêt.

Soit $E_{\text{ray}}(x, y)$ la distribution complexe du champ électrique continu rayonné par l'antenne sur un plan à distance z de cette dernière. La mesure du champ tangentiel à la direction de propagation z, réalisée avec une sonde (supposée parfaite) montée sur un bras robotisé, s'effectue en pratique sur une grille bidimensionnelle de taille finie, avec un espacement défini entre les points d'acquisition. Le champ mesuré peut alors s'écrire :

$$E_{\text{mes}}(x, y) \;=\; E_{\text{ray}}(x, y)\, D_{\Delta_x,\Delta_y}(x, y)\, \Pi_{L_x,L_y}(x, y) \tag{3.1}$$

avec :

$E_{\text{ray}}(x, y)$: champ électrique complexe continu rayonné (distribution spatiale réelle, non limitée).

$D_{\Delta_x,\Delta_y}(x, y)$: peigne de Dirac bidimensionnel de pas Δ_x selon x et Δ_y selon y, qui modélise l'échantillonnage discret du champ.

$$D_{\Delta_x,\Delta_y}(x, y) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(x - m\Delta_x)\, \delta(y - n\Delta_y),$$

$\Pi_{L_x,L_y}(x, y)$: fenêtre rectangulaire bidimensionnelle de taille $L_x \times L_y$, qui modélise la troncature spatiale due à la zone finie de mesure.

$$\Pi_{L_x,L_y}(x, y) = \begin{cases} 1, & |x| \leq \frac{L_x}{2},\ |y| \leq \frac{L_y}{2}, \\ 0, & \text{sinon.} \end{cases}$$

L'équation 3.1 exprime le champ mesuré exploité lors du post-traitement pour caractériser l'antenne rayonnante. Il s'agit en réalité du champ continu effectivement rayonné, qui est discrétisé avec un pas d'échantillonnage donné, modélisé par le peigne de Dirac bidimensionnel. Cette discrétisation est réalisée sur une surface plane finie, ce qui introduit une troncature représentée par la fenêtre rectangulaire.

En pratique, les dimensions de cette fenêtre sont nécessairement liées au pas d'échantillonnage :

$$L_x = M\Delta_x, \qquad L_y = N\Delta_y,$$

où M et N désignent le nombre de points de mesure dans les directions x et y.

L'équation 3.1 met en évidence deux aspects fondamentaux des mesures en champ proche : l'échantillonnage, lié au choix du pas Δ_x, Δ_y, et la troncature, imposée par les dimensions finies des plans L_x, L_y. Ces deux paramètres fixent d'emblée les contraintes et les marges d'optimisation possibles, et seront analysés en détail dans les sections qui suivent.

D'autres paramètres interviennent également dans le conditionnement du problème et dans la qualité de la reconstruction. Le positionnement du premier plan de mesure P_1 doit être choisi avec soin pour limiter les réflexions et le couplage entre sonde et antenne, tandis que la distance séparant les deux plans P_1 et P_2 contribue à enrichir l'information fournie à l'algorithme. Enfin, le critère d'arrêt et les conditions de convergence déterminent la stabilité des résultats et le temps de calcul. Ces différents aspects seront repris et discutés plus en profondeur dans ce chapitre.

L'analyse de ces paramètres poursuit un triple objectif : minimiser les erreurs induites par une configuration expérimentale inadaptée, garantir la convergence stable de l'algorithme, et permettre à l'utilisateur d'ajuster la stratégie de mesure en fonction des caractéristiques réellement visées, tout en maîtrisant les temps d'acquisition et de calcul.

Au-delà de cette étude paramétrique, le chapitre met en évidence l'intérêt du champ reconstruit sur l'ouverture de l'antenne. Cette information permet non seulement de visualiser la zone réellement rayonnante et de détecter d'éventuels défauts ou asymétries, mais également — dans le cas d'antennes intégrées sans accès visuel (contexte OTA) — d'estimer l'emplacement, la taille ou l'étendue de la surface rayonnante, offrant ainsi un outil de diagnostic particulièrement pertinent.

Enfin, le chapitre étend l'utilisation de l'IFT à la reconstruction de la polarisation. Une procédure dédiée est introduite, reposant sur l'acquisition simultanée des composantes orthogonales du champ (E_x, E_y) via une chaîne RF double voie synchronisée. Cette approche permet d'extraire la polarisation en champ proche puis en champ lointain à partir de mesures d'amplitude uniquement, élargissant ainsi les capacités de la méthode itérative.

L'ensemble de ces développements s'inscrit dans l'objectif global de la thèse : analyser et maîtriser les paramètres de mesure et de reconstruction afin d'assurer la stabilité numérique et la précision des champs reconstruits ; démontrer la pertinence et la flexibilité de la méthode IFT pour diverses applications — champ proche, champ lointain, ouverture, polarisation et diagnostic ; et, enfin, étendre les capacités expérimentales du banc robotisé *Caronchip* vers une caractérisation fiable d'antennes en bandes millimétriques et au-delà, à partir de mesures sans phase combinées à l'algorithme itératif de Fourier, y compris pour des antennes dont le faisceau principal présente un dépointage angulaire, ou pour des dispositifs intégrés dans des boîtiers sans accès direct à l'antenne.

3.2 Problématique de la troncature

L'un des paramètres les plus importants dans la caractérisation d'une antenne par mesures en champ proche planaire est la taille du plan de mesure. En théorie, selon l'équation (2.1) de la décomposition en spectre d'ondes planes, le champ devrait être défini sur une surface infinie, avec des bornes s'étendant de $-\infty$ à $+\infty$. En pratique, une telle condition est irréalisable : l'acquisition du champ rayonné est nécessairement limitée

à une surface finie. Cette troncature introduit inévitablement des erreurs, qui affectent la qualité de la reconstruction en champ lointain et les analyses possibles en champ proche, aussi bien dans le cas des mesures standards avec champ complexe que dans celui des mesures sans phase nécessitant l'exécution d'un algorithme itératif.

L'impact d'une surface d'acquisition planaire finie, autrement dit de la troncature, peut être décomposé en deux aspects. Le premier concerne la perte d'information liée au fait que la distribution réelle du champ rayonné par l'antenne s'étend au-delà de la zone effectivement mesurée. Ainsi, en tronquant la surface d'acquisition, on néglige une partie du champ qui peut conserver une amplitude non négligeable, ce qui affecte directement le calcul du champ lointain ou une caractérisation en champ proche (reconstruction des sources sur la surface rayonnante par exemple). C'est pour cette raison que les mesures planaires sont particulièrement adaptées aux antennes directives : on suppose en effet que le champ rayonné est principalement concentré dans une zone située en face de l'antenne, et qu'il décroît en s'éloignant de cette zone, ce qui limite l'influence des portions non mesurées.

Dans la pratique, la taille du plan de mesure n'est pas seulement une contrainte expérimentale : elle peut aussi être utilisée comme un véritable paramètre de maîtrise. En connaissant le lien entre dimensions du plan et angle de champ lointain reconstructible, l'utilisateur peut définir la surface d'acquisition en fonction de la zone angulaire réellement visée. Cette flexibilité permet de réduire les temps d'acquisition, mais suppose une compréhension et un contrôle précis des erreurs induites par la troncature. L'enjeu est particulièrement important dans le cas des mesures phaseless, où deux plans sont nécessaires et où le temps de mesure est mécaniquement doublé par rapport à une mesure complexe. Adapter judicieusement la taille des plans devient alors un moyen efficace de concilier précision et contraintes expérimentales.

Ce principe a été étudié dans plusieurs travaux de référence [61]-[63], qui ont proposé une règle géométrique reliant l'angle maximal de reconstruction possible en champ lointain à la taille du plan de mesure, à sa distance par rapport à l'antenne, ainsi qu'aux dimensions de l'ouverture ou de la zone rayonnante de l'AST.

À partir du schéma représenté à la figure 3.1, cette règle s'écrit :

$$\theta_c \;=\; \arctan\!\left(\frac{L-a}{2d}\right), \tag{3.2}$$

où :

- θ_c : angle de couverture en champ lointain,
- L : taille du plan de mesure dans la direction considérée,
- a : dimension de l'antenne sous test (AUT) dans cette direction,
- d : distance entre l'AUT et le plan de mesure.

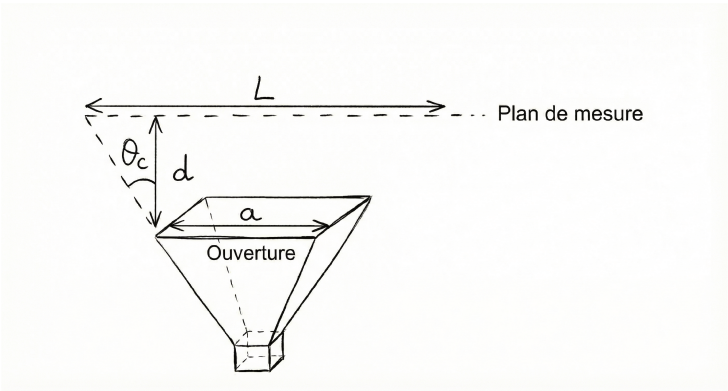


FIGURE 3.1 – Définition de l'angle de couverture en champ lointain en fonction de la taille du plan d'acquisition (adaptée de Yaghjian [61], NBS Technical Note 667, National Institute of Standards and Technology.)

Cette règle, bien que simple, s'applique dans la majorité des cas aux antennes présentant une ouverture clairement définie ou une zone rayonnante localisée. Elle a été validée par de nombreuses simulations et mesures sur des antennes de nature variée. La valeur obtenue constitue en général une estimation conservatrice : l'angle calculé est légèrement inférieur à l'angle réellement reconstructible, garantissant ainsi une borne minimale pour laquelle la reconstruction du diagramme de rayonnement peut être considérée fiable. La figure ci-dessous montre l'angle de reconstruction en fonction de la taille du plan en longueurs d'onde pour des distances différentes entre l'antenne et ce dernier.

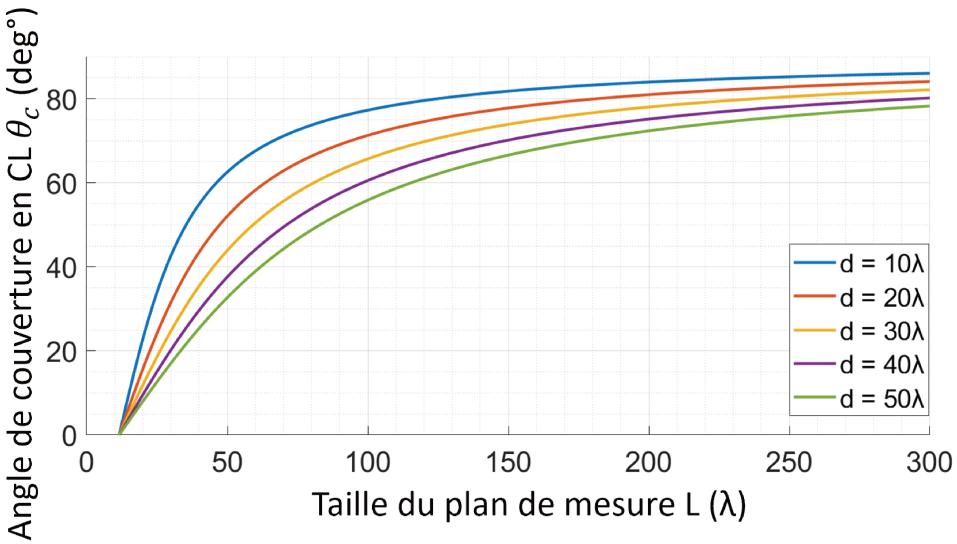


FIGURE 3.2 – Angle de couverture en CL (θ_c) en fonction de la taille du plan de mesure (L) pour différentes distances depuis l'ouverture (d). © 2023 IEEE.

Pour analyser l'impact de la troncature, nous avons simulé avec le logiciel FEKO deux plans de champ proche complexe (sans application de l'algorithme itératif) pour la même antenne cornet à 96 GHz. Les deux plans sont situés à la même distance de l'ouverture (24λ) et échantillonnés avec un pas identique ($\lambda/2$), mais diffèrent par leur taille : l'un étendu à $256 \times 256\lambda$ (800×800 mm), l'autre limité à $64 \times 64\lambda$ (200×200 mm). À

partir de ces champs complexes simulés, le champ lointain a été calculé directement par la méthode modale [43]. Les deux diagrammes obtenus ont ensuite été comparés sur la coupe du plan E — plus critique que le plan H en raison de son niveau de champ plus élevé — afin de mettre en évidence l'effet de la troncature. En parallèle, les angles maximaux de reconstruction ont été estimés à l'aide de la règle empirique (eq. (3.2)), en tenant compte des dimensions de l'ouverture de l'antenne ($a = 8.29\,\lambda$). Les résultats donnent $\theta_c \approx 79°$ pour le plan $256 \times 256\lambda$ et $\theta_c \approx 49°$ pour le plan $64 \times 64\lambda$ (avec $d = 24\,\lambda$). Les figures 3.3 et 3.4 présentent la comparaison des diagrammes de rayonnement (coupes plan E et plan H) obtenus à partir de deux plans de champ proche dont les tailles diffèrent. Comme attendu, l'écart entre les deux courbes devient très prononcé en dehors de la bande angulaire reconstruite, ce qui est cohérent avec la limitation inhérente au plan de mesure de dimension 64λ, incapable de restituer le diagramme au-delà de son angle limite. En revanche, des différences plus subtiles apparaissent également à proximité de cette limite angulaire. Celles-ci diminuent progressivement à mesure que l'on se rapproche de l'axe ($\theta = 0°$), où les deux reconstructions se superposent quasi parfaitement.

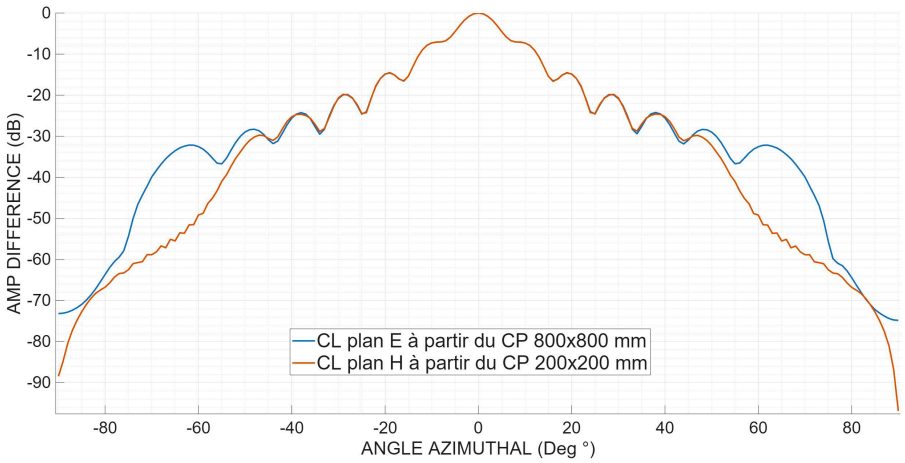


FIGURE 3.3 – Coupes plan E du diagramme en champ lointain

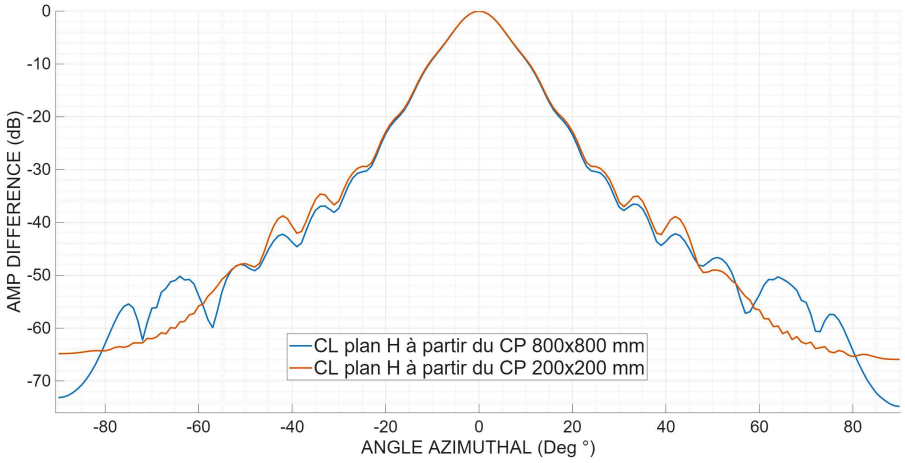


FIGURE 3.4 – Coupes plan H du diagramme en champ lointain

Les figures ci-dessous représentent la différence entre les deux coupes (plan E et plan H)

des diagrammes de rayonnement obtenus à partir des deux plans de champ proche. Pour le plan E, l'écart reste limité : même aux bords de la zone reconstruite, la différence ne dépasse pas 1 dB. En revanche, pour le plan H, la différence est plus marquée (supérieure à 1 dB pour les angles dépassant la plage angulaire [-28° ; +28°]). Ce comportement s'explique par un étalement plus important du diagramme obtenu à partir du plan réduit (64λ) par rapport à celui calculé à partir du plan plus large (256λ), un effet visible sur les deux coupes. Il s'agit du second effet de la troncature spatiale : une fenêtre de mesure plus petite élargit le lobe principal du diagramme en champ lointain, ce qui augmente localement l'écart entre les reconstructions.

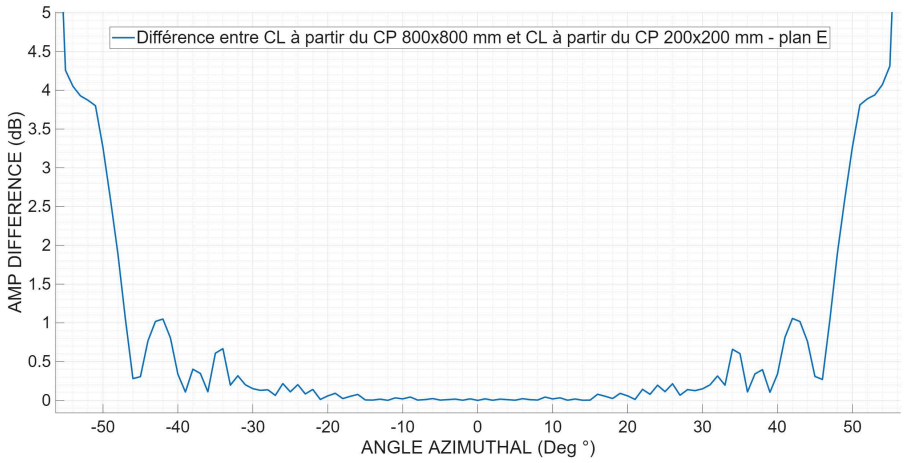


FIGURE 3.5 – Différence entre les coupes du plan E des diagrammes de rayonnement obtenus pour les deux tailles de plans différentes

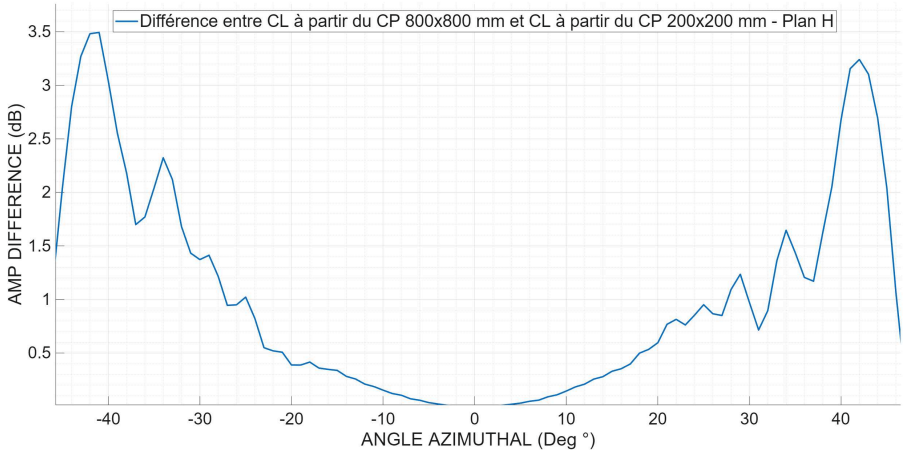


FIGURE 3.6 – Différence entre les coupe du plan H des diagrammes de rayonnement obtenu pour les deux tailles de plans différentes

En reprenant l'équation (3.1), le champ mesuré peut s'écrire comme le produit du champ rayonné $E_{ray}(x, y)$, du peigne de Dirac $D_{\Delta x,\Delta y}(x, y)$ qui modélise l'échantillonnage, et de la fenêtre rectangulaire $\Pi_{L_x,L_y}(x, y)$ qui traduit la limitation de la surface de mesure. Après transformée de Fourier bidimensionnelle, ce produit spatial devient une convolution spectrale :

$$\tilde{E}_{\text{mes}}(k_x, k_y) = \tilde{E}_{ray}(k_x, k_y) * \tilde{D}(k_x, k_y) * \tilde{\Pi}_{L_x,L_y}(k_x, k_y).$$

avec k_x et k_y les composantes tangentielles du vecteur d'onde dans le domaine spectral, et $k_z = \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}$ la composante longitudinale, $k_0 = 2\pi/\lambda$ étant le nombre d'onde dans le vide.

La convolution étant commutative, l'ordre des opérations n'a pas d'importance. Dans cette section, nous nous concentrons sur l'effet de la fenêtre rectangulaire, tandis que l'impact du peigne d'échantillonnage sera étudié dans la section suivante.

La transformée de Fourier de la fenêtre rectangulaire s'écrit :

$$\tilde{\Pi}_{L_x,L_y}(k_x, k_y) = L_x L_y \,\text{sinc}\left(\tfrac{k_x L_x}{2}\right) \,\text{sinc}\left(\tfrac{k_y L_y}{2}\right).$$

Ainsi, le spectre mesuré $\tilde{E}_{mes}(k_x, k_y)$ est égal au spectre physique $\tilde{E}(k_x, k_y)$ convolué par la réponse spectrale de la fenêtre rectangulaire utilisée lors de l'acquisition. Dans le domaine de Fourier, cette fenêtre se traduit par une fonction sinc dont la largeur du lobe principal est inversement proportionnelle à la taille de la fenêtre de mesure. Les zéros du sinc selon k_x sont définis par :

$$\frac{k_x L_x}{2} = \pm n\pi \quad \Rightarrow \quad k_x = \pm\frac{2\pi n}{L_x}, \qquad n \in \mathbb{Z},$$

et la même relation s'applique à k_y. Une fenêtre de mesure plus petite augmente la largeur du lobe principal du sinc, ce qui diffuse l'énergie spectrale vers les fréquences voisines et rend les lobes secondaires plus présents, avec des zéros plus espacés. À l'inverse, lorsqu'elle est plus grande, le lobe principal du sinc devient plus étroit et l'effet de convolution sur le spectre est réduit. Dans la limite d'une fenêtre très étendue, le sinc tend vers une fonction de Dirac et la convolution n'entraîne plus d'élargissement spectral, conformément au cas théorique d'une fenêtre infinie. Ce comportement se retrouve dans les résultats obtenus : avec un plan de mesure réduit, tel que 200×200 mm, le lobe principal du sinc plus large entraîne un spectre reconstruit plus étalé, ce qui se traduit en champ lointain par un lobe principal plus ouvert et une zone angulaire exploitable plus restreinte. À l'inverse, une fenêtre plus grande, comme 800×800 mm, préserve mieux la forme du spectre et donc celle du diagramme en champ lointain. On observe également un étalement plus marqué du diagramme sur le plan H que sur le plan E lorsque l'on utilise le plan réduit, alors que la même fenêtre rectangulaire est appliquée dans les deux cas. Cela s'explique par la forme du champ proche : sur le plan H, l'amplitude décroît plus rapidement et les lobes secondaires sont nettement plus faibles. Dans le domaine spectral, cela correspond à un spectre plus concentré autour de la composante centrale. La convolution avec le sinc associé à la petite fenêtre diffuse alors plus fortement cette énergie, ce qui accentue l'étalement du diagramme en champ lointain. Un effet secondaire du fenêtrage rectangulaire mérite également d'être mentionné. La convolution du spectre avec la réponse sinc introduit des oscillations locales dans le spectre : les lobes secondaires du sinc peuvent en effet se superposer au contenu spectral de manière constructive ou destructive, ce qui génère des ondulations (ripples) dans le résultat. Cet effet reste toutefois limité et n'affecte pas l'élargissement global du spectre, qui demeure essentiellement déterminé par la largeur du lobe principal du sinc. Cependant, si le champ ne présente pas les mêmes valeurs aux bords

du plan de mesure, la DFT — qui considère implicitement une périodisation du signal — introduit une discontinuité entre les extrémités. Cette rupture génère des composantes haute fréquence supplémentaires qui, une fois convolées avec la réponse sinc de la fenêtre, accentuent l'apparition des ondulations.

Ces effets sont corrélés et se cumulent. Il est donc nécessaire de fixer une taille minimale du plan de mesure afin d'éviter à la fois les artefacts liés aux discontinuités de bord (ondulations sur les lobes secondaires) et les biais affectant le lobe principal. La règle géométrique (3.2) assure une couverture angulaire minimale en champ lointain, mais n'exclut pas l'apparition d'erreurs à l'intérieur de cette zone si le champ reste non négligeable au contour. Pour estimer ces erreurs, Yaghjian et Newell [61], [63] ont proposé une borne supérieure pratique qui relie l'impact de la troncature, dans une direction donnée du champ lointain, au niveau du champ mesuré sur le bord du plan. Cette borne s'écrit :

$$\frac{|\Delta E_{FF}(K)|}{|E_{FF}(K)|} \;=\; \epsilon(K) \;\leqslant\; \frac{\alpha\,\lambda\,L_{\max}\,B_{\max}}{2A\,\cos\gamma_{\max}}\,g(K), \tag{3.3}$$

Avec :

$|\Delta E_{FF}(K)|$: erreur sur l'amplitude du champ lointain dans la direction (K), due à la troncature du champ proche ; elle n'est pas calculée directement, mais estimée via la borne analytique,

A : aire de l'ouverture (ou zone rayonnante équivalente), en m^2,

$L_{\max}$: plus grande dimension du plan dans la direction considérée, en m,

$\gamma_{\max}$: angle de reconstruction θ_c défini par l'équation (3.2),

α : facteur décrivant la distribution de l'amplitude du champ sur l'ouverture (généralement entre 1 et 5 [61]) ; prendre $\alpha = 1$ si inconnu, ce qui correspond à une distribution uniforme en amplitude, cas le plus défavorable,

$B_{\max}$: rapport $|E(x,y)|/|E_{\max}(x,y)|$ mesuré sur le contour du plan d'acquisition,

$g(K)$: rapport d'amplitude en champ lointain dans la direction $K(\theta,\phi)$: $g(K) = \max(|E_{FF}|)/|E_{FF}(K)|$; on prend $g(K) = 1$ si l'erreur est évaluée sur le lobe principal.

Dans un contexte de mesure, la démarche pratique consiste à : (i) choisir l'angle de couverture θ_c et en déduire la taille L via (3.2), (ii) réaliser un court balayage exploratoire pour estimer $B_{\max}$ sur le contour, puis (iii) évaluer la borne donnée par (3.3) et la comparer à une tolérance prédéfinie. Si cette dernière n'est pas respectée, la taille L doit être augmentée jusqu'à ce que l'erreur de troncature devienne négligeable. Cette erreur ϵ est un rapport sans dimension, pouvant être exprimé en dB ou en pourcentage selon le contexte d'analyse.

L'interprétation de la borne d'erreur ϵ repose sur son ordre de grandeur. Une erreur inférieure à 5 % est généralement considérée comme négligeable, comprise entre 5 % et 10 % elle reste tolérable, tandis qu'une erreur supérieure à 10–15 % devient significative,

indiquant une perte de précision sur la reconstruction. Cette estimation est locale : si l'erreur est calculée pour un niveau de champ donné (par exemple à -10 dB du maximum), elle correspond à ce niveau précis et sera plus faible pour des amplitudes supérieures (proches du pic) et plus élevée pour des niveaux de champ plus faibles.

En prenant $\cos\gamma_{\max} = 1$ et $\alpha = 1$, l'estimation est conservative : elle fournit une borne supérieure qui garantit que l'erreur réelle ne pourra excéder la valeur prédite. À l'inverse, l'introduction de valeurs plus réalistes pour $\gamma_{\max}$ (donc de θ_c) et pour α (facteur de non-uniformité de l'amplitude du champ sur l'ouverture) permet d'affiner le calcul et de relâcher légèrement la contrainte sur L.

Dans le cas des deux plans précédents, l'erreur estimée sur le maximum du lobe principal est de $\epsilon \leqslant 0.46\%$ pour le plan de $256 \times 256\lambda$, et de $\epsilon \leqslant 1.87\%$ pour le plan de $64 \times 64\lambda$, ce qui reste négligeable. Ce résultat est confirmé par les figures **??**, où la zone centrale apparaît quasi exempte d'erreur.

$g(K)$	**AMP CL (normalisé) (dB)**	$\epsilon \leqslant$
1.00	0	1.87 %
1.41	-3	2.64 %
3.16	-10	5.92 %
5.62	-15	10.53 %
10.00	-20	18.74 %
17.78	-25	33.32 %
31.62	-30	59.26 %

TABLE 3.1 – Évolution de la borne d'erreur relative en amplitude selon l'équation (3.3), pour le plan de taille 64×64 λ positionné à $d = 24\lambda$ pour le cornet MI-WAVE 261W387 à 96 GHz

En revanche, l'erreur augmente lorsqu'on s'éloigne du maximum du lobe principal, comme illustré dans le tableau 3.1. En faisant varier $g(K)$ pour évaluer l'erreur à des niveaux de champ de plus en plus faibles, on constate que celle-ci croît pour une même taille de plan ($64 \times 64\lambda$). L'erreur devient significative à partir de -20 dB ($\epsilon \leqslant 18\%$) et atteint près de 60% à -30 dB, ce qui reste cohérent avec l'angle de reconstruction maximal d'environ 49°.

Lorsque l'utilisateur est contraint de réduire la surface d'acquisition pour des raisons pratiques, telles que la limitation du temps de mesure ou la taille maximale du système de balayage, et tant que l'élargissement du lobe principal reste acceptable dans la zone d'intérêt, le problème majeur devient le niveau du champ aux bords du plan. Si ce niveau est élevé et différent d'un bord à l'autre, la troncature introduit une discontinuité qui génère des oscillations pouvant persister dans la zone d'intérêt. Il devient alors nécessaire d'atténuer ces effets afin de préserver la qualité de la reconstruction, notamment en appliquant une fenêtre d'atténuation ou, plus rarement, en extrapolant artificiellement le champ au-delà de la zone mesurée.

Parmi les approches de fenêtrage, la fenêtre de Tukey constitue un compromis particulièrement efficace. Sa zone centrale plate préserve l'information utile, tandis que ses transitions cosinus atténuent le niveau du champ aux bords. Après transformée de Fou-

rier, cela réduit l'énergie injectée dans les lobes secondaires du sinc associé à la troncature, diminuant ainsi les oscillations parasites en champ lointain. Ce lissage améliore la lisibilité des diagrammes, mais, comme pour toute fenêtre, il s'accompagne également d'un léger élargissement du lobe principal et ne supprime pas totalement les artefacts. Le compromis obtenu dépend directement du coefficient de la fenêtre choisie ; il convient donc de s'assurer que l'erreur introduite reste compatible avec la précision recherchée dans la zone d'intérêt.

Une alternative consiste à extrapoler artificiellement le champ proche au-delà de la zone mesurée afin de prolonger la carte et de réduire la discontinuité aux bords [69]. L'objectif est d'imposer une décroissance progressive du champ en dehors de l'ouverture, de manière similaire à un fenêtrage progressif. Toutefois, cette méthode repose sur des hypothèses fortes quant à l'extension réelle du champ rayonné et peut introduire du bruit ou des artefacts si ces hypothèses ne sont pas respectées. En pratique, elle s'avère généralement moins robuste qu'un fenêtrage adapté ou qu'un simple élargissement du plan de mesure.

Il est également intéressant de noter que l'utilisation d'un algorithme itératif de reconstruction sans phase, basé sur des projections successives, contribue à atténuer les effets de la troncature. À chaque itération, la projection sur l'ouverture met à zéro le champ en dehors de la zone supposée rayonnante. Cette opération supprime directement l'énergie reconstruite hors support — énergie qui provient en grande partie des erreurs induites par les discontinuités du plan de mesure. En éliminant ces contributions hors ouverture, le niveau du champ au bord diminue progressivement, ce qui réduit indirectement la présence de composantes à haut nombre d'onde (k_x, k_y) dans le domaine spectral et limite l'apparition d'oscillations dans le champ lointain.

En conclusion, la troncature affecte les mesures planaires de plusieurs manières complémentaires. D'abord, elle limite intrinsèquement l'information recueillie : une surface trop restreinte peut omettre des contributions de champ non négligeables, ce qui restreint l'angle de couverture reconstructible en champ lointain, estimable via la règle géométrique (3.2). Ensuite, même à l'intérieur de cette zone « valide », les discontinuités aux bords (périodisées par la DFT) enrichissent le contenu haute fréquence du champ fenêtré ; après transformée de Fourier, la convolution avec la réponse sinc redistribue cette énergie et engendre des oscillations dont l'intensité dépend du niveau du champ aux bords et du fenêtrage adopté. Enfin, une fenêtre trop réduite élargit le lobe principal du sinc, ce qui peut élargir le lobe principal reconstruit et en modifier légèrement le niveau.

Pour quantifier ces effets résiduels, la borne simplifiée de Yaghjian et Newell (3.3) fournit un critère opérationnel tenant compte à la fois de la taille du plan, du niveau du champ au contour et du niveau relatif du diagramme considéré. Elle permet d'estimer l'erreur de troncature aussi bien au maximum du lobe principal qu'à des niveaux relatifs (par exemple -10 ou -20 dB), voire dans une zone angulaire donnée. Cette approche définit une taille minimale du plan garantissant la stabilité des niveaux reconstruits dans la région d'intérêt, et ce à partir de la seule mesure d'amplitude — un avantage déterminant pour les mesures sans phase. L'utilisateur dispose ainsi d'un cadre pratique : dimensionner le plan en fonction de l'angle souhaité, puis vérifier, au moyen de cette borne, que l'erreur reste compatible avec la précision attendue.

Enfin, pour limiter les discontinuités de bord, plusieurs méthodes correctives peuvent être mises en œuvre. Le fenêtrage — en particulier la fenêtre de Tukey — constitue un

compromis efficace : sa zone centrale plate préserve l'information utile, tandis que ses transitions cosinus atténuent le niveau du champ aux bords et réduisent ainsi l'énergie injectée dans les oscillations après transformée de Fourier. Cette atténuation se fait cependant au prix d'un léger élargissement du lobe principal, dont l'ampleur dépend du coefficient de la fenêtre choisie. Des techniques d'extrapolation peuvent également être utilisées, en prolongeant artificiellement le champ au-delà du plan mesuré pour lisser la transition. Toutefois, cette approche repose sur des hypothèses fortes concernant l'évolution du champ et se montre généralement moins robuste en présence de bruit.

3.3 Pas d'échantillonnage

Le pas d'échantillonnage du champ proche mesuré lors de la caractérisation d'une antenne joue un rôle déterminant, car il conditionne directement la qualité de la reconstruction en champ lointain ainsi que les analyses effectuées en champ proche. En théorie, un champ mal échantillonné, et en particulier sous-échantillonné, ne restitue pas fidèlement le rayonnement réel, ce qui conduit à des reconstructions biaisées et non représentatives de l'antenne étudiée.

Cette problématique est d'autant plus critique dans le cadre des mesures sans phase. En effet, la théorie générale des problèmes inverses de reconstruction de phase établit qu'augmenter le rapport entre les données connues et les inconnues à estimer améliore la stabilité numérique et atténue le caractère mal conditionné du problème [70]. Ainsi, un pas d'échantillonnage plus fin — et donc un nombre accru d'échantillons — permet de collecter davantage d'informations indépendantes sur le champ rayonné. Cette redondance agit comme une contrainte supplémentaire, renforçant l'unicité de la solution et réduisant la sensibilité au bruit et aux erreurs de mesure grâce à un effet de moyennage [19], [46]. En contrepartie, un tel choix accroît significativement les temps d'acquisition — en particulier lorsque deux plans d'acquisition sont requis — ainsi que les ressources nécessaires au traitement et au calcul. La maîtrise de ce paramètre est donc essentielle pour garantir des reconstructions fiables et cohérentes, tout en maintenant des durées de mesure et de calcul compatibles avec les contraintes expérimentales.

L'influence du pas d'échantillonnage peut être mise en évidence à partir de l'équation 3.1 introduite plus haut. Dans cette expression, l'échantillonnage est modélisé par un peigne de Dirac bidimensionnel. En se plaçant dans le domaine spectral, le spectre d'ondes planes du champ électriques échantillonné et tronqué, $\tilde{E}_{\text{mes}}(k_x, k_y)$, s'obtient alors en appliquant une transformée de Fourier bidimensionnelle, telle que définie par l'équation 2.1. On obtient alors :

$$\tilde{E}_{\text{mes}}(k_x, k_y) = TF\{E(x, y)\, D_{\Delta_x,\Delta_y}(x, y)\, \Pi_{L_x,L_y}(x, y)\}. \tag{3.4}$$

En utilisant la propriété de convolution de la transformée de Fourier, le produit dans le domaine spatial se traduit par une convolution des transformées de Fourier individuelles dans le domaine spectral.

$$\tilde{E}_{\text{mes}}(k_x, k_y) = \tilde{E}(k_x, k_y) * \tilde{D}(k_x, k_y) \ * \ \tilde{\Pi}(k_x, k_y) \tag{3.5}$$

avec k_x et k_y les composantes tangentielles du vecteur d'onde dans le domaine spectral, et $k_z = \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}$ la composante longitudinale, $k_0 = 2\pi/\lambda$ étant le nombre d'onde dans le vide.

La transformée de Fourier d'un peigne de Dirac donne un peigne de Dirac dans le domaine spectral, dont la périodicité est fixée par l'inverse du pas spatial d'échantillonnage :

$$TF\Big\{D_{\Delta_x,\Delta_y}(x,y)\Big\} = \tilde{D}(k_x,k_y) = \frac{(2\pi)^2}{\Delta_x\Delta_y}\sum_{p=-\infty}^{+\infty}\sum_{q=-\infty}^{+\infty}\delta\Big(k_x - \tfrac{2\pi p}{\Delta_x}\Big)\,\delta\Big(k_y - \tfrac{2\pi q}{\Delta_y}\Big). \quad (3.6)$$

En tenant compte des équations précédentes, le spectre du champ mesuré s'écrit désormais ainsi :

$$\tilde{E}_{\text{mes}}(k_x,k_y) = \left[\frac{(2\pi)^2}{\Delta_x\Delta_y}\sum_{p=-\infty}^{+\infty}\sum_{q=-\infty}^{+\infty}\tilde{E}\Big(k_x - \tfrac{2\pi p}{\Delta_x},\, k_y - \tfrac{2\pi q}{\Delta_y}\Big)\right] * \Big[L_xL_y\,\text{Sinc}\big(\tfrac{k_xL_x}{2}\big)\,\text{Sinc}\big(\tfrac{k_yL_y}{2}\big)\Big]. \quad (3.7)$$

Le produit de convolution étant commutatif, l'ordre d'application entre le peigne d'échantillonnage et la fenêtre de troncature n'a pas d'impact sur le résultat final. L'effet de la troncature ayant été traité dans la section précédente, nous nous concentrons ici sur le produit entre le champ continu rayonné et le peigne de Dirac.

L'équation 3.7 met en évidence que l'échantillonnage, représenté par le peigne de Dirac, se traduit dans le domaine spectral par une périodisation du spectre du champ. En effet, la transformée de Fourier du peigne produit une série d'impulsions qui répliquent le spectre continu $\tilde{E}(k_x,k_y)$ à intervalles réguliers $\frac{2\pi}{\Delta_x}$ et $\frac{2\pi}{\Delta_y}$.

Pour éviter tout repliement spectral (aliasing), le pas d'échantillonnage Δ_x, Δ_y doit donc être choisi suffisamment petit pour que ces répliques ne se chevauchent pas avec le spectre principal, conformément à la condition de Nyquist. Néanmoins, l'étude détaillée de ce phénomène permet également d'envisager l'utilisation d'un pas plus large, au-delà de la limite stricte de Nyquist, lorsque la reconstruction ne vise qu'une portion restreinte du spectre ou certaines caractéristiques particulières de l'antenne sous test.

Dans le cas des mesures complexes du champ proche sur une surface planaire, il a été démontré qu'il est nécessaire de respecter le théorème général de l'échantillonnage de Shannon-Nyquist [65], ce qui conduit à un pas de $\lambda/2$ nécessaire pour une reconstruction correcte et complète du diagramme de rayonnement. Ce pas découle directement de la théorie du spectre d'ondes planes (Plane Wave Spectrum, PWS).

