HAL
open science

Détection, localisation et identification de cibles radar par imagerie électromagnétique bistatique

Fabrice Comblet

To cite this version:

Fabrice Comblet. Détection, localisation et identification de cibles radar par imagerie électromagnétique bistatique. Physique mathématique [math-ph]. Université de Bretagne occidentale - Brest, 2005. Français. NNT : . tel-00011931

HAL Id: tel-00011931

https://theses.hal.science/tel-00011931

Submitted on 13 Mar 2006

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

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

Université de Bretagne Occidentale

THÈSE

Présentée pour obtenir le grade de :
DOCTEUR EN SCIENCES

par

Fabrice COMBLET

Laboratoire : E^3I^2 - EXTRACTION ET EXPLOITATION DE L'INFORMATION EN ENVIRONNEMENTS INCERTAINS (EA 3876)
École Doctorale : Science de la Matière, de l'Information et de la Santé

Titre de la thèse :

Détection, localisation et identification de cibles radar par imagerie électromagnétique bistatique

soutenue le 01 décembre 2005 devant la commission d'examen

M. :	M.	LE FLOCH	Président
MM. :	J.-M.	NICOLAS	Rapporteurs
	W.	TABBARA	
MM. :	A.	KHENCHAF	Examinateurs
	A.	BAUSSARD	
	C.-J.	DELHOTE	
	E.	CHAMOUARD	

Travaux préparés au sein de l'ENSIETA (École Nationale Supérieure des Ingénieurs des Études et Techniques d'Armement).

Université de Bretagne Occidentale

THÈSE

Présentée pour obtenir le grade de :
DOCTEUR EN SCIENCES

par

Fabrice COMBLET

Laboratoire : E^3I^2 - EXTRACTION ET EXPLOITATION DE L'INFORMATION EN ENVIRONNEMENTS INCERTAINS (EA 3876)
École Doctorale : Science de la Matière, de l'Information et de la Santé

Titre de la thèse :

Détection, localisation et identification de cibles radar par imagerie électromagnétique bistatique

soutenue le 01 décembre 2005 devant la commission d'examen

M. :	M.	LE FLOCH	Président
MM. :	J.-M.	NICOLAS	Rapporteurs
	W.	TABBARA	
MM. :	A.	KHENCHAF	Examinateurs
	A.	BAUSSARD	
	C.-J.	DELHOTE	
	E.	CHAMOUARD	

Travaux préparés au sein de l'ENSIETA (École Nationale Supérieure des Ingénieurs des Études et Techniques d'Armement).

Remerciements

Les travaux de recherche présentés dans ce mémoire ont été effectués au sein du laboratoire E^3I^2 (Extraction et Exploitation de l'Information en Environnements Incertains) EA3876 dirigé par le professeur Ali Khenchaf et implanté sur le site de l'ENSIETA (Ecole Nationale Supérieure des Ingénieurs des Etudes et Techniques d'Armement), à Brest.

Je tiens tout d'abord à remercier Ali Khenchaf de m'avoir accueilli au sein du laboratoire E^3I^2 et d'avoir dirigé cette thèse. Je le remercie pour m'avoir proposé ce sujet de thèse qui m'a permis de découvrir le monde de la recherche. Sa confiance, ses conseils et ses encouragements m'ont permis de réaliser cette thèse dans d'excellentes conditions de travail.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à Fabrice Pellen qui était présent au début de cette thèse et qui, malgré son départ, a conservé un œil sur l'évolution des travaux. Les discutions que l'on a eu, riches en remarques et en conseils, m'ont permis d'avancer efficacement.

Je remercie vivement Alexandre Baussard qui, malgré son arrivée au cours de la thèse, a suivi de très près mes travaux. Ses précieux conseils, aussi bien scientifiques que pratiques, m'ont permis de finir cette thèse dans de bonnes conditions.

J'exprime ma reconnaissance aux membres du jury d'avoir bien voulu évaluer mes travaux sous la présidence de Marcel Le Floch. Remerciement spécial à Jean-Marie Nicolas et Walid Tabbara pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail en acceptant d'être rapporteurs de cette thèse. Eric Chamouard et Christian Jacques Delhote ont également accepté de faire partie de mon jury et je leur en suis très reconnaissant.

Ces années passées à l'ENSIETA ont été agréables, je tiens donc à remercier l'ensemble du personnel et plus particulièrement les membres du laboratoire E^3I^2 pour leur disponibilité. Je remercie l'ensemble des doctorants des laboratoires E^3I^2, SHI, MSN et DTN pour leur bonne humeur. Merci à Sylvain pour toutes les discussions que l'on a pu avoir. Merci à Damien de m'avoir ouvert les voies du Stang-Alar et merci à Cédric de m'y avoir suivi, voire devancé. Merci à Nicolas pour m'avoir fait découvrir le Finistère.

Enfin, merci à ma petite famille, source première de motivation et de bonheur

indispensables à de bonnes conditions de travail. Merci à Marie Anne de m'avoir suivi en Bretagne et merci pour ton soutien moral qui m'a permis d'aller jusqu'au bout de mon projet. Merci à Emilien et Fantine pour tout le bonheur qu'ils m'apportent et à qui ce mémoire est dédié.

Table des matières

Principales abréviations **xvii**

Introduction **1**

1 Propagation et dépolarisation des ondes électromagnétiques **7**
1.1 Ondes électromagnétiques 7
1.1.1 Canal de propagation 7
1.1.2 Lois de la propagation 8
1.1.3 Propagation dans l'atmosphère 10
1.1.3.1 Atmosphère neutre 10
1.1.3.2 Région de la ionosphère 11
1.1.4 Polarisation de l'onde 11
1.1.4.1 Vecteur de Jones 13
1.1.4.2 Vecteur de Stokes 13
1.1.5 Conclusion 14
1.2 Signature polarimétrique d'une cible 14
1.2.1 Matrice de diffusion 15
1.2.2 Matrice de Stokes 16
1.3 Principe de la télédétection 17
1.3.1 Forme des signaux émis et reçus 18
1.3.2 Informations relatives à la télédétection 18
1.4 Conclusion 20

2 Calcul de la diffusion par des cibles canoniques et des surfaces rugueuses **21**
2.1 Optique géométrique 22
2.1.1 Bases théoriques 22
2.1.1.1 Equations de Maxwell 22
2.1.1.2 Développement asymptotique de Luneberg-Kline . . 22
2.1.1.3 Expression fondamentale du champ de l'Optique Géométrique 24
2.1.2 Propagation du champ 25
2.1.2.1 Champ incident 25
2.1.2.2 Champ réfléchi 27
2.1.2.3 Champ transmis 29
2.1.3 Limites 29
2.2 Théorie géométrique de la diffraction 30

2.2.1 Principe 30
2.2.2 Cibles canoniques 32
2.2.2.1 Discontinuité 33
2.2.2.2 Cône semi-infini 34
2.2.2.3 Ruban 36
2.2.2.4 Angle droit 36
2.2.3 Conclusion 38
2.3 Diffusion par une surface rugueuse 38
2.3.1 Géométrie du problème 39
2.3.2 Modèles de diffusion 40
2.3.2.1 Modèle de Kirchhoff 41
2.3.2.2 Modèle des petites perturbations 43
2.3.2.3 Modèle deux échelles 45
2.3.3 Conclusion 45
2.4 Modélisation de la surface océanique 46
2.4.1 Caractéristiques physiques 46
2.4.2 Caractéristiques géométriques 46
2.4.3 Application des modèles 47
2.5 Modélisation statistique du speckle 48
2.5.1 Principe 49
2.5.2 Distribution du speckle dans les images SAR 50
2.5.3 Conclusion 51
2.6 Conclusion 51

3 Principe de l'imagerie monostatique 53
3.1 Compression d'impulsion 53
3.1.1 Principe 54
3.1.2 Applications 55
3.2 L'imagerie radar 56
3.2.1 Radar à ouverture synthétique 56
3.2.2 Différents modes de fonctionnement 58
3.2.2.1 Mode strip-map 58
3.2.2.2 Affinage Doppler, antenne en rotation 58
3.2.2.3 Mode télescope 58
3.2.2.4 Mode scansar 59
3.2.2.5 Mode squint, ou mode dépointé 59
3.2.2.6 Mode inverse 60
3.2.2.7 Mode multivue 60
3.2.2.8 Conclusion 61
3.2.3 Traitement radial 61
3.2.4 Méthode de sommation cohérente 62
3.2.4.1 Principe 62
3.2.4.2 Evolution 64
3.2.5 La compression en azimut 65
3.2.5.1 Principe 65
3.2.5.2 Algorithmes associés à la compression en azimut . . 69
3.2.6 Reconstruction d'images en mode ISAR 71

3.2.6.1 Analyse en distance 71
3.2.6.2 Analyse en azimut 71
3.3 Problèmes inhérents à l'imagerie radar 72
3.3.1 Speckle 72
3.3.2 Phénomènes de distorsions 72
3.3.3 Mouvement des cibles 74
3.3.3.1 Mouvements de translation 74
3.3.3.2 Mouvements de rotation 74
3.3.4 Influence du type de radar 75
3.3.5 Conclusion 76
3.4 Limites de l'imagerie SAR monostatique 76
3.4.1 Problème de résolution 76
3.4.2 Effets de masquage 77
3.4.3 Caractérisation de cible incomplète 77
3.5 Conclusion 77

4 Imagerie SAR bistatique 79
4.1 Radar bistatique 79
4.1.1 Principe 79
4.1.2 Intérêts et applications 80
4.2 Liaison radar bistatique 82
4.2.1 Géométrie de la configuration bistatique 82
4.2.1.1 Systèmes de coordonnées et géométrie associée . . . 82
4.2.1.2 Passage entre les différentes bases 84
4.2.2 Propagation de l'onde électromagnétique 86
4.2.2.1 Condition de propagation en visibilité 86
4.2.2.2 Choix d'une onde polarisée 87
4.2.3 Signal émis - signal reçu 87
4.2.4 Caractéristiques de la liaison bistatique 90
4.2.4.1 Equi-distances 91
4.2.4.2 Equi-doppler 91
4.2.5 Conclusion 92
4.3 Reconstruction d'images en configuration bistatique 92
4.3.1 Expression du signal reçu lors de l'ouveture synthétique 93
4.3.2 Compensation en distance 94
4.3.3 Traitement radial 94
4.3.4 Analyse azimutale 95
4.4 Caractéristiques géométriques d'une image bistatique 98
4.4.1 Phénomènes de distorsion 98
4.4.2 Géométrie de l'image 98
4.4.3 Résolution radiale 99
4.4.4 Résolution azimutale 100
4.4.5 Conclusion 101
4.5 Conclusion 102

5 Simulations et expérimentations **103**
5.1 Liaison radar bistatique . . . 103
5.1.1 Position . . . 104
5.1.2 Doppler . . . 106
5.2 Choix de l'algorithme de reconstruction . . . 108
5.2.1 Sommation cohérente . . . 108
5.2.2 Compression en azimut . . . 110
5.2.3 Sélection de l'algorithme . . . 112
5.3 Validation de la modélisation en configuration monostatique . . . 112
5.3.1 Validation qualitative . . . 113
5.3.2 Validation quantitative . . . 116
5.3.2.1 Position . . . 116
5.3.2.2 Résolution . . . 118
5.3.3 Parallèle avec l'expérimentation . . . 119
5.3.3.1 Caractéristiques du matériel utilisé . . . 119
5.3.3.2 Configuration d'acquisitions . . . 121
5.3.3.3 Résultats expérimentaux . . . 123
5.3.3.4 Conclusion . . . 123
5.4 Limites de la configuration monostatique . . . 125
5.4.1 Problèmes de résolution . . . 125
5.4.2 Effets de masquages . . . 126
5.4.3 SAR multi-vue . . . 129
5.4.3.1 Principe . . . 129
5.4.3.2 Application . . . 129
5.4.3.3 Limites . . . 131
5.5 Imagerie radar bistatique . . . 131
5.5.1 Validation qualitative . . . 133
5.5.2 Validation quantitative . . . 134
5.5.3 Configuration multistatique . . . 136
5.6 Simulations sur des cibles complexes . . . 138
5.6.1 Un dièdre droit . . . 138
5.6.2 Une ogive . . . 140
5.6.3 Modèle simplifié d'un avion . . . 141
5.6.4 Conclusion . . . 144
5.7 Détection de cibles en milieu maritime . . . 146
5.7.1 Intégration du modèle maritime . . . 146
5.7.2 Configuration d'acquisition . . . 147
5.7.3 Résultats . . . 147
5.7.3.1 Images sans bruit . . . 148
5.7.3.2 Images obtenues en co-polarisation . . . 150
5.7.3.3 Images obtenues en polarisations croisées . . . 150
5.7.4 Conclusion . . . 153
5.8 Conclusion . . . 153

Conclusion et perpectives **155**

A Modèle des petites perturbations **159**

Bibliographie **163**

Table des figures

1 Radars en configuration bistatique. 4

1.1 Ellipse de polarisation. 12
1.2 Repères utilisés pour caractériser l'onde diffusée par une cible. 15
1.3 Profil distance d'un Boeing [Bor02]. 19
1.4 Représentation d'une courbe équi-Doppler. 20

2.1 Faisceau de rayons astigmatiques. 23
2.2 Différents types de front d'onde incident. 26
2.3 Illustration d'une zone d'ombre. 29
2.4 Différents corps diffractant. 31
2.5 Discontinuité. 33
2.6 Coefficients de diffusion d'une discontinuité. 34
2.7 Coefficients de diffusion d'un cône. 35
2.8 Champ diffusé par un ruban. 37
2.9 Coefficients de diffusion d'un angle droit. 38
2.10 Cibles canoniques. 39
2.11 Géométrie retenue pour la diffusion par une surface rugueuse. 40
2.12 Configuration géométrique de diffusion. 43

3.1 Signal à modulation linéaire de la fréquence (chirp). 56
3.2 Signal à sauts de fréquences. 56
3.3 Configuration SAR. 57
3.4 Acquisition en mode strip-map. 58
3.5 Acquisition par affinage Doppler. 59
3.6 Acquisition en mode télescope. 60
3.7 Acquisition en mode scansar. 61
3.8 Acquisition en mode squint. 62
3.9 Acquisition en mode inverse. 62
3.10 Acquisitions pour la méthode de sommation cohérente. 63
3.11 Principe de reconstruction de l'image. 64
3.12 Mise en évidence de la superposition de deux projections dans un domaine angulaire pour deux acquisitions voisines. 65
3.13 Itérations successives de l'algorithme Fast Factorized Back Projection. 66
3.14 Configuration d'acquisition. 68
3.15 Les distorsions d'échelle oblique. 73
3.16 Déformations dûes à la projection : *1 zone de compression, 2 zone de recouvrement, 3 zone d'inversion, 4 zone de dilatation, 5 zone d'ombre.* 73

3.17 Exemple de plate-forme aéroportée. 75
3.18 Exemple de plate-forme spatioportée. 76

4.1 Radar en configuration bistatique. 82
4.2 Repère global géocentrique. 83
4.3 Repères locaux dans le repère géocentrique. 83
4.4 Repères liés à la géométrie de diffusion. 84
4.5 Illustration de la propagation en visibilité ou non au dessus de la surface de la terre. 87
4.6 Position de la cible sur une ellipsoïde. 91
4.7 Configuration d'acquisition dans le cas bistatique. 93
4.8 Décomposition des distances émetteur-cible et cible-récepteur. 96
4.9 Radars en configuration bistatique. 99
4.10 Evolution de la résolution radiale en configuration bistatique. 100
4.11 Evolution de la résolution azimutale en configuration bistatique. . . . 102

5.1 Distance émetteur-cible-récepteur pour $t = 100s$. 105
5.2 Distances émetteur-cible-récepteur des deux cibles pour $t = 300s$. . . 105
5.3 Evolution du décalage Doppler. 106
5.4 Décalage Doppler pour t=t_0+$160s$. 107
5.5 Décalages Doppler des deux cibles pour $t = 100s$. 107
5.6 Evolution du profil-distance au cours des acquisitions. 109
5.7 Image SAR de deux cibles ayant la même latitude obtenue par sommation cohérente. 109
5.8 Evolution du profil-distance au cours des acquisitions. 110
5.9 Image SAR de deux cibles ayant la même longitude obtenue par sommation cohérente. 111
5.10 Image SAR de deux cibles ayant la même latitude. 111
5.11 Image SAR de deux cibles ayant la même longitude. 112
5.12 Simulations relative à la scène 1 : validation qualitative. 113
5.13 Coupes suivant l'axe des abscisses des images reconstruites. 114
5.14 Coupes suivant l'axe des ordonnées des images reconstruites. 114
5.15 Simulations relative à la scène 2 : validation qualitative. 115
5.16 Simulations relative à la scène 3 : validation qualitative. 115
5.17 Image SAR d'une cible aux coordonnées (15 ;15). 116
5.18 Evolution de la position pour différentes largeurs de bande. 117
5.19 Evolution de la position pour taille d'antenne. 117
5.20 Vérification des résolutions en configuration monostatique. 118
5.21 Evolution de la résolution radiale en fonction de la largeur de bande. 119
5.22 Evolution de la résolution azimutale en fonction de la taille de l'antenne. 120
5.23 Photos de la chambre anéchoïde. 120
5.24 Schéma d'acquisition expérimentale. 121
5.25 Traitement des signaux reçus en configuration ISAR. 122
5.26 Schéma d'acquisition de la première expérimentation. 123
5.27 Image radar obtenue pour la position initiale de la scène. 124
5.28 Vérification des résolutions en configuration monostatique. 124

5.29 Illustration d'une acquisition pour laquelle la résolution radiale est meilleure que la résolution azimutale. 125
5.30 Illustration d'une expérimentation pour laquelle la resolution azimutale est dégradée. 126
5.31 Illustration du masquage lors d'une acquisition. 126
5.32 Schéma d'acquisition permettant d'illustrer les effets de masquage. . . 127
5.33 Résultat d'expérimentation pour la configuration du schéma figure 5.32. 127
5.34 Visualisation de la propagation de l'onde suivant les configurations retenues pour illustrer les effets du masquage. 127
5.35 Premier résultat d'expérimentation mettant le masquage en évidence. 128
5.36 Deuxième résultat d'expérimentation mettant le masquage en évidence. 128
5.37 Configuration d'acquisitions en configuration multi-vue. 129
5.38 Configuration d'acquisitions en configuration multi-vue. 130
5.39 Fusion de deux images obtenues par une configuration multi-vue. . . 130
5.40 Fusion de deux images obtenues par une configuration multi-vue. . . 132
5.41 Configuration d'acquisition. 133
5.42 Comparaison d'images bistatique. 134
5.43 Schéma expliquant les caractéristique géométrique de l'image reconstruite en configuration bistatique. 135
5.44 Vérification des résolution en configuration bistatique. 135
5.45 Vérification des résolution en configuration monostatique. 136
5.46 Acquisition en configuration multistatique. 136
5.47 Résultat de simulation pour la première acquisition. 137
5.48 Résultat de simulation pour la deuxième acquisition. 137
5.49 Fusion des images en configuration multistatique. 138
5.50 Dièdre droit. 138
5.51 Cibles canoniques utilisées pour modéliser le dièdre. 139
5.52 Signature d'un dièdre droit. 139
5.53 Caractéristique de l'ogive. 140
5.54 Configuration d'acquisition. 140
5.55 Images obtenues lorsque l'axe de l'ogive est colinéaire avec l'axe des abscisses ($\gamma = 0$). 141
5.56 Images obtenues lorsque l'axe de l'ogive et l'axe des abscisses forment un angle de $-45°$ ($\gamma = -45°$). 142
5.57 Modèle simplifié d'un avion. 142
5.58 Caractéristiques géométriques de l'avion. 143
5.59 Images monostatiques obtenues lorsque l'axe de l'avion est colinéaire avec l'axe des abscisses ($\gamma = 0°$). 144
5.60 Images bistatiques obtenues lorsque l'axe de l'avion est colinéaire avec l'axe des abscisses ($\gamma = 0°$). 145
5.61 Images monostatiques obtenues lorsque l'axe de l'avion et l'axe des abscisses forment un angle de -45°($\gamma = -45°$). 145
5.62 Images bistatiques obtenues lorsque l'axe de l'avion et l'axe des abscisses forment un angle de -45°($\gamma = -45°$). 146
5.63 Schéma représentant la position des points brillants. 147
5.64 Images de la scène sans bruit. 149
5.65 Images de la scène avec bruit en polarisation hh. 151