En pratique, l'échantillonnage spatial sur le plan d'acquisition (x,y) induit une discrétisation dans le domaine spectral (k_x,k_y). Si le pas d'échantillonnage est respectivement Δx et Δy suivant les axes x et y et sachant que le nombre de points d'acquisition est fini, alors les pas correspondants dans le domaine spectral s'écrivent :

$$k_x = \frac{2\pi}{M\Delta_x}\,m, \qquad m = -\tfrac{M}{2},\ldots,+\tfrac{M}{2}-1,$$

$$k_y = \frac{2\pi}{N\Delta_y}\, n, \qquad n = -\tfrac{N}{2}, \ldots, +\tfrac{N}{2} - 1.$$

Les indices fréquentiels vont de $-M/2$ à $M/2-1$, et non jusqu'à $M/2$, car la transformée de Fourier discrète est périodique : les points $k_x = -\frac{2\pi}{M\Delta_x}\frac{M}{2}$ et $k_x = +\frac{2\pi}{M\Delta_x}\frac{M}{2}$ correspondent en réalité à la même fréquence $k_x = \frac{\pi}{\Delta_x}$ et de même pour k_y.

Afin de relier ces composantes spectrales au champ lointain, on rappelle que dans la décomposition sphérique d'onde plane, on a :

$$k_x = k_0 \sin\theta\cos\phi, \qquad k_y = k_0 \sin\theta\sin\phi, \qquad k_z = k_0\cos\theta,$$

avec $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$, θ l'angle d'élévation et ϕ l'angle azimutal.

Ainsi, la condition $|k_x| \leq \pi/\Delta_x$ implique

$$\sin\theta\cos\phi \;\leq\; \frac{\lambda}{2\Delta_x},$$

et de même $|k_y| \leq \pi/\Delta_y$ conduit à

$$\sin\theta\sin\phi \;\leq\; \frac{\lambda}{2\Delta_y}.$$

En prenant le cas limite $\phi = 0$ pour l'axe x et $\phi = \frac{\pi}{2}$ pour l'axe y, on obtient les bornes maximales de reconstruction en champ lointain.

Afin d'éviter le repliement spectral (aliasing), il est nécessaire de limiter les composantes spectrales k_x, k_y à la valeur maximale k_0. En imposant cette condition, on obtient les bornes sur l'angle maximal $\theta_{FF,\max}$ observable en champ lointain.

Pour l'axe x :

$$k_{x,\max} = \frac{\pi}{\Delta x} \tag{3.8}$$

$$\theta^{(x)}_{FF,\max} = \sin^{-1}\left(\frac{k_{x,\max}}{k_0}\right) = \sin^{-1}\left(\frac{\lambda}{2\Delta x}\right). \tag{3.9}$$

Pour l'axe y :

$$k_{y,\max} = \frac{\pi}{\Delta y} \tag{3.10}$$

$$\theta^{(y)}_{FF,\max} = \sin^{-1}\left(\frac{k_{y,\max}}{k_0}\right) = \sin^{-1}\left(\frac{\lambda}{2\Delta y}\right). \tag{3.11}$$

Ainsi, pour reconstruire un diagramme de rayonnement jusqu'à $\pm 90°$ en champ lointain, il faut respecter :

$$\Delta x \leq \frac{\lambda}{2}, \qquad \Delta y \leq \frac{\lambda}{2}. \tag{3.12}$$

Il convient enfin de noter que si les pas Δx et Δy diffèrent, l'angle de couverture effectif sera limité par la direction la moins bien échantillonnée, c'est-à-dire celle associée au pas le plus grand.

En pratique, l'utilisation d'un pas légèrement inférieur à $\lambda/2$ est souvent recommandée afin de garantir une reconstruction complète, notamment dans le cas des hautes fréquences, lorsque la sonde de mesure reste proche de l'antenne sous test ce qui peut créer des réflexions multiples entre elles [71].

En suivant ce raisonnement, il devient alors possible pour l'utilisateur de définir le pas d'échantillonnage en fonction de l'angle de reconstruction maximal en champ lointain en appliquant les équations 3.9 et 3.11. Ainsi, un pas plus fin permet d'élargir la zone angulaire reconstruite et d'améliorer la précision de la restitution, tandis qu'un pas plus large réduit l'angle observable mais diminue en contrepartie le nombre total de points à acquérir. Ce compromis est particulièrement important en pratique, car il conditionne directement les temps d'acquisition et de traitement : un pas adapté aux besoins réels de reconstruction permet de limiter la durée des mesures tout en garantissant une qualité de résultat satisfaisante. La figure ci-dessous montre l'évolution de l'angle de reconstruction en fonction du pas d'échantillonnage suivant les relations théoriques précédentes.

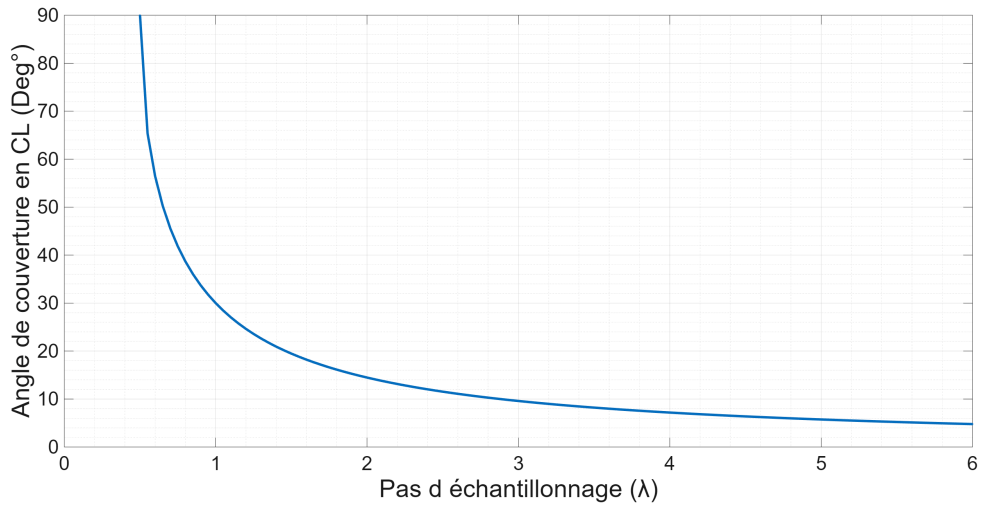


FIGURE 3.7 – Évolution de l'angle de couverture maximal en champ lointain en fonction du pas d'échantillonnage en champ proche

Nous avons appliqué ce raisonnement aux mesures phaseless dans le cadre de la reconstruction par la méthode itérative de Fourier, avec pour objectif de réduire le temps d'acquisition sur les deux plans et d'offrir une marge de flexibilité et de maîtrise à l'utilisateur. Dans un premier temps, la validité de la théorie a été évaluée à l'aide d'un champ proche complexe simulé sous FEKO, sans étape de reconstruction de phase. L'algorithme de transformation champ proche–champ lointain a alors été appliqué, et les angles de couverture en champ lointain obtenus ont été comparés aux valeurs théoriques déduites des relations d'échantillonnage précédentes 3.3. Dans un second temps, l'algorithme itératif avec troncature sur ouverture a été exécuté à partir des seules amplitudes (phaseless), en conservant les mêmes pas d'échantillonnage non conventionnels que précédemment ; la

phase reconstruite a ensuite été utilisée pour une nouvelle transformation champ proche–champ lointain. Les résultats, en termes de qualité de reconstruction et d'angle de couverture en CL, ont été comparés aux angles théoriques ainsi qu'au référentiel issu du champ complexe simulé directement 3.3.

À notre connaissance, le premier travail ayant traité explicitement un pas d'échantillonnage uniforme supérieur à $\lambda/2$ avec l'IFT est présenté dans [24] sur l'antenne SWI (600 GHz) de la mission JUICE, un réflecteur offset avec sous-réflecteur extrêmement directif ($\mathrm{BW}_{3\mathrm{dB}} \approx 0,1°$, directivité ≈ 60 dB). En simulation phaseless, ils portent le pas jusqu'à 32λ et montrent que, malgré le sous-échantillonnage, l'aliasing n'induit pas d'erreur significative dans le lobe principal, car l'énergie est fortement concentrée dans ce lobe et chute rapidement en dehors (les répliques d'aliasing restent à bas niveau). La validité angulaire se réduit quand Δx augmente ($\theta_v = \arcsin(\lambda/2\Delta x)$), mais l'accord reste excellent à quelques degrés autour de l'axe ; en mesure, un pas de 4λ a été utilisé avec succès. Par ailleurs, l'algorithme itératif employé ne comportait pas l'étape de propagation vers l'ouverture avec troncature à chaque itération, cette opération ayant été jugée impraticable dans la configuration géométrique étudiée.

Enfin, le choix de la distribution initiale sur l'ouverture explique également la robustesse observée dans leur étude. Pour un réflecteur aussi directif que le SWI, la phase du champ proche est presque constante dans la région utile, tandis que l'amplitude y reste fortement confinée. Dès lors, une initialisation simple à phase constante et amplitude unitaire se rapproche déjà très bien de la distribution réelle du champ, ce qui facilite la convergence de l'algorithme et réduit la non-linéarité du problème. Dans ces conditions particulières, il n'est donc pas surprenant que la distribution initiale standard d'amplitude et phase constantes permette une restitution fidèle du lobe principal. Les auteurs montrent toutefois qu'une initialisation issue d'un modèle ou d'un calcul préalable améliore encore l'erreur de 10–20 dB. Ce résultat confirme que plus l'initialisation est proche de la distribution réelle du champ, plus l'algorithme converge efficacement et avec de meilleures performances.

Il convient également de distinguer ces travaux des approches fondées sur des échantillonnages non uniformes ou compressés. La méthode dite "compressed sensing" cherche à réduire le nombre de points de mesure en exploitant la parcimonie du champ ou du signal, y compris dans des configurations planaires [72]. À l'inverse, les schémas de mesure dits "wide-mesh" ou "spiral scanning", issus de la théorie de l'échantillonnage non redondant, proposent des grilles optimisées permettant une reconstruction fiable par interpolation ou FFT non uniforme ; ces méthodes sont bien établies et validées expérimentalement [73]. Leur étude sort toutefois du périmètre du présent travail, qui se concentre exclusivement sur l'échantillonnage uniforme avec pas conventionnel ou non conventionnel.

Le champ proche simulé correspond à celui du cornet simulé à 96 GHz. Le premier plan d'acquisition, de taille 256λ et positionné à 24λ, a été retenu pour élargir l'angle de couverture du diagramme de rayonnement. Dans notre cas $\theta = 79°$ comme calculé dans la section précédente sur la troncature (3.2). Le pas d'échantillonnage a été systématiquement varié de $\lambda/4$ à 1.5λ, et les résultats obtenus ont été comparés aux champs lointains théoriques simulés avec FEKO sur les coupes E et H comme le montrent les figures ci dessous. Les angles en CL calculés en fonction des différents pas d'échantillonnage sont donnés dans le tableau ci dessous.

Pas d'échantillonnage	**Angle théorique**
$\lambda/4$	90° (limité à 79°)
$\lambda/2$	87.86° (limité à 79°)
0.64λ	51.32°
0.8λ	38.93°
λ	29.97°
1.5λ	19.47°

TABLE 3.2 – Angles de couverture théoriques en champ lointain en fonction du pas d'échantillonnage dans le plan proche.

Dans un premier temps, le champ lointain a été calculé à partir du champ complexe simulé sur le premier plan d'acquisition, en faisant varier le pas d'échantillonnage. Le champ lointain de référence a quant à lui été obtenu à partir du même champ complexe et du même plan, mais avec un pas fixé à $\lambda/4$, comme expliqué dans le chapitre précédent. L'objectif de cette étape est de disposer d'un point de comparaison fiable, basé sur les distributions de phase issues directement de la simulation FEKO et donc considérées comme idéales. Ces diagrammes, calculés avec la phase idéale, serviront ensuite à évaluer la précision du champ lointain reconstruit après estimation des phases par l'algorithme IFT, appliqué cette fois uniquement aux amplitudes acquises sur les deux plans sur la simulation FEKO.

Les figures ci-dessous présente les diagrammes de rayonnement obtenus sur les plans de coupe E et H sans IFT, en appliquant donc directement la transformée CP-CL avec le champ électrique complexe simulé. Sur les deux figures, on observe que le plan E est plus dégradé que le plan H lorsque le pas d'échantillonnage augmente. Cette différence s'explique par le fait que le champ proche présente un niveau plus élevé aux bords dans le plan E que dans le plan H. Par conséquent, lors de la convolution du spectre continu avec le peigne de Dirac $\tilde{D}(k_x, k_y)$, les répliques spectrales transportent une énergie plus importante et se replient davantage dans la bande utile. L'aliasing y est donc plus marqué et dégrade plus fortement le champ lointain reconstruit.

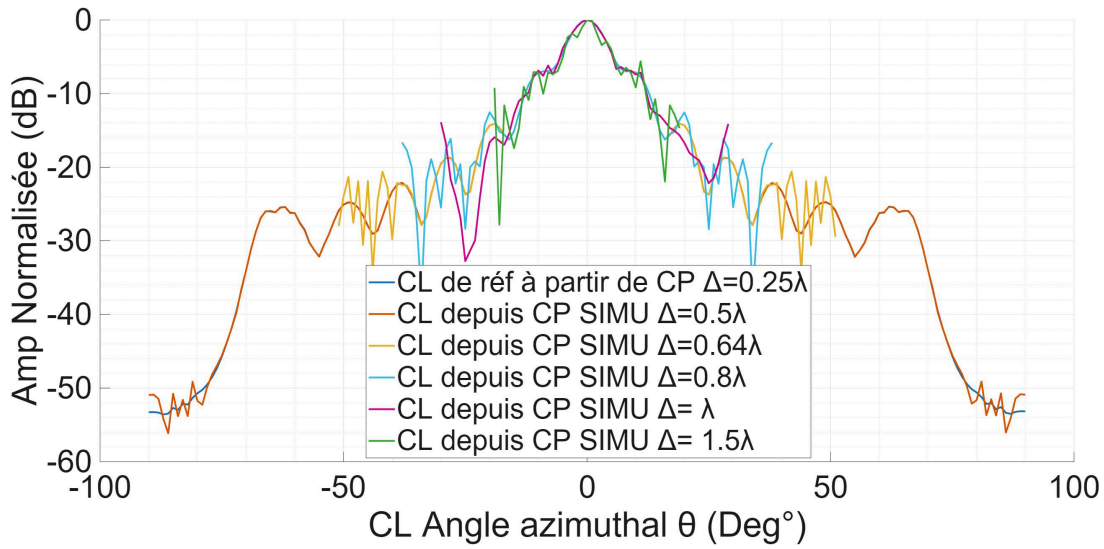


FIGURE 3.8 – CL lointain reconstruit à partir du CP complexe simulé avec différents pas d'échantillonnage sur le plan E

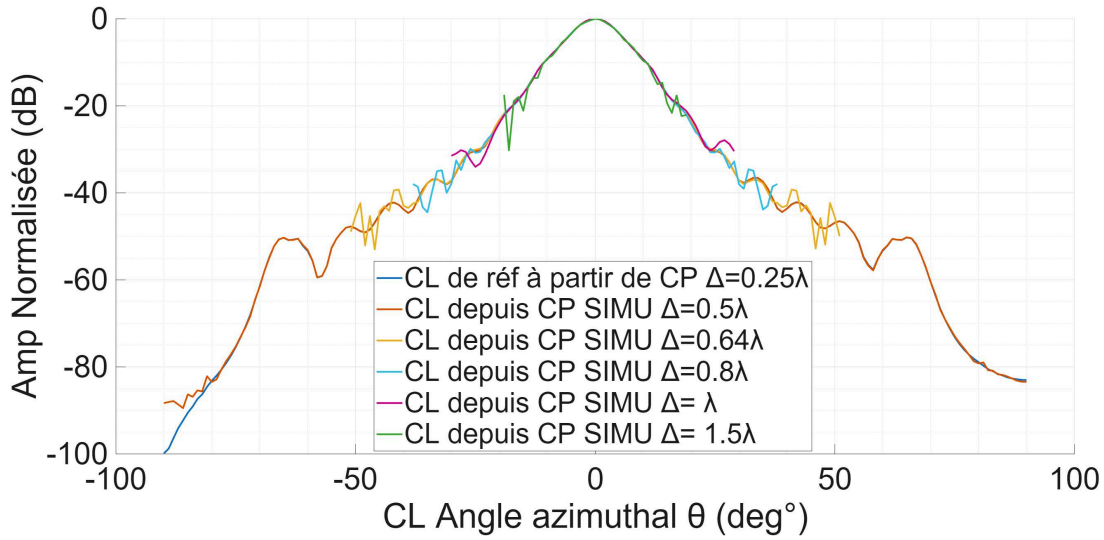


FIGURE 3.9 – CL lointain reconstruit à partir du CP complexe simulé avec différents pas d'échantillonnage sur le plan H

Les figures ci-dessous, obtenues à partir du champ reconstruit par l'IFT, montrent une amélioration nette du diagramme de rayonnement par rapport au champ lointain calculé directement à partir du champ complexe simulé mais sous-échantillonné. Ce résultat peut sembler contre-intuitif puisque le champ simulé est, en théorie, exact. Cependant, la différence n'apparaît pas dans le domaine spatial, mais dans le domaine spectral : ce sont les spectres des deux champs — le champ simulé sous-échantillonné et le champ reconstruit avec l'IFT — qui diffèrent fortement lorsque le pas d'échantillonnage dépasse $\lambda/2$.

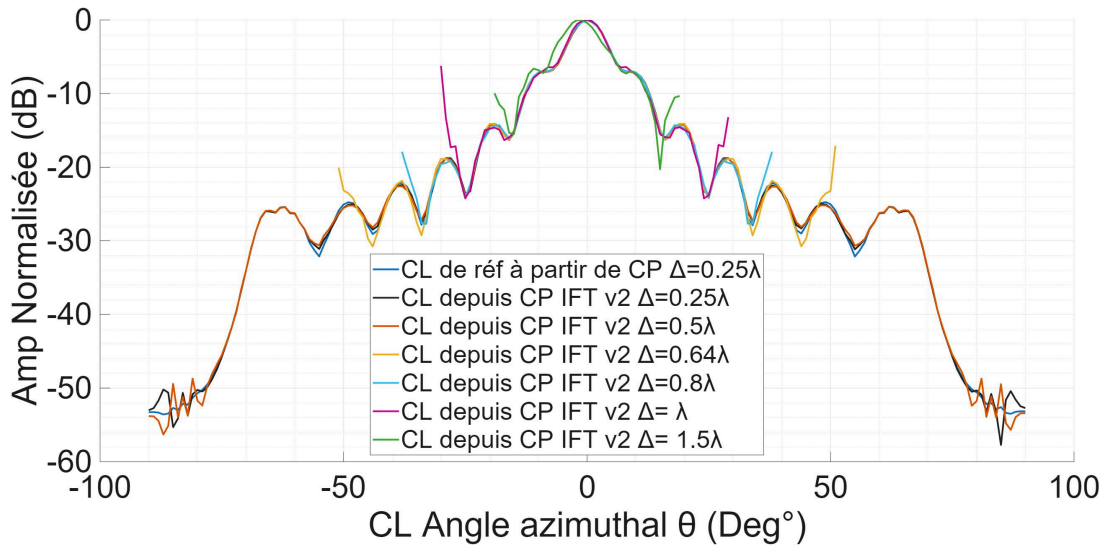


FIGURE 3.10 – CL lointain reconstruit à partir du CP complexe reconstruit avec IFT avec différents pas d'échantillonnage sur le plan E

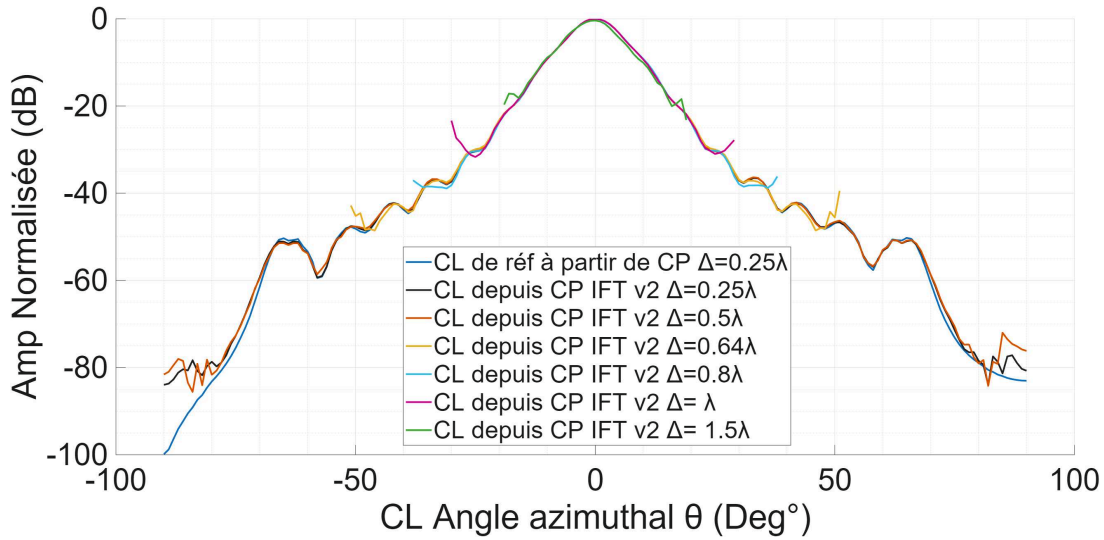


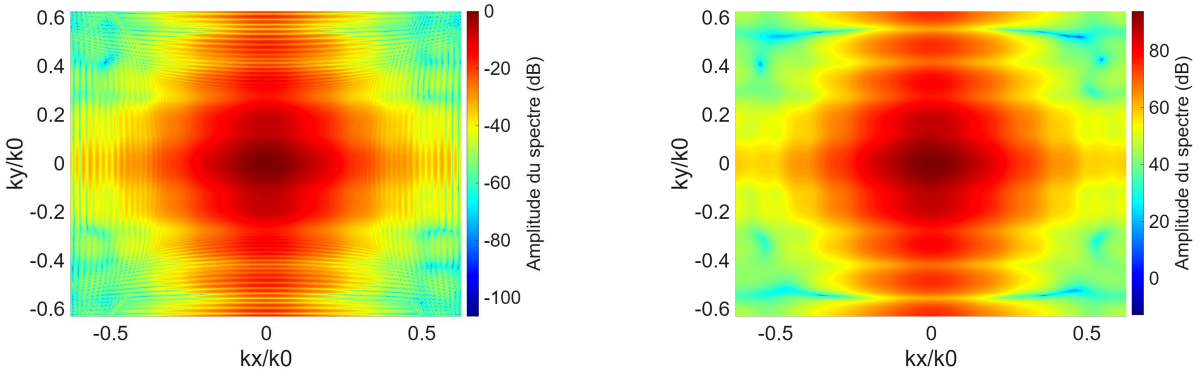
FIGURE 3.11 – CL lointain reconstruit à partir du CP complexe reconstruit avec IFT avec différents pas d'échantillonnage sur le plan H

En effet, dans la transformation champ proche–champ lointain, le calcul ne s'effectue pas directement à partir des valeurs spatiales du champ mesuré, mais via son spectre calculé par transformée de Fourier [48]. Les composantes du champ lointain (E_θ, E_φ) sont obtenues à partir des composantes spectrales $(\tilde{E}_x, \tilde{E}_y)$ du champ proche selon :

$$\begin{aligned} E_\theta(r,\theta,\varphi) &= \frac{j}{2\pi}\frac{e^{-jkr}}{r}\, k\,[\cos\varphi\,\tilde{E}_x + \sin\varphi\,\tilde{E}_y], \\ E_\varphi(r,\theta,\varphi) &= \frac{j}{2\pi}\frac{e^{-jkr}}{r}\, k\cos\theta\,[-\sin\varphi\,\tilde{E}_x + \cos\varphi\,\tilde{E}_y]. \end{aligned} \tag{3.13}$$

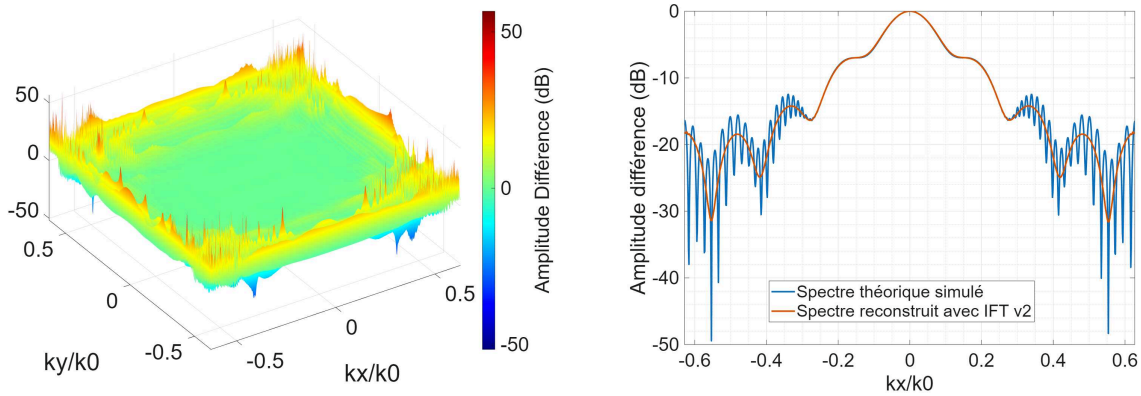
Ainsi, c'est bien le spectre du champ proche qui conditionne directement la qualité du champ lointain. L'échantillonnage du champ spatial conduit à la périodisation de son

spectre, comme expliqué précédemment ; en cas de sous-échantillonnage, les répliques spectrales se superposent dans la bande utile (aliasing). Les figures(3.12a) et(3.12b) illustrent respectivement l'amplitude du spectre du champ simulé et celle du spectre du champ reconstruit avec l'IFT sur le même plan d'acquisition, avec un pas de $0.8\lambda > \lambda/2$. On observe que le spectre du champ simulé présente des oscillations importantes, tandis que celui obtenu avec l'IFT est nettement plus lisse.



(a) (b)

FIGURE 3.12 – Amplitude des spectres des champs proches électriques (a) simulé (b) reconstruit avec IFT pour l'antenne cornet MI WAVE 261W387 à 96 GHz sur le plan 1 avec un pas d'échantillonnage de 0.8λ

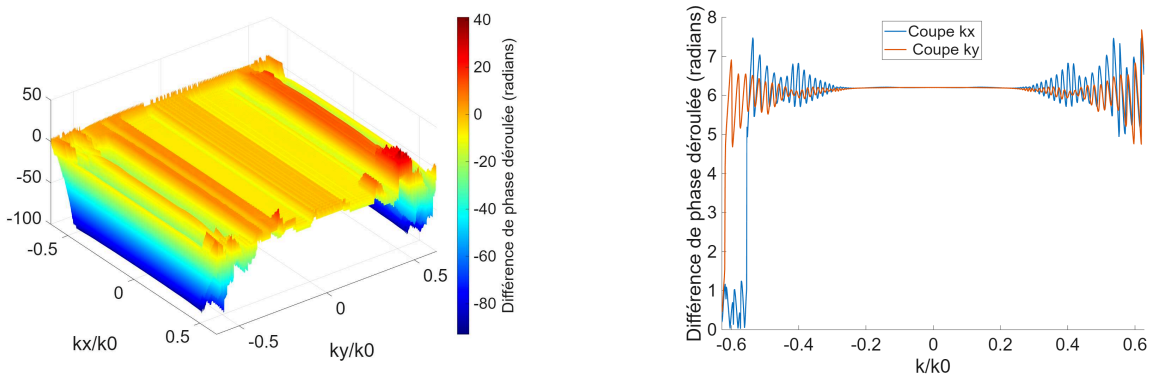


(a) (b)

FIGURE 3.13 – Différence d'amplitude des spectres des champs proches électrique pour l'antenne cornet MI WAVE 261W387 à 96 GHz sur le plan 1 avec un pas d'échantillonnage de 0.8λ (a) cartographie 2D (b) coupes suivant kx

Cette différence apparaît encore plus clairement sur la figure 3.13a et sur la coupe suivant kx de la figure 3.13b, représentant la différence entre les amplitudes spectrales des deux champs. Les oscillations du spectre simulé proviennent directement du repliement spectral : les répliques introduites par le sous-échantillonnage s'additionnent de façon constructive ou destructive selon leurs phases respectives. La figure 3.14a, montrant la différence de phase déroulée entre les deux spectres, confirme ce comportement : la phase du spectre simulé oscille fortement, alors que la phase associée au spectre reconstruit

par l'IFT reste régulière et monotone. Cette différence est encore plus visible sur les coupes centrées du spectre (figure 3.14b). Sur toutes les comparaisons, on constate une zone centrale stable puis l'apparition de ces oscillations, directement liées à l'effet du repliement spectral qui affecte une partie du spectre (figure 3.17).



(a) (b)

FIGURE 3.14 – Différence de phase des spectres des champs électrique pour l'antenne cornet MI WAVE 261W387 à 96 GHz sur le plan 1 avec un pas d'échantillonnage de 0.8λ (a) cartographie 2D (b) coupes suivant kx et ky

On conclut alors que la réduction de l'impact de l'aliasing est due à l'IFT. En effet, ce dernier atténue fortement le repliement spectral, non pas en améliorant la phase point par point, mais en imposant une cohérence spatiale et physique du champ au fil des itérations. À chaque cycle, le champ est propagé entre les deux plans et l'ouverture via la décomposition en ondes planes (PWS), la troncature impose le support réel de l'antenne, puis l'amplitude théorique simulée est réimposée. Cette succession propagation–troncature–réimposition agit comme une régularisation : les composantes incompatibles avec la propagation ou situées hors de l'ouverture sont progressivement supprimées, ce qui réduit l'énergie proche de Nyquist et désaligne la somme complexe des répliques périodisées. La périodisation due à l'échantillonnage demeure, mais son effet dans la bande utile est nettement diminué.

On constate néanmoins de légers décalages au niveau des nuls du diagramme, plus prononcés dans le plan E que dans le plan H, et qui deviennent plus visibles à mesure que l'on s'éloigne du lobe principal. Ces écarts proviennent des erreurs de phase résiduelles dans le champ reconstruit sur les plans d'acquisitions. L'algorithme IFT impose bien les amplitudes idéales (simulées ou mesurées) et reconstruit la phase de manière itérative, mais de petites incohérences subsistent dans les zones où le champ proche présente de fortes variations spatiales. Ces erreurs locales se répercutent ensuite dans le domaine spectral, et les nuls en champ lointain, particulièrement sensibles à la moindre déviation de phase, voient leur position ou leur profondeur modifiées. L'effet est accentué dans le plan E, où le champ proche reste plus élevé jusqu'aux bords et engendre davantage de composantes spatiales hautes, ce qui renforce la sensibilité aux erreurs de reconstruction.

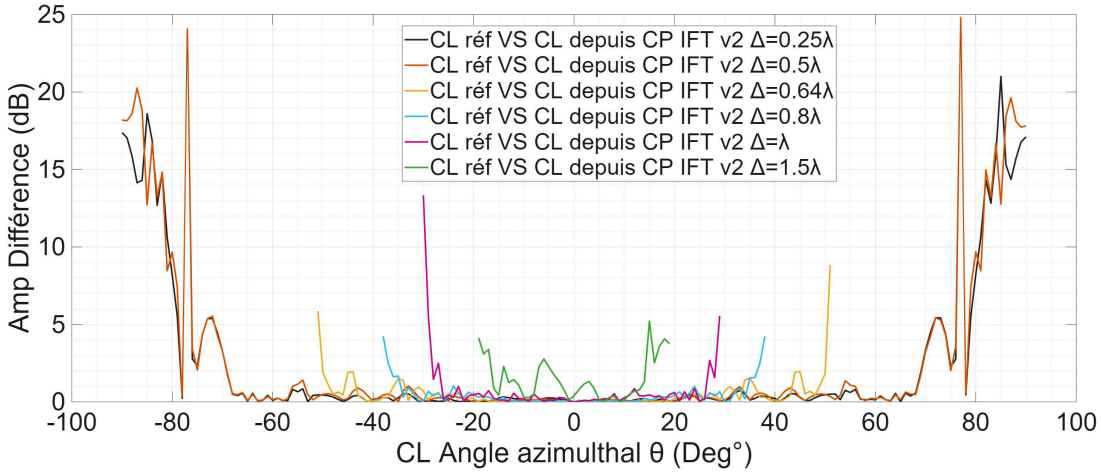


FIGURE 3.15 – Comparaison du CL lointain reconstruit à partir du CP complexe reconstruit avec IFT avec différents pas d'échantillonnage sur le plan E par rapport au CL de référence

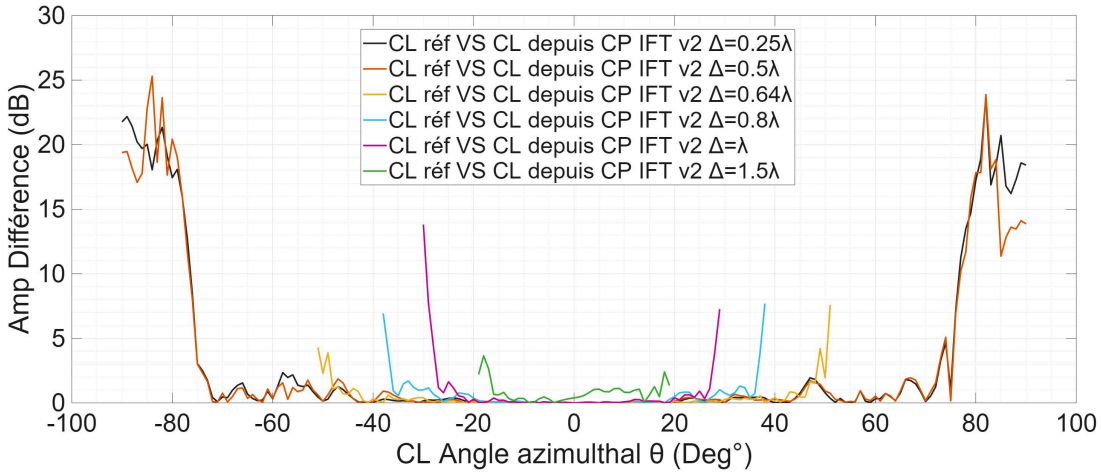


FIGURE 3.16 – Comparaison du CL lointain reconstruit à partir du CP complexe reconstruit avec IFT avec différents pas d'échantillonnage sur le plan H par rapport au CL de référence

Les figures 3.15 et 3.16 représentent la différence, en dB, entre les diagrammes reconstruits avec différents pas d'échantillonnage après application de l'algorithme IFT et le diagramme de référence calculé à partir du champ complexe simulé, échantillonné à $\lambda/4$. L'erreur demeure inférieure à 1 dB dans la région angulaire valide définie par la règle 3.9 et 3.11, en fonction du pas d'échantillonnage du champ proche, et augmente naturellement au-delà de cette limite. L'erreur tend par ailleurs à se concentrer en dehors du lobe principal et des premiers lobes secondaires, ce qui est attendu compte tenu des effets d'aliasing et de troncature. Quelques bosses apparaissent localement, en particulier au niveau des nuls du diagramme, comme expliqué précédemment. Toutefois, ces écarts ne dépassent pas 2 dB avant la divergence observée aux angles extrêmes.

Si l'on se réfère aux équations empiriques permettant d'estimer l'angle maximal de reconstruction du diagramme de rayonnement, le tableau ci-dessous compare les valeurs théoriques, les angles obtenus à partir du champ complexe idéal simulé (sans reconstruc-

tion de phase), ainsi que ceux issus du champ reconstruit avec l'algorithme IFT. L'erreur limite a été fixée à 1 dB. Les nuls sont toutefois considérés comme des cas particuliers : en raison de leur forte sensibilité, ils peuvent présenter un écart légèrement supérieur à cette valeur. Ils ne sont donc pas inclus dans ce critère, d'autant que leur position reste globalement respectée, les écarts observés étant très faibles lorsqu'ils apparaissent.

(a) Plan E

Pas d'échantillonnage	Angle théorique	Angle obtenu (champ complexe simulé)	Angle obtenu (champ reconstruit IFT)
$\lambda/4$	90° (limité à 79°)	79°	79°
$\lambda/2$	87.86° (limité à 79°)	77°	79°
0.64λ	51.32°	37°	47°
0.8λ	38.93°	17°	33°
λ	29.97°	13°	26°
1.5λ	19.47°	×	×

(b) Plan H

Pas d'échantillonnage	Angle théorique	Angle obtenu (champ complexe simulé)	Angle obtenu (champ reconstruit IFT)
$\lambda/4$	90° (limité à 79°)	79°	76°
$\lambda/2$	87.86° (limité à 79°)	77°	76°
0.64λ	51.32°	37°	42°
0.8λ	38.93°	26°	30°
λ	29.97°	20°	23°
1.5λ	19.47°	11°	16°

TABLE 3.3 – Comparaison des angles obtenus avec différents pas d'échantillonnage : (a) Plan E et (b) Plan H

En comparant les angles théoriques issus de la condition de Nyquist aux angles obtenus à partir du champ proche complexe simulé (sans reconstruction de phase), on observe des décalages sur les plans E et H. Cela s'explique par la portée réelle de la règle de Nyquist : l'échantillonnage à pas Δ périodise le spectre avec un espacement

$$\Omega_s = \frac{2\pi}{\Delta},$$

et la bande sans repliement idéale est $|k_t| \leq \pi/\Delta$ (en 2D : $|k_x| \leq \pi/\Delta_x$ et $|k_y| \leq \pi/\Delta_y$). Cette borne est géométrique : elle indique où les répliques se toucheraient, mais elle ne tient pas compte de l'amplitude repliée.

En pratique, l'erreur apparaît avant la borne de Nyquist sous l'effet de l'échantillonnage lorsque le pas dépasse la limite de Nyquist ($\Delta > \lambda/2$), les répliques spectrales s'approchent

du spectre principal et commencent à se superposer bien avant la borne théorique, ceci est bien illustré à la figure 3.17. Le repliement spectral devient alors significatif dans la bande utile, et l'erreur se manifeste dès que ces contributions se mélangent avec les composantes physiques du champ. La sévérité de ce phénomène dépend directement de la quantité d'énergie contenue dans les hautes fréquences spatiales : plus le champ reste élevé ou présente des variations marquées (par exemple aux bords du plan de mesure), plus les répliques d'aliasing ont un niveau important, et plus leur impact est critique. Cela explique que, dans nos résultats, le plan E, caractérisé par des lobes secondaires plus prononcés, soit davantage affecté que le plan H, où le champ décroît plus rapidement et génère moins d'énergie repliée.

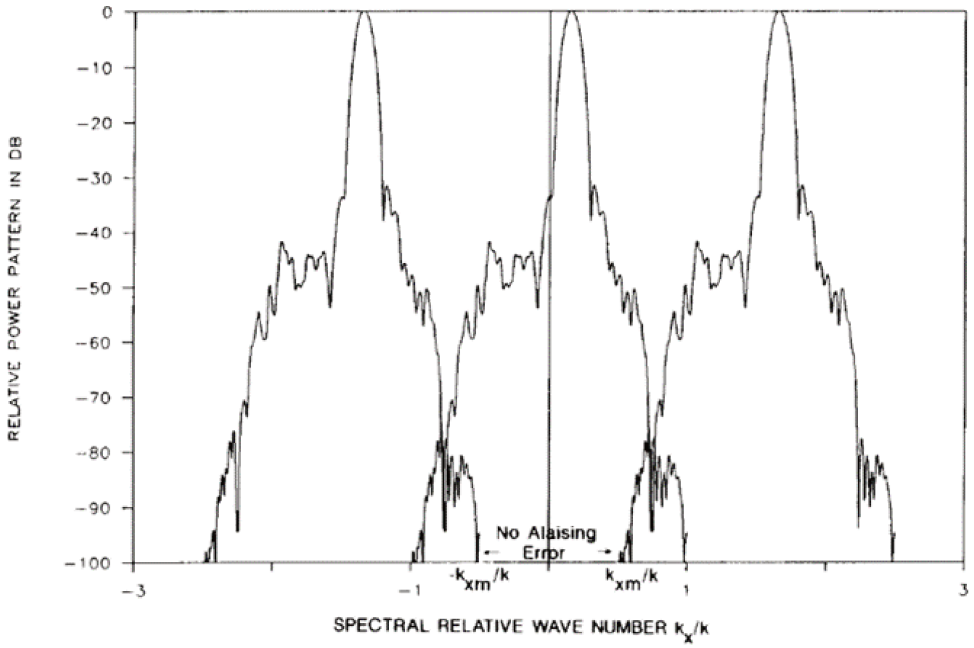


FIGURE 3.17 – Illustration du phénomène d'aliasing dû au repliement spectral (extrait de C. A. Newell [63], © 1988 IEEE.).

Ainsi, les règles théoriques (3.9) et (3.11) fournissent une borne optimiste : elles indiquent la position théorique du croisement des répliques spectrales, mais c'est l'énergie effectivement repliée qui détermine l'angle réellement exploitable en champ lointain.

En conclusion, cette étude a montré que le pas d'échantillonnage gouverne à la fois l'étendue angulaire exploitable et la qualité du champ lointain via l'énergie spectrale repliée. Lorsque $\Delta > \lambda/2$, le calcul direct CP–CL à partir du champ complexe simulé se dégrade par repliement des répliques sur la bande utile (effet plus marqué en plan E), tandis que l'IFT atténue fortement cet impact. Les itérations propagation (PWS)–troncature sur l'ouverture–réimposition d'amplitude imposent une cohérence spatiale/physique qui lisse le spectre, désaligne la somme complexe des répliques et réduit l'énergie proche de Nyquist ; au résultat, le diagramme obtenu avec l'IFT reste fidèle dans le lobe principal et les premiers lobes, avec des écarts typiquement < 1 dB sur la zone angulaire d'intérêt, alors que le calcul direct propage les artefacts d'aliasing. Les comparaisons d'angles théoriques (3.9–3.11) et d'angles effectivement obtenus confirment cette tendance : l'IFT maintient l'accord jusqu'à la limite angulaire utile, là où le CP–CL direct diverge dès que l'énergie repliée devient significative.

Au plan pratique, ces résultats fournissent à l'utilisateur un levier de maîtrise du compromis précision–coût expérimental. Dans les configurations où seule une zone angulaire restreinte est visée ou lorsque le banc impose des contraintes (surface limitée, résolution de positionnement non fine), il est *préférable* d'employer l'IFT plutôt que le CP–CL direct dès que $\Delta > \lambda/2$. On peut alors réduire le nombre de points et le temps d'acquisition tout en conservant un champ lointain exploitable et stable dans l'angle d'intérêt. L'IFT ne supprime pas la périodisation induite par l'échantillonnage ; il en neutralise les effets *dans la bande utile*, offrant un contrôle fin de la qualité de reconstruction au regard des objectifs expérimentaux et des contraintes de mesure.

3.4 Positionnement du premier plan de mesure et distance inter-plans

Le choix du positionnement du premier plan de mesure ainsi que la distance séparant les deux plans sont deux paramètres essentiels pour garantir la qualité de la phase reconstruite après mesures sans phase et exécution de l'algorithme IFT. Leur optimisation conditionne directement la précision de la reconstruction du champ lointain et la convergence de l'algorithme itératif.

Concernant le positionnement du premier plan d'acquisition, les principales contraintes sont d'éviter la zone de champ réactif où dominent les ondes évanescentes et également les réflexions et effets de couplage entre l'AST et la sonde d'acquisition. Les ondes évanescentes étant de nature non rayonnante, ne contribuent pas au champ lointain et peuvent perturber la reconstruction si elles sont incluses dans la mesure. Historiquement, il était recommandé de placer le plan de mesure au-delà de 10 longueurs d'onde de l'ouverture. Toutefois, plusieurs travaux [74] ont montré que les composantes évanescentes sont en réalité fortement confinées et disparaissent après environ une longueur d'onde. Leur influence sur la reconstruction est donc négligeable dès que l'on s'éloigne légèrement de l'ouverture. En revanche, , si l'antenne et la sonde sont trop proches, des réflexions ou des couplages peuvent apparaître [75], introduisant des interférences locales qui biaisent les mesures. Pour éviter cet effet, une mesure préliminaire qui consiste à rapprocher la sonde au plus proche de l'AST et ensuite suivre un parcours linéaire dans la direction de propagation en s'éloignant de l'antenne permet de distinguer la zone instable du champ, donc une amplitude variante en fonction de la distance, et puis d'atteindre une zone plus stable où le champ décroît selon une loi de $1/r^2$ dans un premier temps puis de $1/r$ lorsque l'on se rapproche de la zone de champ lointain. Cette condition garantit à la fois l'absence d'interférences locales et la représentativité physique du champ mesuré.

Dans les méthodes phaseless, la position du premier plan est déterminante parce que l'algorithme itératif ne dispose que de la contrainte d'amplitude. L'efficacité de cette contrainte est locale et dépend de l'écart entre l'amplitude propagée (par PWS) et l'amplitude mesurée. En pratique, ce n'est pas tant la valeur absolue du champ qui importe que son profil normalisé (champ rapporté à son maximum) : si ce profil est ouvert, le niveau relatif reste significatif jusque sur le contour du plan, de sorte que la contrainte agit sur toute la surface ; s'il est étroit, les bords restent trop faibles et la correction de phase y devient inefficace.

Cet argument ne revient pas à « chercher plus d'amplitude aux bords ». En s'éloignant

de l'antenne, l'amplitude absolue décroît, mais le profil normalisé s'élargit souvent, ce qui suffit à rendre la contrainte utile aux bords. Par ailleurs, dans un calcul direct du champ lointain, un contour trop élevé renforcerait les effets de troncature au plan. Dans notre cas, l'IFT re-propage vers l'ouverture à chaque itération et applique la troncature sur l'ouverture (où le champ chute naturellement) : c'est donc l'ouverture qui pilote la régularisation spectrale et limite l'impact d'un éventuel contour plus élevé sur le plan de mesure.

En pratique, le placement du premier plan suit un compromis simple et vérifiable : (i) se placer hors région réactive et sans couplage sonde–AST (on le contrôle par un court balayage axial et on retient la distance à partir de laquelle le champ se stabilise), (ii) choisir une distance donnant un profil normalisé suffisamment ouvert pour activer la contrainte sur tout le plan sans dégrader le SNR, et (iii) s'appuyer sur la troncature à l'ouverture de l'IFT pour éliminer, itération après itération, les composantes hors support. Dans ces conditions, le second plan hérite d'une distribution plus régulière et informative, ce qui améliore la convergence et la robustesse de la reconstruction.

La distance entre les deux plans est un paramètre déterminant dans les méthodes phaseless. Plus les distributions de champ diffèrent entre les deux plans, meilleure est la convergence de l'algorithme [19], [47]. En augmentant la séparation, on accroît la diversité d'information apportée par les deux contraintes d'amplitude, ce qui réduit leur corrélation, améliore la stabilité numérique et renforce l'unicité de la solution (hors phase globale). La reconstruction devient ainsi moins sensible au bruit et aux incertitudes de positionnement.

Toutefois, cet effet bénéfique n'est pas illimité. Si la distance est trop grande, la couverture angulaire se réduit pour une taille de plan fixée et le rapport signal/bruit peut se dégrader, limitant l'efficacité de la contrainte. En pratique, la règle générale est donc de choisir la plus grande séparation possible, mais compatible avec une couverture suffisante et un niveau de champ exploitable sur les deux plans.

En résumé, le premier plan doit être positionné de manière à éviter à la fois les zones de champ réactif et les interférences sonde-antenne, tout en garantissant un champ suffisamment ouvert pour renforcer l'efficacité de la contrainte d'amplitude. La distance entre les deux plans, quant à elle, doit être choisie de façon à maximiser la différence d'information entre eux, ce qui améliore la convergence et la stabilité de l'algorithme phaseless.

3.5 Convergence et critère d'arrêt

Comme expliqué dans le second chapitre, l'algorithme itératif intégrant une étape de propagation et une troncature sur l'ouverture (ou surface rayonnante) bénéficie d'un meilleur conditionnement grâce à la contrainte physique imposée à l'ouverture [47]. En complément, une configuration expérimentale maîtrisée par l'utilisateur joue un rôle déterminant : elle permet non seulement d'isoler les erreurs liées à la mesure et de les contenir hors de la zone d'intérêt, mais aussi de renforcer la stabilité de l'algorithme. Le choix du pas d'échantillonnage, de la taille des plans, de la position du premier plan et de la distance inter-plans influence directement la qualité des contraintes appliquées et contribue à assurer une convergence satisfaisante sur la zone visée, en champ proche comme en champ lointain.

Toutefois, comme dans tout problème inverse non convexe, la convergence vers le minimum global ne peut être garantie, en particulier dans le contexte des mesures d'antennes. Le risque de stagnation dans un minimum local demeure réel. Néanmoins, exiger systématiquement l'atteinte du minimum global n'est pas justifié : un minimum local peut fournir une solution parfaitement exploitable, à condition qu'il reproduise correctement les zones d'intérêt. C'est notamment le cas pour les antennes directives ou ultra-directives, où la reconstruction se concentre essentiellement sur le lobe principal et les premiers lobes secondaires. Dans ce cadre, la maîtrise des paramètres expérimentaux et l'usage de la variante avec troncature à l'ouverture constituent des leviers essentiels pour éviter les minima locaux non pertinents et garantir une convergence robuste. Dans les campagnes menées au cours de ce travail, les résultats obtenus n'ont jamais présenté de divergence : les diagrammes reconstruits correspondaient toujours aux références théoriques ou mesurées. Dans les cas les moins favorables, les écarts observés concernaient uniquement certaines zones du diagramme, mais restaient négligeables dans la région d'intérêt.

La littérature a proposé diverses méthodes d'optimisation algorithmique visant à orienter la convergence vers le minimum global [76]. Certaines approches se sont révélées prometteuses, mais aucune n'a acquis le statut de méthode universelle, applicable à tout type d'antenne et garantissant une convergence complète. Dans ce travail, cette problématique n'a pas été retenue comme centrale, puisque les résultats expérimentaux et simulés ont systématiquement validé la pertinence des reconstructions obtenues avec l'approche choisie.

Enfin, il convient de rappeler que le nombre d'itérations ne constitue pas un critère d'arrêt fiable : l'algorithme peut rester bloqué dans un minimum local pendant un nombre indéterminé d'itérations, ou au contraire se stabiliser rapidement vers une solution déjà exploitable. Pour cette raison, nous avons privilégié des critères directement liés à la qualité physique de la reconstruction, en champ proche comme en champ lointain, afin de définir un critère d'arrêt garantissant des résultats effectifs et exploitables.

Dans un premier temps, nous avons considéré le critère de convergence "standard" utilisé dans la littérature pour les méthodes itératives, basé sur l'écart d'amplitude (équation 2.3). Ce critère, bien qu'intuitif, présente une limite importante : il calcule une erreur moyenne sur l'ensemble du plan d'acquisition sans distinguer les zones de fort niveau des zones de faible niveau. Or, cette distinction est essentielle. Comme discuté précédemment, l'algorithme corrige plus efficacement les zones où le champ présente un niveau élevé et une distribution spatiale étendue, car la différence entre le champ estimé par propagation et le champ mesuré (ou simulé) y est significative. À l'inverse, dans les zones de faible niveau, cette différence reste marginale et la contrainte agit très peu, ce qui rend l'erreur globale moins représentative de la convergence réelle. De plus, en présence de bruit, les faibles niveaux sont fortement affectés et leur contribution est incluse telle quelle dans l'erreur moyenne, ce qui biaise encore davantage l'évaluation de la convergence.

Pour remédier à cette limitation, nous avons introduit une pondération du critère d'erreur par le niveau local du champ sur le plan d'acquisition, conduisant à la formulation suivante :

$$\text{Erreur} \;=\; 10\log_{10}\left(\frac{\left\|\left(|E^{\text{est}}|-|E^{\text{mes}}|\right)\cdot\dfrac{|E^{\text{mes}}|}{\max|E^{\text{mes}}|}\right\|_2^2}{\|E^{\text{mes}}\|_2^2}\right) \tag{3.14}$$

On peut observer cette différence sur la figure 3.18. En introduisant la pondération, l'erreur diminue davantage que dans le cas du critère classique. Ce résultat est attendu : les principales divergences entre champ estimé et champ mesuré se concentrent dans les zones de faible niveau, et leur contribution devient proportionnelle à ce niveau une fois la pondération appliquée. Fixer une valeur seuil et arrêter l'algorithme lorsque celle-ci est atteinte devient ainsi plus pertinent, en particulier lorsque la reconstruction vise prioritairement les zones de fort niveau, comme c'est le cas pour les antennes directives étudiées dans cette thèse.

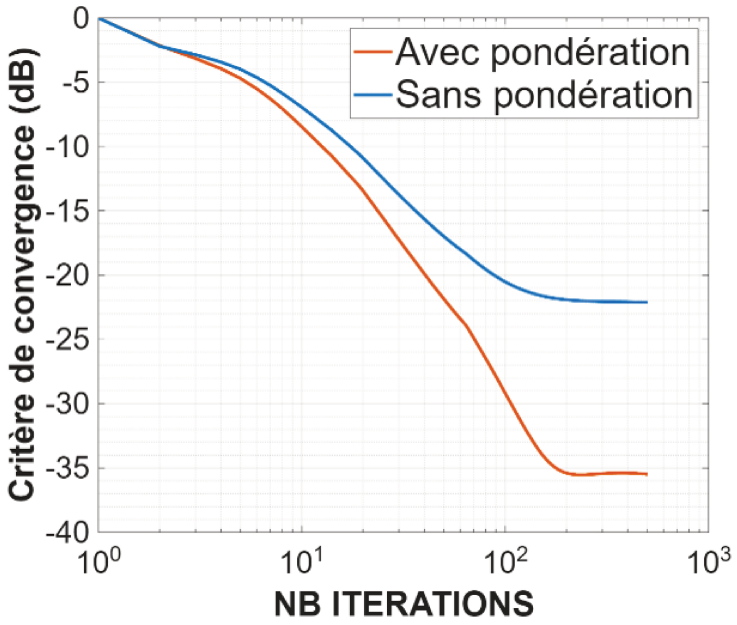


FIGURE 3.18 – Évolution des critères de convergence (avec et sans pondération) en fonction du nombre d'itérations pour une même exécution de l'algorithme

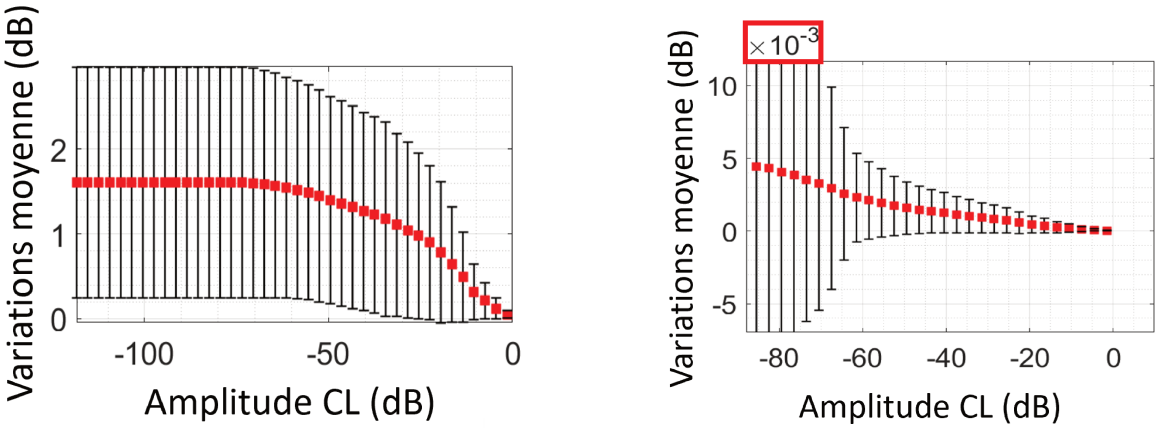
Il convient également de rappeler que l'utilisateur ne sait pas a priori si l'algorithme va converger vers une solution correcte correspondant au minimum global, ou s'il risque de rester bloqué dans un minimum local, avec la possibilité d'en sortir ultérieurement ou non. Dans ce contexte, conditionner l'arrêt uniquement au nombre d'itérations n'est pas une stratégie fiable. Il est plus judicieux de l'associer à la qualité de reconstruction recherchée : si la zone d'intérêt est correctement reconstruite, l'algorithme peut être arrêté, même sans convergence formelle vers un minimum global. Cette approche suppose bien sûr que la configuration expérimentale soit correctement définie, afin d'éviter toute erreur systématique liée à la mesure (taille du plan, pas d'échantillonnage, position des plans, etc.).

Pour cette raison, nous avons formulé de nouveaux critères d'arrêt fondés directement sur l'évolution de la reconstruction en champ proche et en champ lointain. Ces critères

n'améliorent pas la convergence en elle-même, mais offrent un meilleur contrôle de l'algorithme en fonction du besoin visé.

Avec l'algorithme MATLAB que nous avons mis en place, il est possible de suivre, à chaque itération, l'évolution du champ reconstruit en champ proche comme en champ lointain. En champ lointain, nous calculons à chaque itération la variation du diagramme par rapport à l'itération précédente, puis nous séparons cette variation selon des plages de niveaux normalisés. La moyenne et l'écart type sont ensuite calculés sur chaque plage, fournissant une mesure fine de la stabilisation progressive du diagramme. Au fil des itérations, ces variations décroissent naturellement, traduisant la correction progressive de la phase dans le champ proche et, par conséquent, le champ lointain calculé. Lorsque ces variations deviennent négligeables dans la plage d'intérêt définie, on considère que la reconstruction est achevée et que l'algorithme peut être arrêté, indépendamment de la convergence globale.

Un exemple est présenté sur les figures ci-dessous. Nous avons repris l'antenne cornet présentée précédemment, à la même fréquence et avec la configuration en simulation illustrée à la figure 2.1a. Afin de bien visualiser l'évolution de ce critère jusqu'aux faibles niveaux, nous avons conservé de grands plans de $256\lambda \times 256\lambda$ avec un pas $\lambda/2$, ce qui correspond à une couverture angulaire de 79° et permet une reconstruction jusqu'à environ $-60\ dB$ en champ lointain normalisé.



(a) Itération : 2

(b) Itération : 300

FIGURE 3.19 – Variation moyenne et écart type du CL entre deux itérations consécutives de l'IFT en fonction de l'amplitude normalisée en CL calculé sur des intervalles de 3 dB.

La figure 3.19 (a) illustre la variation moyenne et sa dispersion par niveau en champ lointain après seulement deux itérations, comparée à la première. La figure 3.19 (b) montre la même analyse après 300 itérations. On observe alors des variations de l'ordre de $10^{-3}\ dB$ jusqu'à $-70\ dB$, ce qui correspond à une reconstruction quasi complète du diagramme en 3D sur l'ensemble de la plage angulaire. En revanche, le critère de convergence (Fig. 3.20) en champ proche (équation 3.14) n'indique pas encore de stagnation, preuve que l'algorithme continue à corriger des détails, principalement dans les très faibles niveaux. L'examen des coupes en plans E et H (figures 3.21) montre toutefois une reconstruction quasi parfaite du diagramme notamment sur le lobe principal, ce qui confirme que les itérations supplémentaires n'apporteraient que des corrections marginales dans des zones

bas niveaux moins pertinentes pour l'analyse de cette antenne directive.

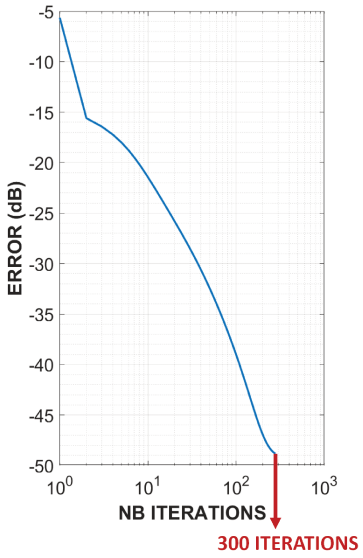
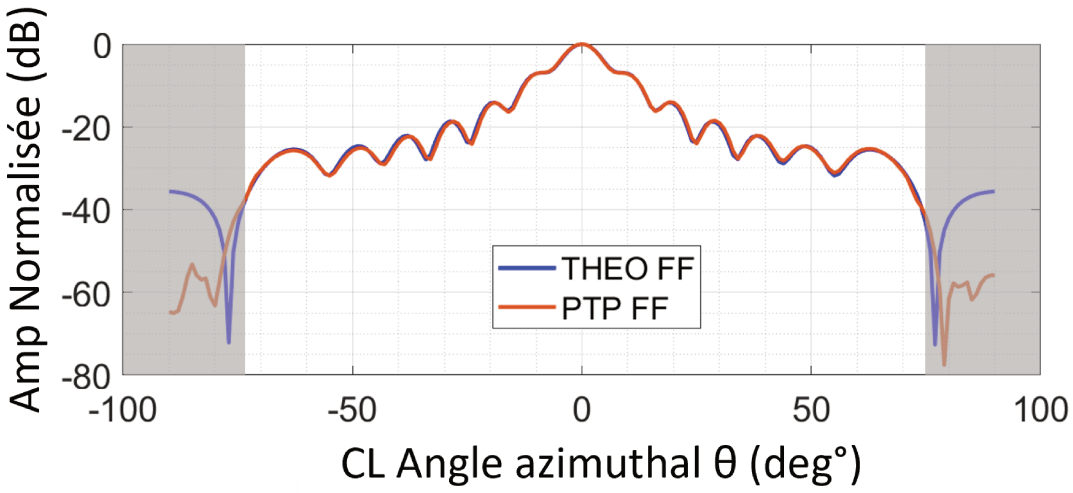
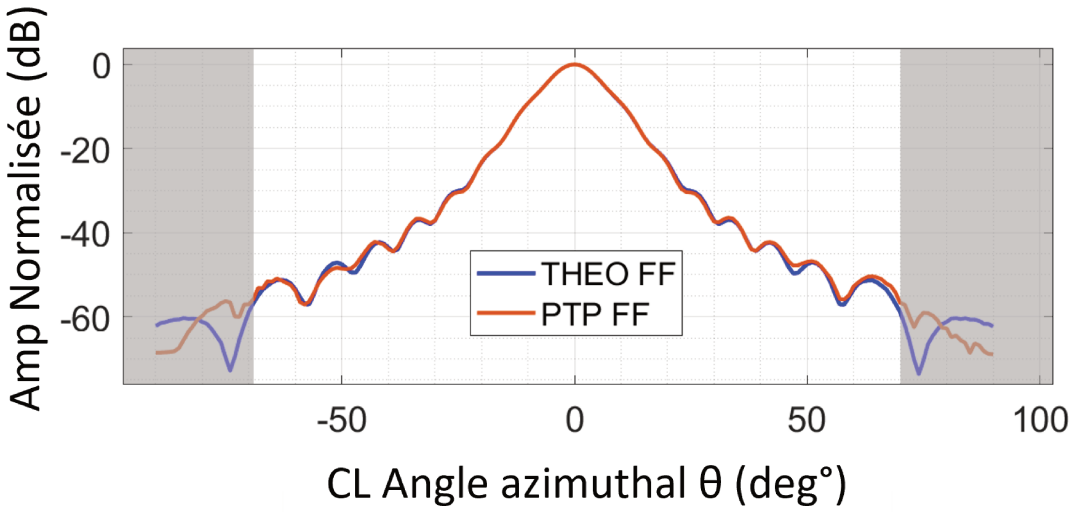


FIGURE 3.20 – Evolution du critère de convergence en fonction du nombre d'itération.



(a) Coupe du champ lointain - Plan E.

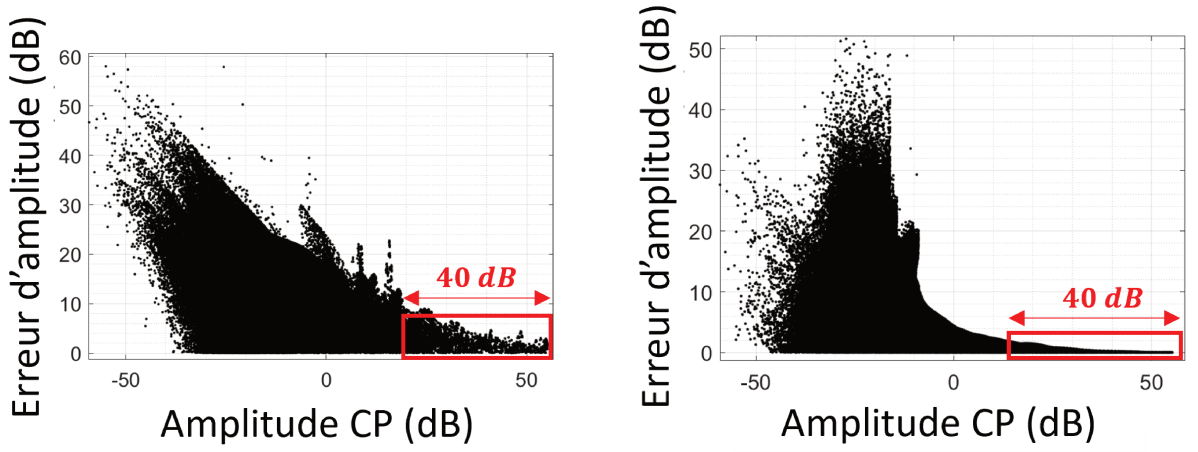


(b) Coupe du champ lointain - Plan H.

FIGURE 3.21 – Coupe du champ lointain reconstruit après seulement 300 itérations , bien avant la stagnation de l'algorithme IFT autour d'un minimum.

Un second critère, fondé sur le même principe que celui défini en champ lointain — à savoir le calcul de la moyenne et de l'écart type — a également été formulé pour le champ proche. À chaque itération, le champ mesuré sur le plan est découpé en intervalles de 3 dB (modifiable selon les besoins). Pour chacun de ces intervalles, on évalue la différence (eq. 3.15) entre l'amplitude estimée par l'IFT et l'amplitude idéale (simulée dans cet exemple) sur chaque point d'acquisition, puis on en calcule la moyenne et l'écart type de cet écart local. L'évolution de ce critère est ensuite représentée en fonction de l'amplitude du champ proche. Les figures 3.22 illustrent cette évolution entre la deuxième et la 300e itération pour le premier plan du champ proche. On affiche la deuxième itération pour rester cohérent avec l'erreur en champ lointain.

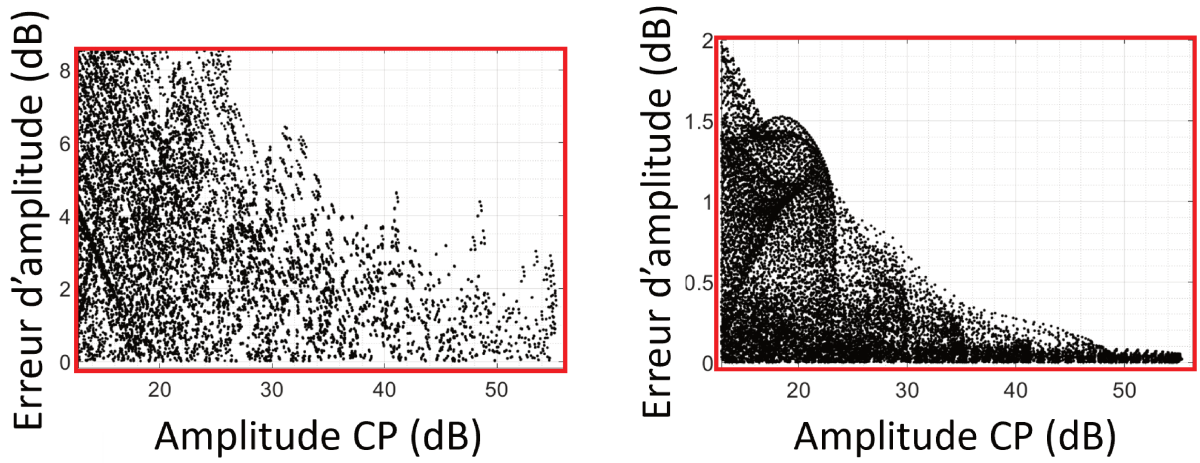
$$\text{Écart d'amplitude local en CP} \;=\; 20\log_{10}(E_{mes}/E_{reconst}) \tag{3.15}$$



(a) Itération : 2 (b) Itération : 300

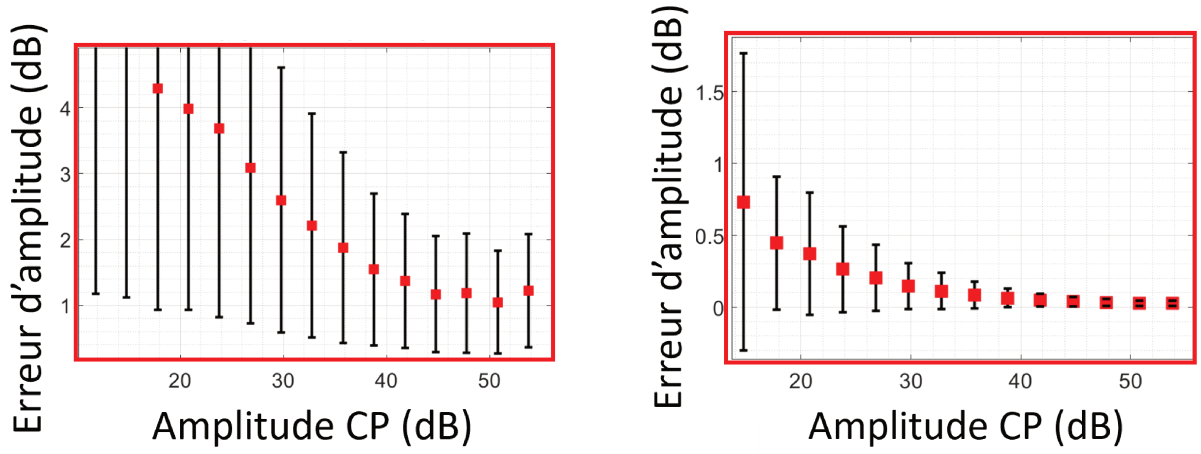
FIGURE 3.22 – Écart d'amplitude local en CP en fonction de l'amplitude du CP sur le plan 1

Les résultats mettent en évidence une réduction nette de l'erreur sur une large plage allant jusqu'à environ -60 dB du maximum, les erreurs résiduelles se concentrant aux niveaux les plus faibles. En se limitant à un intervalle de -40 dB(figure 3.23), on observe qu'à l'itération 300 l'écart local entre l'amplitude reconstruite et l'amplitude idéale reste inférieur à -2 dB au plus bas niveau, et quasi systématiquement inférieur à 0.5 dB sur l'essentiel de l'intervalle, avec une erreur quasi nulle dans les 10 dB les plus élevés. Cette tendance apparaît encore plus clairement sur les figures 3.24, qui présentent directement la moyenne et l'écart type de l'erreur.



(a) Itération : 2 (b) Itération : 300

FIGURE 3.23 – Écart d'amplitude local en CP en fonction de l'amplitude du CP sur le plan 1 - Zoom sur la bande à 40dB du maximum



(a) Itération : 2 (b) Itération : 300

FIGURE 3.24 – Écart d'amplitude local en CP en fonction de l'amplitude du CP sur le plan 1 - Moyenne et écart type - Zoom sur la bande à 40dB du maximum

Ce critère rend l'analyse plus pratique et plus pertinente pour l'utilisateur : il devient possible de définir une plage de niveaux spécifique et un seuil d'erreur tolérable, puis d'arrêter l'algorithme dès que ce seuil est atteint. Cela permet d'adapter l'arrêt non pas à la dynamique complète du champ, mais à la zone réellement utile, que ce soit en champ proche ou en champ lointain, lorsque les variations deviennent négligeables sur l'intervalle d'intérêt.

En résumé, ces critères pondérés offrent des outils flexibles et physiquement significatifs pour contrôler l'arrêt de l'algorithme en fonction des besoins réels. Ils relient directement la convergence à la qualité de la reconstruction dans les zones pertinentes, plutôt qu'à une métrique globale parfois peu représentative. Leur utilité apparaît particulièrement dans un contexte expérimental, où les champs mesurés sont affectés par des sources d'erreur inévitables (bruit, imprécisions de positionnement, réflexions parasites, etc.) qui perturbent principalement les bas niveaux. Contrairement aux simulations, où le champ est idéal, de dynamique élevée et exempt de bruit, les mesures réelles nécessitent des critères adaptés, capables de pondérer ces contributions et de se focaliser sur la zone d'intérêt. Cette approche est d'autant plus nécessaire pour certaines configurations spécifiques, comme les antennes à fort dépointage ou les antennes à lobes multiples, où la zone utile du diagramme ne se réduit pas uniquement au lobe principal mais inclut également des directions précises qu'il est essentiel de reconstruire fidèlement.

3.6 Reconstruction du champ sur la surface rayonnante

L'algorithme IFT retenu (figure 2.2b) présente un avantage notable : à chaque itération, le champ est systématiquement rétro-propagé vers l'ouverture de l'antenne, où une troncature est appliquée. Cette étape confère à l'algorithme une meilleure stabilité et un conditionnement renforcé vis-à-vis des contraintes physiques imposées par la zone rayonnante.

Au-delà de son rôle dans la convergence, la reconstruction du champ sur l'ouverture offre plusieurs bénéfices pour la caractérisation des antennes sous test (AUT). Tout d'abord, elle fournit un troisième plan de référence en complément des deux plans d'acquisition. Le champ lointain peut alors être calculé à partir de chacun de ces trois plans, ce qui permet de vérifier la cohérence et la fiabilité de la reconstruction par comparaison croisée.

Ensuite, la distribution du champ sur l'ouverture est, par nature, plus confinée que sur les plans d'acquisition. Si l'ouverture est correctement définie — c'est-à-dire choisie légèrement plus grande que l'ouverture réelle — le champ reconstruit décroît rapidement en bord de surface. Dans ces conditions, l'utilisation du champ à l'ouverture pour calculer le diagramme en champ lointain devient particulièrement intéressante, car elle limite l'impact des erreurs de troncature : les discontinuités aux bords étant atténuées, les composantes spectrales parasites et les ondulations (ripples) en champ lointain sont fortement réduits.

La reconstruction à l'ouverture ouvre également la voie à des applications avancées telles que la détection de défauts ou l'holographie micro-ondes. En post-production, cette approche peut par exemple servir à identifier des anomalies de fabrication sur des réseaux d'antennes ou à diagnostiquer le rayonnement individuel des éléments constitutifs d'une antenne réseau. Dans ce cadre, le champ sur l'ouverture peut être combiné aux informations issues des deux plans mesurés afin d'affiner la modélisation des sources équivalentes et de mieux comprendre la distribution réelle des excitations.

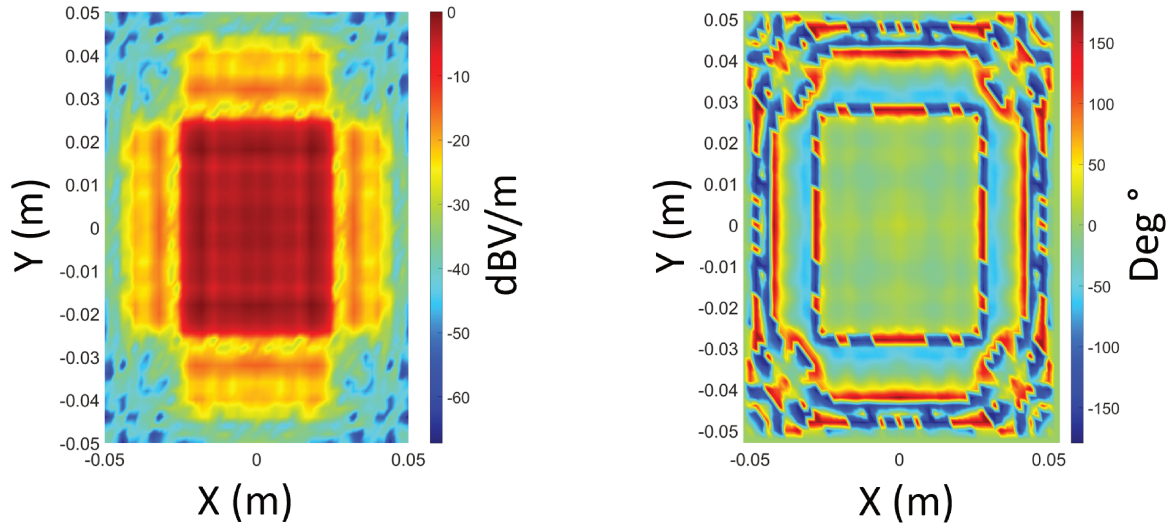
Enfin, dans le cas d'antennes intégrées dans un boîtier ou dissimulées au sein d'une structure — sans accès visuel direct — l'IFT peut être exploité pour estimer à la fois la position et la taille effective de l'antenne (zone rayonnante). En définissant initialement une ouverture plus large que la zone réelle, l'algorithme met en évidence la région où le champ se concentre effectivement, ce qui permet ensuite d'ajuster progressivement les paramètres de troncature pour affiner cette estimation. Cette capacité constitue un atout majeur pour la caractérisation d'antennes embarquées ou intégrées, notamment dans le cadre de mesures OTA, où la localisation exacte de la zone rayonnante ne peut pas être déterminée par inspection directe. Elle peut également être mise à profit pour évaluer l'influence de radômes de radar ou d'enclosures protectrices sur les performances rayonnées.

Dans cette section, nous cherchons à démontrer un point fondamental : l'IFT permet une reconstruction correcte du champ sur l'ouverture, même lorsque la taille initialement supposée est erronée. Une fois cette capacité démontrée — avec et sans dépointage — les applications évoquées ci-dessus reposent directement sur cette bonne reconstruction.

Afin de démontrer cela, nous avons considéré un réseau de sources rayonnantes simulé sous FEKO à 60 GHz ($\lambda = 5$ mm). Le réseau est carré, de dimensions 5×5 cm, avec un espacement inter-éléments fixé à 0.4λ, identique au pas d'échantillonnage utilisé pour les plans de mesure. Deux plans de champ proche ont été définis : le premier à 3λ de l'ouverture, le second à 18λ, soit une séparation de 15λ entre les deux. Le pas spatial a été volontairement choisi inférieur à $\lambda/2$ afin d'éviter tout repliement spectral. De plus, les plans d'acquisition sont très larges de dimensions 40×40 λ (800×800 mm), ce qui limite les effets de troncature : le premier plan, très proche de la surface rayonnante, capte la quasi-totalité du champ (avec des niveaux très faibles sur les bords), tandis que le second, plus éloigné, garantit une diversification des distributions mesurées et donc une meilleure

convergence de l'algorithme (cf. section 4.4).

Dans un premier scénario, une distribution uniforme d'amplitude et de phase a été imposée dans FEKO, de sorte à obtenir un diagramme symétrique avec un lobe principal centré et plusieurs lobes secondaires. Dans l'algorithme IFT, l'ouverture a été volontairement définie deux fois plus grande que la taille réelle du réseau (10×10 cm). La distribution initiale sur l'ouverture est uniforme, avec une amplitude unitaire et une phase nulle.



(a) Amplitude reconstruite avec IFT sur l'ouverture (10×10 cm)

(b) Phase reconstruite avec IFT sur l'ouverture (10×10 cm)

FIGURE 3.25 – Amplitude normalisée et phase reconstruite avec IFT sur l'ouverture dont la taille est deux fois plus grande que la taille réelle du réseau

Les figures 3.25a et 3.25b présentent respectivement l'amplitude normalisée et la phase du champ électrique reconstruit sur l'ouverture après convergence de l'algorithme (300 itérations). On observe une concentration nette de l'amplitude sur la taille réelle du réseau ainsi qu'une phase quasi-uniforme dans cette zone. Les coupes des diagrammes de rayonnement dans les plans E et H (figures 3.26 et 3.27) montrent que, malgré une définition initiale de la taille d'ouverture deux fois plus grande, le lobe principal est correctement reconstruit. Dans ce cas, le champ lointain est directement calculé à partir du champ reconstruit sur l'ouverture.

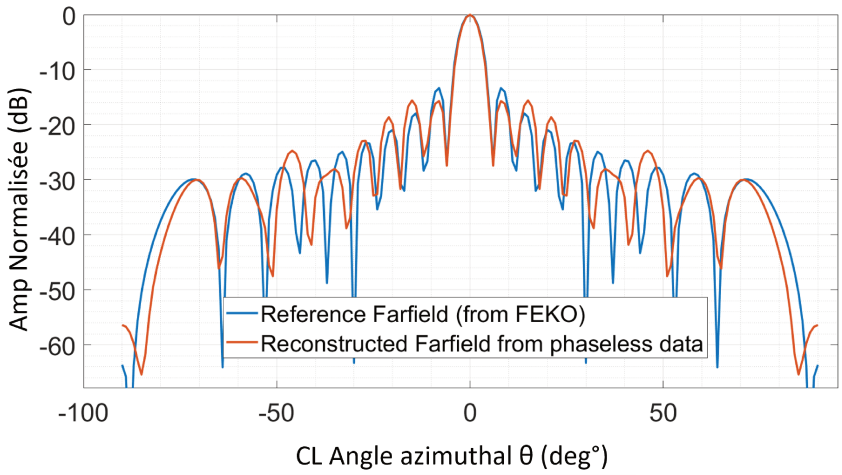


FIGURE 3.26 – Coupe du champ lointain reconstruit avec IFT avec une taille d'ouverture deux fois plus grande que la taille réelle du réseau - Plan E.