5.66 Images de la scène avec bruit en polarisation vh. 152

Principales abréviations

Diffusion électromagnétique

BSA	Back Scattering Alignment
CET	Contenu electromagnétique total
FSA	Forward Scattering Alignment
GTD	Geometrical Theory of diffraction
RCS	Radar Cross Section
SER	Surface Equivalente Radar
UAT	Uniform Asymptotic Theory
UTD	Uniform Theory of diffraction

Imagerie radar

ISAR	Inverse Synthetic Aperture Radar
NVE	Nombre de vues équivalentes
RDA	Range Doppler Algorithm
RSO	Radar à Synthèse d'Ouverture
SAR	Synthetic Aperture Radar

Introduction

Le principe du radar était déjà connu et vérifié expérimentalement à la fin du 19ième siècle, mais c'est dans les années 1920 et 1930 que les expériences se sont multipliées. Les systèmes radars sont alors utilisés pour détecter des bateaux et des avions à grande distance de nuit ou par temps de brouillard. Les systèmes radars ont ensuite été rapidement associés à la télédétection qui consiste à observer la terre de manière aérienne ou spatiale [Sko70]. La télédétection spatiale est particulièrement intéressante car elle ne connaît pas de frontière géographique ou politique [HL95]. En effet, les satellites de télédétection généralement positionnés sur les orbites polaires peuvent survoler n'importe quel endroit du globe et ainsi obtenir de nombreuses informations sans connaître de limite en localisation géographique.

Les ondes utilisées initialement étaient continues. Au cours de la seconde guerre mondiale, la recherche sur les radars s'est intensifiée et a conduit aux radars à impulsion dont la longueur d'onde était de l'ordre du mètre. Après la guerre, le développement de systèmes radars militaires et civils s'est poursuivi, sont alors apparues les notions de polarimétrie et d'interférométrie. Les radars sont maintenant capables de tirer un maximum d'informations sur les cibles à partir des ondes rétrodiffusées. Les radars modernes permettent, entre autres, de reconnaître et d'identifier des cibles à partir de l'onde reçue alors qu'elles paraissent identiques pour des capteurs optiques classiques [Bar05].

Pour les applications en télédétection, les radars présentent certaines particularités qui les rendent particulièrement intéressants par rapport aux autres instruments de mesure. En effet, suivant la longueur d'onde utilisée, les données obtenues peuvent révéler des informations aussi diverses que l'humidité des sols ou la composition minérale de certaines zones, des détails invisibles à l'œil nu qui constituent le contenu spectral d'une image. De plus, les radars présentent les avantages d'un capteur actif qui opère à toute heure et par tous les temps [CM91]. En effet, les radars émettent leur propre énergie électromagnétique hyperfréquence et captent la portion réfléchie par la surface, ils s'affranchissent donc du rayonnement naturel et peuvent surveiller une zone à travers le couvert nuageux.

En parallèle, les premières tentatives de radars imageurs voient le jour. L'imagerie radar permet d'obtenir des images en se basant sur le principe des antennes synthétiques. On parle alors de Radar à Synthèse d'Ouverture (RSO et en anglais : SAR ou ISAR suivant la configuration retenue) [Le 89][Gal93]. Le principe consiste à utiliser le déplacement d'une antenne radar pour simuler une

antenne de grande dimension. Afin de réaliser ce déplacement, le radar peut être placé sur un avion ou un satellite. En 1978, le premier satellite SAR civil à vocation océanographique (Seasat) est lancé. Les images obtenues pendant cent jours (avant une panne généralisée) ont trouvé nombre d'applications, outre l'océanographie, en géologie, en glaciologie avec l'étude des glaces polaires et en cartographie. En effet, les images ainsi obtenues atteignaient, à l'époque, des résolutions proches de celles des capteurs travaillant dans le visible. Au niveau des applications de télédétection, les systèmes satellitaires sont généralement préférés aux systèmes aéroportés car ils permettent une surveillance globale et quasi permanente des terres émergées, des océans, de l'atmosphère, de l'impact des activités humaines et des phénomènes naturels avec un délai de remise à jour des informations relativement court.

Suite aux résultats concluants obtenus avec Seasat, de nombreuses autres missions avec des satellites SAR ont suivi. On peut notamment citer SIR-A et SIR-B lancés respectivement en 1981 et 1984. Ensuite, il faut attendre 1991 pour voir le premier satellite SAR européen ERS-1. Les missions satellitaires se sont alors multipliées, chacunes apportant une innovation technologique. On peut entre autre citer : Almaz (Russie), JERS-1 (Japon), SIR-C et X-SAR (Etats-Unis, Allemagne, Italie), Radarsat (Canada)...

Les applications des radars imageurs sont multiples et interviennent dans de nombreux domaines : militaire, civil, scientifique ou commercial. Depuis son apparition, l'imagerie radar a donc été soumise à de nombreuses études, tant au niveau de l'acquisition qu'au traitement des images reconstruites afin d'améliorer la qualité des informations obtenues. La contribution des données obtenues par les radars imageurs se retrouve dans différentes applications telles que :

- la cartographie (révision et élaboration de cartes, cartographie thématique)[CT04],
- l'agriculture (aménagement rural, prévision des récoltes, surveillance des quotas agricoles) et l'écosystème forestier [Pro99][NRT04],
- l'aménagement du territoire (études et suivi des schémas d'aménagement, urbanisation),
- l'exploration géologique (prospection minière ou pétrolière, hydrogéologie, géotechnique),
- la compréhension de l'écologie de la planète [Soh02][ALS+02][TVG+05],
- l'observation d'autres planètes [WMS98],
- l'océanographie (cartographie marine, gestion des zones côtières, déplacement des glaces) [FP98][LSSN02],
- l'amélioration des prévisions météorologiques et climatiques,
- l'évaluation des catastrophes naturelles[ASCD03][HVLH03].

Aujourd'hui encore, de nombreuses études cherchent à améliorer et à augmenter les potentialités des images radars, notamment en augmentant la couverture spatiale et temporelle. La contrepartie de l'évolution des performances des radars imageurs est que leur prix augmente également. Un des objectifs actuels est donc de réduire le rapport coût/performance de ces systèmes. En effet, en ce qui concerne l'acquisition des données, des études sont réalisées sur la dimension des antennes qui détermine en partie le coût du satellite (réalisation et mise en orbite), mais

également la qualité des signaux reçus. Certaines études cherchent donc à diminuer la taille de l'antenne tout en conservant un maximum d'informations contenus dans le signal reçu [LBMS03].

De nouvelles méthodes d'acquisitions sont également développées afin de palier certaines lacunes des systèmes radar imageur actuels. Plus particulièrement, un point faible de l'imagerie radar se trouve dans l'identification de cibles en mouvement rapide. Afin d'améliorer la qualité des images obtenues dans ce cas particulier, on utilisera à la place des méthodes classiques d'analyse transverse, une antenne de réception à double canal couplée à la technique de déplacement de phase de centre d'antenne, ou à l'interférométrie longitudinale [GS03].

La majorité ses systèmes actuels opèrent en configuration monostatique (émetteur et récepteur co-localisés). Parallèlement aux études menées sur l'imagerie SAR monostatique, une nouvelle voie de recherche commence alors à se développer : la configuration bistatique. Dans cette configuration, l'émetteur et le récepteur sont séparés. Celle-ci a longtemps été mise de côté à cause de sa complexité, mais présente certains avantages : la discrétion du récepteur, l'obtention d'informations complémentaires sur les cibles ainsi qu'une meilleur détection des cibles furtives. Les applications utilisant la liaison bistatique commencent donc à se développer. On la retrouve en surveillance aérienne [Wei99] car elle permet de compléter les informations fournies par la liaison monostatique sur les cibles présentes. De même, l'utilisation de la configuration multistatique (configuration bistatique en mode multi-récepteur) permet d'améliorer la localisation et l'estimation de la vitesse des cibles [Axe03]. Mais cette configuration présente également des avantages dans l'étude de notre écosystème et permet, entre autres, d'améliorer la caractérisation de la surface océanique [MRL03] ou d'intervenir dans la prédiction d'avalanches [CZP03b].

Afin de confirmer les potentialités de la configuration bistatique, notre étude a pour objectif de développer et de caractériser l'imagerie bistatique afin de la comparer à l'imagerie monostatique. Nous allons donc chercher à reconstruire l'image d'une scène observée à partir des signaux reçus par un radar en configuration bistatique. Ainsi nous souhaitons obtenir des images SAR haute résolution mettant en valeur les avantages d'une configuration bistatique.

La problématique peut alors se résumer au schéma illustré par la figure 1. Le but sera donc de retrouver une image de la cible à partir des signaux reçus par le récepteur, en tenant compte des positions des éléments présents dans la scène (émetteur, cible, récepteur), de leurs trajectoires, de leurs vitesses ainsi que de l'environnement dans lequel ils évoluent.