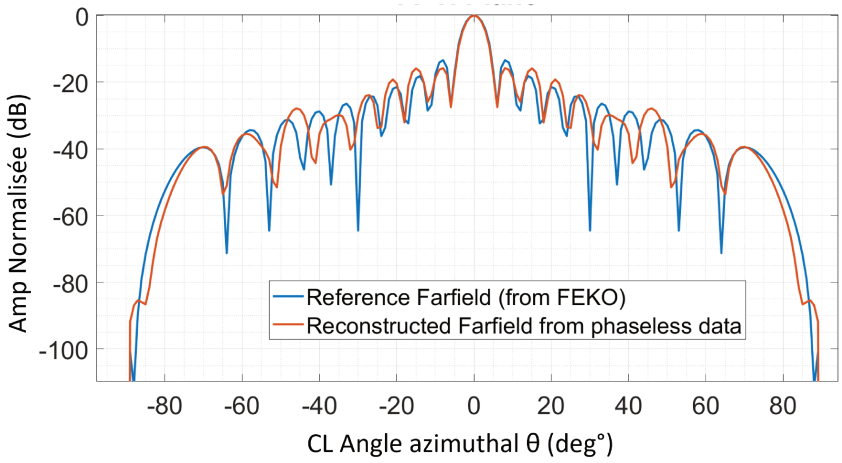
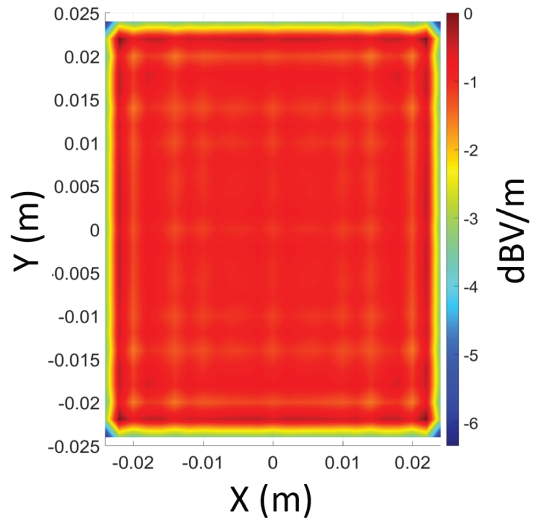
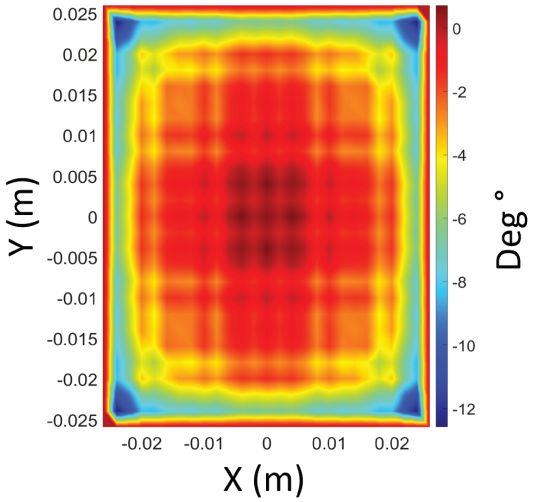


FIGURE 3.27 – Coupe du champ lointain reconstruit avec IFT avec une taille d'ouverture deux fois plus grande que la taille réelle du réseau - Plan H.

Une seconde exécution de l'IFT a ensuite été réalisée en ajustant la zone de calcul à la surface déduite précédemment, c'est-à-dire à la taille réelle du réseau, tout en conservant une distribution uniforme comme condition initiale dans l'IFT. Les figures 3.28a et 3.28b présentent le champ reconstruit sur l'ouverture : on observe une amplitude pratiquement uniforme (en dB) et une phase beaucoup plus régulière, en excellent accord avec la distribution uniforme simulée sous FEKO. De plus, après ce ré-affinage de la taille de l'ouverture, l'amplitude décroît très rapidement à proximité des bords de la surface rayonnante, ce qui confirme la bonne localisation spatiale du champ reconstruit.



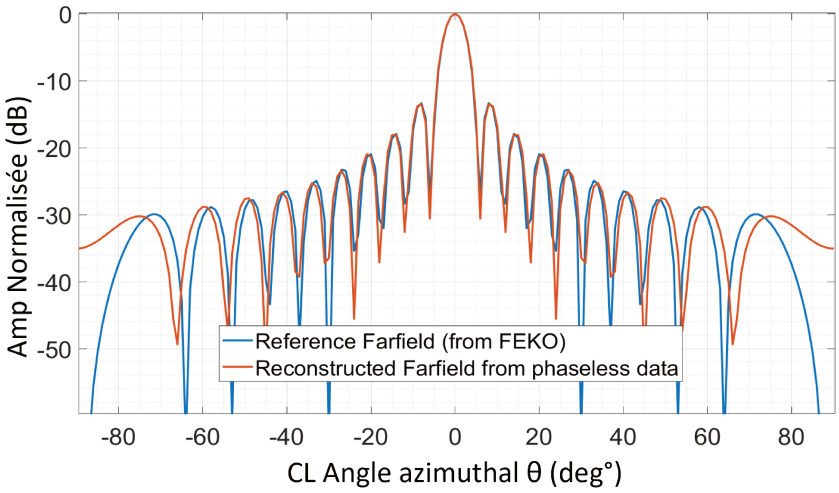
(a) Amplitude reconstruite avec IFT sur l'ouverture ($5 \times 5\ cm$)



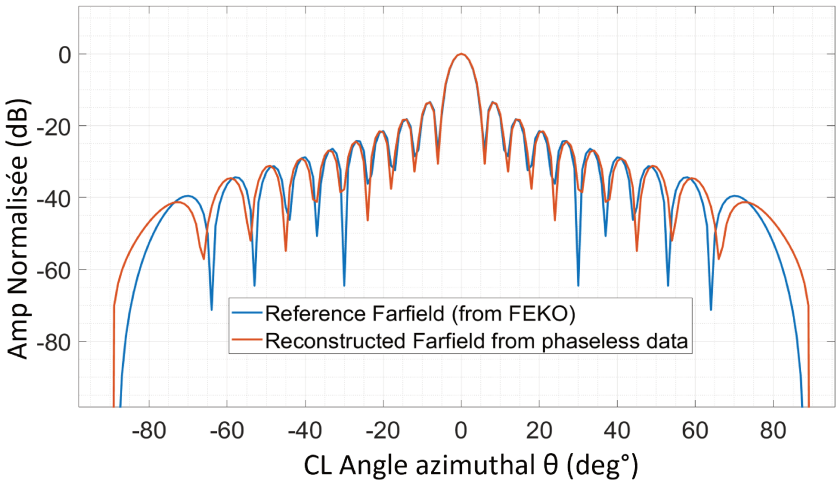
(b) Phase reconstruite avec IFT sur l'ouverture ($5 \times 5\ cm$)

FIGURE 3.28 – Amplitude normalisée et phase reconstruite avec l'IFT sur l'ouverture avec une taille déduite de la précédente exécution

Le champ lointain calculé à partir de cette seconde reconstruction fournit des résultats en très bon accord avec ceux obtenus par simulation FEKO (figures 3.29a et 3.29b). Les différences observées sur les derniers lobes secondaires s'expliquent principalement par la différence de méthode de calcul : FEKO repose sur une méthode des moments (MoM), tandis que notre reconstruction utilise une transformation champ proche – champ lointain (CP–CL) par spectre d'ondes planes, comme détaillé au chapitre 2.



(a) Coupe du champ lointain - Plan E.

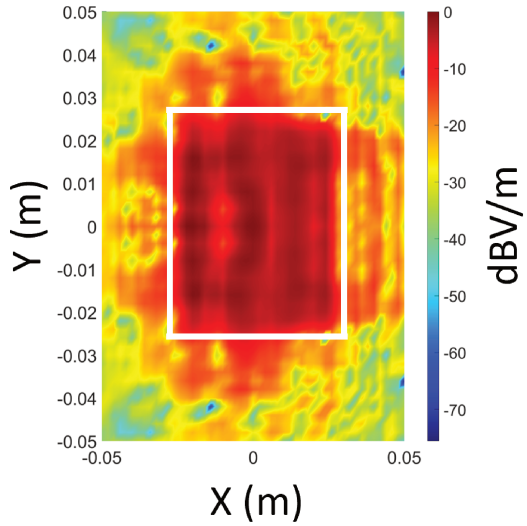


(b) Coupe du champ lointain - Plan H.

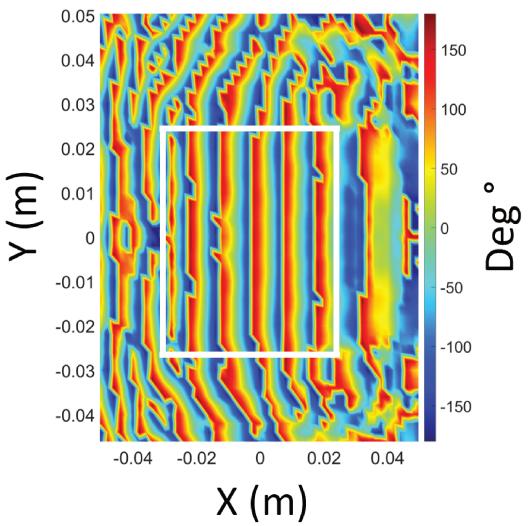
FIGURE 3.29 – Coupe du champ lointain reconstruit avec l'IFT avec une taille d'ouverture déduite de la précédente exécution

Dans le cas sans dépointage, nous avons donc confirmé la faisabilité de la détection de la position de l'antenne et de l'estimation de sa taille après une première exécution réalisée avec une ouverture volontairement surdimensionnée. Nous avons ensuite appliqué la même démarche dans un scénario de dépointage du faisceau. Pour cela, le lobe principal a été incliné de 30° dans le plan E en imposant une distribution de phase adéquate sur les sources simulées sous FEKO, tout en conservant la même configuration de simulation que précédemment et sans modifier ni la position ni la taille des plans d'acquisition. L'amplitude, indépendante du dépointage, a été maintenue uniforme.

Lors de la première exécution de l'IFT avec une ouverture deux fois plus grande que la taille réelle du réseau, les résultats confirment une bonne localisation du champ reconstruit : l'amplitude reste concentrée sur la surface physique du réseau (figure 3.30a), tandis que la phase présente une bonne stabilité dans cette zone (figure 3.30b). En champ lointain, la coupe du plan E (figure 3.31) montre que le lobe principal est correctement reconstruit, avec un dépointage respectant l'angle de 30°, même si les lobes secondaires ne sont pas fidèlement reproduits.



(a) Amplitude reconstruite avec IFT sur l'ouverture (10×10 cm)



(b) Phase reconstruite avec l'IFT sur l'ouverture (10×10 cm)

FIGURE 3.30 – Amplitude normalisée et phase reconstruite avec l'IFT sur l'ouverture dont la taille est deux fois plus grande que la taille réelle du réseau - Cas du dépointage

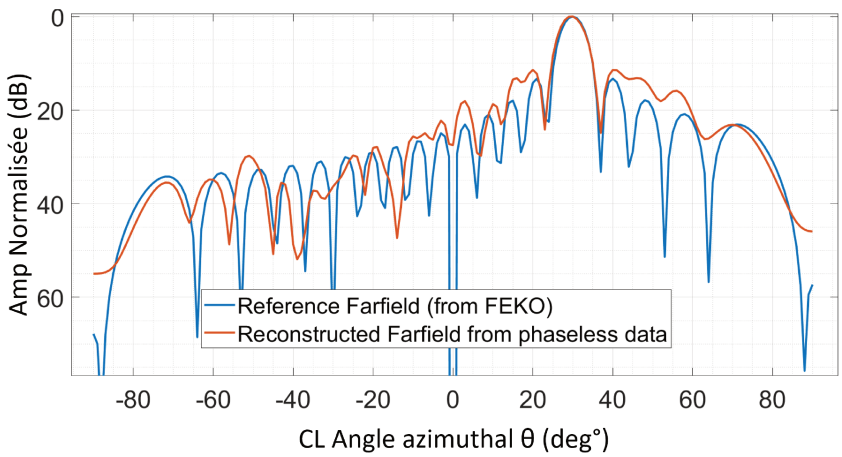
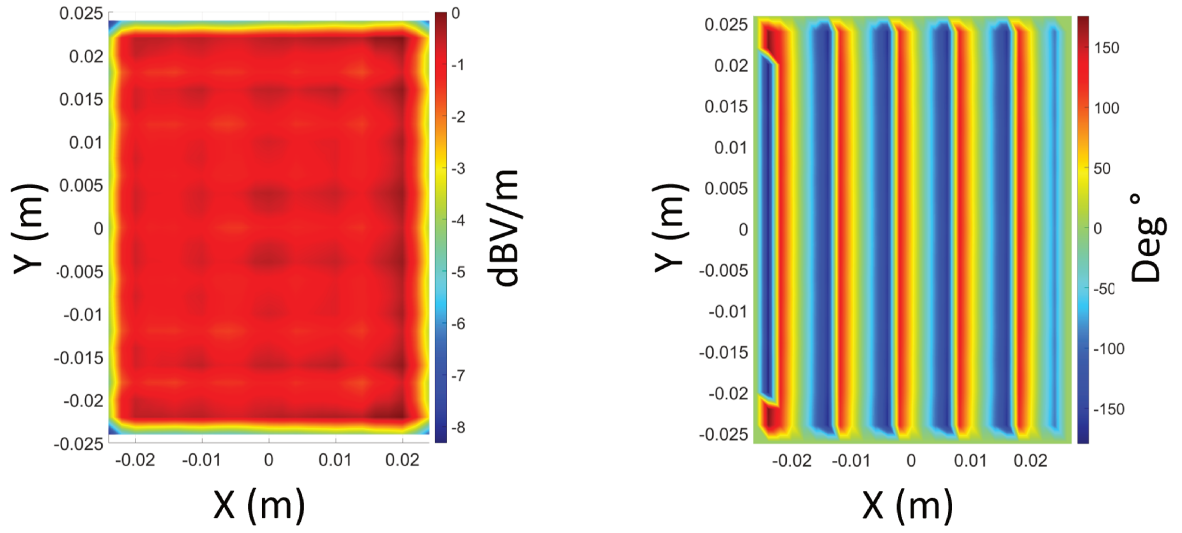


FIGURE 3.31 – Coupe du champ lointain reconstruit avec IFT sur plan E avec une taille d'ouverture deux fois plus grande que la taille réelle du réseau - Cas du dépointage

Après ré-affinage de la taille de l'ouverture pour la faire correspondre à la dimension réelle déduite de la première exécution, l'amplitude et la phase sont correctement reconstruites sur l'ouverture (figures 3.32a et 3.32b). Le champ lointain obtenu sur la coupe du plan E montre également une reconstruction quasi parfaite (figure 3.33), à l'exception des derniers lobes secondaires. Comme déjà évoqué, ces écarts sont liés à la différence de méthode de calcul employée.



(a) Amplitude reconstruite avec IFT sur l'ouverture (5×5 cm)

(b) Phase reconstruite avec IFT sur l'ouverture (5×5 cm)

FIGURE 3.32 – Amplitude normalisée et phase reconstruite avec IFT sur l'ouverture avec une taille déduite de la précédente exécution - Cas du dépointage

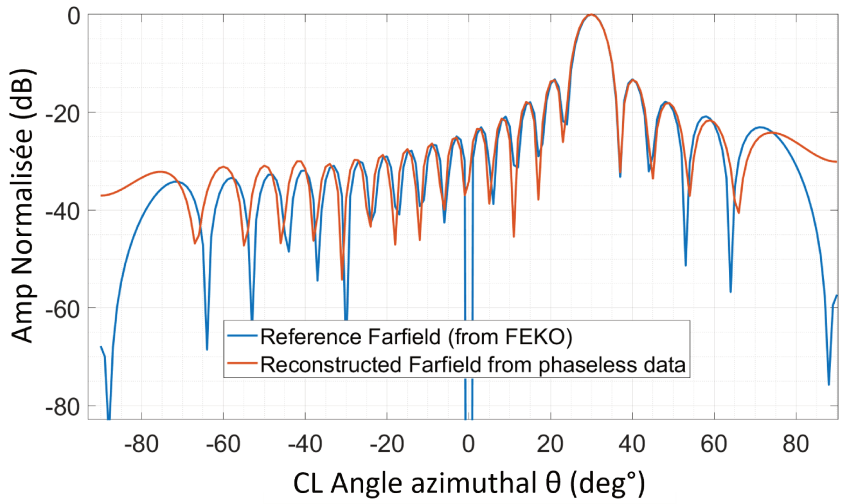


FIGURE 3.33 – Coupe du champ lointain reconstruit avec IFT sur plan E avec une taille déduite de la précédente exécution - Cas dépointage

Un point important à considérer lors de la reconstruction du champ sur l'ouverture, et nécessaire pour exploiter correctement ce dernier, concerne la résolution spatiale disponible sur l'ouverture elle-même. Dans la pratique, l'ouverture est souvent nettement plus petite (souvent au moins deux fois) que les plans d'acquisition. À pas identique sur toute la chaîne, cela laisse trop peu d'échantillons sur l'ouverture, ce qui peut biaiser l'évaluation du champ sur cette surface et limiter l'exploitation des résultats. Deux solutions sont alors possibles. (i) *Zéro-padding spectral à chaque itération* : en augmentant la taille spectrale puis en appliquant l'IFFT, on affine le pas spatial sur l'ouverture par interpolation de type sinc. Cette approche n'ajoute pas d'information mais améliore la résolution numérique et la mise en œuvre de la contrainte de support. (ii) *Affinage de la résolution sur*

l'un ou les deux plans de mesure (sans modifier le pas d'échantillonnage, mais plutot via un zéro-padding cohérent et conservé tout au long des propagations PWS). Cette seconde option est préférable : elle fournit un maillage plus dense sur lequel les propagations et les contraintes (amplitude et troncature) s'appliquent de manière consistante, produisant un champ sur l'ouverture plus cohérent que par une simple interpolation a posteriori.

En résumé, cette section a permis de démontrer la capacité de l'algorithme IFT à reconstruire correctement le champ complexe sur l'ouverture, même en partant d'une taille initialement surévaluée. Dans les deux cas étudiés — antenne sans dépointage et antenne avec un dépointage de 30° — le champ reconstruit sur l'ouverture s'est avéré bien localisé et stable en phase, et le champ lointain obtenu à partir de cette distribution a montré une excellente correspondance avec les résultats de référence.

Ces résultats confirment deux points essentiels. D'une part, l'IFT peut être utilisé pour identifier la position et la taille effective de la zone rayonnante à partir d'une hypothèse initiale grossière, puis affiner cette estimation par réajustement de la taille de l'ouverture ou de la zone rayonnante. D'autre part, la reconstruction sur l'ouverture constitue une base fiable pour le calcul du champ lointain, réduisant l'impact des discontinuités de bord et limitant ainsi les artefacts de troncature. À noter cependant qu'une ouverture initialement définie plus petite que la surface réelle conduit à une divergence rapide de l'algorithme et à des résultats incohérents, ce qui souligne l'importance d'une estimation initiale conservatrice de la taille.

Au-delà de cette validation, les perspectives évoquées en introduction trouvent ici leur justification : la reconstruction robuste du champ sur l'ouverture ouvre la voie à des applications telles que le contrôle de cohérence entre plans, l'holographie micro-ondes pour la détection de défauts, ou encore l'évaluation des performances d'antennes intégrées dans des radômes ou boîtiers. L'IFT apparaît ainsi non seulement comme une méthode efficace de reconstruction, mais également comme un outil de caractérisation avancée, capable de répondre à des problématiques pratiques variées en mesures d'antennes.

3.7 Extraction de la polarisation

Après avoir étudié en détail les paramètres influençant la méthode itérative de Fourier — afin de distinguer clairement les erreurs dues à l'algorithme de celles liées à la configuration de mesure, de démontrer ses avantages face à une approche classique et d'offrir à l'utilisateur un contrôle réel du compromis entre précision, surface d'acquisition et temps de mesure — une contribution essentielle de cette thèse consiste à exploiter l'IFT pour la caractérisation de la polarisation. Au-delà de la simple reconstruction du diagramme de rayonnement, l'IFT permet d'accéder aux composantes du champ nécessaires pour déterminer l'état de polarisation, y compris dans le cas plus exigeant en termes de cohérence de phase de la polarisation circulaire. Cette capacité étend considérablement le champ d'application des mesures sans phase et constitue une étape clé vers une méthodologie de caractérisation complète, fiable et pleinement exploitable en expérimentalement.

La polarisation d'une onde électromagnétique décrit l'évolution temporelle et spatiale du vecteur du champ électrique en un point. Localement, elle correspond à la trajectoire décrite par l'extrémité du vecteur $\vec{E}(t)$ dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation. Selon cette trajectoire, la polarisation peut être linéaire (droite), circulaire

(cercle) ou, dans le cas général, elliptique. L'ellipse de polarisation constitue donc une représentation complète de l'état de polarisation, car elle décrit à la fois la forme de la trajectoire et son sens de rotation.

Au voisinage immédiat de l'antenne, dans la zone réactive du champ proche, le champ électrique est fortement perturbé par les ondes évanescentes et les interactions locales avec la structure rayonnante. Dans cette région, la polarisation observée ne reflète pas le comportement réel du rayonnement. En s'éloignant au-delà de cette zone — typiquement à une distance supérieure à une longueur d'onde de l'ouverture — le champ entre dans la région radiative du champ proche : les composantes évanescentes deviennent négligeables et la polarisation peut être définie et mesurée de manière stable, à condition de limiter l'influence de la sonde de mesure.

En champ lointain, le rayonnement peut être assimilé localement à une onde plane et l'état de polarisation reste pratiquement constant dans une zone angulaire limitée autour du maximum de rayonnement (sur l'axe ou dépointé). L'étendue de cette zone dépend de la directivité et de la géométrie de l'antenne. C'est dans cette région que la polarisation est généralement évaluée — via les composantes co-polarisation et de polarisation croisée ou à partir de l'ellipse de polarisation — car elle conditionne directement les performances de l'antenne en émission comme en réception.

La polarisation d'une onde est classiquement décrite à partir de l'ellipse de polarisation (figure 3.34). Deux paramètres permettent de la caractériser : le *rapport axial* (AR), défini comme le rapport entre la longueur de l'axe mineur et celle de l'axe majeur de l'ellipse, et l'*angle de polarisation* τ, qui correspond à l'angle formé entre l'axe majeur de l'ellipse et la direction $\hat{e}_x$, indiquant ainsi son orientation.

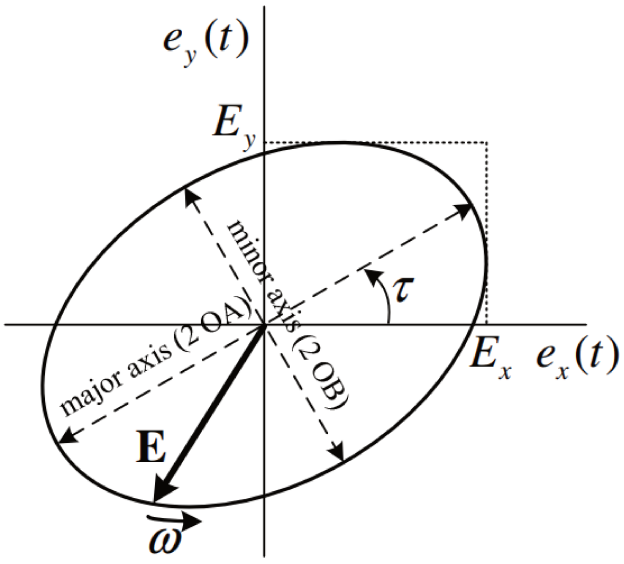


FIGURE 3.34 – Ellipse de polarisation.

Soit $\vec{E}(t)$ le vecteur du champ électrique en un point de l'espace. Dans une base orthogonale $(\hat{e}_x, \hat{e}_y)$, ce champ peut être décomposé en deux composantes transverses :

$$\vec{E}(t) = \Re\left\{E_x\, e^{j\omega t}\, \hat{e}_x \;+\; E_y\, e^{j(\omega t+\Delta\varphi)}\, \hat{e}_y\right\},$$

où E_x et E_y sont respectivement les amplitudes des composantes selon $\hat{e}_x$ et $\hat{e}_y$, $\Delta\varphi$ est

le déphasage relatif entre les deux composantes, et $\omega = 2\pi f$ la pulsation de l'onde. En choisissant E_x comme référence de phase, la composante E_y est décrite avec un déphasage relatif $\Delta\varphi$. Selon les valeurs de E_x, E_y et $\Delta\varphi$, le vecteur $\vec{E}(t)$ décrit une ellipse de polarisation dans le plan (x, y).

Le rapport axial s'exprime alors comme :

$$AR = \frac{\text{axe mineur}}{\text{axe majeur}} = \frac{\text{OB}}{\text{OA}}, \tag{3.16}$$

avec :

$$\text{OA} = \sqrt{\tfrac{1}{2}\left[E_x^2 + E_y^2 + \sqrt{E_x^4 + E_y^4 + 2E_x^2E_y^2\cos(2\Delta\varphi)}\right]}, \tag{3.17}$$

$$\text{OB} = \sqrt{\tfrac{1}{2}\left[E_x^2 + E_y^2 - \sqrt{E_x^4 + E_y^4 + 2E_x^2E_y^2\cos(2\Delta\varphi)}\right]}. \tag{3.18}$$

Enfin, l'angle de polarisation est donné par :

$$\tau = \tfrac{1}{2}\arctan\left(\frac{2E_xE_y\cos\Delta\varphi}{E_x^2 - E_y^2}\right) \ \pm\ n\frac{\pi}{2}. \tag{3.19}$$

La nature de la polarisation peut être déduite directement des valeurs du rapport axial (AR) et de l'angle d'inclinaison de l'ellipse de polarisation τ. En pratique, on exprime généralement le rapport axial en décibels selon :

$$AR_{dB} = 10\log_{10}(AR).$$

Un rapport $AR = 1$ (soit $AR_{dB} = 0$) correspond théoriquement à une polarisation circulaire parfaite, tandis qu'un rapport $AR \to 0$ (soit $AR_{dB} \to -\infty$) correspond à une polarisation linéaire. Cependant, dans la réalité, ces valeurs idéales ne sont jamais atteintes et l'on définit des plages de tolérance pour distinguer les différents états de polarisation. Le tableau 3.4 résume les cas usuels.

TABLE 3.4 – Cas usuels de polarisation en fonction du rapport axial (AR = axe mineur / axe majeur), de son équivalent en dB, de l'angle d'inclinaison de l'ellipse, noté τ, et du déphasage relatif $\Delta\varphi$.

Type de polarisation	**AR (lin)**	**AR (dB)**	τ	$\Delta\varphi$
Linéaire (ex : X, Y ou 45°)	$AR \leq 0.05$	≤ -13 dB	0°, 90° ou 45° (ou autre)	0 ou π
Elliptique (gauche / droite)	$0.05 < AR < 0.707$	-13 à -3 dB	dépend de l'axe majeur	$\Delta\varphi \in]0, \pi[$
Circulaire (LHCP / RHCP)	$0.707 \leq AR \leq 1$	-3 à 0 dB	τ quelconque	$\pm 90°$

Ainsi, on considère généralement : une polarisation **quasi-circulaire** lorsque $AR_{dB} \geq -3$ dB, une polarisation **quasi-linéaire** lorsque $AR_{dB} \leq -13$ dB, et une polarisation **elliptique** lorsque $-13 < AR_{dB} < -3$ dB. Ces seuils tiennent compte des limites physiques et des tolérances expérimentales, ce qui permet une interprétation réaliste des résultats.

Il est toutefois important de rappeler que la *polarisation principale* d'une antenne — linéaire, circulaire ou elliptique — n'est idéale que dans une région angulaire restreinte autour du lobe de rayonnement dominant. En s'éloignant de cette zone, la polarisation s'écarte progressivement de son comportement nominal, sous l'effet de phénomènes

propres au rayonnement : diffraction aux arêtes, discontinuités géométriques, couplages ou contributions de lobes secondaires. En champ proche, cette zone de stabilité est réduite, puis elle s'étend progressivement avec la distance jusqu'à devenir une région angulaire quasi constante en champ lointain.

La caractérisation de la polarisation peut être abordée selon deux approches. Dans le premier cas, il s'agit d'évaluer la polarisation localement, directement au point de mesure. Qu'elle soit faite en champ proche ou en champ lointain, la mesure des amplitudes des deux composantes tangentielles du champ et de leur déphasage relatif suffit alors pour calculer le rapport axial (AR) et l'angle d'inclinaison de l'ellipse de polarisation.

Dans le second cas — correspondant à notre configuration expérimentale — les mesures sont réalisées en champ proche, mais la polarisation doit être déterminée en champ lointain après transformation champ proche–champ lointain (CP–CL). Dans ce contexte, les amplitudes seules et le déphasage relatif ne suffisent plus : ils permettent de caractériser la polarisation localement sur le plan d'acquisition, mais pas d'effectuer la transformation CP–CL, qui nécessite la phase absolue de chaque composante du champ.

Dans le cas des mesures complexes avec analyseur de réseau vectoriel (VNA), chaque composante est mesurée avec sa phase absolue, référencée à une même origine. Cette référence peut être prise sur l'antenne sous test (port accessible) ou sur une antenne de référence proche de la zone de mesure — configuration typique OTA. Dans les deux cas, toutes les voies partageant la même source locale, la phase reste cohérente : on déduit précisément le déphasage entre composantes et l'on caractérise localement la polarisation. La connaissance de la phase absolue de chaque composante rend en outre possible la transformation CP–CL et donc la caractérisation en champ lointain, sans nécessité d'une mesure strictement simultanée des deux composantes.

À l'inverse, en mesures sans phase, seules les amplitudes sont disponibles : on ne peut pas déduire directement le déphasage relatif, ni caractériser la polarisation localement ou après CP–CL. Pour contourner cette limite, une chaîne RF double voie avec radio logicielle a été mise en place : les deux voies sont rigoureusement synchronisées, assurant une cohérence de phase instantanée entre composantes, mais sans référence de phase absolue commune avec l'émetteur. Cette architecture permet d'acquérir simultanément amplitudes et déphasage relatif au point de mesure (caractérisation locale). Pour accéder à la polarisation en champ lointain, il faut alors reconstruire la phase complète de chaque composante via l'algorithme IFT ; en combinant cette phase reconstruite avec le déphasage relatif mesuré, la transformation CP–CL est réalisée de façon cohérente.

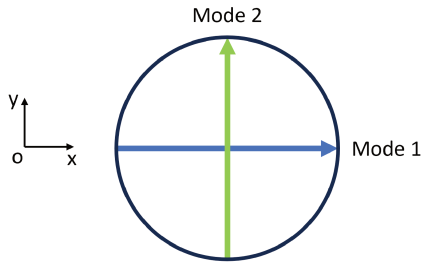
L'intérêt principal de cette configuration réside dans la mesure simultanée des deux composantes du champ et de leur déphasage relatif, via une chaîne RF simple, stable et peu coûteuse. Cette acquisition double voie garantit une cohérence de phase instantanée entre les composantes et élimine les dérives associées aux acquisitions séquentielles. Elle réduit également le temps de mesure : dans une configuration complexe classique, obtenir les composantes E_x et E_y impose soit de faire tourner la sonde, soit de réaliser deux balayages successifs — sauf à disposer d'un VNA multiports permettant une double acquisition, solution lourde et coûteuse. Ces contraintes deviennent d'autant plus pénalisantes en mesures sans phase, puisque l'IFT requiert déjà deux plans d'acquisition.

Cette mesure simultanée est indispensable pour les polarisations non linéaires (elliptique ou circulaire). Pour une polarisation linéaire, le déphasage entre E_x et E_y est

théoriquement nul : l'IFT peut alors reconstruire la phase complète de chaque composante et permettre la caractérisation locale et en champ lointain. À l'inverse, pour une polarisation elliptique ou circulaire, le déphasage relatif entre les composantes est essentiel et doit être mesuré instantanément lorsqu'aucune référence de phase absolue commune n'existe entre l'émetteur et les voies de réception. Dans notre architecture, les deux voies RF sont synchronisées entre elles, assurant une mesure fiable de ce déphasage relatif, mais elles ne partagent pas de référence de phase avec l'émetteur. Cette situation rend obligatoire l'acquisition simultanée des deux composantes afin de préserver la cohérence de phase et de garantir une caractérisation correcte des polarisations non linéaires.

Cette section vise à valider la méthode d'extraction de la polarisation, fondée sur l'association entre la reconstruction de phase par l'algorithme itératif de Fourier (IFT) et le déphasage relatif mesuré entre les deux composantes orthogonales du champ. Pour cette validation, la différence de phase entre les composantes est directement issue des simulations électromagnétiques, en lieu et place du déphasage qui sera fourni expérimentalement par la chaîne RF à radio logicielle. Cela permet d'évaluer la cohérence et la précision de la méthode avant son application en mesure réelle.

L'analyse porte à la fois sur la polarisation locale en champ proche — calculée sur les points des plans d'acquisition — et sur la polarisation en champ lointain après transformation CP–CL. La première partie traite le cas de la polarisation linéaire, plus simple puisqu'aucun déphasage n'est imposé entre les composantes ; la seconde concerne la polarisation circulaire, plus sensible au déphasage relatif et donc plus exigeante en termes de cohérence de phase.



Polarisation	MODE 1		MODE 2	
	AMP	PHASE	AMP	PHASE
Linéaire X	1	0°	0	0°
Linéaire Y	0	0°	1	0°
Linéaire 45°	1	0°	1	0°
Circulaire	1	0°	1	90°

FIGURE 3.35 – Excitations sur le port du cornet circulaire pour générer la polarisation souhaitée sur simulation FEKO

Pour cette étude, un cornet circulaire a été simulé sous FEKO à 60 GHz. La configuration de la simulation ainsi que la distribution initiale imposée sur l'ouverture pour l'IFT sont présentées sur la figure 3.36. L'antenne est alimentée par deux excitations orthogonales dont les amplitudes et phases ont été ajustées afin de générer différents états de polarisation (tableau de la figure 3.35). Les amplitudes du champ proche mesurées sur deux plans ont ensuite été injectées dans l'algorithme IFT pour reconstruire la phase locale de chaque composante.

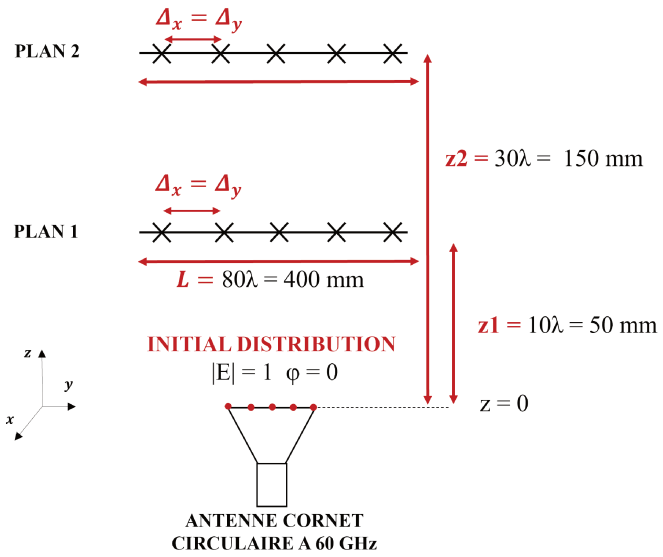


FIGURE 3.36 – Configuration de la simulation sur FEKO et distribution initiale sur l'ouverture pour l'IFT

Pour chaque état de polarisation, le déphasage reconstruit par l'IFT seul est comparé à la référence simulée, et l'évolution du rapport axial (AR) et de l'angle d'inclinaison τ est analysée. Ces résultats mettent en évidence les limites de l'IFT pris isolément et confirment la nécessité de mesurer le déphasage relatif à l'aide de la chaîne RF et de la radio logicielle, en particulier pour la polarisation circulaire.

Les sous-sections suivantes détaillent successivement les traitements et résultats obtenus pour la polarisation linéaire, puis pour la polarisation circulaire.

3.7.1 Polarisation linéaire

Dans un premier temps, une polarisation linéaire à 45° a été simulée. La figure 3.37 compare, sur une coupe selon l'axe (Ox) du premier plan d'acquisition en champ proche, la phase idéale extraite de la simulation et celle reconstruite par l'IFT. L'accord est excellent : l'algorithme restitue correctement la phase lorsque le champ électrique est en polarisation linéaire, c'est-à-dire sans déphasage relatif entre E_x et E_y. Les légers écarts observés en bordure du plan proviennent des faibles niveaux de champ et des effets de la troncature, qui rendent la reconstruction moins précise dans ces zones. Malgré cela, l'évolution de la phase reste globalement linéaire sur l'essentiel de la coupe, conformément au comportement attendu.

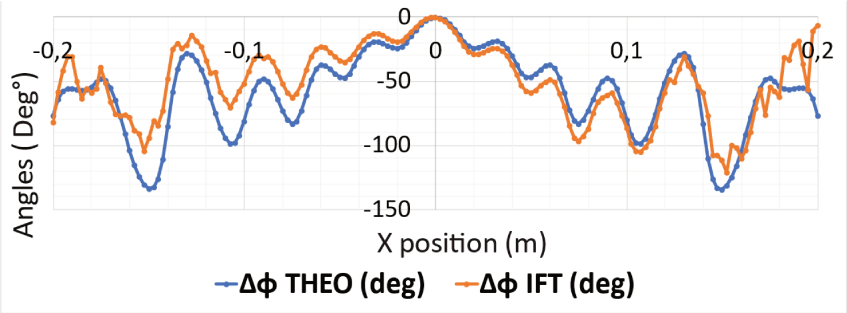


FIGURE 3.37 – Comparaison entre le déphasage entre les composantes E_x et E_y à partir des phases de référence (simulation) et reconstruites avec IFT - Champ proche au plan 1

Les figures 3.38 et 3.39 comparent le rapport axial et l'angle d'inclinaison de l'ellipse de polarisation obtenus à partir des phases simulées et de celles reconstruites, sur une coupe selon l'axe (Ox) du premier plan d'acquisition. Les résultats montrent une très bonne concordance : le rapport axial descend nettement en dessous de -13 dB dans la zone centrale, confirmant une polarisation linéaire, puis augmente progressivement tout en restant inférieur à ce seuil. L'angle d'inclinaison reste quant à lui correctement stabilisé autour de 45° au centre, avant de s'écarter en périphérie. Ce comportement est conforme aux attentes théoriques. De plus, la zone de polarisation strictement linéaire tend naturellement à s'élargir lorsque l'on s'éloigne de l'antenne, ce qui assure une bonne conservation de la polarisation en champ lointain.

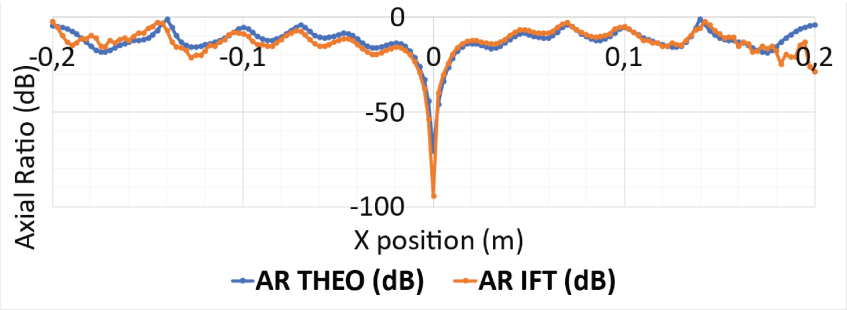


FIGURE 3.38 – Comparaison entre les rapports axiaux calculés à partir des champs complexes théoriques idéaux simulées et reconstruits avec IFT - Champ proche au plan 1

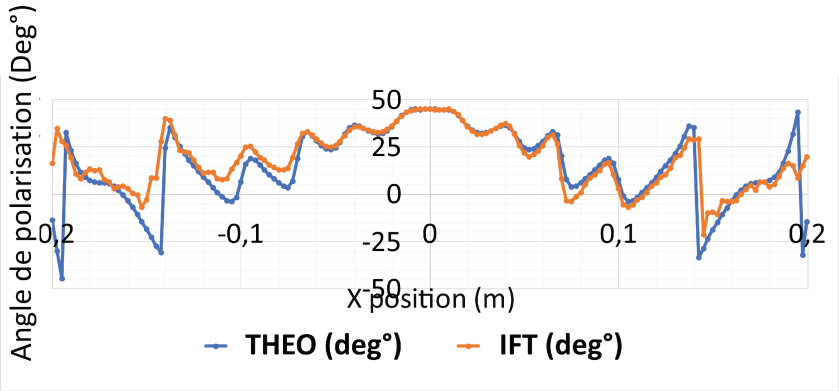


FIGURE 3.39 – Comparaison entre l'angle d'inclinaison de l'ellipse de polarisation calculé à partir des champs complexes théoriques idéales simulées et reconstruits avec IFT - Champ proche au plan 1

On conclut qu'en polarisation linéaire, l'IFT suffit pour reconstruire correctement les deux composantes complexes du champ. L'algorithme restitue ainsi une phase cohérente pour chacune d'elles, ce qui permet de caractériser la polarisation aussi bien en champ proche qu'en champ lointain, sans nécessiter la mesure du déphasage entre E_x et E_y. Cependant, la polarisation parfaitement linéaire n'est généralement observée que dans une zone limitée autour du maximum de rayonnement. En bordure de cette zone — que ce soit en champ proche ou après transformation vers le champ lointain — des écarts de phase peuvent apparaître et conduire à une polarisation légèrement elliptique. Pour garantir une caractérisation fiable sur toute la zone utile, il est donc pertinent de mesurer également le déphasage relatif entre les deux composantes du champ. La chaîne RF double voie présentée précédemment permet justement de récupérer ce déphasage instantané, assurant ainsi une estimation précise de la polarisation même dans les régions où l'IFT seul ne suffit plus.

3.7.2 Polarisation circulaire

Pour la polarisation circulaire, nous avons répété la simulation FEKO avec le cornet circulaire en appliquant des excitations orthogonales ajustées pour générer un rayonnement circulaire. À partir des seules amplitudes simulées de E_x et E_y, l'algorithme IFT a été exécuté puis le déphasage entre les composantes a été évalué. Théoriquement, ce déphasage vaut $\pm 90°$ dans la zone centrale du plan d'acquisition. Or, l'IFT ne le restitue pas : il reconstruit la phase de chaque composante sans restituer le déphasage absolu de 90° (figure 3.40), conduisant à considérer E_x et E_y comme étant en phase, donc à une polarisation apparente linéaire.