Les travaux réalisés jusqu'à présent sur la configuration bistatique restent assez sommaire. Certaines études s'intéressent à la propagation électromagnétique et à la diffusion de cible en configuration bistatique [Khe01], d'autre à la reconstruction d'image. M. Soumekh a notamment étudié le cas d'une reconstruction d'image en configuration bistatique [Sou98]. Mais le modèle est scalaire et se limite au

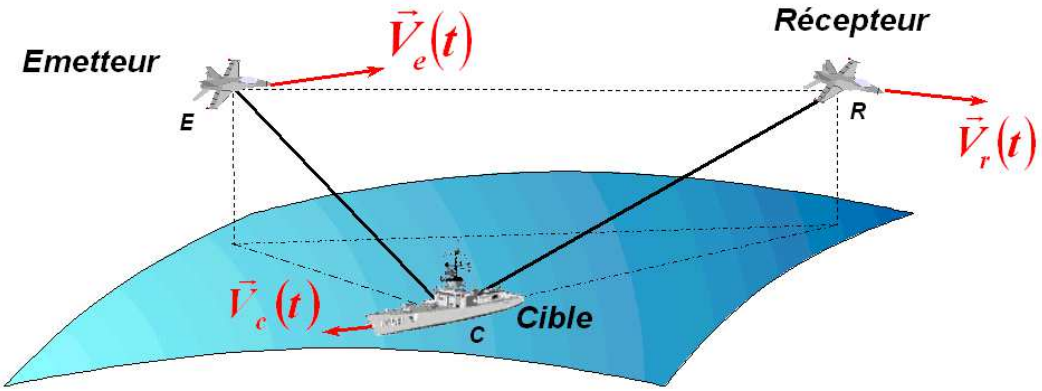


FIG. 1 – Radars en configuration bistatique.

cas ou les entités se trouvent dans un même plan. Plus récemment, des études se sont intéressées à des configurations bistatiques tridimensionnels afin de définir des relations permettant de caractériser celle-ci [LNPK04] ou de localiser des points brillants lorsque l'émetteur et le récepteur ont des trajectoires parallèles [BSK03][Ben04][BKS05]. On peut également citer l'expérience réalisée en partenariat entre l'ONERA et le DLR pour laquelle les acquisitions ont été réalisées par les stations RAMSES et E-SAR en vol parallèle afin de montrer l'intérêt de la configuration bistatique [DFCdP$^+$04]. Notre position est de développer un algorithme de reconstruction d'image radar en configuration bistatique qui soit valable quelque soit la configuration d'acquisition et qui tienne compte des polarisations d'émission et de réception. Nous chercherons alors à caractériser les images obtenues en configuration bistatique puis à vérifier le comportement de l'imagerie bistatique sur différents types de cibles et de scènes.

Le premier chapitre de ce manuscrit rappelle quelques principes fondamentaux de la propagation et de la diffusion des ondes électromagnétiques qui seront utilisés pour modéliser la liaison radar. Les lois qui régissent la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu seront donc présentées. Nous donnerons quelques définitions sur la polarisation d'une onde et nous présenterons les deux principales techniques permettant de la caractériser (vecteur de Jones et vecteur de Stokes).

Ces deux représentations conduisent directement à la signature polarimétrique des cibles que nous présenterons. Celle-ci permet de relier la polarisation d'une onde réfléchie à celle de l'onde incidente en fonction des caractéristiques physiques et géométriques de la cible ou de la scène observée.

Finalement, nous présenterons l'utilisation de base du radar qu'est la télédétection. Nous verrons notamment les différentes informations que peuvent fournir les radars.

Dans le deuxième chapitre, nous présenterons des techniques de modélisation électromagnétique qui interviennent lors des interactions entre une onde électromagnétique avec différentes cibles (canoniques ou non). Celles-ci seront utilisées lors de la reconstruction d'images radar de scènes observées plus ou moins

complexes.

Dans un premier temps, nous chercherons à modéliser et à estimer la diffusion électromagnétique par des cibles finies. Pour cela nous présenterons les principes de l'*Optique Géométrique* et la théorie géométrique de la diffraction pour lesquels l'onde électromagnétique est assimilée à un rayon.

Dans un deuxième temps, nous nous intéresserons à la diffusion par une surface rugueuse et aux différents modèles permettant d'estimer les coefficients de diffusion. Ce type de surface est particulièrement intéressant à étudier car il correspond à de nombreux cas rencontrés lors d'acquisitions (mer, forêt, champ...). Enfin, nous introduirons le speckle, ce bruit multiplicatif est propre aux images radars et apparaît lors de l'observation de surfaces rugueuses.

Le troisième chapitre sera consacré à l'imagerie radar en configuration monostatique. Ce chapitre nous permettra de maîtriser les subtilités de l'imagerie monostatique et nous servira de base lors du développement de l'algorithme de reconstruction d'image en configuration bistatique. Nous présenterons, tout d'abord, un principe souvent utilisé dans le traitement des données radars : la compression d'impulsion. Nous verrons comment cette technique permet d'améliorer les résolutions des images radar.

Ensuite, une description des radars imageurs monostatiques en configuration SAR sera réalisée. Nous présenterons les deux grands principes de traitement applicables dans cette configuration : la sommation cohérente et la compression en azimut. Nous présenterons également la deuxième configuration permettant d'obtenir des images radars : l'ISAR et ses traitements associés.

Enfin, les principaux problèmes inhérents à l'imagerie radar monostatique ainsi que certaines limites de cette configuration d'acquisition seront présentés.

Le quatrième chapitre s'attachera à la description de l'imagerie radar en configuration bistatique. Nous présenterons la liaison bistatique et nous verrons en quoi cette configuration peut présenter des avantages par rapport à une liaison monostatique pour la caractérisation d'une scène ou l'identification d'une cible. Nous présenterons également les voix de recherche que peut ouvrir une telle configuration. Puis, une description de cette configuration sera faite afin d'en présenter les caractéristiques géométriques, les conditions de propagation de l'onde électromagnétique et les caractéristiques du signal reçu.

Ensuite, nous chercherons à former des images de la scène observée à partir des signaux reçus en configuration bistatique. Pour cela, notre étude s'appuiera sur les travaux déjà effectués en configuration monostatique. Nous repartirons notamment de l'algorithme RDA (Range Doppler Algorithm) utilisé en imagerie monostatique afin de le généraliser à la configuration bistatique. Cette étape nécessitera donc une parfaite connaissance de la configuration bistatique.

Enfin, nous présenterons les principales caractéristiques d'une image obtenue en configuration bistatique. Nous nous intéresserons plus particulièrement aux résolutions des images qui permettent de déterminer les performances du capteur. Nous verrons comment le signal émis, mais également la configuration retenue, infuent sur ces résolutions.

Le cinquième et dernier chapitre sera consacré aux simulations et aux expérimentations. Tout d'abord, nous présenterons des résultats en configuration monostatique qui seront validés par les expérimentations réalisées dans la chambre anéchoïde de l'ENSIETA et qui ont plusieurs intérêts :

- illustrer les présentations théoriques du chapitre 3 et confirmer le choix de l'algorithme retenu pour la configuration bistatique,
- valider nos modèles à l'aide de comparaisons avec des modèles existant dans la littérature,
- illustrer certaines limites de la configuration monostatique.

Ensuite, nous présenterons des résultats de simulation en configuration bistatique qui viendront illustrer les caractéristiques théoriques données dans le quatrième chapitre.

Enfin, l'observation de scènes complexes modélisées et caractérisées à partir des méthodes électromagnétiques présentées dans le chapitre 2 viendront confirmer l'intérêt de l'imagerie radar en configuration bistatique.

Nous terminerons par des conclusions sur la configuration bistatique et l'imagerie bistatique et par les perspectives ouvertes par ce sujet d'étude.

Chapitre 1

Propagation et dépolarisation des ondes électromagnétiques

Le but de nos travaux de recherche est de reconstruire et de caractériser une image radar à partir des signaux reçus en configuration bistatique. La particularité de notre étude est que nous nous plaçons dans le cas d'une liaison bistatique tridimensionnelle entièrement polarisée. Ce chapitre présente donc les principes de propagation d'une onde électromagnétique ainsi que la caractérisation d'une onde électromagnétique polarisée. Le comportement polarimétrique d'une cible qui permet de déterminer les caractéristiques de l'onde réfléchie par un cible en fonction de l'onde incidente est également introduit. Ces notions seront utilisées dans le quatrième chapitre lors de la modélisation du signal reçu par un radar bistatique.

1.1 Ondes électromagnétiques

L'étude de la propagation des ondes dépend de considérations physiques et de l'application envisagée. Ces applications se sont diversifiées et raffinées au cours du temps : techniques radar, télédétection spatiale, télélocalisation... Historiquement, ce sont les raffinements des techniques qui ont fait évoluer la perception des problèmes de propagation. A l'origine, le but des études était de pouvoir estimer le niveau d'énergie électromagnétique en tout point afin de dimensionner les systèmes (c'est-à-dire le nombre de relais dans une liaison ou la puissance d'un émetteur) ou de déterminer leur couverture spatiale (c'est-à-dire la portée d'un radar). A l'époque, les phénomènes de propagation étaient donc étudiés indépendamment de l'usage qui en était fait. Dès lors que les techniques se sont compliquées, notamment par les progrès en traitement du signal, ce principe est devenu illusoire car en réalité, chaque application implique une démarche spécifique.

1.1.1 Canal de propagation

Les systèmes radioélectriques réalisant la propagation peuvent être décomposés en cinq parties : deux dispositifs électroniques constituant aux extrémités de la liaison l'émetteur et le récepteur, le milieu dans lequel a lieu la transmission et deux antennes servant d'interface entre ces éléments. La définition la plus naturelle du

canal de propagation est de l'identifier au milieu traversé par les ondes, mais cette définition comporte beaucoup d'ambiguïtés.

Lors d'une liaison, le but est que le récepteur reçoive l'information envoyée par l'émetteur sans erreurs. Or, deux phénomènes perturbent la transmission : d'une part le signal transmis subit des altérations au cours de sa propagation (affaiblissement, distorsions diverses...) et d'autre part viendront s'y superposer des perturbations électromagnétiques d'origine naturelle (bruit cosmique) ou non (bruits industriels). Dans le cas d'un milieu stationnaire (c'est-à-dire qui ne varie pas pendant une transmission), ces propriétés peuvent être exprimées à l'aide d'une réponse impulsionnelle $h(t)$. Le signal à la réception s'écrit donc : $s_r(t) = s_e(t) * h(t) + b(t)$ où $s_e(t)$ est le signal émis, "$*$" désigne l'opérateur convolution et $b(t)$ représente le bruit perturbateur capté à l'antenne de réception. Avec cette formulation, les effets du milieu semblent séparés de ceux du système de transmission, or, les antennes ont une influence directe sur $h(t)$. En effet, la réponse du milieu dépend de la façon dont il est excité spatialement, et donc par l'étendue angulaire des antennes. Dans certains cas, il est alors plus approprié d'inclure les antennes dans le canal de propagation.

Les études de propagation ont donc pour but de connaître le canal de propagation afin d'améliorer la transmission. Cette amélioration peut se faire de plusieurs manières : soit en adaptant le système de codage, soit en utilisant des dispositifs correcteurs, ou encore en installant des procédés de diversité d'espace et/ou de fréquence.

Notre étude se focalisera plus particulièrement sur la propagation de l'onde électromagnétique d'une part et sur les traitements appliqués aux signaux reçus d'autre part. Par contre, nous ne nous intéresserons pas, dans ce manuscrit, à la physique des composants permettant la création et la détection de l'onde.

1.1.2 Lois de la propagation

Une onde électromagnétique est caractérisée en tout point et à chaque instant par quatre grandeurs vectorielles $\vec{E}$ (champ électrique), $\vec{D}$ (induction électrique), $\vec{B}$ (induction magnétique) et $\vec{H}$ (champ magnétique). Ces grandeurs vérifient les équations de Maxwell qui, en l'absence de charges libres et de courants de conduction s'écrivent [Col92] :

$$\vec{\nabla}.\vec{D} = 0, \tag{1.1}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \tag{1.2}$$

$$\vec{\nabla}.\vec{B} = 0, \tag{1.3}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}. \tag{1.4}$$

avec $\vec{\nabla}\times$ et $\vec{\nabla}.$ définissant respectivement le rotationnel et la divergence. Dans le cas stationnaire linéaire, les champs et les inductions sont reliés par les relations suivantes :

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \text{ et } \vec{B} = \mu \vec{H}, \tag{1.5}$$

avec ε la permittivité du milieu et μ la perméabilité du milieu. Pour un milieu infini, homogène, isotrope, vide de charge et de courant, les vecteurs champ

électrique $\vec{E}$ et champ magnétique $\vec{H}$ permettent de caractériser entièrement une onde électromagnétique. A l'aide des équations de Maxwell, on montre que chacune de leurs composantes vérifie l'équation d'onde :

$$\nabla^2 u - \frac{1}{v^2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0, \tag{1.6}$$

où u représente soit le champ électrique, soit le champ magnétique, $v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$ la vitesse de propagation de l'onde électromagnétique et $\nabla^2 = \vec{\nabla}.\vec{\nabla}. - \vec{\nabla} \times \vec{\nabla}\times$.

En notant ε_0 la premittivité du vide ($\varepsilon_0 = 1/36\pi 10^9 \mathrm{Fm}^{-1}$) et μ_0 la perméabilité du vide ($\mu_0 = 4\pi 10^{-7}\mathrm{Hm}^{-1}$), la vitesse de la lumière est définie par :

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}. \tag{1.7}$$

Dans le cas général, et en absence de charge et de courant, on utilise couramment la permittivité relative $\varepsilon_r = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$ et la perméabilité relative $\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0}$ du milieu de propagation, ce qui permet d'exprimer la vitesse de propagation des ondes en fonction de la vitesse de la lumière :

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r\mu_r}}. \tag{1.8}$$

Pour un milieu de propagation donné, l'indice de réfraction n se définit par la relation :

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\varepsilon_r\mu_r}. \tag{1.9}$$

Dans le cas d'un milieu infini, en tout point $\vec{r}$ de l'espace, $\vec{E}(\vec{r})$ et $\vec{H}(\vec{r})$ sont perpendiculaires entre eux et tous deux perpendiculaires à la direction de propagation $\vec{n}(\vec{r})$ qui représente la trajectoire de l'énergie. $\vec{n}(\vec{r})$ est appelé vecteur de propagation. En présence d'une source de rayonnement $g(\vec{r}_0, t)$ isotrope et localisée en $\vec{r}_0$, la solution de l'équation (1.6) s'écrit en tout point $\vec{r}$ de l'espace [Jon94] :

$$u(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi|\vec{r} - \vec{r}_0|} g\left(\vec{r}_0, t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}_0|}{v}\right). \tag{1.10}$$

La propagation s'effectue alors depuis la source de telle sorte que le front d'onde (la surface normale en tout point aux rayons) soit une sphère centrée sur la source, c'est-à-dire qu'entre la source et un observateur, la propagation s'effectue en ligne droite.

Dans certains cas, les objets illuminés par l'onde électromagnétique sont suffisamment loin de l'émetteur pour que l'on puisse considérer l'onde comme localement plane au voisinage de la zone d'étude (zone de Fraunhoffer). De plus, si l'on considère une onde quasi-monochromatique de longueur d'onde λ, en présence d'une source en $\vec{r}_0$, la solution de l'équation de propagation en $\vec{r}$ s'écrit [Jon94] :

$$u(\vec{r}, t) = \frac{e^{j\frac{2\pi}{\lambda}\vec{n}.(\vec{r}-\vec{r}_0)}}{4\pi|\vec{r} - \vec{r}_0|} g(\vec{r}_0, t). \tag{1.11}$$

Le champ en $\vec{r}$ subit un déphasage et une atténuation par rapport au champ en $\vec{r}_0$. Une surface définie par un ensemble de points ayant la même phase s'appelle

surface d'onde. En tout point de cette surface, la direction de propagation $\vec{n}$ est normale à la surface d'onde et les champs électrique et magnétique appartiennent au plan tangent à la surface d'onde.

Le terme d'atténuation $\frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}_0|}$ est issu de la conservation de l'énergie : en intégrant l'énergie sur une surface d'onde ou sur le front d'onde, on doit retrouver l'énergie émise par la source.

Lorsque le milieu traversé n'est plus homogène, les champs électrique et magnétique ne vérifient plus l'équation de propagation (1.6). Plusieurs phénomènes doivent être pris en compte :

- la modification de la propagation se traduisant par une courbure du front d'onde de sorte que la propagation ne s'effectue plus en ligne droite,
- un phénomène de diffusion (rétrodiffusion, multidiffusion) modifiant l'énergie transmise le long du rayon,
- un transfert de l'énergie en chaleur se traduisant par une absorption de l'onde.

1.1.3 Propagation dans l'atmosphère [Mai01]

Pour les liaisons satellitaires ou aéroportées, l'onde électromagnétique émise se propage à travers l'atmosphère. Il est alors nécessaire d'étudier ce milieu afin de connaître son influence sur la propagation des ondes et pour tenir compte des déformations introduites sur l'onde reçue.

L'atmosphère est un milieu composé d'un mélange gazeux dont les caractéristiques varient en fonction de l'altitude. L'atmosphère se divise en différentes couches. On distingue tout d'abord la troposphère qui est la couche la plus proche du sol et dont l'épaisseur varie de 8km au pôles à 18km à l'équateur, en atteignant environ 13km pour les latitudes tempérées. La couche supérieure à la troposphère est appelée la stratosphère et s'élève jusqu'à une altitude d'environ 50km (zones dans laquelle la température augmente avec l'altitude). Entre 50km et 70km, on se situe dans la mésosphère pour laquelle la température diminue avec l'altitude. On trouve ensuite l'ionosphère qui s'étend jusqu'à une altitude d'environ 2000km. La couche correspondant aux altitudes supérieures à 2000km est appelée la magnétosphère.

Dans le cadre de notre étude, nous nous limiterons aux liaisons aéroportées se trouvant donc à des altitudes inférieures à 2000km. Pour caractériser la propagation de l'onde électromagnétique, il est nécessaire de déterminer l'indice n de réfraction des différentes zones.

1.1.3.1 Atmosphère neutre

La troposphère, la stratosphère et la mésosphère sont alors regroupées sous le terme d'atmosphère neutre, définie à partir de concepts thermodynamiques, qui correspond à l'enveloppe gazeuse entourant la terre. Dans l'atmosphère neutre, l'indice n est essentiellement fonction de la pression, de la température et de la pression partielle de vapeur d'eau. L'indice étant très proche de l'unité, on utilise plutôt le co-indice de réfraction N défini par : $N = 10^6(n-1)$. Celui-ci s'exprime sous la forme de la relation semi-empirique de Smith-Weintraub [SW53] :

$$N(T,P,e) = 77,6\frac{P}{T} + 0,375.10^6\frac{e}{T^2}, \tag{1.12}$$

avec T la température en kelvin, P la pression en millibars et e la pression partielle de vapeur d'eau en millibars.

Or, dans l'atmosphère neutre, certains des constituants gazeux peuvent, pour de hautes fréquences, présenter des résonances par excitation des électrons périphériques des atomes et des molécules. En particulier, la vapeur d'eau (raies à 22,2GHz, 183.3GHz et 325.4GHz) et l'oxygène (groupe de raies entre 50GHz et 70GHz, et raie isolée à 118.74GHz). A ces fréquences, le signal est presque totalement absorbé. Dans le cadre de l'imagerie radar où les fréquences sont de l'ordre du gigahertz, ces phénomènes ne seront pas présents.

1.1.3.2 Région de la ionosphère

La deuxième zone considérée est la ionosphère, c'est la région de l'atmosphère dans laquelle il existe suffisamment d'électrons libres pour affecter la propagation des ondes. On y distingue trois régions, chacune caractérisée par sa densité électronique ρ exprimée en électrons par m^3 (on parle également de CET : Contenu Electronique Total). Le tableau 1.1 reprend certaines de leurs caractéristiques diurne et nocturne.

Régions de la ionosphère	Localisation	ρ diurne	ρ nocturne
région D	entre 70km et 90km	$< 10^9$	~ 0
région E	entre 90km et 150km	$\sim 10^{11}$	$\sim 10^9$
région F	au-delà de 150km	$\geq 10^{12}$	$\geq 10^{11}$

Tab. 1.1 – Ordre de grandeur des valeurs de la densité électronique ρ exprimée en électrons par m^3.

Dans la ionosphère, l'indice de réfraction dépend de la densité électronique et s'exprime pour une fréquence f sous la forme :

$$n(f) = 1 - \frac{f_0^2}{2f^2}, \tag{1.13}$$

avec f_0 la fréquence du plasma qui dépend de la densité électronique et que l'on peut approcher par la relation $f_0 \simeq 9\sqrt{\rho}$ (f_0 en MHz). Etant donnés les ordres de grandeur de ρ dans la ionosphère, on constate que ce phénomène n'a qu'un effet très faible, voire négligeable, sur les ondes centimétriques utilisées par les radars imageurs.