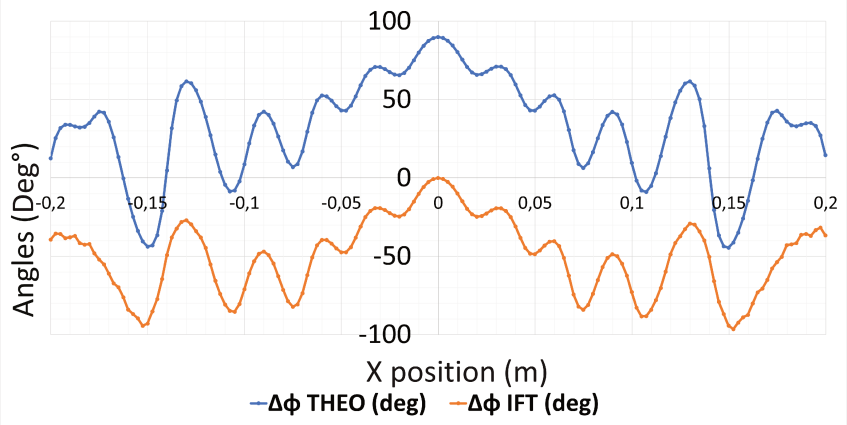


FIGURE 3.40 – Comparaison entre le déphasage entre les composantes E_x et E_y à partir des phases théoriques (simulation) et des phases reconstruites avec l'IFT - Champ proche : plan 2

C'est dans cette optique que nous avons développé une chaîne de mesure dédiée (figure 4.6). Celle-ci permet d'acquérir simultanément les amplitudes des composantes tangentielles du champ proche sur les deux plans de mesure, tout en mesurant directement le déphasage relatif entre E_x et E_y. La constante de phase relative manquante est ainsi obtenue expérimentalement, sans nécessiter de connaissance préalable sur l'antenne ni de manipulation manuelle des champs ou de la distribution initiale dans l'IFT. Cette approche rend la caractérisation robuste et entièrement généralisable, y compris pour des antennes présentant une polarisation complexe ou inconnue.

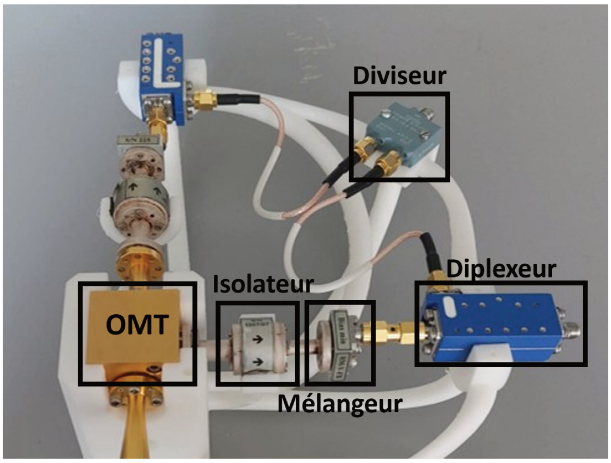


FIGURE 3.41 – Chaîne RF complète pour l'acquisition des deux composantes du champ électrique

Le principe de la chaîne repose sur l'utilisation d'un cornet circulaire couplé à un transducteur orthomode (OMT) (bande V ; interchangeable selon la bande de mesure), qui sépare les deux composantes orthogonales du champ. Chaque sortie de l'OMT alimente une voie de réception d'une radio logicielle (USRP B210 dans notre cas). Les deux voies acquièrent simultanément les signaux associés à E_x et E_y. On extrait ensuite les amplitudes ainsi que la différence de phase instantanée via un traitement Python.

Dans cette configuration, la phase mesurée sur chaque voie de réception RX est référencée à l'oscillateur local du SDR, lui-même verrouillé sur une horloge commune de 10 MHz (interne, générateur externe ou GPSDO). Tant que la PLL reste verrouillée, la cohérence temporelle entre les deux voies est assurée et la différence de phase instantanée $\Delta\varphi = \angle E_y - \angle E_x$ reste parfaitement fiable. En revanche, la phase absolue de chaque voie n'est pas stable dans le temps : un décalage arbitraire apparaît et dérive lentement sous l'effet du bruit de phase, de variations thermiques ou de glissements de phase liés au verrouillage PLL. Par conséquent, les valeurs $\angle E_x$ et $\angle E_y$ ne peuvent pas être comparées entre deux positions successives du plan de mesure car la référence de phase évolue pendant l'acquisition. Cet effet est encore plus critique dans le cadre des mesures sans phase nécessitant deux plans d'acquisition, où toute dérive de référence compromettrait la cohérence globale du champ reconstruit.

En conséquence, une mesure locale en champ proche fournit uniquement des informations relatives : l'amplitude des deux composantes orthogonales et leur déphasage instantané. Ces données suffisent pour déterminer la polarisation au point mesuré (axial ratio et angle d'inclinaison de l'ellipse), sans avoir besoin de l'IFT. En revanche, elles ne garantissent aucune cohérence de phase entre les différents points du plan d'acquisition.

C'est précisément à ce stade que l'algorithme itératif de Fourier (IFT) devient indispensable. À partir des seules amplitudes, il reconstruit une phase spatialement cohérente sur l'ensemble du plan. En y réinjectant ensuite le déphasage relatif $\Delta\varphi(x, y)$ mesuré entre E_x et E_y, on obtient un champ complexe complet et cohérent, à la fois entre composantes et dans l'espace. Cette combinaison permet alors d'effectuer correctement la transformation champ proche–champ lointain (CP–CL) et de caractériser la polarisation en champ lointain.

Pour valider la méthode, la différence de phase extraite du champ proche complexe simulé sous FEKO (référence théorique) a été réinjectée après l'IFT sur le second plan d'acquisition, en l'appliquant à la composante E_y.

Les champs complexes ainsi corrigés ont ensuite été utilisés pour réaliser la transformation champ proche–champ lointain. Le diagramme obtenu a été comparé au champ lointain calculé directement à partir du champ complexe simulé. Les figures 3.42 et 3.43 présentent respectivement les composantes co-polarisation et de polarisation croisée (cross) : les courbes se superposent très bien dans la zone centrale, confirmant la validité de la reconstruction. Un léger élargissement du lobe principal apparaît avec la reconstruction IFT, ainsi qu'une divergence plus marquée aux angles extrêmes, effet attendu compte tenu de la sensibilité de la polarisation aux erreurs résiduelles de phase et d'amplitude dans ces zones où le niveau de champ est plus faible.

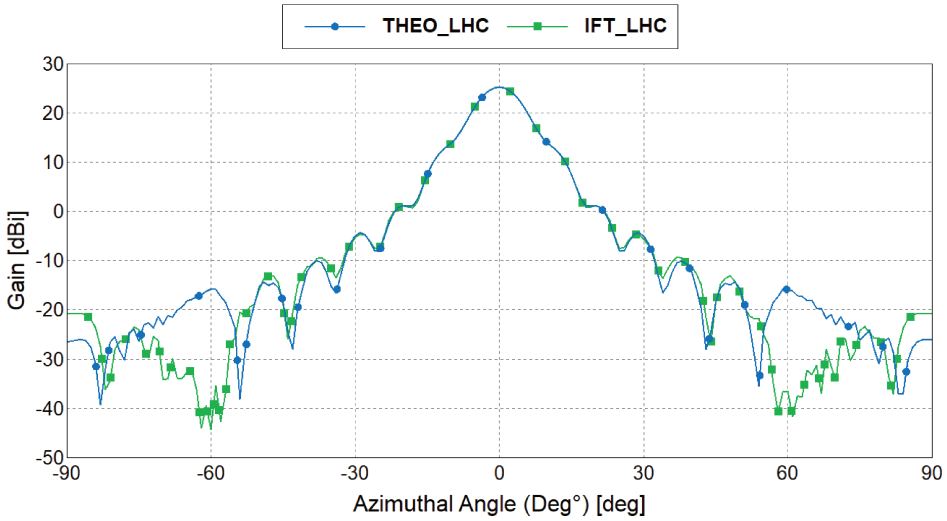


FIGURE 3.42 – Comparaison de la composante co-polarisation en champ lointain : référence théorique (FEKO) vs reconstruction avec l'IFT corrigée.

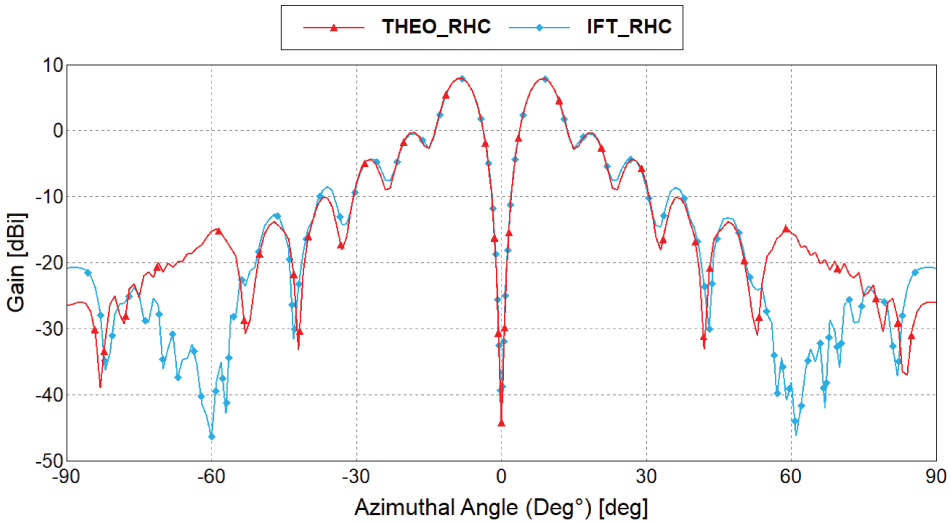
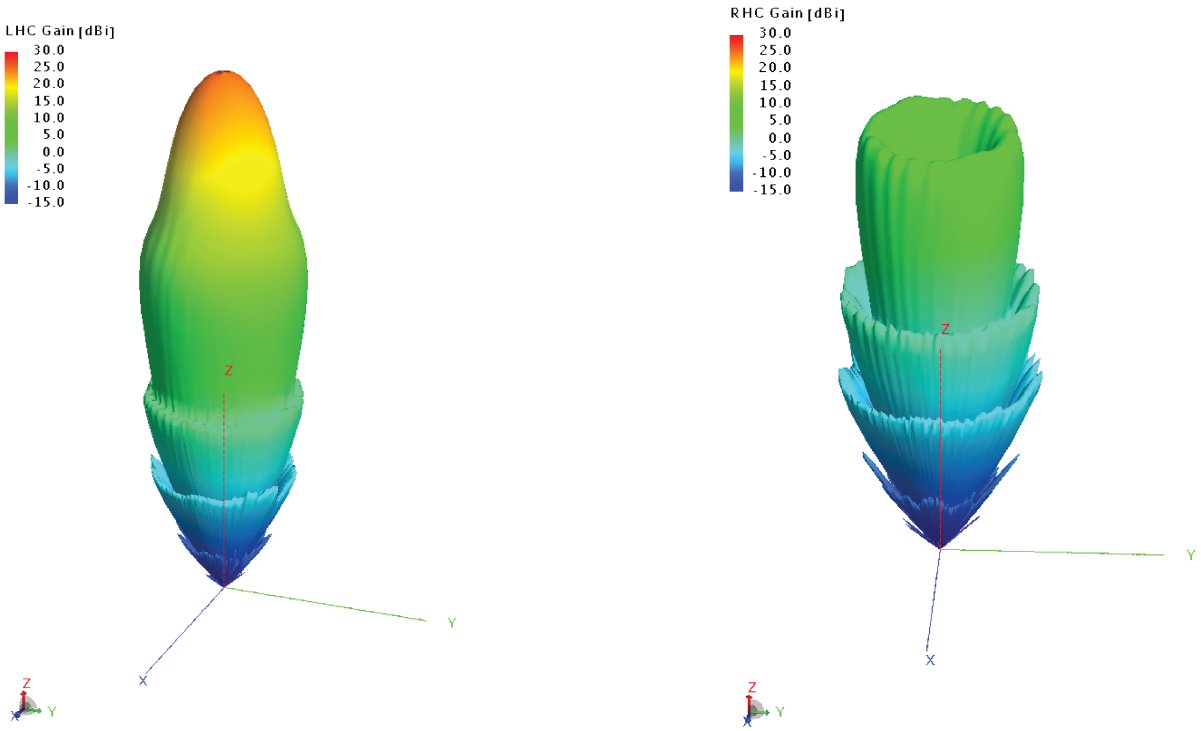


FIGURE 3.43 – Comparaison de la composante cross-polarisation en champ lointain : référence théorique (FEKO) vs reconstruction avec l'IFT corrigée.

Par ailleurs, à partir du champ complexe reconstruit par l'IFT — après ajout du déphasage sur la composante E_y — nous avons calculé le champ lointain complet en 3D, en co-polarisation et en cross-polarisation, comme illustré sur les figures ci-dessous. Ce résultat met en évidence l'intérêt de l'approche en champ proche : une fois le champ complexe reconstruit, il devient possible d'obtenir le diagramme de rayonnement en champ lointain dans toutes les directions de l'espace.



(a) Composante co-polaire LHC (b) Composante cross-polaire RHC

FIGURE 3.44 – Champ lointain calculé à partir du champ proche complexe reconstruit avec IFT après ajout du déphasage relatif sur E_y (second plan).

Enfin, la comparaison du rapport axial calculé à partir des champs lointains corrigés confirme ce comportement : une excellente concordance est observée dans la zone angulaire centrale ($[-30°, 30°]$), puis des écarts apparaissent progressivement au-delà, en raison des mêmes limitations de reconstruction de phase présentes sur les bords du plan d'acquisition.

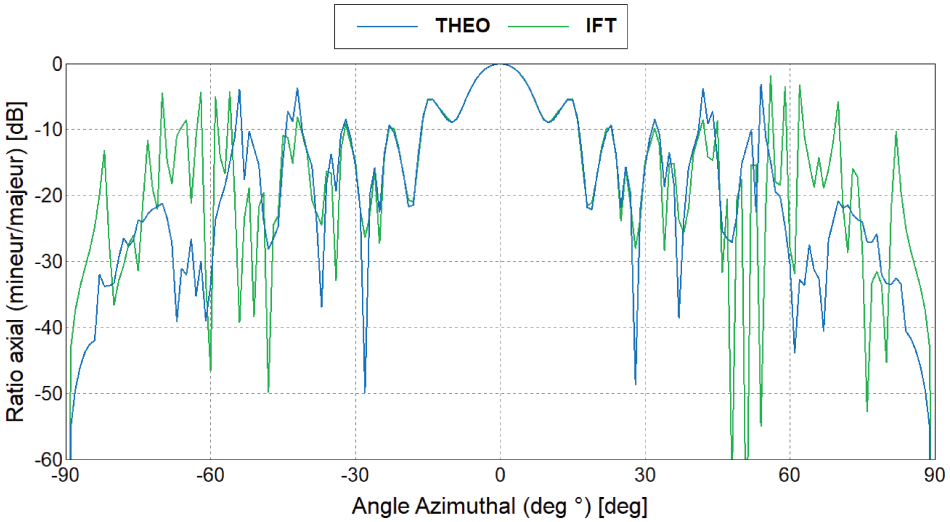


FIGURE 3.45 – Comparaison du ratio axial en champ lointain : référence théorique (FEKO) vs reconstruction IFT corrigée.

En résumé, nous avons étudié l'utilisation de l'algorithme IFT pour reconstruire la

polarisation d'une antenne à partir de mesures sans phase. Un premier cas a consisté à générer une polarisation linéaire à 45° avec un cornet circulaire excité sous FEKO. À partir des seules amplitudes des composantes E_x et E_y, l'IFT a permis de reconstruire séparément les champs complexes associés. Comme aucune différence de phase n'est imposée entre les deux composantes dans ce cas, l'IFT suffit à restaurer une phase spatiale cohérente pour chacune d'elles. Les paramètres de polarisation calculés à partir du champ reconstruit (rapport axial et angle τ) confirment ce comportement : un AR inférieur à -13 dB sur la zone utile et un angle proche de 45°, en accord avec la polarisation attendue.

Le second cas porte sur la polarisation circulaire, obtenue lorsque les composantes orthogonales E_x et E_y présentent un déphasage théorique de $\pm 90°$. L'IFT reconstruit correctement la phase spatiale de chaque composante, mais ne permet pas d'identifier de manière fiable le déphasage relatif global : celui-ci peut être reconstruit avec une valeur arbitraire, conduisant à une polarisation non conforme (souvent proche d'une polarisation linéaire). Pour valider la méthode, le déphasage théorique extrait de la simulation complexe a été réinjecté sur l'une des composantes après l'IFT. La transformation champ proche–champ lointain a ensuite montré une excellente concordance avec les résultats de référence FEKO, tant pour les composantes co-/cross-polarisation que pour le rapport axial en champ lointain, en particulier dans la zone angulaire centrale.

Ainsi, l'IFT assure la reconstruction cohérente de la phase spatiale sur le plan de mesure, mais la caractérisation complète de la polarisation nécessite la connaissance du déphasage relatif entre E_x et E_y. C'est exactement le rôle de la chaîne de mesure OMT + SDR : l'OMT sépare physiquement les deux composantes orthogonales et le SDR mesure simultanément leurs amplitudes et leur déphasage relatif $\Delta\varphi$. En combinant ces informations avec l'IFT, il devient possible de caractériser des polarisations linéaires, elliptiques ou circulaires à partir de données sans phase.

3.8 Conclusion

L'analyse menée dans ce chapitre avait pour objectif d'identifier et de comprendre l'impact des paramètres clés de la mesure sans phases — troncature, échantillonnage, positionnement des plans et critères d'arrêt — afin (i) de limiter les erreurs liées à une configuration expérimentale inadéquate, (ii) de garantir une convergence stable de l'algorithme IFT et (iii) de permettre d'adapter la stratégie de mesure en fonction de la zone angulaire réellement visée, tout en maîtrisant les temps de balayage et de calcul.

Du point de vue métrologique, la troncature limite l'angle reconstructible en champ lointain : si la surface mesurée est trop petite, certaines contributions du champ sont perdues, ce qui réduit la zone angulaire exploitable. De plus, les discontinuités sur les bords du plan — interprétées comme périodiques par la transformée de Fourier — introduisent de l'énergie haute fréquence ; après CP–CL, celle-ci se traduit par des oscillations sur le diagramme. La borne simplifiée de Yaghjian–Newell fournit un critère pratique pour dimensionner le plan en tenant compte à la fois de sa taille, du niveau du champ au contour et du niveau relatif du diagramme visé. Elle permet de garantir que l'erreur de troncature reste compatible avec la précision attendue, ce qui est particulièrement utile en mesure sans phases où seule l'amplitude est connue. Enfin, l'application d'un fenêtrage (notamment la fenêtre de Tukey) atténue ces oscillations en réduisant les discontinuités

de bord, au prix d'un léger élargissement du lobe principal.

Concernant l'échantillonnage, lorsque le pas dépasse $\lambda/2$, le CP–CL direct propage l'aliasing : les répliques spectrales se replient sur la bande utile, ce qui dégrade le diagramme (effet particulièrement visible en plan E). À l'inverse, l'IFT — via les itérations propagation / troncature / réimposition d'amplitude — impose une cohérence spatiale qui lisse le spectre, désaligne les répliques et neutralise leur impact dans l'angle pertinent. Le champ lointain reconstruit reste fidèle dans le lobe principal et les premiers lobes, avec des écarts typiquement < 1 dB, jusqu'à la limite angulaire prévue par la théorie. Cette propriété permet de réduire le nombre de points mesurés, donc le temps d'acquisition, tout en conservant un diagramme exploitable dans la zone d'intérêt.

Le positionnement du premier plan et l'espacement inter-plans sont essentiels pour garantir une reconstruction stable. Le premier plan doit être placé hors de la zone réactive et sans couplage sonde–antenne, à une distance où le profil normalisé du champ est suffisamment ouvert pour que la contrainte d'amplitude soit efficace sur toute la surface. L'espacement entre les deux plans doit maximiser la diversité d'information : plus les distributions diffèrent d'un plan à l'autre, meilleure est la convergence. Toutefois, une distance excessive réduit la couverture angulaire et dégrade le rapport signal sur bruit (SNR).

Du point de vue algorithmique, des critères d'arrêt centrés sur la zone d'intérêt plutôt que sur une métrique globale se sont révélés essentiels. En pratique, le bruit, les réflexions et les imprécisions dégradent surtout les faibles niveaux du champ, rendant un critère global peu représentatif et poussant l'algorithme à itérer inutilement. Les critères pondérés introduits suivent au contraire la convergence là où elle compte — dans la région visée — et permettent d'arrêter l'IFT dès que la reconstruction y est satisfaisante. Cette approche est particulièrement pertinente pour les antennes à dépointage ou à lobes multiples, où plusieurs zones doivent être correctement reconstruites.

La reconstruction sur l'ouverture a montré que l'IFT permet non seulement d'identifier correctement la zone réellement rayonnante, mais aussi d'en affiner la taille à partir d'une estimation initialement surévaluée. Le champ reconstruit sur l'ouverture reste localisé et cohérent en phase, ce qui fournit une base fiable pour le calcul du champ lointain et limite les artefacts de troncature. Cette capacité fait de l'IFT un outil pertinent de diagnostic et d'inspection — en particulier dans les configurations OTA où l'antenne n'est pas visible et où l'estimation de la surface rayonnante doit être obtenue uniquement à partir des mesures.

Enfin, le chapitre a étendu l'IFT à la polarisation. En polarisation linéaire, l'IFT reconstruit E_x et E_y depuis les seules amplitudes et restitue correctement les paramètres de polarisation. Pour les polarisations elliptique ou circulaire, l'IFT garantit la cohérence spatiale mais pas le déphasage entre composantes ; celui-ci est mesuré par la chaîne RF OMT+SDR (amplitudes + $\Delta\varphi$). En combinant ce déphasage mesuré avec la phase reconstruite par l'IFT, on extrait la polarisation en champ proche puis en champ lointain.

En définitive, ce chapitre pose les fondations méthodologiques nécessaires pour exploiter efficacement l'IFT en mesure sans phases : il a permis d'analyser en profondeur l'impact de la configuration de mesure sur la qualité de la reconstruction (taille du plan, pas d'échantillonnage, position des plans, critères d'arrêt), et de montrer comment configurer ces paramètres pour garantir la stabilité numérique et la fidélité du champ reconstruit.

Il a également démontré que cette approche permet désormais d'accéder non seulement au champ lointain, mais aussi à la zone rayonnante et à la polarisation de l'antenne — à partir des seules amplitudes mesurées.

CHAPITRE 4

Applications expérimentales de la méthode itérative de Fourier à différents dispositifs rayonnants

Sommaire

4.1 Introduction **102**
4.2 Définition d'une méthodologie générale de caractérisation d'objets rayonnants avec l'IFT **102**
4.3 Présentation du banc de mesure CARONCHIP **106**
4.4 Caractérisations expérimentales **115**
4.5 Conclusion **136**

4.1 Introduction

Après avoir présenté la variante de l'algorithme itératif de Fourier (IFT) fondée sur l'imposition d'une contrainte spatiale à l'ouverture, le chapitre précédent a analysé en profondeur l'impact des paramètres expérimentaux — troncature, échantillonnage, positionnement des plans, critères d'arrêt — sur la qualité de la reconstruction. Cette étude a permis d'identifier les principales sources d'erreur liées à une configuration de mesure inadéquate et d'établir des règles pratiques pour configurer efficacement une acquisition sans phases, en fonction de la zone angulaire visée et des contraintes expérimentales (surface accessible, temps de balayage, résolution mécanique).

Nous avons également montré que l'IFT permet non seulement de reconstruire le champ complexe sur la surface rayonnante, mais aussi d'en localiser et d'en estimer la taille, même lorsqu'aucune information préalable n'est disponible concernant l'antenne — cas typique des scénarios OTA. Cette reconstruction ouvre la voie à plusieurs applications : le calcul du champ lointain, l'analyse de l'ouverture effective, l'étude de l'influence d'un radôme ou d'un boîtier, ou encore le diagnostic des réseaux d'antennes intégrés.

De nouveaux critères de convergence, mieux adaptés aux mesures expérimentales, ont ensuite été introduits. Contrairement aux métriques globales classiques, ils évaluent directement la qualité de la reconstruction dans la zone utile du diagramme et permettent d'arrêter l'IFT dès que la solution est physiquement cohérente, sans exiger une convergence stricte sur l'ensemble du plan reconstruit.

Enfin, la méthode a été étendue à la reconstruction de la polarisation. Une chaîne RF double voie, basée sur un OMT et une SDR à voies synchronisées, permet la mesure simultanée des composantes orthogonales du champ et de leur déphasage relatif. Combinée à la phase reconstruite par l'IFT, cette approche permet désormais de caractériser amplitude, phase et polarisation à partir de mesures d'amplitude uniquement, sans mesure de phase absolue.

Le présent chapitre vise à valider expérimentalement ces développements. Nous proposons une méthodologie de mesure générale pour configurer correctement les plans d'acquisition et les paramètres associés afin d'assurer une convergence stable de l'IFT et une reconstruction fiable du champ. Après une présentation du banc de mesure mis en œuvre, la méthode est appliquée à plusieurs types d'antennes — cornet, réflecteur, antennes patch et antennes intégrées — afin d'en démontrer l'efficacité dans des cas concrets et génériques.

4.2 Définition d'une méthodologie générale de caractérisation d'objets rayonnants avec l'IFT

L'ensemble des analyses réalisées dans les chapitres précédents permet désormais de proposer une méthodologie expérimentale complète pour la caractérisation d'antennes ou de dispositifs rayonnants directifs à partir de mesures sans phases suivant des surfaces planaires. Cette méthodologie est conçue pour être appliquée sur un système de mesure et pour s'adapter à différents types d'antennes et de bandes de fréquences, en s'appuyant

sur les règles et critères établis précédemment afin d'assurer une reconstruction fiable tout en optimisant les temps d'acquisition.

Deux cas d'utilisation sont considérés : (i) lorsque la taille, la position et l'accès à l'antenne sont connus (antenne seule ou intégrée mais visible) ; (ii) lorsque l'antenne est intégrée dans un boîtier fermé ou un dispositif sans accès visuel, et que sa position ou sa surface rayonnante ne sont pas connues.

Les étapes de préparation, de positionnement des plans, d'acquisition et de reconstruction restent communes, mais leur mise en œuvre est adaptée en fonction du niveau d'information disponible sur l'antenne.

4.2.1 Cas I — Antenne de taille et position connues.

ÉTAPE 01 — Positionnement et balayages préliminaires. L'antenne est d'abord positionnée de façon à maximiser la zone d'acquisition dans le plan (x, y), et la sonde est alignée sur le centre de l'ouverture pour garantir un balayage symétrique. Cinq balayages exploratoires sont ensuite réalisés : quatre dans le plan (x, y) (deux sur les axes principaux et deux sur les diagonales) et un selon l'axe z.

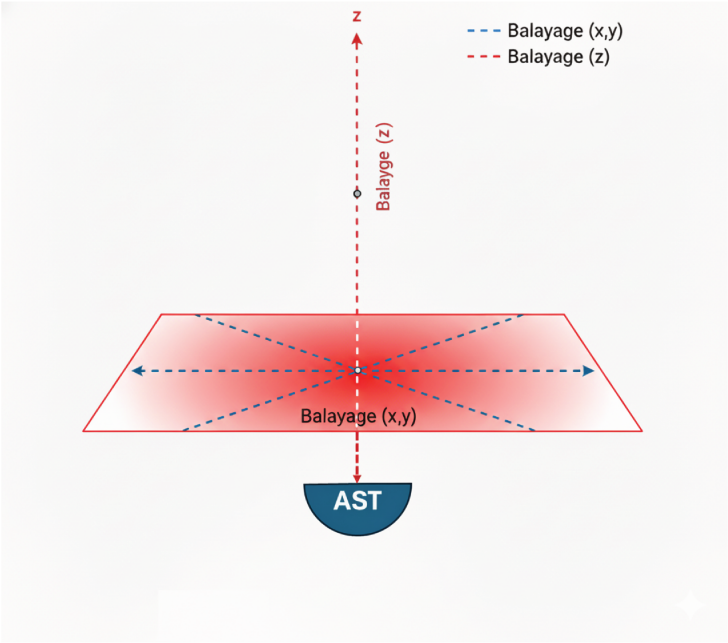


FIGURE 4.1 – Balayages préliminaires autour de l'antenne sous test

Le balayage selon z part de la position la plus proche de l'antenne et progresse jusqu'à atteindre la zone radiative du champ proche (zone de Fresnel). Il permet d'identifier la distance minimale à partir de laquelle le champ décroît de manière monotone, assurant que les futurs plans seront placés hors de la zone dominée par les ondes évanescentes et sans couplage sonde–antenne.

Les balayages planaires (x, y) sont effectués avec un pas grossier sur la plus grande surface disponible afin de visualiser la répartition du champ, vérifier le centrage du maximum et estimer le niveau sur les bords du plan — informations nécessaires au dimensionnement

des plans définitifs. Deux balayages supplémentaires, réalisés quelques longueurs d'onde plus loin ($\geq 5\lambda$), permettent de vérifier que le profil s'élargit, signe d'une bonne diversité d'information entre les deux futurs plans d'acquisition.

Si le maximum n'est pas centré, cela révèle un dépointage mécanique ou électronique. Dans ce cas, l'axe z est conservé, mais le centre des balayages (x, y) est recentré sur la zone de maximum afin d'obtenir une cartographie correcte et des niveaux représentatifs au contour. Si le maximum est correctement centré, les paramètres initiaux sont conservés et les niveaux mesurés sur les bords serviront directement à définir la taille et la position des plans de mesure, alignés sur le centre de l'ouverture.

ÉTAPE 02 — Définition de la position, de la taille et du pas d'échantillonnage des plans de mesure.
À partir des balayages exploratoires, la position et la taille des deux plans de mesure sont déterminées à l'aide de la relation entre la taille du plan, la distance antenne–plan et l'angle maximal de reconstruction en champ lointain 3.2. Les courbes associées sont tracées afin de choisir, pour chaque plan, la dimension minimale garantissant la couverture angulaire souhaitée. L'erreur liée à la troncature est ensuite estimée à l'aide du critère présenté précédemment (équation 3.3) afin de s'assurer qu'elle reste négligeable dans la zone utile du diagramme.

Même en présence d'un léger dépointage, les plans sont centrés sur l'ouverture effective de l'antenne afin de préserver la cohérence spatiale requise par l'IFT et d'éviter tout déphasage géométrique parasite.

Une fois la couverture angulaire fixée, le pas d'échantillonnage est choisi selon la règle établie au chapitre 3 : il peut dépasser $\lambda/2$ lorsque la taille du plan limite déjà la couverture angulaire en champ lointain. Lorsque le champ présente un niveau élevé, un pas légèrement inférieur à la valeur théorique permet d'éloigner les répliques spectrales et de préserver la zone angulaire utile, conformément aux résultats obtenus en régime itératif (IFT).

Ainsi, les deux plans sont précisément définis — en position, en taille et en pas d'échantillonnage — de manière à garantir une mesure bien conditionnée et une convergence stable de l'algorithme itératif de Fourier.

ÉTAPE 03 — Préparation de l'algorithme IFT.
Avant l'exécution, les paramètres essentiels de l'IFT sont définis. La taille de l'ouverture est fixée à partir des dimensions connues de l'antenne, puis légèrement élargie (allant de $\lambda/4$ à 2λ) selon le type de structure. Pour une ouverture confinée (p. ex. cornet), une marge d'environ $\lambda/2$ est généralement suffisante. À l'inverse, une ouverture plus petite que la surface réelle conduit à la divergence de l'algorithme (contrainte spatiale incompatible). Une première reconstruction permet ensuite d'affiner cette taille si le champ ne décroît pas correctement aux bords ou si l'ouverture initiale est surévaluée.

La distribution initiale dépend des informations disponibles. Lorsque des données de simulation existent, on utilise l'amplitude et la phase simulées. En l'absence d'information, une distribution uniforme (amplitude = 1, phase = 0) peut être adoptée : elle sera corrigée au fil des itérations.

Lorsque l'ouverture comporte peu de points d'échantillonnage, une interpolation de type sinus cardinal (chapitre 3, section 3.6) peut être appliquée pour augmenter la réso-

lution spatiale et améliorer la continuité du champ.

Enfin, le critère d'arrêt est fixé selon le seuil d'erreur toléré, soit sur une zone du champ proche, soit sur la variation du champ lointain, conformément aux critères définis au chapitre précédent (section 3.7). Cette étape garantit une configuration adaptée et bien conditionnée avant la reconstruction complète.

ÉTAPE 04 — Exécution et exploitation.
L'algorithme IFT est exécuté avec les paramètres définis lors de la préparation. L'arrêt se fait automatiquement lorsque le critère de convergence atteint le seuil fixé, ou manuellement si l'évolution devient stable. Une fois le champ complexe reconstruit, celui-ci peut être exploité pour calculer le diagramme de rayonnement ou toute autre grandeur dérivée (CP–CL, co/cross-polarisation, AR, etc.).

ÉTAPE 05 — Ajustement facultatif.
Après la première reconstruction, la taille de l'ouverture peut être ajustée : réduite si le champ décroît nettement avant les bords, ou élargie si une partie significative du champ persiste en périphérie. Cet ajustement permet de recentrer l'ouverture sur la zone réellement rayonnante et d'améliorer la qualité de reconstruction, en particulier sur les lobes secondaires.

4.2.2 Cas II — Antenne intégrée, position et taille inconnues.

ÉTAPE 01 — Repérage de la zone rayonnante.
L'objet est d'abord positionné sur la table de mesure de manière à offrir la plus grande surface d'exploration dans le plan (x, y). Comme l'emplacement de l'antenne intégrée est inconnu, une première série de balayages rapides est effectuée au plus près du boîtier : quatre lignes sont mesurées (axes principaux et diagonales), avec un pas grossier. Il est essentiel de rester le plus proche possible de la surface du boîtier afin de ne pas fausser cette détection : en effet, si le champ est fortement dépointé, une distance excessive pourrait concentrer le rayonnement dans une zone éloignée du centre réel de l'antenne. L'objectif n'est pas d'obtenir une mesure précise, mais d'identifier la zone où le champ est maximal, ce qui permet d'estimer la position de l'antenne à l'intérieur du dispositif.

Une fois cette zone repérée, la sonde est recentrée sur cette dernière et un balayage selon z est réalisé, du point le plus proche du boîtier jusqu'à une distance située dans la zone de Fresnel pour les raisons expliquées précédemment.

Enfin, on réalise les séries de balayages décrites à l'étape 2 du Cas I dans le but de définir la taille des plans et le pas d'échantillonnage en fonction de la couverture angulaire souhaitée.

ÉTAPE 02 — Paramétrage initial de l'algorithme.
La taille initiale de l'ouverture est fixée à celle du boîtier ou du radôme, puis ajustée après la première reconstruction. La distribution initiale est définie uniforme (amplitude = 1, phase = 0).

ÉTAPE 03 — Première exécution et estimation de la taille réelle.
L'IFT est exécuté avec un nombre limité d'itérations (typiquement entre 20 et 100) pour obtenir une première reconstruction du champ sur l'ouverture. Cette étape permet de localiser la zone de concentration du champ et d'en déduire une estimation plus précise de la taille et de la position de l'antenne. L'algorithme est ensuite relancé avec une ouverture ajustée : si le champ se resserre, la taille est réduite ; si au contraire il s'étend, elle est légèrement augmentée. Lorsque la zone reconstruite devient stable et bien définie, la taille et la position de l'ouverture sont considérées comme correctes.

ÉTAPE 04 — Exécution finale et validation.
Une fois la taille et la position validées, l'algorithme est relancé avec les paramètres définitifs. Le critère d'arrêt est choisi selon le seuil d'erreur toléré ou sur la variation du champ lointain. La reconstruction finale est ensuite utilisée pour le calcul des diagrammes 2D et 3D.

Cette méthodologie, valable dans les deux configurations, permet d'obtenir une mesure sans phase fiable. Le Cas I offre une procédure directe, basée sur le réglage précis des paramètres connus, tandis que le Cas II met en œuvre une approche itérative et adaptative pour retrouver les informations manquantes avant la reconstruction complète. Dans les deux cas, les règles établies dans les chapitres précédents assurent un compromis optimal entre précision, robustesse et temps d'acquisition.

4.3 Présentation du banc de mesure CARONCHIP

Après avoir établi la méthodologie générale de caractérisation et défini les règles expérimentales garantissant la convergence et la fiabilité de la reconstruction, nous abordons à présent la validation expérimentale de la méthode sur différents types d'antennes. Avant de présenter les résultats de mesure, il est indispensable de décrire le banc expérimental mis en œuvre, ainsi que les outils matériels et logiciels développés pour assurer la cohérence et la reproductibilité du processus d'acquisition et de reconstruction.

La première sous-section est consacrée à la présentation du banc robotisé CARONCHIP, comprenant le robot de positionnement et l'ensemble des instruments et chaînes RF associés — tels que l'analyseur de spectre, le mélangeur RF, le multiplieur de fréquence, les lasers d'alignement et la sonde d'acquisition utilisée pour le balayage du champ électrique.

La deuxième sous-section décrit la chaîne RF complète utilisée conjointement avec le banc robotisé pour l'extraction de la polarisation. Cette chaîne assure à la fois la génération, la réception et la mesure simultanée des composantes orthogonales transverses du champ électrique grâce à une architecture à double voie synchronisée. Elle repose sur l'utilisation d'un transducteur orthomode (OMT) associé à une radio logicielle pour l'acquisition et l'enregistrement des signaux. L'ensemble est piloté par un code Python développé à cet effet.

Enfin, la dernière sous-section présente l'outil de post-traitement développé sous MATLAB, dans lequel l'algorithme itératif de Fourier (IFT) a été implémenté. Cet outil permet de définir les paramètres expérimentaux, de visualiser les champs reconstruits et d'inter-

préter les résultats en champ proche comme en champ lointain. Cette présentation vise à fournir une vue d'ensemble cohérente du dispositif complet — de la mesure à la reconstruction — avant d'aborder l'analyse détaillée des résultats expérimentaux.

4.3.1 Description du banc CARONCHIP et de l'instrumentation associée

Le banc CARONCHIP est équipé d'un robot *KUKA KR 6 R900 sixx*, un modèle industriel compact à six axes articulés appartenant à la série Agilus. Il offre une portée maximale de $901,5$ *mm* et peut manipuler une charge utile jusqu'à 6 kg, ce qui permet une configuration où l'antenne sous test reste immobile tandis que la sonde de mesure est déplacée par le bras robotisé afin d'explorer différentes surfaces autour de l'antenne. Sa répétabilité de ± 0,03 mm assure une très haute précision de positionnement, limitant ainsi les erreurs spatiales entre deux points de mesure successifs. Le robot présente une masse totale d'environ 52 kg et un volume de travail d'environ 1 m^3, offrant un large espace opérationnel malgré sa compacité — un atout essentiel pour les mesures dans les bandes millimétriques et submillimétriques. Les vitesses angulaires maximales de ses axes varient entre 156°/s et 425°/s, assurant une grande rapidité d'exécution tout en conservant une excellente stabilité mécanique. Le pas minimal de déplacement programmable est de l'ordre de 0,1 mm, valeur nominale garantissant un positionnement fiable et répétable. Ce pas peut néanmoins être réduit jusqu'à quelques centièmes de millimètre selon la configuration et les besoins expérimentaux. À titre d'exemple, pour une fréquence de 300 GHz (soit une longueur d'onde de 1 mm), un pas de 0,1 mm correspond à environ $\lambda/10$, assurant un échantillonnage suffisant pour les mesures en champ proche. L'ensemble fonctionne dans une plage de température comprise entre 0 °C et 45 °C, avec un indice de protection IP54.

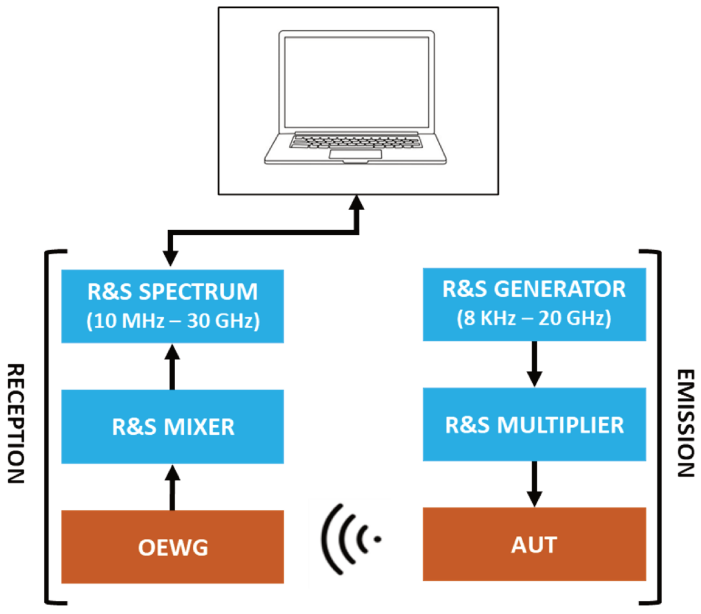


FIGURE 4.2 – Architecture expérimentale du banc CARONCHIP

La figure 4.2 présente le schéma de l'architecture générale du banc de mesure. En réception, la sonde utilisée est une antenne à guide d'onde ouvert (*Open Ended Wave-*

guide, OEWG) reliée à un mélangeur ROHDE & SCHWARZ (remplaçable selon la bande fréquentielle), lui-même connecté par des câbles à faibles pertes à un analyseur de spectre ROHDE & SCHWARZ, couvrant une bande de fréquence qui va de 10 MHz à 30 GHz. Le mélangeur permet de transposer le signal reçu vers une fréquence plus basse (facteur 6) afin de rester dans la bande dynamique de l'analyseur de spectre. Cette conversion vers les basses fréquences contribue à éviter les pertes introduites par les câbles de liaison. La sonde et le mélangeur sont fixés sur un support imprimé en 3D spécialement conçu, offrant une précision mécanique de l'ordre du micromètre et garantissant un bon alignement.