1.1.4 Polarisation de l'onde

Dans le cas où il est possible de spécifier, par convention, une direction privilégiée de l'onde dans le plan $(\vec{E}, \vec{H})$, on peut alors caractériser $\vec{E}$ (et donc $\vec{H}$) par sa polarisation, c'est-à-dire son orientation dans ce plan [BY90][PS92].

La polarisation d'une onde plane décrit, en fonction du temps, le lieu de l'extrémité du vecteur champ électrique $\vec{E}(t)$ dans un plan orthogonal au vecteur de propagation $\vec{n}$. Ce lieu décrit, dans le cas général, une ellipse (polarisation elliptique) comme le montre la figure 1.1, qui peut dans certains cas dégénérer en un segment de droite (polarisation linéaire) ou en un cercle (polarisation circulaire).

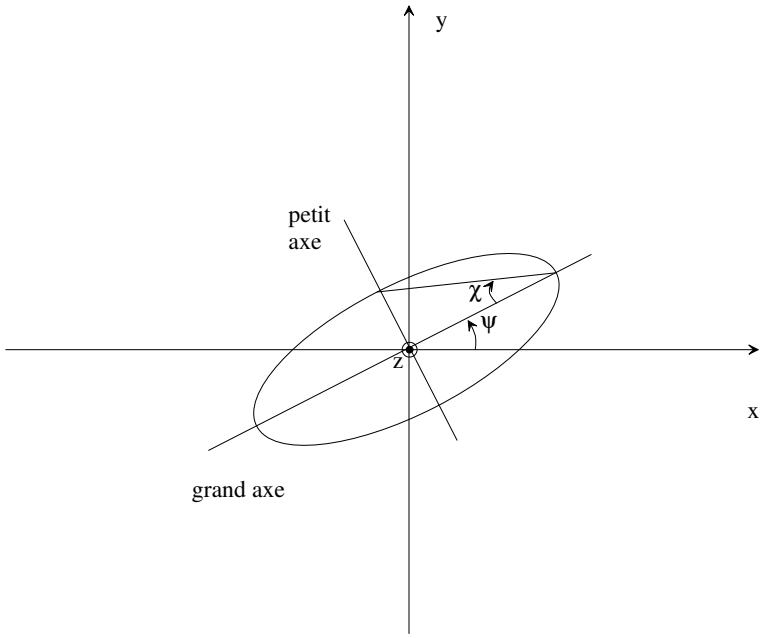


FIG. 1.1 – Ellipse de polarisation.

L'angle d'orientation Ψ est l'angle entre l'horizontale et le grand axe de l'ellipse décrite par l'onde polarisée. Il varie entre 0° et 180°. χ est l'angle d'ellipticité, dont la tangente est le rapport entre le petit axe de l'ellipse et son grand axe. Il varie entre -45° et 45° et son signe donne le sens de la polarisation droite ou gauche (suivant la convention d'observation retenue).

La polarisation d'une onde est alors définie par le couple (Ψ, χ). En supposant que l'onde plane se propage selon l'axe (Oz) dans la direction des z positifs, les composantes du champ électrique s'écrivent sous la forme :

$$\vec{E}(z,t) = \begin{bmatrix} E_x(z,t) \\ E_y(z,t) \\ E_z(z,t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} |E_x|\cos(\omega t - kz + \delta_x) \\ |E_y|\cos(\omega t - kz + \delta_y) \\ 0 \end{bmatrix}, \tag{1.14}$$

où ω est la pulsation de l'onde, k est le nombre d'onde, et δ_x et δ_y sont les déphasages à l'origine.

δ_x et δ_y sont reliés à (Ψ, χ) par l'intermédiaire des paramètres $\Delta\delta = \delta_y - \delta_x$ et des relations :

$$\begin{array}{c} \tan(2\Psi) = \frac{2|E_x||E_y|}{|E_x|^2 - |E_y|^2}\cos(\Delta\delta) \\ \sin(2\chi) = \frac{2|E_x||E_y|}{|E_x|^2 + |E_y|^2}\sin(\Delta\delta) \end{array}. \tag{1.15}$$

Il est alors possible de caractériser les cas particuliers :

– La polarisation linéaire lorsque $\chi = 0°$:

$$\begin{cases} \Psi = 0° : \text{polarisation horizontale} \\ \Psi = 90° : \text{polarisation verticale} \end{cases}$$

– La polarisation circulaire lorsque $\chi = \pm 45°$:

$$\begin{cases} \chi = 45° : \text{polarisation droite} \\ \chi = -45° : \text{polarisation gauche} \end{cases}$$

1.1.4.1 Vecteur de Jones

L'expression du champ électrique d'une onde plane monochromatique de polarisation quelconque peut également s'écrire sous la forme complexe donnée par :

$$\vec{E}(z,t) = \begin{bmatrix} |E_x|e^{j(\omega t - kz + \delta_x)} \\ |E_y|e^{j(\omega t - kz + \delta_y)} \\ 0 \end{bmatrix}. \tag{1.16}$$

Pour une onde monochromatique, la fréquence d'oscillation est constante, il est alors possible d'utiliser la notion de phaseur pour le regime permanent et ainsi supprimer le terme temporel dans l'expression du champ électrique :

$$\vec{E}(z) = e^{-jkz} \begin{bmatrix} |E_x|e^{\delta_x} \\ |E_y|e^{\delta_y} \\ 0 \end{bmatrix}. \tag{1.17}$$

De plus, le champ électrique $\vec{E}(z)$ a une phase identique en tout point d'un plan d'onde (z constant). Ainsi, en considérant le cas $z = 0$, on conserve complètement les informations sur les amplitudes et les phases des composantes du champ électrique et par conséquent sur la polarisation. Le champ électrique s'écrit alors à l'origine :

$$\vec{E}(0) = \begin{bmatrix} |E_x|e^{\delta_x} \\ |E_y|e^{\delta_y} \\ 0 \end{bmatrix}. \tag{1.18}$$

Ce vecteur est appelé vecteur de Jones. Il est lié à la base $(\vec{x}, \vec{y})$ de projection des composantes du champ électrique.

Pour exprimer le vecteur de Jones, la base la plus simple et la plus couramment utilisée est la base linéaire $(\vec{v}, \vec{h})$ où $\vec{v}$ représente un état de polarisation verticale et $\vec{h}$ une polarisation horizontale. Plus précisément, la polarisation verticale correspond à un champ $\vec{E}$ appartenant au plan d'incidence et la polarisation horizontale à un champ $\vec{E}$ perpendiculaire au plan d'incidence. C'est cette base qui sera utilisée par la suite.

1.1.4.2 Vecteur de Stokes

Le vecteur de Stokes est une autre représentation vectorielle de l'état de polarisation d'une onde. Les quatre composantes réelles de ce vecteur sont définies à partir du vecteur de Jones, elles sont données par l'expression :

$$\vec{g}\left(\vec{E}\right) = \begin{bmatrix} g_0 \\ g_1 \\ g_2 \\ g_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} |E_x|^2 + |E_y|^2 \\ |E_x|^2 - |E_y|^2 \\ 2\Re e\{E_x E_y^*\} \\ -2\Im m\{E_x E_y^*\} \end{bmatrix}, \tag{1.19}$$

où A^* désigne le complexe conjugué de A.

Si les composantes du vecteur de Stokes sont liées par l'égalité :

$$g_0^2 = g_1^2 + g_2^2 + g_3^2, \tag{1.20}$$

on dira que l'onde est complètement polarisée.

Physiquement, g_0 représente l'intensité totale de l'onde polarisée, g_1 la partie de l'onde polarisée horizontalement ou verticalement, g_2 l'onde polarisée linéairement à $\pm 45°$, et g_3 la partie de l'onde polarisée circulairement à droite ou à gauche.

Le vecteur de Stockes peut également s'exprimer en fonction des angles d'orientation et d'éllipticité (Ψ, χ) :

$$\vec{g}\left(\vec{E}\right) = g_0 \begin{bmatrix} 1 \\ \cos(2\chi)\cos(2\Psi) \\ \cos(2\chi)\sin(2\Psi) \\ \sin(2\chi) \end{bmatrix}. \tag{1.21}$$

Les trois dernières composantes de cette expression correspondent aux coordonnées cartésiennes d'un point situé à la surface d'une sphère de rayon g_0. Cette expression du vecteur de Stokes permet donc de représenter de façon unique sur la sphère de Poincaré n'importe quel état de polarisation d'une onde complètement polarisée.

Dans le cas d'une onde partiellement polarisée, le vecteur de Stockes est déterminé à partir de ses valeurs moyennes et ses composantes vérifient l'inégalité :

$$g_0^2 \geq g_1^2 + g_2^2 + g_3^2. \tag{1.22}$$

On définit alors le degré de polarisation d'onde par :

$$d = \frac{\sqrt{g_1^2 + g_2^2 + g_3^2}}{g_0}. \tag{1.23}$$

Si l'onde est totalement polarisée, alors $d = 1$. Dans le cas d'une onde partiellement polarisée, on a : $0 < d < 1$. Si $d = 0$, l'onde est complètement dépolarisée.

1.1.5 Conclusion

Dans cette section, nous avons présenté les lois de propagation d'une onde électromagnétique et la représentation d'ondes polarisées. Ces éléments nous serviront par la suite afin de modéliser la propagation dans une liaison radar et d'en déduire la forme du signal reçu.

1.2 Signature polarimétrique d'une cible

Lorsqu'une cible est illuminée par une onde électromagnétique polarisée, la polarisation de l'onde réfléchie est généralement différente de celle de l'onde incidente. Ce changement d'état de polarisation dépend de la géométrie et des propriétés physiques de la cible, mais également de l'angle d'observation et de la fréquence utilisée [Pot90][Cha96]. Cette caractérisation est particulièrement intéressante car suivant la polarisation choisie pour l'onde émise, il sera possible d'améliorer le contraste de l'image obtenue et ainsi de différencier de la glace à la neige ou différentes cultures dans un champ. Dans cette partie, nous présenterons deux méthodes permettant de caractériser le changement de polarisation engendré par la réflexion sur une cible : la matrice de diffusion et la matrice de Stokes.

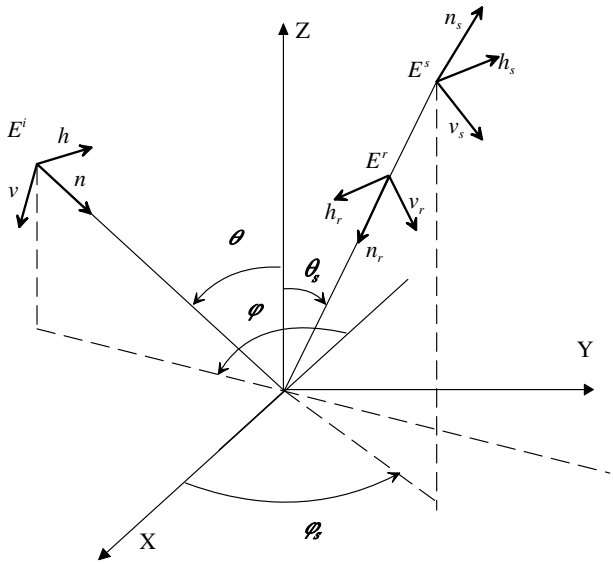


FIG. 1.2 – Repères utilisés pour caractériser l'onde diffusée par une cible.

1.2.1 Matrice de diffusion

G. Sinclair a proposé dans les années 50 une modélisation du changement d'état de polarisation d'une onde électromagnétique après réflexion sur une cible [Sin50]. Elle est donnée par une matrice 2×2 complexe appelée matrice de Sinclair ou matrice de diffusion, notée $[S]$. Cette matrice relie le vecteur de Jones de l'onde diffusée au vecteur de Jones de l'onde incidente. La matrice de diffusion est donc définie dans une base de polarisation.

Si les vecteurs de Jones des ondes incidente (E^i) et diffusée (E^s) sont respectivement exprimés dans les bases $(\vec{v}, \vec{h})$ et $(\vec{v}_s, \vec{h}_s)$ comme indiqué sur la figure 1.2, alors ils sont liés par :

$$\begin{bmatrix} E^s_{v_s} \\ E^s_{h_s} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{v_s v} & S_{v_s h} \\ S_{h_s v} & S_{h_s h} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E^i_v \\ E^i_h \end{bmatrix} = \left[S^{FSA}\right] \begin{bmatrix} E^i_v \\ E^i_h \end{bmatrix}. \tag{1.24}$$

Dans cette relation, la matrice de diffusion est exprimée en convention FSA (Forward Scattering Alignment).

Lorsque le vecteur de Jones de l'onde diffusée est exprimé dans la base de réception $(\vec{v}_r, \vec{h}_r)$, alors les vecteurs de Jones des ondes incidente (E^i) et diffusée (E^r) sont reliés par l'intermédiaire de la matrice de diffusion exprimée en convention BSA (Back Scattering Alignment) selon la relation :

$$\begin{bmatrix} E^r_{v_r} \\ E^r_{h_r} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{v_r v} & S_{v_r h} \\ S_{h_r v} & S_{h_r h} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E^i_v \\ E^i_h \end{bmatrix} = \left[S^{BSA}\right] \begin{bmatrix} E^i_v \\ E^i_h \end{bmatrix}. \tag{1.25}$$

Etant donné que la différence entre ces deux conventions relève de l'interprétation géométrique, une relation simple permet d'écrire la matrice de diffusion exprimée en convention BSA en fonction de la matrice de diffusion définie en convention FSA. En effet, on a :

$$\left[S^{BSA}\right] = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \left[S^{FSA}\right]. \tag{1.26}$$

Compte-tenu de la convention choisie (figure 1.2) pour les angles caractérisant les directions d'incidence et de diffusion, les vecteurs unitaires définissant les bases de polarisation en convention FSA et BSA s'expriment dans le repère local $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ par :

$$\begin{cases} \vec{n} = \sin\theta\cos\varphi\vec{x} + \sin\theta\sin\varphi\vec{y} - \cos\theta\vec{z} \\ \vec{v} = -\cos\theta\cos\varphi\vec{x} - \cos\theta\sin\varphi\vec{y} - \sin\theta\vec{z} \\ \vec{h} = -\sin\varphi\vec{x} + \cos\varphi\vec{y} \end{cases}, \tag{1.27}$$

$$\begin{cases} \vec{n}_s = \sin\theta_s\cos\varphi_s\vec{x} + \sin\theta_s\sin\varphi_s\vec{y} + \cos\theta_s\vec{z} \\ \vec{v}_s = \cos\theta_s\cos\varphi_s\vec{x} + \cos\theta_s\sin\varphi_s\vec{y} - \sin\theta_s\vec{z} \\ \vec{h}_s = -\sin\varphi_s\vec{x} + \cos\varphi_s\vec{y} \end{cases}, \tag{1.28}$$

$$\begin{cases} \vec{n}_r = -\vec{n}_s \\ \vec{v}_r = \vec{v}_s \\ \vec{h}_r = -\vec{h}_s \end{cases}. \tag{1.29}$$

Il est alors possible de définir les coefficients de diffusion donnés par :

$$\sigma_{pq} = \frac{4\pi R_r^2}{A_0}\frac{\langle E_{pq}^s . E_{pq}^{s^*}\rangle}{E_q^i E_q^{i*}}, \tag{1.30}$$

où R_r est la distance cible-point d'observation, A_0 la surface de l'aire éclairée, $E_q^i E_q^{i*}$ l'amplitude l'onde incidente, E_{pq}^s est le champ diffusé fonction de la polarisation d'emission p et de la polarisation de réception q et $E_{pq}^{s^*}$ son conjugué.

Ces coefficients permettent d'obtenir la caractéristique polarimétrique d'une cible. Ils seront estimés dans le chapitre 2 pour des cibles complexes puis utilisés lors des simulations en configuration bistatique sur des cibles complexes.

1.2.2 Matrice de Stokes

A l'instar de la matrice de diffusion qui relie le vecteur de Jones de l'onde diffusée et celui de l'onde incidente, la matrice de Kennaugh $[K]$ relie les vecteurs de Stokes associés aux ondes incidente et diffusée [BML+98] :

$$\vec{g}\left(\vec{E}^s\right) = [K]\vec{g}\left(\vec{E}^i\right). \tag{1.31}$$

La matrice de diffusion est une description du couplage du champ électromagnétique en amplitude et en phase alors que la matrice de Kennaugh représente le transfert d'énergie entre le canal d'émission et le canal de réception. La phase absolue de la matrice de diffusion est éliminée lors du calcul des coefficients de la matrice de Kennaugh qui sont tous des grandeurs réelles.

La matrice de Kennaugh d'une cible est obtenue à partir de la matrice de diffusion exprimée en convention BSA par :

$$[K] = [A_I]^* \left(\left[S^{BSA}\right] \otimes \left[S^{BSA}\right]^*\right)[A_I]^{-1}, \tag{1.32}$$

avec :

$$[A_I] = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & j & -j & 0 \end{bmatrix}.$$

La matrice de Kennaugh peut également s'écrire en fonction de la matrice de diffusion exprimée en convention FSA :

$$[K] = [A_I]^* \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \left(\left[S^{FSA}\right] \otimes \left[S^{FSA}\right]^* \right) [A_I]^{-1}. \tag{1.33}$$

En convention FSA, la matrice de Kennaugh est plus généralement appelée matrice de Mueller et définie par :

$$[M] = [A_I] \left(\left[S^{FSA}\right] \otimes \left[S^{FSA}\right]^* \right) [A_I]^{-1}. \tag{1.34}$$

Les matrices de Kennaugh et de Muller permettent de donner une relation entre l'onde incidente et l'onde diffusée par une cible. Dans ces matrices, la perte d'information concernant la phase absolue par rapport à la matrice de diffusion nous incite à ne pas les retenir pour la suite de notre étude.

1.3 Principe de la télédétection

Le principe du radar, énoncé en 1891, se fonde sur les principes énoncés précedement : une onde électromagnétique est émise par une source et se réfléchit sur une cible. L'étude de l'onde réfléchie nous permettra d'obtenir différentes informations sur la cible [Dar96]. Les premiers radars étaient de configuration bistatique (émetteur et récepteur séparés), mais, face à leur complexité, ils ont été délaissés au profit des radars monostatiques (émetteur et récepteur co-localisés). La configuration monostatique s'est donc imposée comme référence grâce à sa simplicité d'utilisation. Elle est donc la plus répandue actuellement dans l'utilisation des systèmes radars.

Les ondes émises par les radars peuvent avoir des fréquences comprises entre 0,1GHz et 100GHz. Suivant la fréquence choisie et l'application visée, l'onde appartient à différentes bandes. Le tableau 1.2 donne les fréquences centrales des bandes répertoriées.

Bande	P	L	S	C	X	Ka	Ku	W
Fréquence centrale (en GHz)	0.3	1.3	3	5	10	15	35	94

Tab. 1.2 – Fréquences centrales des différentes bandes.

La capacité de ces ondes à traverser l'atmosphère joue un rôle essentiel dans le cadre d'une liaison satellitaire. Les plus courtes longueurs d'onde (Ka, Ku, W) subissent de fortes atténuations dans les couches basses de l'atmosphère neutre (troposphère). Tandis que les grandes longueurs d'onde (P) subissent, elles, de fortes

dispersions à la traversée de la ionosphère. C'est pourquoi ce sont les bandes intermédiaires (X, C, S, et L) qui sont utilisées pour les liaisons radars. Le choix, parmi ces différentes bandes, dépendra des applications envisagées. Par exemple, la bande L sera utilisée pour des missions scientifiques telles que l'estimation de la biomasse, des paramètres bio-géophysiques, de la pénétration du sol... Tandis que la bande X sera plutôt utilisée pour des applications nécessitant de hautes résolutions, telles que la cartographie ou la détection de cibles.

La majorité des systèmes radars actuels fonctionnant en configuration monostatique, l'analyse se focalise sur l'onde rétrodiffusée par la cible.