La chaîne d'émission est constituée d'un générateur RF ROHDE & SCHWARZ couvrant la bande 8 kHz–20 GHz, relié à un multiplicateur de fréquence de la même marque (adapté à la bande considérée), puis à l'antenne sous test.

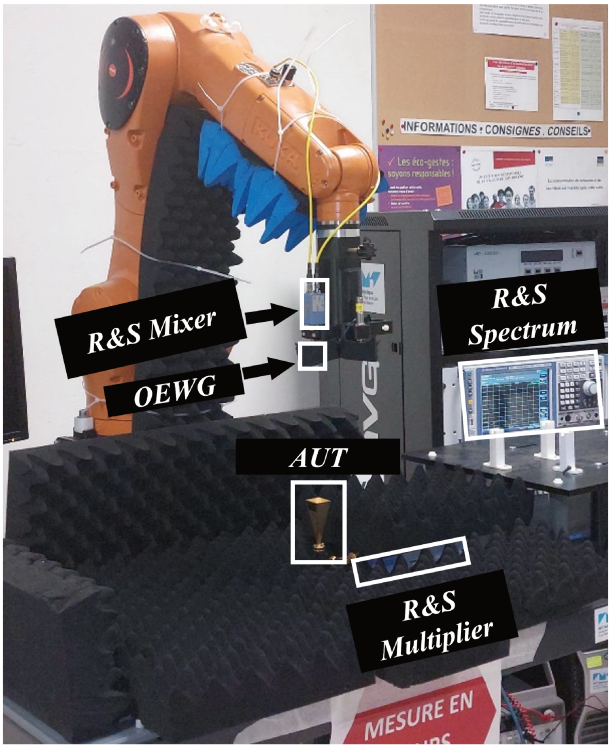


FIGURE 4.3 – Banc de mesure CARONCHIP

La figure 4.3 illustre une vue réelle du banc complet. Le bras robotisé est installé sur une table réalisée en matériau à faible permittivité, afin d'éviter toute interaction ou réflexion avec les ondes rayonnées. On y distingue le robot, la table de support, la sonde montée sur son support 3D, ainsi que les différents instruments de mesure connectés. Cette configuration permet de visualiser concrètement la disposition des éléments et leur intégration dans l'environnement expérimental.



(a) Laser en croix (référence à compléter)



(b) Laser de co-planéité (référence à compléter)

FIGURE 4.4 – Lasers utilisés pour l'alignement sur le banc robotisé CARONCHIP.

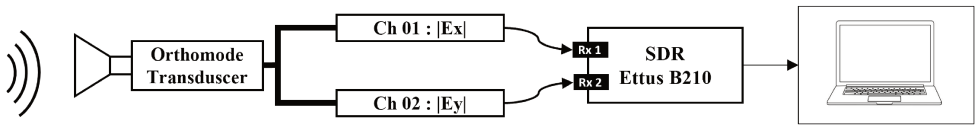
Un système de lasers est intégré afin d'assurer le positionnement précis de la sonde : un laser en croix (figure 4.4a) garantit le centrage et l'alignement de la sonde dans le plan (x, y), tandis qu'un laser de co-planéité (figure 4.4b) assure, avec une précision de l'ordre du microradian (μrad), la parfaite planéité du plan de balayage par rapport au plan de référence de l'antenne. Les emplacements de ces deux lasers ont été soigneusement définis sur la pièce de maintien fixée à l'extrémité du bras robotisé. Enfin, des absorbants électromagnétiques sont disposés autour du dispositif afin de minimiser les réflexions parasites provenant de l'environnement. Le robot est également partiellement entouré d'absorbants pour atténuer les réflexions sur sa structure métallique.

Le banc ainsi configuré constitue une plateforme complète et polyvalente pour les mesures en bandes millimétriques et au-delà, adaptée à tout type d'antenne de taille raisonnable. Il permet notamment des mesures en contexte OTA, sans accès direct à l'antenne. Différentes sondes peuvent être employées selon le besoin ; nous avons privilégié les guides d'onde ouverts (OEWG) pour leur large dynamique de mesure, leurs faibles pertes d'insertion et leur diagramme de rayonnement faiblement directif, garantissant une réponse stable et bien caractérisée sur le plan de mesure. Néanmoins, ce type de sonde ne permet de mesurer qu'une seule composante du champ à la fois, sauf à effectuer un second balayage après rotation de la sonde.

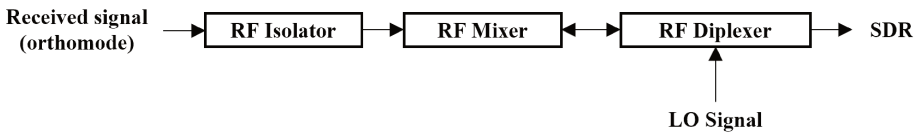
Afin de lever cette limitation et d'accéder simultanément aux deux composantes tangentielles du champ, une chaîne RF spécifique a été développée. Présentée dans la section suivante, elle repose sur une architecture à double voie de réception et permet l'extraction directe de la polarisation sans second balayage, ce qui rend la caractérisation plus rapide et plus complète.

4.3.2 Architecture de la chaîne RF pour l'extraction de la polarisation

Dans le but de caractériser la polarisation des antennes et dispositifs rayonnants, aussi bien en champ proche qu'en champ lointain, et ce dans le cadre des mesures sans phase, une chaîne de mesure RF dédiée a été développée. L'objectif est de permettre l'extraction simultanée des deux composantes tangentielles du champ, orthogonales à la direction de propagation, sans recourir à un double balayage, ce qui alourdirait considérablement les temps de mesure. Cette approche s'inscrit dans la continuité de la méthodologie de mesure sans phase développée précédemment et complète la caractérisation en permettant, via l'algorithme itératif de Fourier (IFT), de remonter à la polarisation complète en champ lointain, comme détaillé au chapitre 3, section 3.7. À notre connaissance, cette méthode n'a pas été appliquée dans le contexte des mesures sans phase et de l'IFT.



(a) Architecture des deux voies RF avec SDR



(b) Architecture détaillée de chaque voie de la chaîne RF

FIGURE 4.5 – Architecture de la chaîne RF pour l'extraction de la polarisation avec mesure instantanée des deux composantes du champ électrique.

L'architecture RF retenue (figure 4.5) utilise une antenne sonde à ouverture circulaire. Ce choix est motivé par une propriété bien connue du guide circulaire : le mode fondamental TE_{11} y existe sous deux formes orthogonales, associées aux composantes E_x et E_y. La sonde permet ainsi de capter naturellement les deux composantes du champ, avec des caractéristiques de rayonnement similaires et un centre de phase identique, ce qui garantit une mesure équilibrée et cohérente sur les deux voies.

En sortie de cette ouverture, un *transducteur orthomode* (OMT) assure la séparation modale : il projette le champ sur les deux bases linéaires orthogonales associées aux modes TE_{11} et achemine chacune d'elles vers un port distinct, généralement converti en mode TE_{10} dans deux guides rectangulaires orthogonaux. On obtient ainsi, *en parallèle et sans rotation mécanique de la sonde*, deux signaux proportionnels aux composantes tangentielles orthogonales du champ au point de mesure.

Chaque voie est ensuite équipée d'un isolateur placé à la sortie de l'OMT afin d'éviter toute réflexion ou rétropropagation vers l'entrée. Le signal est injecté dans un mélangeur RF (mixer) ROHDE & SCHWARZ assurant une transposition via l'oscillateur local (OL) vers une fréquence intermédiaire plus basse. Un diplexeur est utilisé sur chaque voie pour combiner le signal de l'oscillateur local et extraire en sortie le signal transposé. Les deux signaux issus des mélangeurs sont ensuite acheminés, via des câbles RF à faibles pertes, vers une radio logicielle ETTUS B210 configurée en double voie de réception synchronisée.

Le partage d'un même OL pour les deux mélangeurs, l'appariement précis des longueurs de câbles RF et la synchronisation des voies d'acquisition garantissent la cohérence temporelle et de phase entre canaux, condition indispensable pour une estimation fiable du déphasage relatif instantané entre composantes.

L'utilisation de mélangeurs présente un double avantage : elle permet d'abaisser la fréquence du signal dans une bande compatible avec la radio logicielle (typiquement autour de 1 GHz) et elle réduit significativement les pertes et les variations de phase introduites par les câbles lorsqu'ils sont utilisés à très haute fréquence.

Un support plastique spécifique, imprimé en 3D, a été conçu pour être fixé à l'extrémité du bras robotisé et maintenir l'ensemble de la chaîne RF de réception décrite ci-dessus. Cette pièce, illustrée en figure 4.6, assure un maintien rigide et un alignement précis de la sonde et de l'OMT. La figure 4.6 montre le banc complet, incluant le générateur de signaux utilisé pour l'oscillateur local ainsi que l'ordinateur de bord assurant le contrôle de la radio logicielle et le traitement des données reçues. Un code Python a été spécifiquement développé pour piloter la mesure, gérer les flux issus de la SDR et extraire l'amplitude ainsi que le déphasage relatif entre les deux composantes du champ.

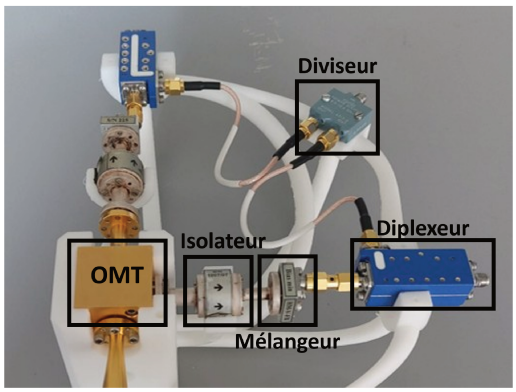


FIGURE 4.6 – Chaîne RF complète pour l'acquisition des deux composantes du champ électrique.

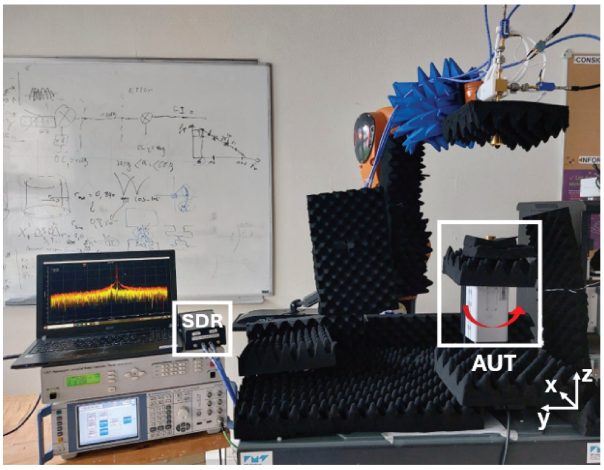


FIGURE 4.7 – Banc CARONCHIP pour mesure instantanée des deux composantes du vecteur du champ électrique rayonné et du déphasage relatif entre elles avec radio-logicielle.

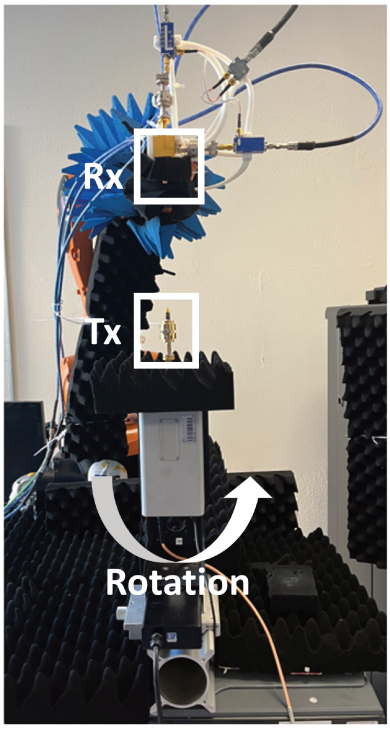
On remarque qu'un guide supplémentaire est présent sur l'une des voies de la chaîne RF (figure 4.6), ce qui introduit un léger décalage de phase sur cette voie. Celui-ci est compensé sur l'ordinateur de contrôle via le traitement Python.

Cette architecture assure ainsi une acquisition simultanée, cohérente et stable des deux composantes du champ, ouvrant la voie à une reconstruction rigoureuse de la polarisation locale en champ proche et, combinée à l'IFT, de la polarisation rayonnée en champ lointain.

Pour valider le fonctionnement de la chaîne d'acquisition (OMT + SDR), une antenne cornet conique alimentée par un dispositif de polarisation de type *septum* a été utilisée (figure 4.8b). Ce montage permet de générer, selon la position du septum polariseur, une polarisation linéaire ou une polarisation circulaire. Les mesures ont été réalisées à 74 GHz.



(a) Antenne cornet conique alimentée par un septum polariseur (74 GHz).



(b) Configuration du banc de mesure.

FIGURE 4.8 – Mesure avec chaîne RF double voie en réception et antenne conique alimentée par un septum polariseur en émission.

L'antenne sous test est mise en rotation autour de son axe principal de rayonnement, tandis que la sonde reste fixe au-dessus de l'ouverture. À chaque position angulaire, les deux voies du SDR enregistrent simultanément les signaux reçus, permettant d'extraire l'amplitude et la phase instantanée de chaque composante orthogonale du champ. Les paramètres de polarisation sont ensuite calculés pour chaque angle à partir des relations établies précédemment.

Dans un premier temps, le septum polariseur est positionné de manière à générer une polarisation linéaire. La figure 4.9 présente le déphasage relatif mesuré entre les deux voies en fonction de l'angle de rotation de l'antenne émettrice. Comme attendu pour une

polarisation linéaire, ce déphasage reste proche de 0°. Un léger décalage est toutefois observé, attribué à un faible désalignement entre l'antenne d'émission et la sonde de réception.

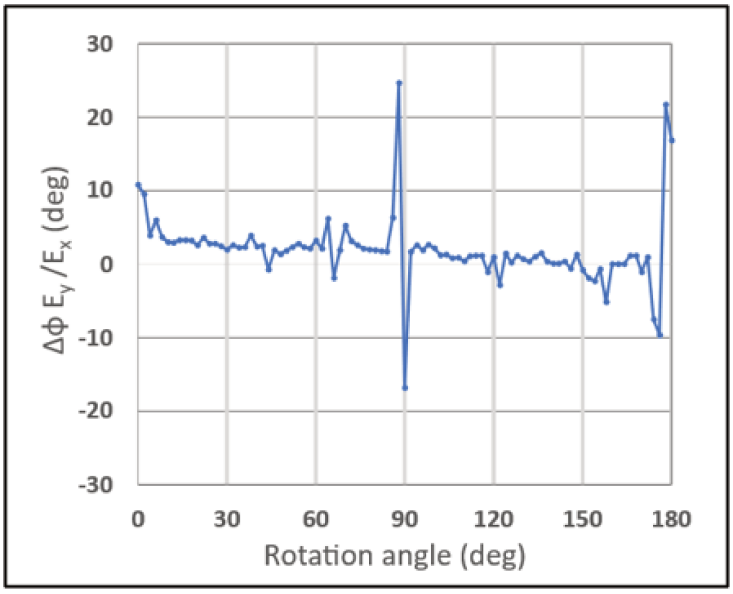


FIGURE 4.9 – Déphasage relatif entre les deux voies pour l'antenne cornet alimentée par un septum polariseur en polarisation linéaire, lors de la rotation sur son axe.

Les figures 4.10 et 4.11 montrent respectivement le rapport axial et l'angle d'inclinaison de l'ellipse de polarisation. Ces grandeurs sont calculées à partir des amplitudes mesurées sur chaque voie et du déphasage relatif associé. On observe un rapport axial élevé ($|AR| >$ 13 dB, typiquement compris entre 20 et 50 dB), caractéristique d'une polarisation linéaire. De plus, l'angle d'inclinaison suit de manière cohérente l'angle de rotation appliqué à l'antenne.

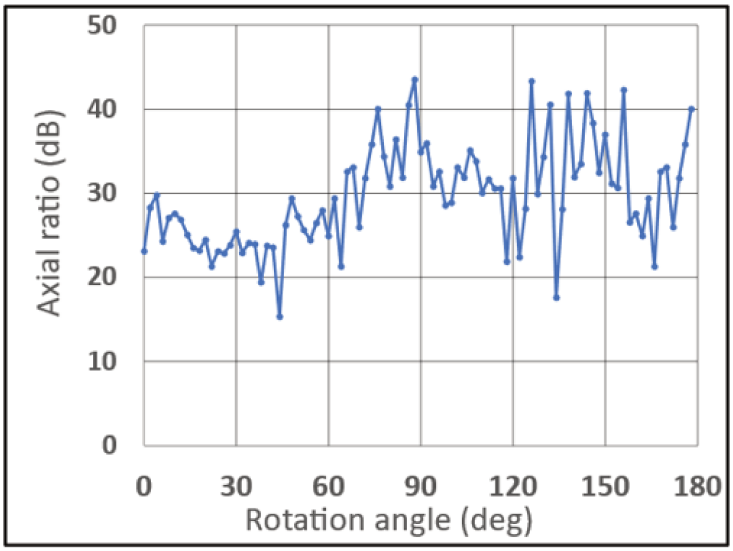


FIGURE 4.10 – Rapport axial pour l'antenne cornet alimentée par un septum polariseur en polarisation linéaire, lors de la rotation sur son axe.

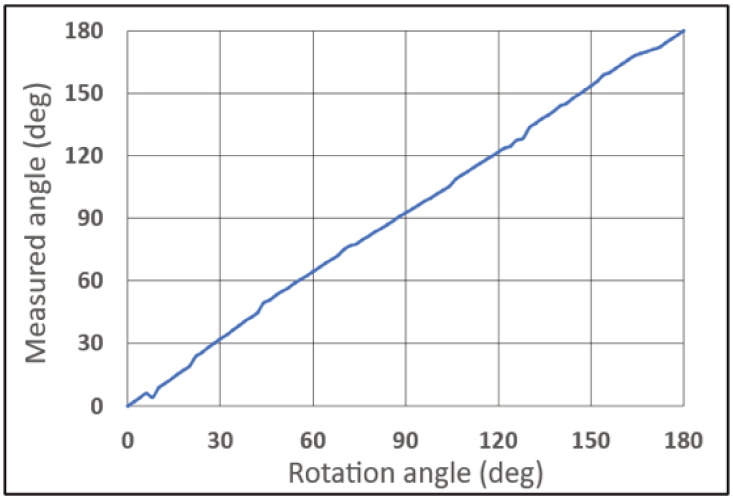


FIGURE 4.11 – Angle d'inclinaison de l'ellipse de polarisation pour l'antenne cornet alimentée par un septum polariseur en polarisation linéaire, lors de la rotation sur son axe.

Le septum polariseur est ensuite ajusté afin de générer une polarisation circulaire gauche (LHCP). Les amplitudes des deux composantes orthogonales ainsi que leur déphasage relatif sont alors utilisés pour calculer le rapport axial et le niveau de polarisation croisée.

La figure 4.12 montre que le déphasage relatif se situe autour de 90°, valeur attendue pour une polarisation circulaire idéale dans l'axe. Une légère variation avec l'angle de rotation est néanmoins observée, due au même désalignement géométrique entre l'antenne émettrice et la sonde de réception, particulièrement critique à ces fréquences.

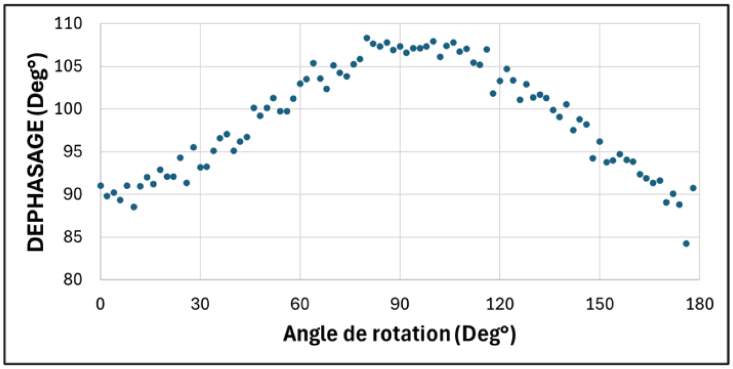


FIGURE 4.12 – Déphasage relatif entre les deux voies pour l'antenne cornet alimentée par un septum polariseur en polarisation circulaire (LHCP), lors de la rotation sur son axe.

Les figures 4.14 et 4.13 confirment la bonne qualité de la polarisation circulaire générée : le niveau de polarisation croisée est inférieur à -20 dB et le rapport axial reste inférieur à 1 dB.

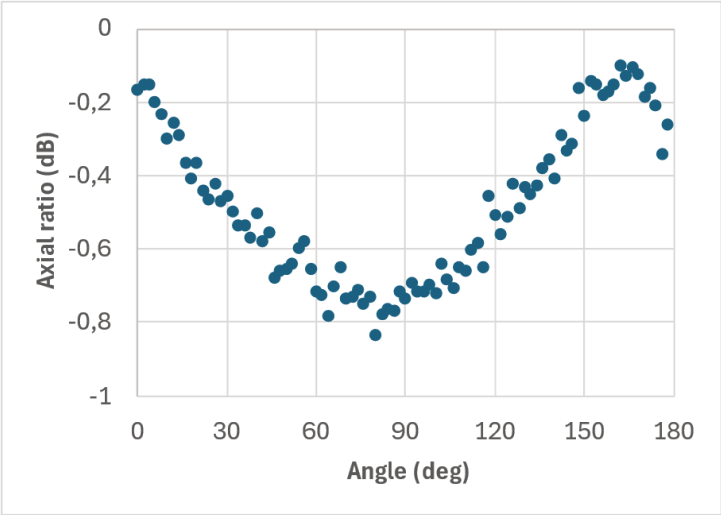


FIGURE 4.13 – Rapport axial pour l'antenne cornet alimentée par un septum polariseur en polarisation circulaire (LHCP), lors de la rotation sur son axe.

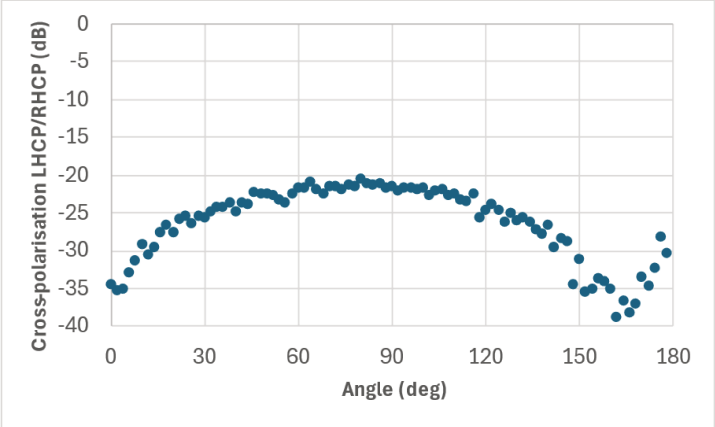


FIGURE 4.14 – Niveau de polarisation croisée pour l'antenne cornet alimentée par un septum polariseur en polarisation circulaire (LHCP), lors de la rotation sur son axe.

Ces résultats valident le bon fonctionnement de la chaîne d'acquisition (OMT + SDR) pour l'extraction simultanée des deux composantes orthogonales du champ et de leur déphasage relatif. La suite logique consiste désormais à valider cette architecture dans sa configuration d'usage final, c'est-à-dire au cours d'une mesure planaire complète réalisée sur deux plans parallèles, puis en intégrant les amplitudes et phases relatives mesurées à l'exécution de l'algorithme IFT afin de caractériser la polarisation des antennes. Cette validation globale, qui relève des perspectives de ce travail, devrait être atteignable au regard de la cohérence des résultats obtenus lors des essais présentés ici, ainsi que de la validation théorique présentée au chapitre 3, section 3.7.

4.4 Caractérisations expérimentales

Dans cette section, l'algorithme IFT est appliqué à plusieurs antennes représentatives afin de valider expérimentalement la méthodologie développée : le cornet rectangulaire

MI-WAVE 261W387 à 96 GHz utilisé en simulation pour l'étude des paramètres de l'IFT, une antenne réflecteur parabolique alimentée par un cornet MI-WAVE 261V387 à 60 GHz, un module Wi-Fi Acer intégrant un réseau d'antennes patchs à 60 GHz, ainsi que le cornet circulaire alimenté par un septum polariseur pour générer une polarisation circulaire (LHCP). L'objectif n'est pas de comparer les amplitudes absolues, mais d'évaluer la capacité de l'IFT à reconstruire correctement la phase et à reproduire l'allure physique du champ proche et du champ lointain. Pour cette raison, les champs présentés sont normalisés.

Il est important de noter que la correction de la sonde n'a pas été appliquée dans les reconstructions. Cette absence de compensation peut provoquer un léger resserrement du diagramme en champ lointain par rapport aux diagrammes de référence, conséquence directe de la réponse propre de la sonde. Malgré cela, l'allure globale des champs reconstruits reste cohérente et conforme à la physique attendue.

Les mesures en amplitude présentent également de faibles oscillations locales (ripples) entre les points d'acquisition en champ proche. Celles-ci sont dues à une légère inclinaison de la sonde par rapport au plan horizontal causée par un défaut de précision sur les pièces de fixation utilisées. Ces irrégularités n'affectent ni la reconstruction ni la qualité du champ obtenu : l'IFT exploite la cohérence de propagation entre les deux plans pour reconstruire l'amplitude et la phase et supprime naturellement ces perturbations au cours des itérations. Ce comportement confirme la robustesse de l'algorithme face aux imprécisions expérimentales, notamment celles liées au positionnement ou à l'orientation de la sonde.

4.4.1 Antenne cornet MI-WAVE 261W387 à 96 GHz

Nous présentons ici les résultats expérimentaux de caractérisation du cornet rectangulaire MI-WAVE 261W387, conçu pour la bande W (75 – 110 GHz). Ce cornet a été choisi comme antenne de référence pour nos études expérimentales et numériques en raison des avantages qu'il présente, déjà discutés dans les sections précédentes. Il offre en effet une bonne directivité tout en conservant une ouverture angulaire suffisante, ainsi qu'une structure de rayonnement comportant plusieurs lobes secondaires à des niveaux non négligeables. Ces caractéristiques en font une antenne particulièrement adaptée pour évaluer la robustesse et la précision de l'algorithme itératif dans la reconstruction du champ et la restitution du diagramme de rayonnement.

La figure 4.15 illustre le cornet MI-WAVE 261W387 et le tableau 4.1 résume ses principales caractéristiques géométriques et en rayonnement théorique.



FIGURE 4.15 – Cornet rectangulaire MI-WAVE 261W387 utilisé pour la validation expérimentale.

Caractéristique	**Valeur typique**
Bande de fréquence	75 – 110 GHz
Taille d'ouverture L × l	30.7 mm × 25.9 mm
Longueur	≈ 55 mm (typique)
Polarisation	Linéaire (mode TE_{10})
Ouverture (plan E, 3 dB)	9°
Ouverture (plan H, 3 dB)	10°
Gain typique	25 dBi

TABLE 4.1 – Principales caractéristiques du cornet MI-WAVE 261W387.

La mesure a été réalisée à l'aide d'un guide d'onde ouvert (FM 27246-50) illustré dans la figure 4.29 et le tableau 4.5.



FIGURE 4.16 – Guide d'onde ouvert en bande W.

Caractéristique	**Valeur typique**
Bande de fréquence	75 – 110 GHz (bande W)
Type de guide	WR-10
Dimensions internes	2.54 mm × 1.27 mm
Polarisation	Linéaire (mode TE_{10})
Ouverture (-3 dB)	≈50°
Gain typique	6 dBi

TABLE 4.2 – Caractéristiques principales du guide d'onde ouvert FM 27246-50.

La mesure a été réalisée selon la configuration illustrée sur la figure 4.17. Pour l'exécution de l'algorithme IFT, une distribution initiale uniforme a été choisie sur l'ouverture, avec une amplitude fixée à 1 et une phase nulle sur l'ensemble des points. La taille de l'ouverture reconstruite a été définie à [32 mm, 28 mm] légèrement supérieure à la taille physique du cornet (environ $+\lambda/2$) . Cette marge permet au champ de décroître naturellement en dehors de la zone rayonnante et d'éviter une troncature abrupte.

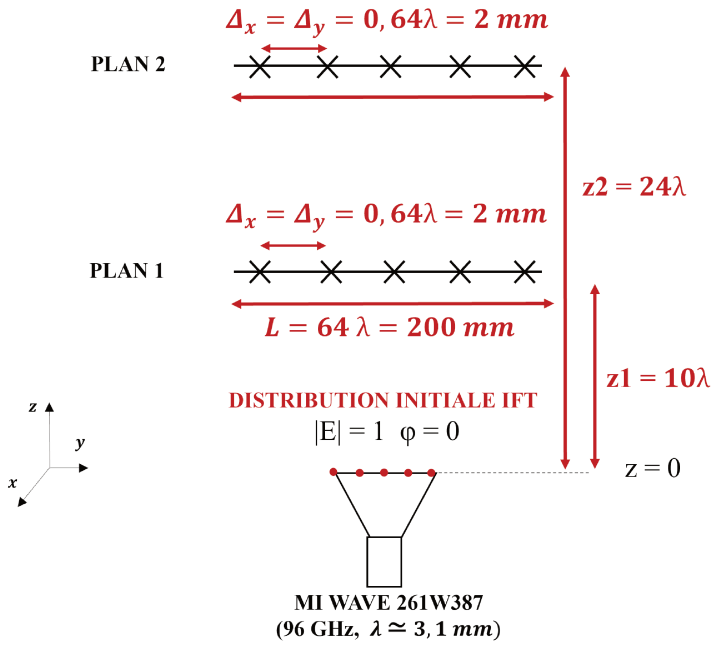


FIGURE 4.17 – Configuration de la mesure champ proche sans phase et distribution initiale définie sur l'algorithme IFT

Le pas d'échantillonnage utilisé est supérieur au critère de Nyquist, mais reste conforme à la règle 3.11, ce qui permet d'atteindre un angle de couverture en champ lointain de $\theta_{CL} \approx 51°$. Toutefois, comme le second plan d'acquisition est exploité pour le calcul du champ lointain, la limite angulaire est alors régie par la relation 3.2, ce qui conduit à un angle atteignable de $\theta_{CL} \approx 49°$.

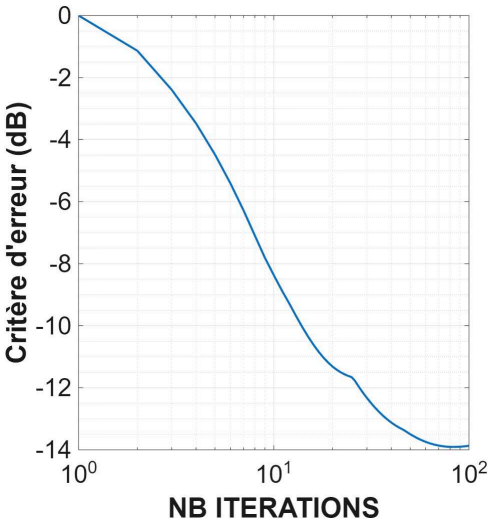
L'erreur associée à la troncature sur cette zone angulaire a ensuite été évaluée à partir de la borne simplifiée de l'équation 3.3, en considérant un intervalle de reconstruction de 49° autour du maximum. L'analyse a été étendue jusqu'à −25 dB. Cette formule étant conservative, elle fournit une borne supérieure de l'erreur. Les valeurs du tableau 4.3 montrent que l'erreur reste inférieure à 2 % au maximum du diagramme (0.161 dB) et augmente progressivement lorsque l'on s'éloigne vers les bas niveaux. Dans la pratique, les résultats expérimentaux confirment que l'erreur réelle observée sur le champ lointain est inférieure à cette estimation théorique.

Niveau (dB)	Erreur (%)	Erreur (dB)
0	1.868	0.161
-5	3.321	0.284
-10	5.906	0.498
-15	10.502	0.867
-20	18.675	1.487
-25	33.210	2.491

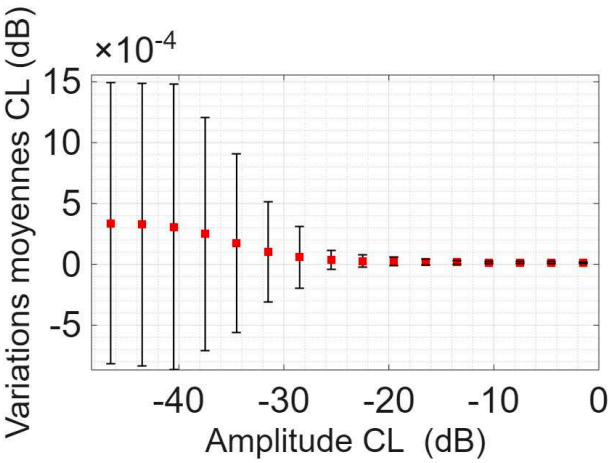
TABLE 4.3 – Borne d'erreur selon (3.3) avec $C = 0.018675$ et $g(K) = 10^{-\Delta/20}$.

L'exécution de l'algorithme a duré moins de deux minutes pour 100 itérations. Chaque plan de mesure comporte 10 201 points, puis est zéro-paddé par un facteur 2 afin d'éviter

la convolution circulaire associée à la DFT en champ proche, soit 20 402 points effectivement traités. Le critère de convergence se stabilise dès la 80e itération (figure 4.18a). Par ailleurs, la figure 4.18b montre que la variation du champ lointain reconstruit entre deux itérations successives devient négligeable, confirmant que l'algorithme a bien convergé vers une solution.



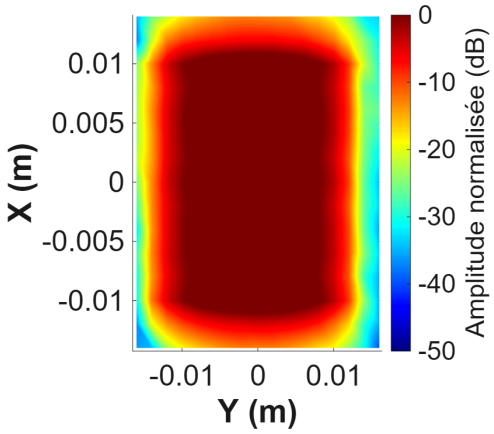
(a) Critère de convergence (eq. 3.14) sur le second plan de mesure.



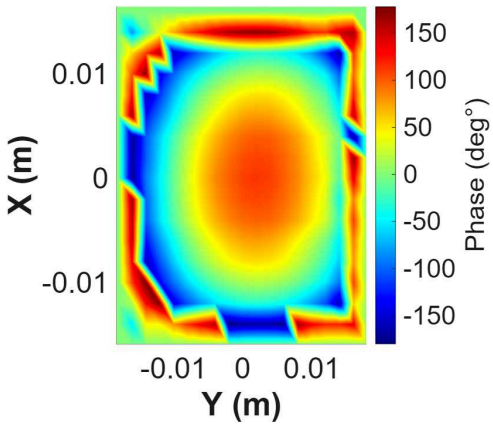
(b) Variations moyennes et écarts-types du CL entre deux itérations consécutives de l'IFT en fonction de l'amplitude normalisée en CL.

FIGURE 4.18 – Critère de convergence et d'arrêt de l'exécution de l'algorithme

Les figures 4.19a et 4.19b présentent respectivement l'amplitude et la phase du champ reconstruit sur l'ouverture du cornet. L'amplitude est quasi uniforme au centre puis décroît progressivement vers les bords, tandis que la phase présente une allure gaussienne. Ce comportement est conforme aux caractéristiques attendues d'un cornet rectangulaire alimenté en mode fondamental et valide la cohérence de la reconstruction. Un léger décalage observé selon l'axe y provient d'une très faible inclinaison mécanique du montage lors de la mesure.



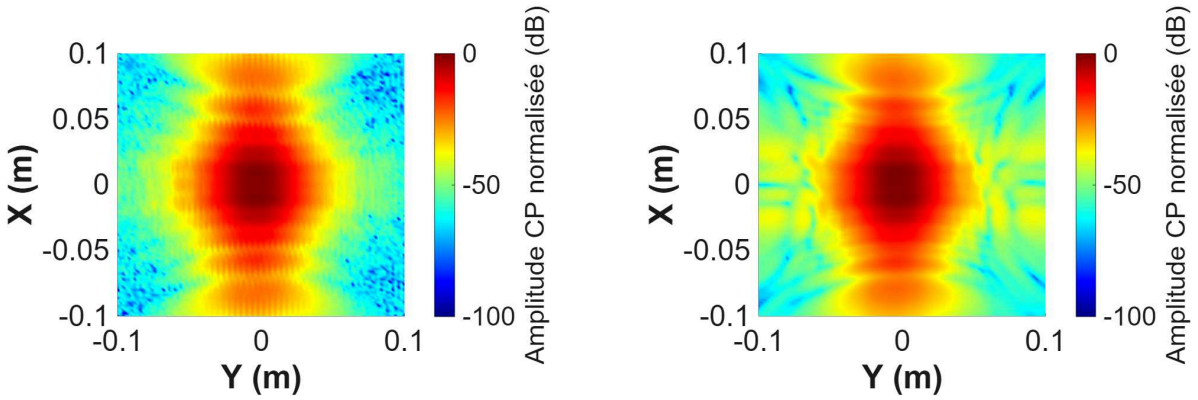
(a) Amplitude normalisée reconstruite.



(b) Phase reconstruite en degrés.

FIGURE 4.19 – Amplitude et phase reconstruites sur l'ouverture du cornet MI-WAVE 261W387 à 96 GHz.

Les figures 4.20 présentent l'amplitude mesurée sur le second plan d'acquisition ainsi que celle reconstruite par l'IFT. Les oscillations visibles sur la mesure sont dues à une légère inclinaison mécanique de la sonde, déjà mentionnée précédemment. La figure 4.21 illustre la différence entre les deux amplitudes. Cette différence reste faible dans la zone de fort niveau de champ, mais devient plus marquée en périphérie où le champ est faible, rendant la reconstruction de phase moins fiable dans ces régions. Pour un meilleur rendu de comparaison, les coupes centrales suivant les axes x et y du second plan sont également présentées dans les figures 4.22.



(a) Amplitude normalisée mesurée.

(b) Amplitude normalisée reconstruite.

FIGURE 4.20 – Amplitude mesurée et reconstruite sur le second plan de mesure après exécution de l'IFT

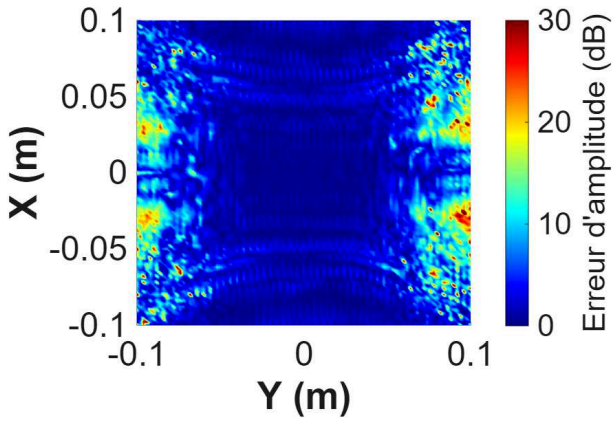
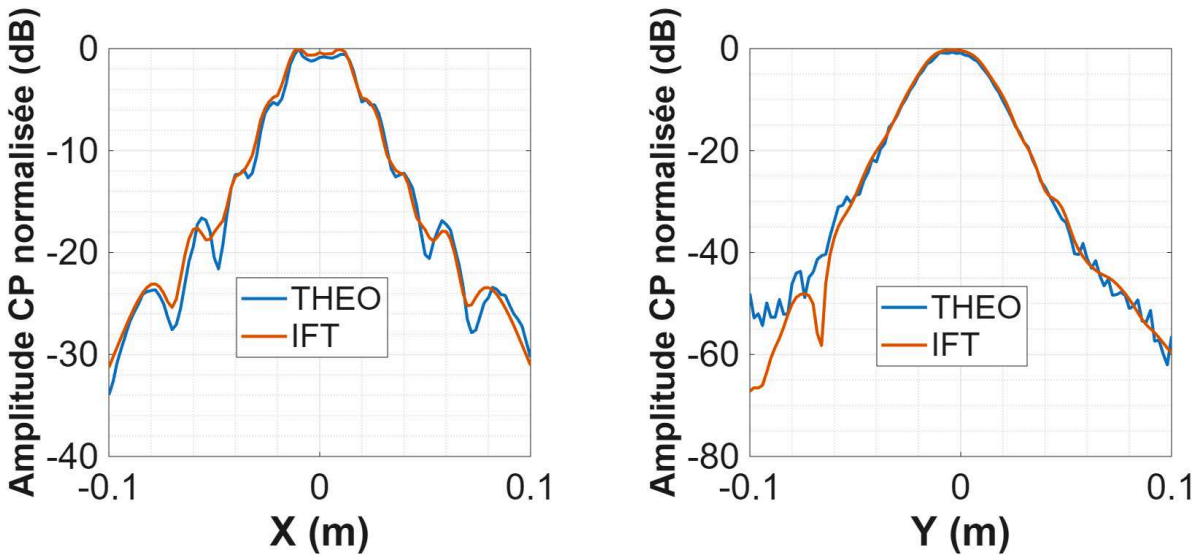


FIGURE 4.21 – Différence entre l'amplitude mesurée et l'amplitude reconstruite avec IFT

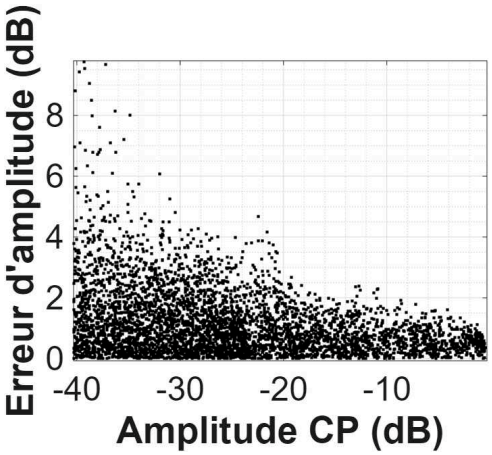


(a) Suivant l'axe X (Y=0)

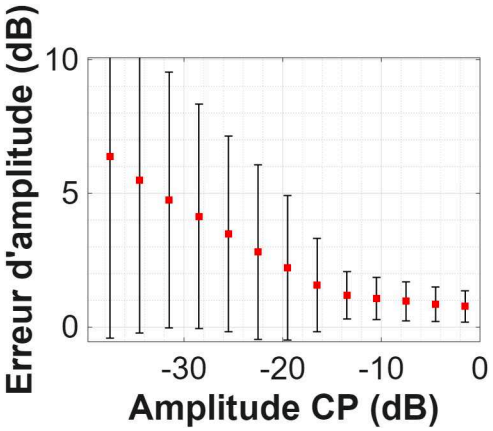
(b) Suivant l'axe Y (X=0)

FIGURE 4.22 – Comparaison de l'amplitude reconstruite après IFT avec l'amplitude mesurée sur une coupe linéaire au centre du plan.

Les figures 4.23a et 4.23b présentent l'évolution des critères de convergence définis précédemment, en quantifiant l'écart d'amplitude entre le champ reconstruit par l'IFT et l'amplitude réellement mesurée sur le second plan d'acquisition. L'erreur reste inférieure à 2 dB jusqu'à environ −20 dB du maximum. Contrairement aux simulations, où les deux plans sont parfaitement compatibles, les mesures réelles introduisent des écarts entre les contraintes d'amplitude imposées sur les deux plans : imprécisions de positionnement et ripples d'amplitude observés lors des balayages (dus ici à une légère inclinaison de la sonde comme expliqué en introduction). Dans ce cas, le problème n'admet plus de solution satisfaisant simultanément et exactement les deux amplitudes mesurées. L'IFT converge alors vers une solution compromise, spatialement cohérente et compatible avec la propagation entre les deux plans, mais présentant un résiduel de différence d'amplitude locale mesurée. Ainsi, la différence d'amplitude observée au centre du plan n'est pas liée à une défaillance de l'algorithme, mais résulte du fait que l'IFT privilégie la cohérence physique de la propagation inter-plans plutôt que la restitution exacte d'une mesure ponctuelle localement bruitée ou incompatible.



(a) Différence de l'amplitude CP reconstruite avec IFT à celle mesurée en fonction de l'amplitude du CP.



(b) Variations moyennes et écarts-types de l'amplitude CP reconstruite avec IFT comparé à celui mesuré en fonction de l'amplitude du CP.

FIGURE 4.23 – Critère de convergence et d'arrêt de l'exécution de l'algorithme

La figure 4.24 présente la phase reconstruite sur l'ensemble du second plan d'acquisition utilisé pour le calcul du champ lointain. Les figures 4.25 montrent les coupes centrales de cette phase selon les axes x et y.

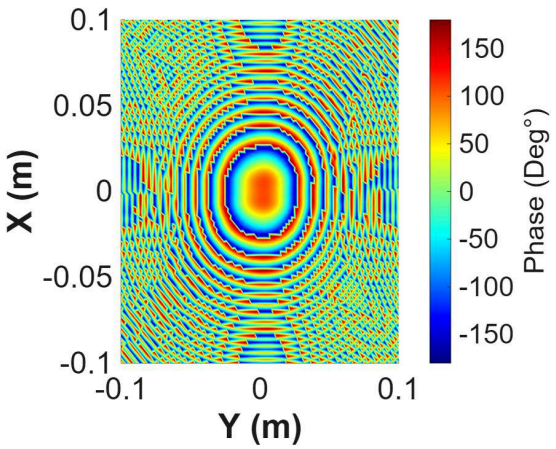
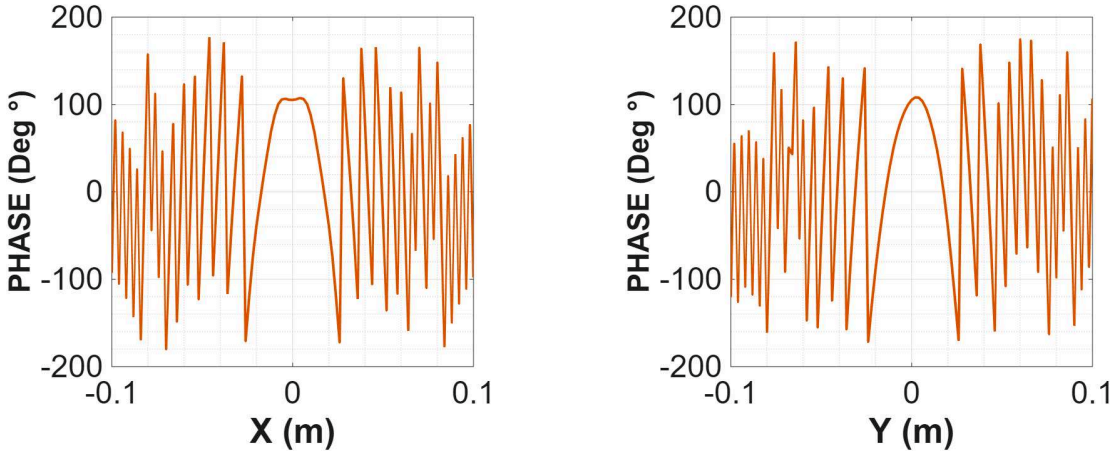


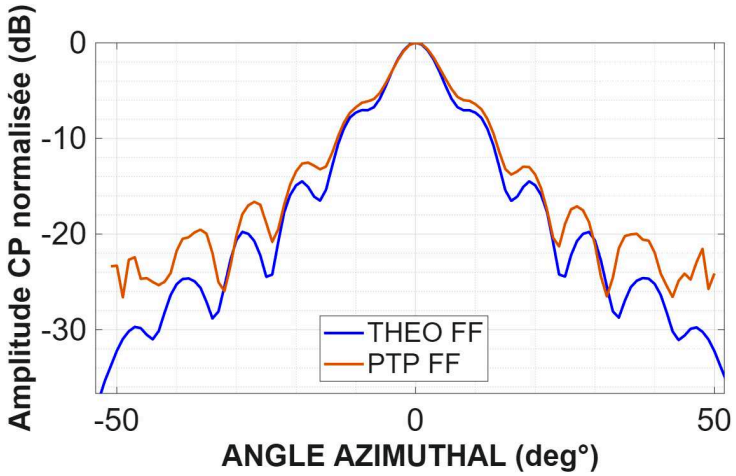
FIGURE 4.24 – Distribution de phase reconstruite sur le second plan d'acquisition après exécution de l'IFT



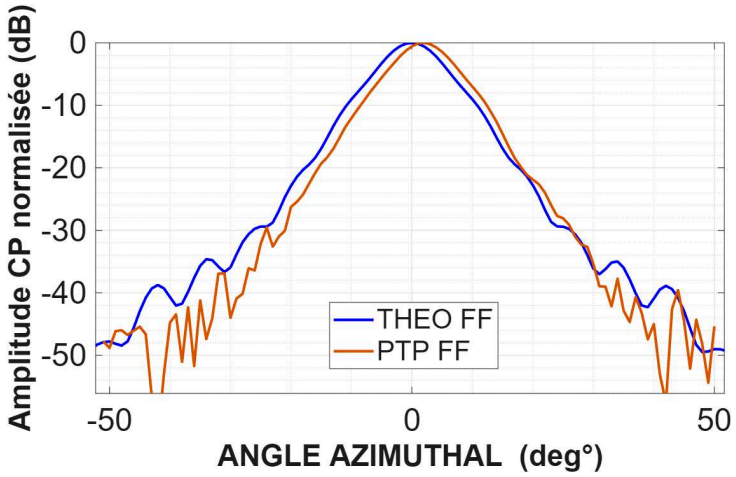
(a) Suivant l'axe X (Y=0) (b) Suivant l'axe Y (X=0)

FIGURE 4.25 – Phase reconstruite après exécution de l'IFT

Les coupes du champ lointain, présentées sur les figures 4.26a et 4.26b, montrent une bonne correspondance sur le lobe principal et une allure cohérente avec le champ lointain de référence. On observe toutefois un léger dépointage d'environ 2° sur le plan H pour la reconstruction IFT, attribué à l'inclinaison mécanique du cornet mentionnée précédemment. Il est également rappelé que le champ de référence utilisé (« THEO FF ») provient d'une simulation du champ complexe calculée sur un plan de même taille que celui de la mesure mais avec un pas de 0.25λ ; il ne constitue donc pas une comparaison strictement équivalente à la reconstruction IFT, mais permet de valider la cohérence des diagrammes. Aucune correction de sonde n'a été appliquée sur le champ reconstruit. Enfin, l'angle maximal de reconstruction obtenu expérimentalement est conforme à la valeur théorique, soit environ 49°.



(a) Coupe suivant le plan E du CL.



(b) Coupe suivant le plan H du CL.

FIGURE 4.26 – Comparaison des coupes du diagramme de rayonnement (plan E et H) entre le diagramme obtenu avec le CP complexe simulé sous FEKO et celui calculé après reconstruction de la phase CP sur le second plan de mesure avec l'IFT.

Enfin, comme rappelé précédemment, l'un des atouts de la reconstruction en champ proche par IFT est de permettre la caractérisation du rayonnement en champ lointain dans toutes les directions. La figure 4.27 présente le champ lointain 3D obtenu à partir du champ proche reconstruit par IFT, intégré dans le solveur FEKO pour le calcul du diagramme tridimensionnel.

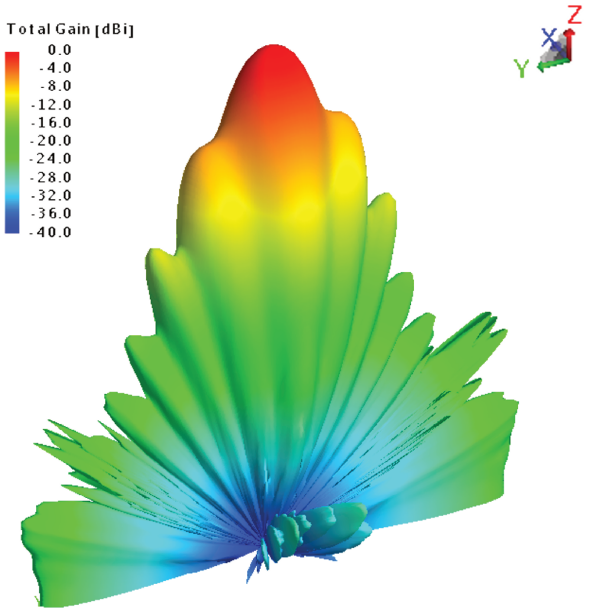


FIGURE 4.27 – Diagramme de rayonnement en 3D calculé à partir du second plan de mesure après IFT

4.4.2 Antenne parabole avec réflecteur alimenté par une antenne cornet rectangulaire - 60 GHz

L'antenne caractérisée dans cette étude a été conçue dans le cadre d'un projet étudiant. Il s'agit d'une antenne parabole munie d'un sous-réflecteur (figure 4.28). Elle est alimentée par un cornet MIWAVE 261V385 placé au foyer de la parabole, qui rayonne vers le sous-réflecteur. Ce dernier réfléchit le champ incident vers la parabole, laquelle le renvoie ensuite vers l'extérieur. Ce principe de double réflexion assure un gain élevé et, par conséquent, une forte directivité. L'antenne a été conçue pour la bande V, avec une fréquence nominale de 60 GHz. Sa structure, comprenant la parabole et le sous-réflecteur, a été réalisée en plastique par impression 3D, puis recouverte d'une peinture cuivrée afin d'en garantir la conductivité. Le tableau 4.4 présente ses principales caractéristiques géométriques ainsi que ses performances de rayonnement issues des simulations.

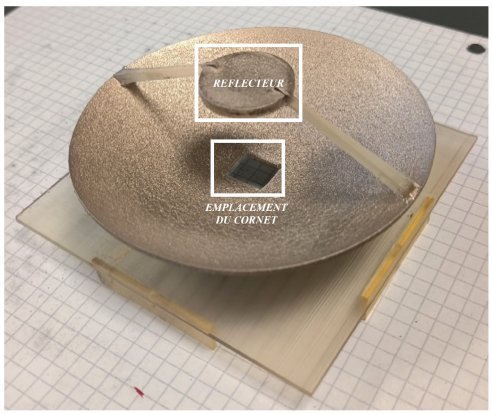


FIGURE 4.28 – Antenne parabole avec réflecteur alimentée par une antenne cornet à 60 GHz

Caractéristique	**Valeur**
Fréquence	60 GHz
Taille d'ouverture	10 cm
Polarisation	Linéaire (TE_{10})
Ouverture (-3 dB)	$\approx 3°$
Gain typique	35 dBi

TABLE 4.4 – Caractéristiques simulées de l'antenne parabole

La mesure a été effectuée à 60 GHz, à l'aide d'une sonde de réception de type guide d'onde ouvert (OEWG), représentée sur la figure 4.29. Le tableau 4.5 présente ses principales caractéristiques géométriques et paramètres de rayonnement.



FIGURE 4.29 – Guide d'onde ouvert FLANN MICROWAVE FM 27246-50 utilisé comme sonde de mesure en bande V.

Caractéristique	**Valeur typique**
Bande de fréquence	50 – 75 GHz (bande V)
Type de guide	WR-15
Dimensions internes	3.759 mm × 1.88 mm
Polarisation	Linéaire (mode TE_{10})
Ouverture (-3 dB)	$\approx 50°$
Gain typique	6 dBi

TABLE 4.5 – Caractéristiques principales du guide d'onde ouvert FM 27246-50.

La mesure sans phase a été réalisée selon la configuration illustrée à la figure 4.30, en co-polarisation. La taille de l'ouverture définie dans l'algorithme a été fixée à celle de la parabole (10 × 10 cm), avec une distribution initiale uniforme égale à 1 en amplitude et 0 en phase.

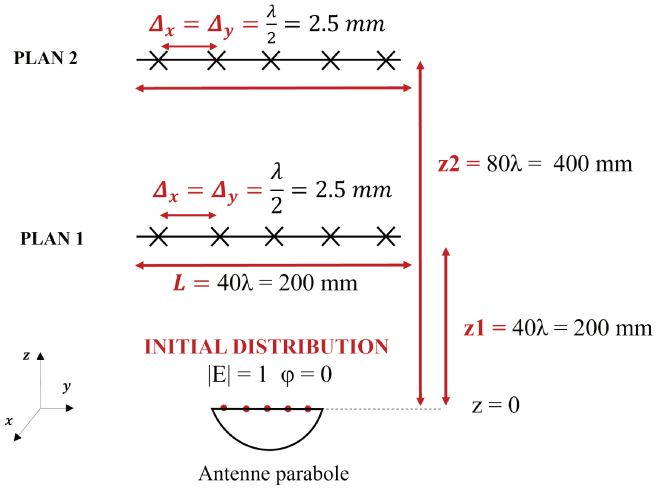


FIGURE 4.30 – Configuration de la mesure champ proche sans phase et distribution initiale définie sur l'algorithme IFT

Le champ étant bien confiné à l'intérieur de la parabole avec des niveaux plus faibles sur les bords, il n'a pas été nécessaire d'utiliser une ouverture plus grande. L'angle maximal de reconstruction obtenu à partir de la règle 3.2 est de ≈ 7.1, soit une couverture totale de ≈ 14. Ce résultat est cohérent avec la configuration utilisée : pour un pas d'échantillonnage égal à la demi-longueur d'onde, aucune limitation angulaire supplémentaire n'apparaît du fait de l'échantillonnage spatial.

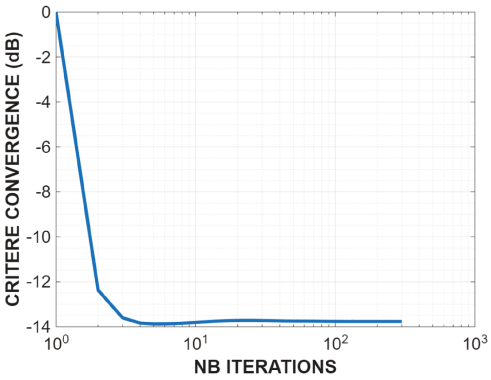
L'erreur sur le lobe principal a ensuite été estimée à partir de la relation 3.3, en considérant la zone angulaire de 14° autour du centre, correspondant à la région utile de reconstruction. L'analyse a été étendue jusqu'à −40 dB, ce niveau correspondant aux nuls des lobes secondaires atteints dans cette zone angulaire. La formule utilisée étant conservative, elle fournit une borne supérieure de l'erreur. Les valeurs obtenues, rapportées au tableau 4.6, montrent que l'erreur reste inférieure à 0.4 % (0.03 dB) au maximum du diagramme, et demeure faible jusqu'à −20 dB du maximum, confirmant la fiabilité de la reconstruction dans la zone d'intérêt.

Niveau (dB)	Erreur (%)	Erreur (dB)
0	0.361	0.031
-10	1.141	0.099
-20	3.608	0.308
-30	11.409	0.938
-40	36.078	2.676

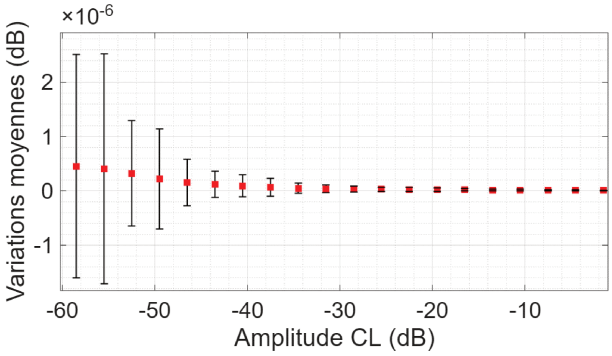
TABLE 4.6 – Borne d'erreur sur le diagramme en fonction du niveau (relation 3.3, $C = 3.61 \times 10^{-3}$).

Le second plan de mesure a été utilisé pour le calcul du champ lointain, car il a fourni de meilleurs résultats et une correspondance plus précise en champ proche. Cette amélioration s'explique principalement par une distribution du champ plus étalée que celle observée sur le premier plan, ce qui permet une reconstruction plus fidèle, comme détaillé au chapitre 2. L'exécution de l'algorithme a duré environ cinq minutes (200 itérations)

pour un total de 6400 points de mesure par plan, zéro paddé de ×4 pour éviter l'effet de la convolution circulaire de la DFT en champ proche (donc 25600 points), et la stagnation du critère de convergence a été atteinte au bout de 200 itérations (figure 4.31a). La figure 4.31b illustre également la variation du champ lointain entre deux itérations consécutives : on observe que cette variation devient quasi nulle sur la majeure partie du diagramme reconstruit, confirmant la stabilisation de la solution obtenue.



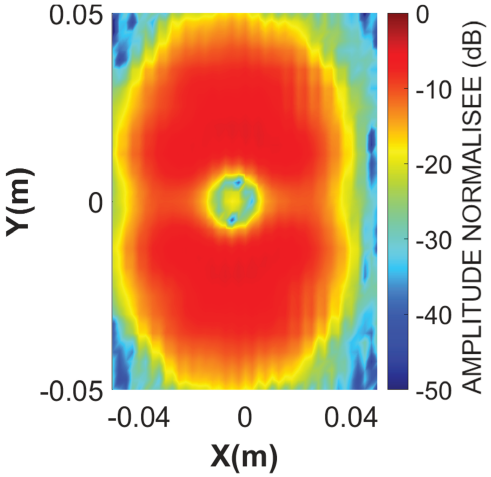
(a) Critère de convergence (eq 3.14) sur le second plan de mesure.



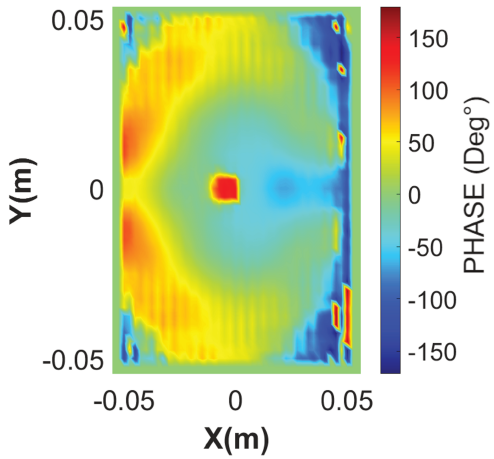
(b) Variations moyennes et écarts-types du CL entre deux itérations consécutives de l'IFT en fonction de l'amplitude normalisée en CL.

FIGURE 4.31 – Critère de convergence et d'arrêt de l'exécution de l'algorithme

Les figures ci-dessous montrent l'amplitude (figure 4.32a) et la phase reconstruite (figure 4.32b) sur l'ouverture de la parabole. On constate un champ quasi uniforme sur l'ouverture ainsi qu'une phase stable, ce qui correspond au comportement attendu pour ce type d'antenne et confirme la cohérence de la reconstruction. Le champ s'atténue progressivement aux bords de la parabole, comme prévu, et présente une chute au centre liée à la présence du réflecteur, dont la taille est correctement restituée. De légers écarts sont également visibles sur les bords, au centre de l'axe Y, correspondant à la zone traversée par le support de maintien du réflecteur sortant de la parabole. L'ensemble de ces observations valide la reconstruction du champ sur l'ouverture.



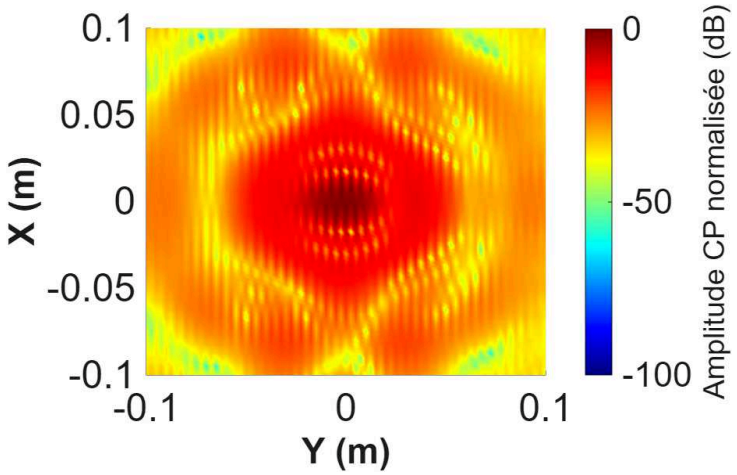
(a) Amplitude normalisée reconstruite.



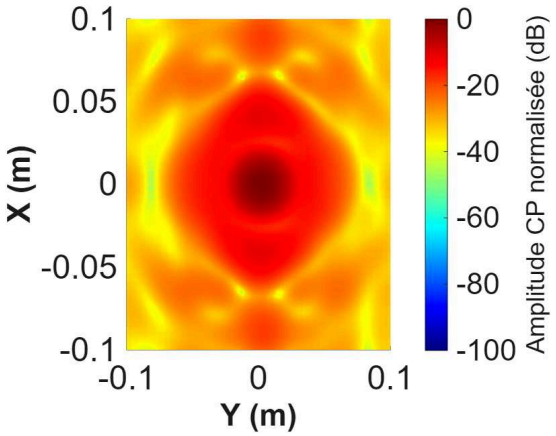
(b) Phase reconstruite.

FIGURE 4.32 – Amplitude et phase reconstruite sur l'ouverture de la parabole avec l'IFT.

Les figures 4.33a présentent l'amplitude mesurée sur le second plan d'acquisition ainsi que celle reconstruite par l'IFT. Les oscillations visibles sur la mesure proviennent de l'inclinaison mécanique de la sonde, comme mentionné précédemment. La figure 4.33b montre la différence entre les deux amplitudes : l'écart reste faible sur la zone de fort niveau, mais devient plus marqué sur les bords du plan, où l'amplitude est faible et où la reconstruction de phase est moins fiable. Pour faciliter la comparaison, les coupes centrales selon les axes x et y sont présentées dans les figures 4.35.



(a) Amplitude normalisée mesurée.



(b) Amplitude normalisée reconstruite.

FIGURE 4.33 – Amplitude mesurée et reconstruite sur le second plan de mesure après exécution de l'IFT

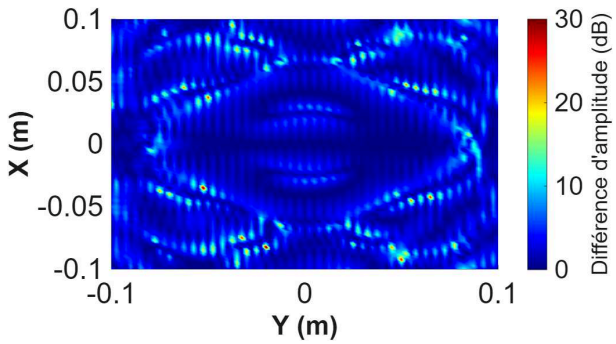
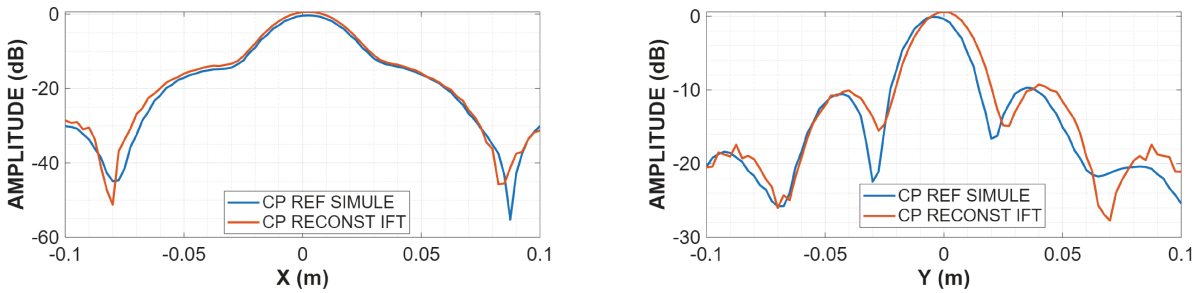


FIGURE 4.34 – Différence entre l'amplitude mesurée et l'amplitude reconstruite avec IFT



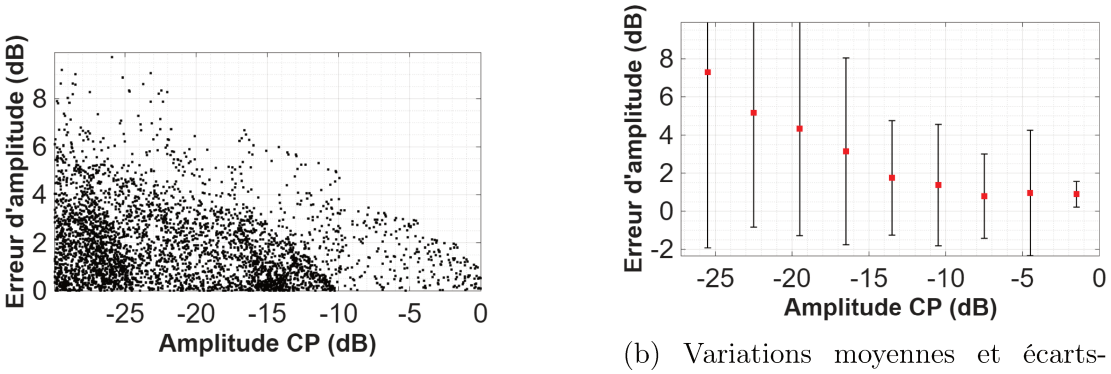
(a) Suivant l'axe X (Y=0)

(b) Suivant l'axe Y (X=0)

FIGURE 4.35 – Comparaison de l'amplitude reconstruite après IFT avec l'amplitude mesurée sur une coupe linéaire au centre du plan.

On observe une bonne concordance entre les deux distributions, avec quelques différences localisées, notamment sur la position et la profondeur des nuls. Cependant, cette distribution d'amplitude reconstruite présentée ici a uniquement pour rôle de valider la cohérence de la reconstruction de phase, puisque l'algorithme IFT repose sur la contrainte d'amplitude pour ajuster la phase à chaque itération.

Les figures 4.36a et 4.36b présentent l'évolution des critères de convergence définis précédemment, en quantifiant l'écart d'amplitude entre le champ reconstruit par l'IFT et l'amplitude réellement mesurée sur le second plan d'acquisition. L'erreur est plus prononcée dans ce cas.



(a) Différence de l'amplitude CP reconstruite avec IFT à celle mesurée en fonction de l'amplitude du CP.

(b) Variations moyennes et écarts-types de l'amplitude CP reconstruit avec IFT comparé à celui mesuré en fonction de l'amplitude du CP.

FIGURE 4.36 – Critère de convergence et d'arrêt de l'exécution de l'algorithme

La figure 4.37 présente la phase reconstruite sur l'ensemble du second plan d'acquisition utilisé pour le calcul du champ lointain. Les figures 4.38 montrent les coupes centrales de cette phase selon les axes x et y.

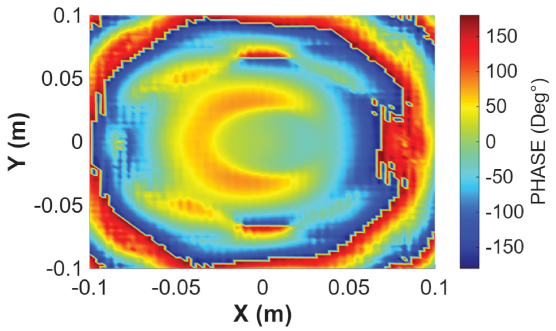
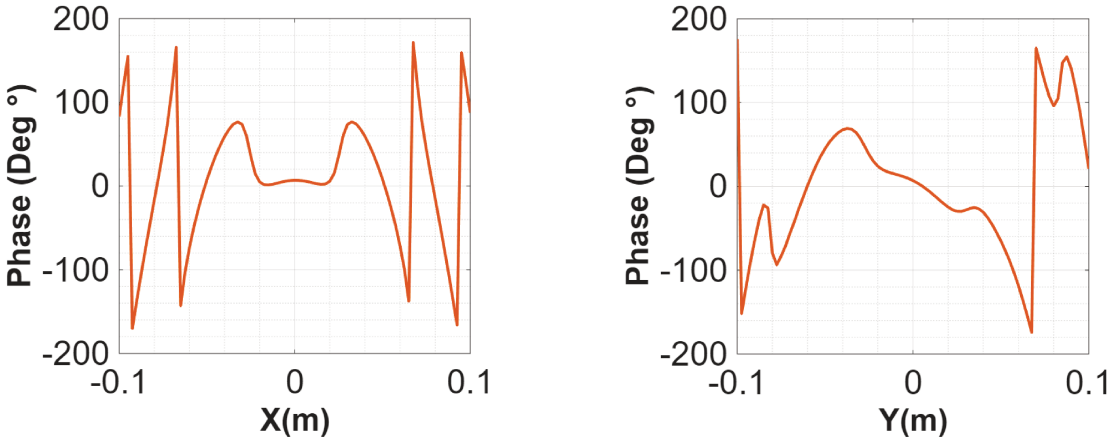


FIGURE 4.37 – Distribution de phase reconstruite sur le second plan d'acquisition après exécution de l'IFT

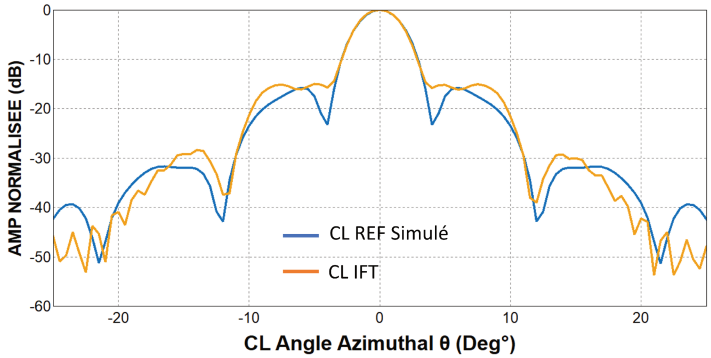


(a) Suivant l'axe X (Y=0)

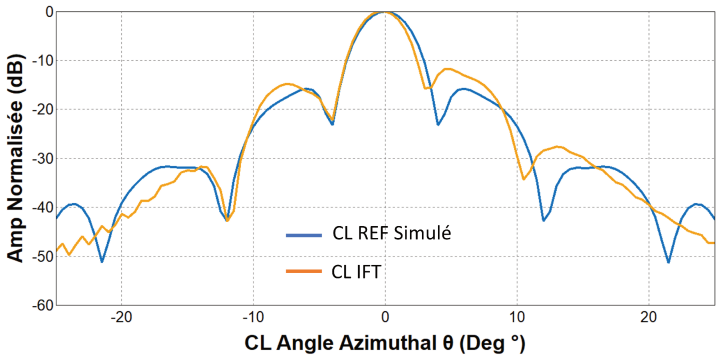
(b) Suivant l'axe Y (X=0)

FIGURE 4.38 – Phase reconstruite après exécution de l'IFT

Les coupes du champ lointain, représentées sur les figures 4.39a et 4.39b pour les plans E et H respectivement, montrent le résultat final de cette reconstruction. Le champ lointain n'ayant pas pu être mesuré directement sur le banc CARONCHIP — celui-ci apparaissant à une distance d'environ 4 m de l'ouverture de la parabole, soit au-delà de la zone accessible par le système — la courbe de référence utilisée provient de la simulation FEKO réalisée lors de la conception de l'antenne.



(a) Coupe suivant le plan E du CL.



(b) Coupe suivant le plan H du CL.

FIGURE 4.39 – Comparaison des coupes du diagramme de rayonnement (plan E et H) entre le diagramme simulé sous FEKO et celui calculé après reconstruction de la phase CP sur le second plan de mesure avec l'IFT.

Les résultats montrent une très bonne correspondance dans la zone d'intérêt, soit sur un angle de 14° autour du centre, en particulier sur le lobe principal et les deux premiers lobes secondaires des deux plans. Cependant, on observe quelques écarts de niveau sur les lobes secondaires. Ces différences s'expliquent, d'une part, par le fait que l'antenne fabriquée diffère légèrement de la géométrie simulée : les imprécisions liées à l'impression 3D peuvent engendrer de petites déformations de surface ou des écarts dimensionnels au niveau du sous-réflecteur et de la parabole. D'autre part, la structure réelle, imprimée en plastique puis recouverte d'une peinture cuivrée, ne présente pas la conductivité parfaite supposée dans le modèle FEKO. L'épaisseur variable de la couche métallique, ainsi que la rugosité de sa surface, entraînent des pertes ohmiques supplémentaires et une diffusion partielle du champ, ce qui atténue les lobes faibles et modifie localement la phase. Enfin, il convient de rappeler que la simulation FEKO repose sur la méthode des moments (MoM) appliquée à un conducteur parfait, tandis que la reconstruction expérimentale par transformation champ proche–champ lointain (CP–CL) est effectuée à partir de mesures échantillonnées et tronquées. Ces différences de modélisation et de traitement influencent principalement les niveaux faibles et peuvent accentuer les écarts observés en dehors du lobe principal.

Malgré ces différences, la comparaison met en évidence une excellente cohérence globale entre les résultats mesurés et simulés, confirmant la validité de la reconstruction obtenue à partir des mesures sans phase. Le diagramme attendu étant hautement directif, avec un champ concentré au centre du champ lointain et du champ proche, il n'a pas été

nécessaire d'appliquer de fenêtrage spatial : les effets de bords n'influencent pas la zone d'intérêt reconstruite en champ lointain. La figure 4.40 illustre enfin le diagramme 3D du champ lointain reconstruit après convergence de l'algorithme IFT.

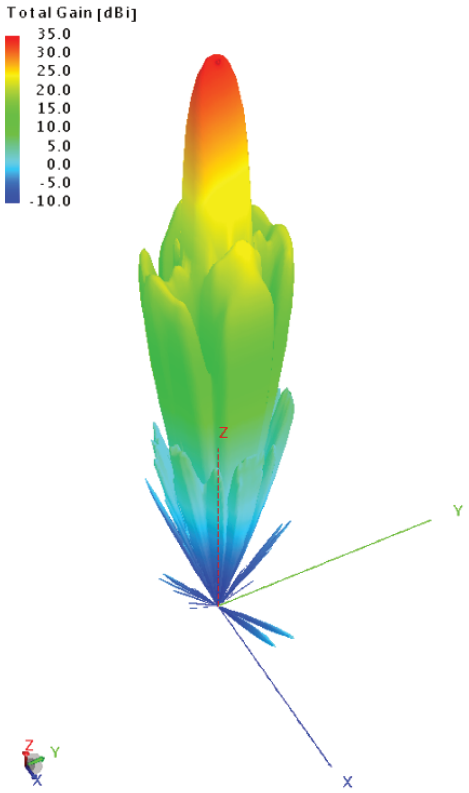


FIGURE 4.40 – Diagramme de rayonnement en 3D calculé à partir du second plan de mesure après IFT

4.4.3 Module WiFi avec antenne réseau intégrée — 60 GHz

Une dernière caractérisation en contexte OTA a été menée sur un module WiFi intégrant un réseau d'antennes patchs (6×2) en polarisation linéaire verticale (figure 4.41).

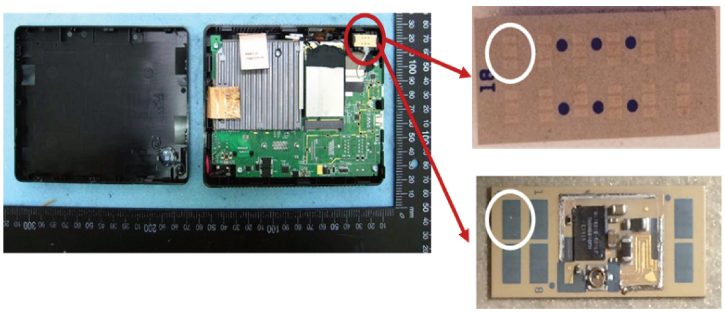


FIGURE 4.41 – Module WiFi à 60 GHz avec antenne intégrée.

Les mesures sans phase ont été réalisées selon la configuration de la figure 4.42.

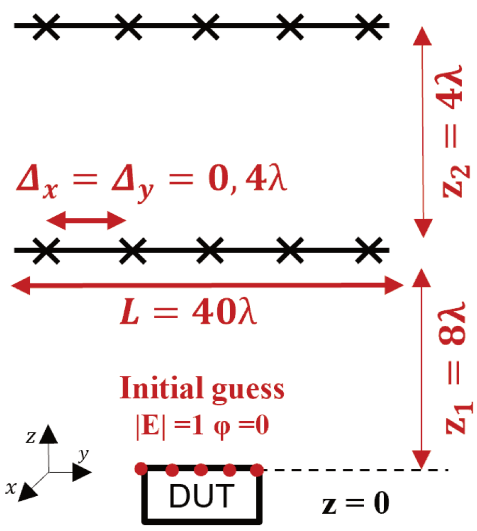


FIGURE 4.42 – Configuration de la mesure sans phase.

Dans un premier scénario, le module n'est pas connecté à un ordinateur. L'amplitude mesurée sur l'analyseur de spectre est présentée en figure 4.43. La chaîne RF utilisée est identique à celle employée lors de la caractérisation du cornet avec réflecteur. Le diagramme de rayonnement reconstruit sur la coupe E, avec et sans le boîtier de protection, est montré en figure 4.44. Une atténuation d'environ 1 dB est observée lorsque le boîtier recouvre l'antenne.

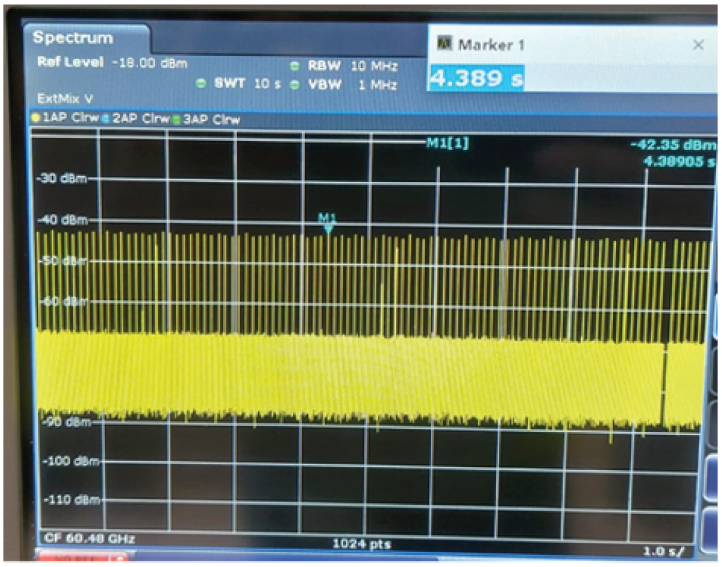


FIGURE 4.43 – Amplitude mesurée émise par l'antenne du module WiFi — scénario non connecté.

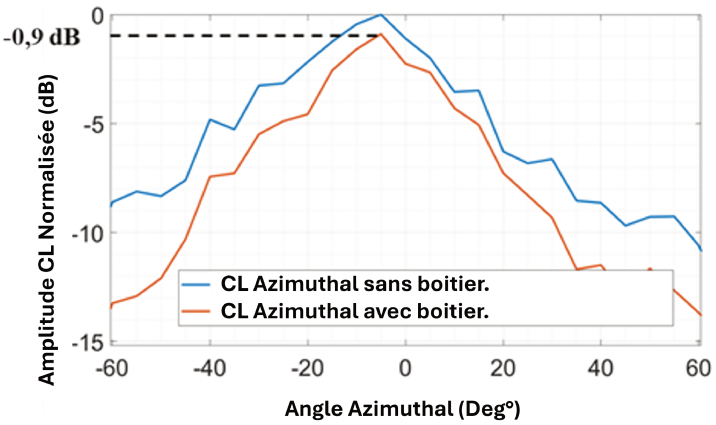
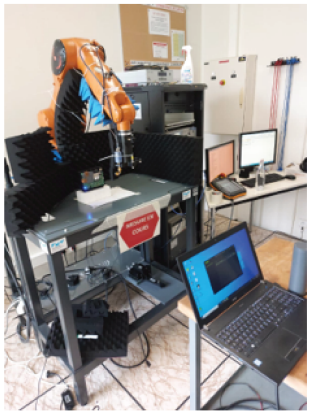
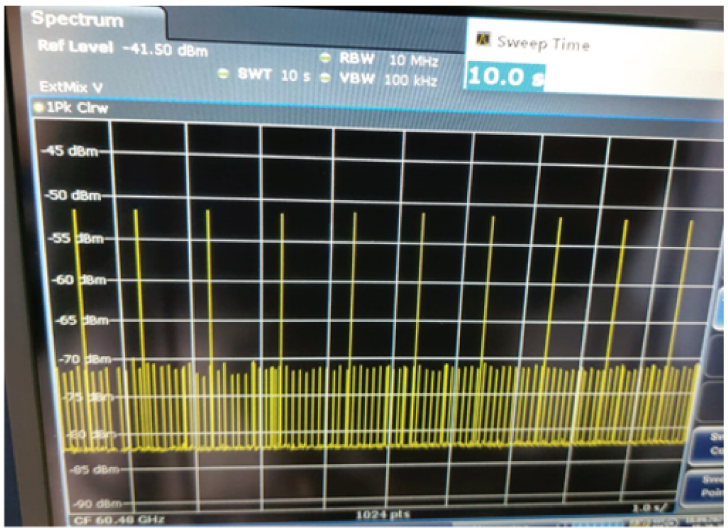


FIGURE 4.44 – Coupe du champ lointain reconstruit (IFT) avec et sans boîtier de protection.

Dans un second scénario, le module est connecté à un ordinateur positionné parallèlement au module (voir figure 4.45a). L'amplitude mesurée est présentée en figure 4.45b.



(a) Configuration de mesure — scénario connecté.



(b) Amplitude mesurée — scénario connecté.

FIGURE 4.45 – Mesure du rayonnement du module WiFi en configuration connectée.

La figure 4.46 présente la distribution du champ reconstruite sur le réseau d'antennes. L'amplitude est concentrée sur les patchs situés aux extrémités, avec une phase stable sur l'ensemble de l'ouverture.

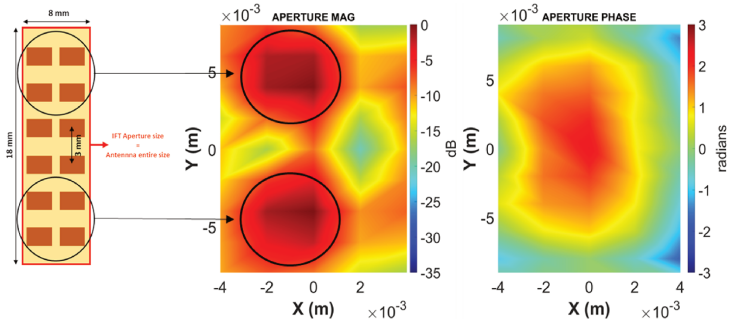


FIGURE 4.46 – Distribution du champ reconstruit sur l'antenne du module WiFi.

Le champ lointain obtenu après reconstruction de la phase par l'IFT est présenté en figure 4.47. L'allure du faisceau est cohérente avec la distribution reconstruite sur l'antenne.

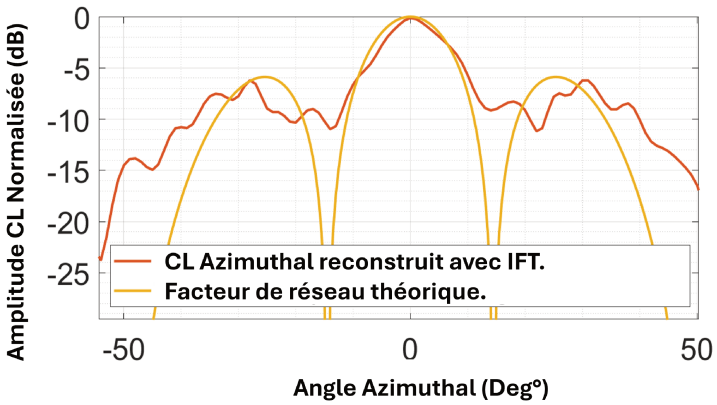


FIGURE 4.47 – Champ lointain reconstruit à partir du champ proche complexe (IFT).

La mesure directe du champ lointain étant difficile à réaliser en raison des contraintes de positionnement du module, seule l'allure du diagramme a été comparée au facteur de réseau théorique associé aux patchs. Une concordance est observée sur l'ouverture à -3 dB ainsi que sur les niveaux des lobes secondaires.

Les résultats obtenus montrent la faisabilité de la méthode en contexte OTA pour un dispositif réel émettant un signal modulé, et constituent une première validation expérimentale sur un système intégré. Cependant, il est nécessaire d'en avoir une meilleure maîtrise.

4.5 Conclusion

Ce chapitre a permis de concrétiser la méthodologie de mesure sans phase développée dans les chapitres précédents et d'en démontrer la faisabilité expérimentale. Il a d'abord présenté les instruments et la configuration du banc robotisé *CARONCHIP*, utilisés pour la mise en œuvre des mesures en champ proche planaire. La chaîne RF double voie, intégrant un transducteur orthomode et une radio logicielle synchronisée, permet l'acquisition instantanée des deux composantes orthogonales du champ. Cette architecture autorise la

caractérisation complète de la polarisation locale pour tout type d'antenne — linéaire, elliptique ou circulaire — et, combinée à l'algorithme IFT, la reconstruction cohérente de la polarisation en champ proche et en champ lointain.

La méthodologie générale de mesure a ensuite été appliquée à plusieurs antennes opérant dans les bandes millimétriques, afin de valider les règles de configuration établies précédemment (taille et position des plans, pas d'échantillonnage, distance inter-plans, troncature, critères d'arrêt). Ces expérimentations ont permis de confirmer la stabilité de l'algorithme, la pertinence des optimisations paramétriques et la cohérence de la reconstruction sur des données réelles.

Les essais menés sur différentes configurations d'antennes, notamment le cornet à 96 GHz et la parabole à 60 GHz, ont mis en évidence la bonne concordance entre champs mesurés et champs reconstruits, aussi bien sur les plans d'acquisition que sur l'ouverture et en champ lointain. Les résultats obtenus confirment la robustesse de la méthode vis-à-vis des conditions expérimentales et la validité de la chaîne de mesure pour la caractérisation sans phase.

Un premier pas en mesure OTA a été réalisé avec le module Wi-Fi à 60 GHz. Des résultats plutôt cohérents ont été obtenus mais ils nécessitent une meilleure maîtrise de ce type de mesures.

En synthèse, ce chapitre a démontré la capacité de la méthode IFT à être appliquée expérimentalement sur un banc robotisé, tout en validant la cohérence entre les études paramétriques menées en simulation et les mesures réelles. Ces résultats confirment la fiabilité de la chaîne RF développée, la maîtrise des paramètres expérimentaux et ouvrent la voie à des caractérisations complètes et automatisées d'antennes millimétriques, y compris dans des scénarios OTA sans référence de phase.

CHAPITRE 5

Conclusion et perspectives

Sommaire

5.1 Conclusion générale **139**
5.2 Perspectives **141**

5.1 Conclusion générale

Ce travail s'inscrit dans le contexte de la caractérisation d'antennes aux fréquences millimétriques et sub-millimétriques, où la mesure fiable de la phase devient difficile, coûteuse, voire impossible, notamment en configuration OTA. Dans ces conditions, les approches de reconstruction à partir des seules amplitudes offrent une alternative réaliste aux mesures complexes classiques : elles simplifient la chaîne instrumentale tout en maintenant l'accès aux grandeurs essentielles du champ proche et du champ lointain. Dans ce cadre, nous avons développé et validé une méthodologie complète de mesure sans phase reposant sur l'algorithme itératif de Fourier (IFT) en géométrie planaire, depuis l'étude théorique jusqu'à la validation expérimentale, en passant par l'analyse détaillée des paramètres de mesure et des critères de convergence.

Une première étape a consisté à analyser les principales approches de *phase retrieval*. Parmi les méthodes à une surface (holographie d'intensité, techniques multi-amplitudes) et celles à deux surfaces (SRM, IFT), l'IFT planaire a été retenue comme la plus adaptée au contexte étudié. Elle offre un bon équilibre entre robustesse numérique, simplicité de mise en œuvre et compatibilité avec les contraintes expérimentales des bandes millimétriques. Son principe repose sur deux mesures d'amplitude sur des plans parallèles, combinées à des propagations successives et à des remplacements d'amplitude afin de restaurer une phase cohérente. Ce choix méthodologique a défini le cadre et les conditions d'application de la thèse.

Deux variantes de l'IFT ont ensuite été comparées. La première repose sur la propagation entre les deux plans et le remplacement d'amplitude à chaque itération. La seconde introduit une troncature sur l'ouverture afin de supprimer les composantes non physiques et de contraindre l'espace des solutions. L'étude a montré que cette seconde approche converge plus rapidement, atteint un résidu plus faible et améliore la stabilité sur les zones de bas niveau, en particulier dans le plan H. La projection sur l'ouverture améliore le conditionnement du problème inverse et renforce la cohérence spatiale du champ. Cette version a donc été retenue pour la suite des travaux.

L'objectif principal de la thèse a ensuite porté sur la maîtrise des paramètres expérimentaux qui influencent à la fois la convergence de l'algorithme et la qualité du champ reconstruit. L'effet de troncature du plan de mesure a d'abord été analysé à partir de son interprétation spectrale, mettant en évidence la relation entre le champ sur les bords et les oscillations reconstruites. Cette analyse a conduit à proposer des règles de dimensionnement de la zone d'acquisition et de l'angle de couverture utile en champ lointain. Le pas d'échantillonnage a ensuite été étudié, montrant comment il limite la couverture angulaire et interagit avec la distance inter-plans. Le positionnement des deux plans a été optimisé pour éviter les ondes évanescentes tout en assurant une diversité suffisante entre les distributions, condition nécessaire à la stabilité de la reconstruction. Enfin, des critères d'arrêt adaptés ont été proposés, basés sur la variation du champ proche et du champ lointain par plages de niveaux, afin d'interrompre l'algorithme dès que la zone utile est correctement reconstruite et stable. Ces règles rendent plus explicite le compromis entre précision, temps d'acquisition et robustesse.

Au-delà du diagramme de rayonnement, la reconstruction sur l'ouverture s'est révélée être un outil de diagnostic efficace. En partant d'une ouverture volontairement surdimensionnée, l'IFT recentre naturellement le champ sur la zone réellement rayonnante,

permettant d'estimer la taille et la position effectives de l'antenne et de détecter d'éventuelles asymétries. Cette propriété a été confirmée sur différentes configurations, avec un bon accord entre les champs lointains reconstruits et les simulations.

Une contribution importante concerne l'analyse de la polarisation à partir de mesures sans phase. Pour les polarisations linéaires ou quasi linéaires, l'IFT reconstruit des phases cohérentes à partir des amplitudes mesurées et permet de cartographier les paramètres de polarisation (angle et rapport axial) en champ proche, puis en champ lointain. Pour les polarisations elliptiques ou circulaires, une chaîne RF double voie synchronisée a été développée afin de mesurer simultanément les deux composantes orthogonales du champ et le déphasage relatif instantané. L'association de cette mesure à l'IFT assure une reconstruction cohérente du champ complexe et permet d'étendre la méthode aux scénarios OTA. L'ensemble a été validé en simulation, puis intégré dans une procédure complète de caractérisation.

Sur le plan expérimental, une méthodologie générale de mesure a été définie pour deux cas d'usage : antennes connues (géométrie et position) et antennes intégrées de géométrie inconnue. Dans ce dernier cas, une première reconstruction avec ouverture élargie permet d'estimer la taille et le centrage effectifs avant la reconstruction finale. Cette approche, robuste et reproductible, a été implémentée dans un outil MATLAB dédié, pilotant à la fois l'IFT, l'affichage des champs en champ proche et lointain, ainsi que l'analyse sur ouverture.

Le banc de mesure utilisé repose sur un robot six axes assurant une précision de positionnement de l'ordre de quelques centièmes de millimètre. Il est équipé d'une sonde OEWG, de mélangeurs et de générateurs RF, d'une architecture double voie pour la polarisation et d'un code Python assurant le pilotage et la synchronisation des mesures. Cette plateforme permet des acquisitions précises et cohérentes sur une large plage de fréquences et de configurations.

La validation expérimentale a été menée sur plusieurs antennes directives de complexité variable. À titre d'exemple, l'antenne parabole à 60 GHz a permis d'illustrer la cohérence complète de la chaîne : dimensionnement des plans selon la couverture angulaire, application des critères d'arrêt, reconstruction sur l'ouverture et comparaison avec une référence simulée. Sur la zone utile (environ 14° autour de l'axe principal), l'accord est excellent sur le lobe principal et les premiers lobes secondaires. Les écarts observés à bas niveau s'expliquent par les tolérances de fabrication (impression 3D, rugosité, conductivité de la peinture cuivrée) et les différences entre simulation et mesure réelle. L'analyse de l'erreur, basée sur une relation *conservatrice*, montre une borne inférieure à 0.4 % (environ 0.03 dB) au maximum du diagramme, confirmant la fiabilité de la reconstruction. La cartographie sur l'ouverture révèle un champ quasi uniforme et une phase stable, avec une atténuation progressive aux bords et des détails localisés correspondant à la géométrie réelle de l'antenne.

Les principales contributions peuvent être résumées ainsi : justification du choix de l'IFT planaire et démonstration de l'efficacité de sa variante avec troncature sur l'ouverture ; établissement de règles pratiques de configuration reliant troncature, échantillonnage, distance et couverture angulaire ; définition de critères de convergence adaptés à la zone utile ; mise en évidence du potentiel diagnostique de la reconstruction sur ouverture ; intégration d'une chaîne RF double voie pour la polarisation ; développement d'un outil MATLAB de traitement complet et d'une méthodologie expérimentale généralisable.

Ces éléments constituent une chaîne cohérente, de la mesure à la reconstruction, pour la caractérisation d'antennes sans phase aux hautes fréquences.

5.2 Perspectives

Ces travaux ouvrent plusieurs perspectives.

Sur le plan méthodologique, l'exploitation de l'IFT a montré qu'il est possible d'assurer une reconstruction fiable du champ complexe, de la surface d'ouverture jusqu'au champ lointain, à partir de mesures d'amplitude uniquement. Une suite naturelle consiste à étendre la méthode à des stratégies d'échantillonnage plus avancées — non uniformes, compressées ou adaptatives — permettant de réduire davantage le nombre de points acquis tout en conservant la précision dans la zone d'intérêt. L'adaptation à des surfaces d'acquisition non planaires, ou à des positions arbitraires du plan de mesure, constituerait également un prolongement pertinent pour les scénarios OTA et les antennes intégrées.

Sur le plan instrumental, l'intégration complète de la chaîne RF à double voie (OMT + SDR) ouvre la voie à une extraction automatique de la polarisation sans mesure de phase absolue. Une étape clé consiste désormais à valider cette architecture dans sa configuration d'usage finale, au cours d'acquisitions planaires complètes réalisées sur deux plans parallèles, puis en l'intégrant à l'exécution de l'IFT afin d'accéder, de bout en bout, à la polarisation reconstruite en champ proche et en champ lointain. L'amélioration de la calibration inter-voies, de la dynamique sur les faibles niveaux de champ et de la sensibilité en polarisation croisée permettrait ensuite d'étendre la méthode à différents types d'antennes. L'automatisation des étapes d'alignement mécanique et de positionnement des plans faciliterait en outre son déploiement dans des environnements industriels.

Enfin, l'application de la méthode à des dispositifs complexes — antennes intégrées dans des boîtiers, systèmes multi-porteuses ou antennes à lobes multiples — constitue une perspective majeure. L'association de l'IFT et de la chaîne RF développée au cours de cette thèse ouvre la possibilité d'une caractérisation complète (champ proche et lointain complexe ainsi que leur polarisation) sans accès au port RF de l'antenne, ce qui représente un atout décisif pour les futures générations de systèmes millimétriques et térahertz.

Bibliographie

[1] D. Gabor, "Microscopy by reconstructed wave-fronts," *Proc. R. Soc. London A : Math., Phys. Eng. Sci.*, t. 197, n° 1051, p. 454-487, juill. 1949.

[2] E. N. Leith et J. Upatnieks, "Reconstructed wavefronts and communication theory," *J. Optical Soc. Am.*, t. 52, n° 10, p. 1123-1128, oct. 1962.

[3] J. Burch, R. Burek et W. Streifer, "Microwave holography," *Proceedings of the IEEE*, t. 53, n° 11, p. 1806-1812, 1965.

[4] S. M. Stewart, "Microwave holography applied to antenna measurements," *Electronics Letters*, t. 7, n° 15, p. 425-427, 1971.

[5] M. D. Migliore et G. Panariello, "A comparison of interferometric methods applied to array diagnosis from near-field data," *IEE Proceedings – Microwaves, Antennas and Propagation*, t. 148, n° 4, p. 261-267, août 2001. doi : 10.1049/ip-map:20010550.

[6] A. Arboleya, J. Laviada, J. Ala-Laurinaho, Y. Álvarez, F. Las-Heras et A. V. Räisänen, "Indirect Off-Axis Holography for Antenna Metrology," in *Holographic Materials and Optical Systems*, I. Naydenova, D. Nazarova et T. Babeva, éd., InTech, 2017, p. 243-269. doi : 10.5772/67294.

[7] G. D'Ambrosio, R. Massa, M. D. Migliore et Panariello, "A near interferometric technique for antenna performance evaluation," in *Proceedings of the 4th International Conference on Electromagnetic in Aerospace Applications*, 1990, p. 51-59.

[8] C. F. Stubenrauch, K. MacReynolds, A. C. Newell, R. H. Cormack, J. E. Will et J. D. Norgard, "Phaseless measurements of antenna near field employing holographic phase retrieval," in *Proceedings of the Antenna Measurement Techniques Association Symposium (AMTA)*, 1996, p. 20-24.

[9] M. S. Heimbeck, M. K. Kim, D. A. Gregory et H. O. Everitt, "Terahertz digital holography using angular spectrum and dual wavelength reconstruction methods," *Optics Express*, t. 19, n° 10, p. 9200-9210, 2011. doi : 10.1364/OE.19.009200. adresse : https://opg.optica.org/oe/fulltext.cfm?uri=oe-19-10-9200&id=214212.

[10] P. C. Hansen, *Rank-deficient and Discrete Ill-posed Problems : Numerical Aspects of Linear Inversion* (Monographs on Mathematical Modeling and Computation). SIAM, 1998, t. 4. doi : 10.1137/1.9780898719697.

[11] M. P. Leach, D. Smith, S. P. Skobelev et M. Elsdont, "An improved holographic technique for medium-gain antenna near field measurements," in *Proceedings of the 2007 2nd European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*, Edinburgh, UK, nov. 2007, p. 1-6.

[12] V. Schejbal, V. Kovarik et D. Cermak, "Synthesized-reference-wave holography for determining antenna radiation characteristics," *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, t. 50, n° 5, p. 71-83, oct. 2008.

[13] J. Tuovinen, A. Lehto et A. Raisanen, "A novel differential phase method to measure phase pattern and phase center of a horn antenna at 110 GHz," in *International Symposium on Antennas and Propagation Society, Merging Technologies for the 90's*, Dallas, TX, USA : IEEE, 1990, 1298-1301 vol.3. doi : 10.1109/APS.1990.115350.

[14] A. Lehto, J. Tuovinen, O. Boric et A. Raisanen, "Accurate millimeter wave antenna phase pattern measurements using the differential phase method with three power meters," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, t. 40, n° 7, p. 851-853, juill. 1992. doi : 10.1109/8.155754.

[15] J. Mallat, A. Lehto et J. Tuovinen, "Antenna phase pattern measurements at millimeter wave frequencies using the differential phase method with only one power meter," *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, t. 15, n° 9, p. 1497-1506, sept. 1994. doi : 10.1007/BF02096092.

[16] S. Costanzo, G. D. Massa et M. D. Migliore, "A novel hybrid approach for far-field characterization from near-field amplitude-only measurements on arbitrary scanning surfaces," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, t. 53, n° 6, p. 1866-1874, juin 2005. doi : 10.1109/TAP.2005.845218.

[17] F. R. Varela, M. S. Castañer, F. Saccardi, A. Giacomini et L. Foged, "Planar Near-Field Phaseless Measurements Using Multi-Probe Arrays," in *2024 18th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*, Glasgow, United Kingdom : IEEE, mars 2024, p. 1-5. doi : 10.23919/EuCAP60739.2024.10501756.

[18] R. T. Sánchez, F. R. Varela, L. J. Foged et M. S. Castañer, "Reconstruction of Relative Phase of Self-Transmitting Devices by Using Multiprobe Solutions and Non-Convex Optimization," *Sensors*, t. 21, n° 7, p. 2459, avr. 2021. doi : 10.3390/s21072459.

[19] J. R. Fienup, "Phase retrieval algorithms : a comparison," *Applied Optics*, t. 21, n° 15, p. 2758, août 1982. doi : 10.1364/AO.21.002758.

[20] T. Brown, "Antenna Characterization Using Phaseless Near-field Antenna Measurements," Application of electromagnetic inverse source techniques to characterize antennas using amplitude-only near-field data, Master's thesis, University of Manitoba, 2016. adresse : https://mspace.lib.umanitoba.ca/items/47625467-1d49-4d8f-8cb3-313e0b419412.

[21] T. Isernia, G. Leone et R. Pierri, "Radiation pattern evaluation from near-field intensities on planes," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, t. 44, n° 5, p. 701, mai 1996. doi : 10.1109/8.496257.

[22] O. M. Bucci, G. D'Elia, G. Leone et R. Pierri, "Far-field pattern determination from the near-field amplitude on two surfaces," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, t. 38, n° 11, p. 1772-1779, nov. 1990. doi : 10.1109/8.102738.

[23] S. F. Razavi et Y. Rahmat-Samii, "On the uniqueness of planar near-field phaseless antenna measurements based on two amplitude-only measurements," in *2008 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, San Diego, CA, USA : IEEE, juill. 2008, p. 1-4. doi : 10.1109/APS.2008.4619259.

[24] J. F. Alvarez et O. Breinbjerg, "Towards planar phaseless near-field measurements of ESA's JUICE mission 600 GHz SWI reflector antenna," in *AMTA 2016 Proceedings*, Austin, TX, USA : IEEE, oct. 2016, p. 1-6. doi : 10.1109/AMTAP.2016.7806282.

[25] A. P. Anderson et S. Sali, "New possibilities for phaseless microwave diagnostics. Part 1 : Error reduction techniques," *IEE Proceedings H - Microwaves, Antennas and Propagation*, t. 132, n° 5, p. 291, 1985. doi : 10.1049/ip-h-2.1985.0053.

[26] Y. Alvarez, F. Las-Heras et M. R. Pino, "The Sources Reconstruction Method for Amplitude-Only Field Measurements," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, t. 58, n° 8, p. 2776-2781, août 2010. doi : 10.1109/TAP.2010.2050433.

[27] A. Capozzoli, C. Curcio, G. D'Elia et A. Liseno, "Phaseless antenna characterization by prolate function expansion of the aperture field," *Microwave and Optical Technology Letters*, t. 48, n° 10, p. 2060-2064, oct. 2006. doi : 10.1002/mop.21852.

[28] A. Capozzoli, C. Curcio, G. D'Elia et A. Liseno, "Phaseless Antenna Characterization by Effective Aperture Field and Data Representations," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, t. 57, n° 1, p. 215-230, jan. 2009. doi : 10.1109/TAP.2008.2009647.

[29] C. Huygens, *Traité de la Lumière*. Leiden, Netherlands : Pieter van der Aa, 1690, Translated into English by S. P. Thompson, London, 1912, reprinted by The University of Chicago Press.

[30] C. A. Balanis, *Antenna Theory : Analysis and Design*, 3rd. Hoboken, NJ, USA : John Wiley & Sons, 2005, Chapitre 12.2 : Field Equivalence Principle : Huygens' Principle, p. 653, isbn : 978-0471667827.

[31] A. E. H. Love, "The Integration of the Equations of Propagation of Electric Waves," *Philosophical Transactions of the Royal Society A*, t. 197, p. 1-45, 1901. doi : 10.1098/rsta.1901.0001.

[32] S. A. Schelkunoff, "Some Equivalence Theorems of Electromagnetics and Their Application to Radiation Problems," *Bell System Technical Journal*, t. 15, p. 92-112, 1936. doi : 10.1002/j.1538-7305.1936.tb00406.x.

[33] P. Petre et T. K. Sarkar, "A planar near-field to far-field transformation using an equivalent magnetic current approach," in *1992 Antennas and Propagation Society International Symposium Digest*, Held in conjunction with : URSI Radio Science Meeting and Nuclear EMP Meeting, IEEE, 1992, p. 1534-1537. doi : 10.1109/APS.1992.220669.

[34] A. Taaghol et T. K. Sarkar, "Near-field to near/far-field transformation for arbitrary near-field geometry utilizing an equivalent magnetic current," *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, t. 38, n° 3, p. 536-542, août 1996. doi : 10.1109/15.536088.

[35] P. Li et L. Jiang, "An Iterative Source Reconstruction Method Exploiting Phaseless Electric Field Data," *Progress In Electromagnetics Research*, t. 134, p. 419-435, 2013. doi : 10.2528/PIER12102105.

[36] F. Las-Heras et T. K. Sarkar, "A Direct Optimization Approach for Source Reconstruction and NF-FF Transformation Using Amplitude-Only Data," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, t. 50, n° 4, p. 500-510, 2002. doi : 10.1109/8.999625.

[37] J. Hadamard, *Lectures on Cauchy's Problem in Linear Partial Differential Equations*. Courier Dover Publications, 2003, isbn : 978-0486495490.

[38] G. Green, *An Essay on the Application of Mathematical Analysis to the Theories of Electricity and Magnetism*. Oxford : University Press, 1850, 2nd edition, posthumously revised.

[39] J. A. Stratton, *Electromagnetic Theory*. New York : McGraw-Hill, 1941, Chap. 7, solution fondamentale de l'équation de Helmholtz.

[40] J. R. Shewchuk, "An Introduction to the Conjugate Gradient Method Without the Agonizing Pain," Carnegie Mellon University, Pittsburgh, PA, USA, rapp. tech., 1994, https://www.cs.cmu.edu/~quake-papers/painless-conjugate-gradient.pdf.

[41] P. C. Hansen, "The truncated SVD as a method for regularization," *BIT Numerical Mathematics*, t. 27, n° 4, p. 534-553, 1987. doi : 10.1007/BF01937276.

[42] T. Brown, I. Jeffrey et P. Mojabi, "Multiplicatively Regularized Source Reconstruction Method for Phaseless Planar Near-Field Antenna Measurements," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, t. 65, n° 4, p. 2020-2031, avr. 2017. doi : 10.1109/TAP.2017.2670518.

[43] S. Gregson, J. McCormick et C. Parini, *Principles of Planar Near-Field Antenna Measurements* (IET Electromagnetic Waves Series). London, UK : The Institution of Engineering et Technology (IET), 2008, t. 53, isbn : 9780863417368. doi : 10.1049/PBEW053E.

[44] S. F. Razavi et Y. Rahmat-Samii, "Phaseless Planar Near Field Measurements for Scanned Beams : Difficulties, a Hybrid Solution and Measured Results," in *2006 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, Albuquerque, NM, USA : IEEE, 2006, p. 429-432. doi : 10.1109/APS.2006.1710550.

[45] R. W. Gerchberg et W. O. Saxton, "A Practical Algorithm for the Determination of Phase from Image and Diffraction Plane Pictures," *Optik*, t. 35, p. 237-246, 1972.

[46] R. H. T. Bates, "Uniqueness of solutions to two-dimensional Fourier phase problems," *Computer Vision, Graphics, and Image Processing*, t. 25, n° 2, p. 205-217, 1984.

[47] J. R. Fienup, "Reconstruction of a Complex-Valued Object from the Modulus of Its Fourier Transform Using a Support Constraint," *Journal of the Optical Society of America A*, t. 4, n° 1, p. 118-123, 1987. doi : 10.1364/JOSAA.4.000118.

[48] X. Li, "Investigation of the Iterative Fourier Technique for Phaseless Planar Near-Field Antenna Measurements," Cited in literature on planarly retrievable phase techniques, Ph.D. dissertation, University of Manitoba, 2015.

[49] M. H. Francis et R. C. Wittmann, "Near-Field Scanning," in *Modern Antenna Handbook*, C. A. Balanis, éd., John Wiley & Sons, 2008, p. 487-536. doi : 10.1002/9780470294154.ch10.

[50] C. H. Schmidt et Y. Rahmat-Samii, "Phaseless spherical near-field antenna measurements : Concept, algorithm and simulation," in *2009 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, North Charleston, SC, USA : IEEE, juin 2009, p. 1-4. doi : 10.1109/APS.2009.5171897.

[51] J. Puskely, "Application of Iterative Fourier Method in Cylindrical Phaseless Antenna Measurement Technique," *Radioengineering*, t. 21, n° 1, p. 422-429, 2012. doi : 10.13164/re.2012.0422.

[52] R. G. Yaccarino et Y. Rahmat-Samii, "Progress in phaseless near-field antenna measurement research at the University of California, Los Angeles," in *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium. 2001 Digest. Held in conjunction with : USNC/URSI National Radio Science Meeting (Cat. No.01CH37229)*, Boston, MA, USA : IEEE, juill. 2001, p. 416-419. doi : 10.1109/APS.2001.959487.

[53] S. F. Razavi et Y. Rahmat-Samii, "To phase or not to phase in planar near field measurements : Overcoming large probe positioning error," in *2009 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, North Charleston, SC, USA : IEEE, juin 2009, p. 1-4. doi : 10.1109/APS.2009.5171899.

[54] H. Shakhtour et D. Heberling, "Phase-less planar near-field antenna measurements : Noise analysis," in *2015 Loughborough Antennas & Propagation Conference (LAPC)*, Loughborough, Leicestershire, United Kingdom : IEEE, nov. 2015, p. 1-5. doi : 10.1109/LAPC.2015.7366077.

[55] J. H. Davis, "The evaluation of reflector antennas," Electrical Engineering Research Laboratory, The University of Texas at Austin, rapp. tech. NASA Technical Report No. NGL-006-70-1, mai 1970.

[56] D. L. Misell, "A method for the solution of the phase problem in electron microscopy," *Journal of Physics D : Applied Physics*, t. 6, n° 18, p. L6-L9, déc. 1973.

[57] D. L. Misell, "An examination of an iterative method for the solution of the phase problem in optics and electron optics : I. Test calculations," *Journal of Physics D : Applied Physics*, t. 6, n° 18, p. 2200-2216, déc. 1973.

[58] D. L. Misell, "An examination of an iterative method for the solution of the phase problem in optics and electron optics : II. Sources of error," *Journal of Physics D : Applied Physics*, t. 6, n° 18, p. 2217-2225, déc. 1973.

[59] D. L. Misell, "The phase problem in electron microscopy," in *Advances in optical and electron microscopy*, V. E. Cosslett et R. Barer, éd., t. 7, London : Academic Press, 1978, p. 185-279.

[60] P. H. Gardenier, "Antenna Aperture Phase Retrieval," Ph.D. Thesis in Electrical and Electronic Engineering, thèse de doct., University of Canterbury, Christchurch, New Zealand, avr. 1990.

[61] A. D. Yaghjian, "Upper-bound errors in far-field antenna parameters determined from planar near-field measurements, Part I : Analysis," National Bureau of Standards (NBS), Boulder, CO, USA, NBS Technical Note 667, 1975.

[62] A. D. Yaghjian, "Upper-bound errors in far-field antenna parameters determined from planar near-field measurements, Part II : Experimental verification," National Bureau of Standards (NBS), Boulder, CO, USA, NBS Technical Note 667, 1975.

[63] A. C. Newell, "Error analysis techniques for planar near-field measurements," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, t. 36, n° 6, p. 754-768, juin 1988. doi : 10.1109/8.1177.

[64] G. Hygate, "How to Deduce the Far Field of an Antenna from Planar Near-Field Measurements," National Physical Laboratory (NPL), Teddington, Middlesex, United Kingdom, rapp. tech. DFS 123, oct. 1992, @Crown Copyright 1992. Approved on behalf of the Chief Executive, NPL, by Dr. T. G. Blaney, Head, Division of Electrical Science. adresse : https://eprintspublications.npl.co.uk/335/.

[65] C. E. Shannon, "Communication in the Presence of Noise," *Proceedings of the IRE*, t. 37, n° 1, p. 10-21, jan. 1949. doi : 10.1109/JRPROC.1949.232969.

[66] H. Shakhtour et D. Heberling, "Phaseless planar near-field antenna measurements : some aspects of aperture's mask and alignment error," *Electronics Letters*, t. 51, n° 17, p. 1308-1310, août 2015. doi : 10.1049/el.2015.1919.

[67] W. C. Gibson, *The Method of Moments in Electromagnetics*. Chapman & Hall/CRC, 2008, Application pratique de la MoM aux problèmes de rayonnement et diffusion.

[68] J. Logan, A. P. Mynster et M. J. Pelk, *NF2FF : Near-Field to Far-Field Transformation for Antenna Measurements (MATLAB)*, https://nf2ff.sourceforge.net/, Planar NF–FF transform with rectangular waveguide probe correction. MATLAB code (open source)., 2009. (visité le 09/10/2025).

[69] E. Martini, O. Breinbjerg et S. Maci, "Reduction of truncation errors in planar near-field aperture antenna measurements using the method of alternating orthogonal projections," in *2006 First European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*, Nice, France : IEEE, 2006, p. 1-6. doi : 10.1109/EUCAP.2006.4584841.

[70] A. Fannjiang, "The numerics of phase retrieval," *Acta Numerica*, t. 29, p. 125-228, 2020. doi : 10.1017/S096249292000001X.

[71] C. A. Balanis, "Near-Field Scanning Measurements : Theory and Practice," in *Antenna Measurement Techniques*, NIST Technical Note 1341, National Institute of Standards et Technology (NIST), 1991, p. 87-124. adresse : https://tsapps.nist.gov/publication/get_pdf.cfm?pub_id=32453.

[72] C. Culotta-López, "Fast Near-Field Antenna Measurements by Application of Compressed Sensing," Thèse de doctorat, application CS à NF planaire (et autres géométries), thèse de doct., RWTH Aachen University, 2021.

[73] O. M. Bucci, F. D'Agostino et G. D'Elia, "Nonredundant sampling and interpolation of electromagnetic fields," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, t. 47, n° 4, p. 774-784, 1999.

[74] J. H. Wang, "An Examination of the Theory and Practices of Planar Near-Field Measurement," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, t. 36, n° 6, p. 746-753, 1988. doi : 10.1109/TAP.1988.1141025.

[75] M. Mehraz et F. Gallée, "Impact of measurement parameters on antenna radiation pattern reconstruction using phaseless iterative technique," in *2023 IEEE Conference on Antenna Measurements and Applications (CAMA)*, 2023, p. 101-104. doi : 10.1109/CAMA57522.2023.10352688.

[76] B. Fuchs, M. Mattes, S. Rondineau et L. L. Coq, "Phaseless Near-Field Antenna Measurements from Two Surface Scans — Numerical and Experimental Investigations," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, t. 67, n° 11, p. 7077-7088, 2019. doi : 10.1109/TAP.2019.2938744.

COLLEGES BRETAGNE LOIRE SCIENCES POUR L'INGENIEUR ET LE NUMERIQUE

IMT Atlantique
Bretagne-Pays de la Loire
École Mines-Télécom

Titre : Caractérisation du rayonnement de dispositifs rayonnants directifs en bandes millimétriques avec des mesures sans phase.

Mots clés : Mesures sans phase, mesures champ proche planaires, technique de Fourier itérative, dispositifs millimétriques, extraction de la polarisation, OTA.

Résumé : La caractérisation précise des antennes en bandes millimétriques, et au-delà, est devenue un enjeu central pour les systèmes de communication, de détection et d'imagerie. Plusieurs méthodes de mesure existent, notamment les mesures en champ lointain, les mesures en chambre compacte (CATR) ou encore les mesures complexes en champ proche. Toutefois, ces approches reposent souvent sur des équipements coûteux et complexes, et peuvent se heurter à des contraintes techniques, en particulier en contexte OTA (Over-The-Air), lorsque celle-ci est intégrée dans un dispositif.
Dans ce cadre, les mesures en champ proche sans phase constituent une alternative prometteuse, en visant la reconstruction du champ électrique complexe à partir des seules amplitudes mesurées.

Cette thèse propose une méthodologie complète de mesure et de reconstruction sans phase, fondée sur l'algorithme itératif de Fourier (IFT) en configuration planaire, adaptée aux antennes directives.

Les travaux portent sur l'analyse et l'optimisation des paramètres de mesure — troncature, pas d'échantillonnage, distance entre plans et critères de convergence — ainsi que sur une validation expérimentale sur banc robotisé. L'objectif est de fournir une méthode fiable et maîtrisée, appuyée sur des métriques d'erreur permettant d'évaluer la qualité des reconstructions, de réduire les incertitudes et d'optimiser le temps de mesure.

La méthode permet d'estimer la distribution du champ électrique sur l'ouverture (ou la surface rayonnante), de reconstruire la distributiuon de phase des champs proches et de calculer le champ lointain dans toutes les directions. Elle permet également l'extraction instantanée de la polarisation, avec une instrumentation dédiée, un aspect encore peu traité dans la littérature des mesures sans phase. L'ensemble s'applique à différents types d'antennes et de dispositifs rayonnants, qu'ils soient accessibles ou intégrés, et avec ou sans balayage de faisceau.

Title : Phaseless measurement techniques for characterizing directive millimeter-wave devices

Keywords : Phaseless measurements, planar near field, Iterative Fourier technique, phase retrieval, millimeter-wave devices, OTA, polarization extraction.

Abstract : Accurate characterization of antennas operating in the millimeter-wave regime and beyond has become a key requirement for modern communication, sensing, and imaging systems. Several measurement techniques are commonly employed, including far-field testing, compact antenna test ranges (CATR), and complex near-field measurements. However, these approaches typically rely on costly and sophisticated facilities and may be constrained in practical scenarios, especially under over-the-air (OTA) conditions when the antenna is embedded within a device
In this context, phaseless near-field techniques provide a compelling alternative, as they aim to retrieve the complex electric field from amplitude-only measurements. This thesis presents a complete measurement and phase-retrieval framework based on the planar Iterative Fourier Transform (IFT) algorithm, specifically suited to directive antennas.

The work investigates and optimizes the main measurement parameters—truncation, sampling step, inter-plane spacing, and convergence criteria—and is supported by experimental validation on a robotic near-field scanner. The proposed methodology is designed to be reliable and well controlled, and it incorporates error metrics to quantify reconstruction accuracy, mitigate uncertainties, and reduce measurement time.
The approach enables the estimation of the complex electric-field distribution over the antenna aperture (or radiating surface), the reconstruction of the near-field phase, and the computation of the far-field radiation pattern in all directions. It also enables instantaneous polarization extraction enabled by dedicated instrumentation, a feature that remains scarcely addressed in the phaseless measurement literature. Overall, the method is applicable to a wide range of antenna types and radiating devices, whether directly accessible or embedded, and with or without beam steering.