1.3.1 Forme des signaux émis et reçus

Pour un radar monostatique, l'antenne passe du mode émission au mode réception alternativement. Le radar émet une onde pendant un temps τ de longueur d'onde λ_0 ($\lambda_0 = \frac{c}{f0}$) dans un secteur donné de l'espace déterminé par le diagramme d'antenne, puis passe en réception. L'équation du signal émis est alors de la forme :

$$S_e(t) = A\cos(2\pi f_0 t)\Pi_\tau(t), \tag{1.35}$$

$$\text{avec : } \Pi_\tau(t) = \begin{cases} 1 & \text{si } \frac{-\tau}{2} \leq t \leq \frac{\tau}{2} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}, \tag{1.36}$$

où A représente l'amplitude de l'impulsion, qui peut être variable dans le temps.

Si une cible se trouve dans le secteur éclairé, elle renvoie une partie de l'énergie de l'onde émise vers le radar. Le signal ainsi reçu sera de la forme :

$$S_r(t) = GA\cos[2\pi(f_0 + f_d)(t - T_{ar})]\Pi_\tau(t - T_{ar}), \tag{1.37}$$

où :
- G est un coefficient d'atténuation de la forme $\frac{1}{distance^2}$,
- f_d est le décalage en fréquence dû au déplacement du radar et est appelé fréquence Doppler, pour une onde monochromatique la fréquence Doppler est donnée par $f_d = \frac{V_r}{c} f_0$ avec V_r la vitesse du radar,
- T_{ar} est le temps mis par l'onde pour parcourir le trajet aller-retour radar-cible.

1.3.2 Informations relatives à la télédétection

Les différentes informations que l'on peut obtenir, avec un radar monostatique, à partir de l'étude du signal reçu sont les suivantes :

– *La distance entre la cible et le radar* : elle est obtenue, dans le cas impulsionnel, par la formule : $d_{cr} = c\frac{T_{ar}}{2}$ où c correspond à la vitesse de propagation de l'onde et T_{ar} le temps mis par l'onde pour effectuer l'aller-retour entre le radar et la cible.

– *La vitesse relative de la cible* (vitesse de la cible projetée sur l'axe radar-cible) : cette vitesse est obtenue par analyse du décalage entre la fréquence de l'onde émise et celle de l'onde reçue, la variation de fréquence observée est appelée effet Doppler. La vitesse relative de la cible est déterminée en fonction du décalage Doppler (f_d) par la formule : $V_r = f_d \frac{c}{2f_0}$, le coefficient 2 vient du fait qu'il faut tenir compte de la vitesse relative à l'émission et à la réception.

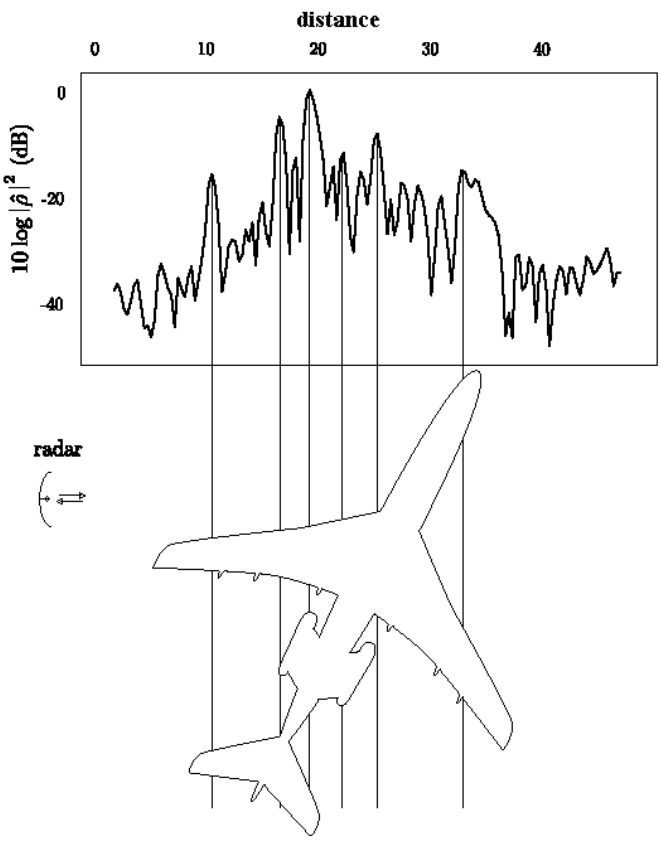


FIG. 1.3 – Profil distance d'un Boeing [Bor02].

- *La SER* (Surface Equivalente Radar) de la cible qui permet de caractériser le comportement d'une cible soumise à une onde électromagnétique. Elle est spécifique à la direction, la fréquence et la polarisation de l'onde émise [Mor93], et s'exprime de la façon suivante :

$$\kappa = \lim_{R_r \to \infty} 4\pi R_r^2 \frac{\left|\vec{E}^s\right|^2}{\left|\vec{E}^i\right|^2}, \tag{1.38}$$

  où R_r correspond à la distance émetteur-cible.
- *Le profil distance de la cible* obtenu à l'aide de radar à haute résolution (figure 1.3) : il correspond à une projection de la contribution des différents points brillants sur l'axe de visée du radar.
- *Les équi-distances*, ce sont des courbes qui représentent l'ensemble des points situés à une distance donnée du radar. En trois dimensions, ces points forment une sphère avec pour rayon la distance radar-cible. Lors de la projection dans un plan, les équi-distances sont des cercles.
- *Les équi-Doppler* qui représentent l'ensemble des points ayant la même vitesse relative par rapport au radar pour une vitesse du porteur donnée. La représentation tridimensionnelle de ces points donne un cône ayant pour sommet le radar et un angle d'ouverture déterminé par $\mathrm{acos}(V_r/V_a)$ où V_r est

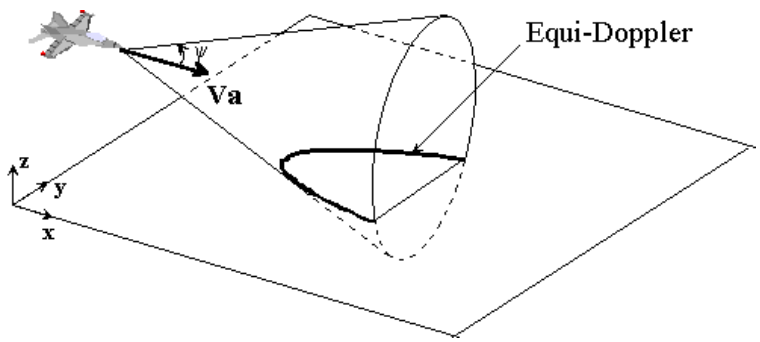


FIG. 1.4 – Représentation d'une courbe équi-Doppler.

la vitesse relative entre le radar et la scène, calculée à partir du décalage Doppler et V_a est la vitesse du porteur. Dans le cas où le porteur se déplace parallèlement au plan d'observation alors la représentation des équi-Doppler sur celui-ci seront des hyperboles (figure 1.4).

Les bases de la télédétection (une des applications des radars) viennent d'être présentées. Cette technique repose sur les bases de l'électromagnétisme. Couplée aux techniques de traitement de signal présentées dans le chapitre 3, elle permettra d'obtenir des images des scènes observées.

1.4 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les modèles de propagation électromagnétique et de caractérisation d'une onde polarisée qui seront utilisés dans le chapitre 4 pour modéliser la liaison radar bistatique. Nous avons ensuite introduit la signature polarimétrique d'une cible, celle-ci permet de définir le changement de la polarisation lorsque l'onde se réfléchie sur un objet. Elle sera étudiée de manière plus complète dans le chapitre 2 pour des cibles canoniques et des surfaces rugueuses. Ainsi nous pourrons insérer différents type de cibles lors de la reconstruction des images en configuration bistatique afin d'étudier l'influence de différentes configurations d'acquisition. Enfin, les bases de la télédétection ont été données. C'est ce principe qui, associé à des techniques de traitement du signal, permet l'obtention d'image radar.

Chapitre 2

Calcul de la diffusion par des cibles canoniques et des surfaces rugueuses

Un objectif de nos travaux de recherche est de caractériser l'imagerie bistatique par rapport à l'imagerie monostatique. Afin d'obtenir les images de différentes cibles ou scènes, il est nécessaire de connaître les matrices de diffusion de celles-ci. En effet ces matrices permettent de tenir compte des phénomènes d'interaction entre une ondes électromagnétique et une cible présente dans la scène observée. Dans ce chapitre nous allons présenter des modèles qui donnent des estimations des matrices de diffusion de cibles suivant les conditions d'observation. Ces matrices seront utilisées dans les chapitre 4 et 5 afin d'obtenir un signal en réception qui dépendra des caractéristiques de la cible illuminée. Les différents types de cibles utilisés viendront alors illustrer l'intérêt d'observer des scènes sous différentes configurations.

Dans un premier temps, nous allons chercher à évaluer la matrice de diffusion de cibles complexes. Suivant le domaine, la fréquence, le volume du problème et la précision recherchée, diverses techniques permettent d'analyser la diffusion des ondes électromagnétiques : la méthode de Rayleigh, la méthode de Stevenson, l'approximation de Rayleigh-Gans, l'optique physique, l'optique géométrique, la GTD (geometrical theory of diffraction)... En se plaçant dans le contexte de la télédétection, les fréquences utilisées en bandes L, S, C et X (de l'ordre du GHz) génèrent des longueurs d'ondes beaucoup plus petites que les objets observés (avions, bateaux...). Il est alors possible d'utiliser des outils issus des méthodes asymptotiques. Nous nous intéresserons plus particulièrement au principe de la théorie géométrique de la diffraction. Dans la première partie, nous rappellerons le principe de l'*Optique Géométrique* qui est la base de la théorie géométrique de la diffraction. Dans la deuxième partie, nous introduirons les postulats de la théorie géométrique de la diffraction, qui permettent d'estimer les coefficients de diffusion de cibles canoniques en configuration bistatique [ECT+00][GBC+03].

Dans un deuxième temps, nous nous intéresserons au cas de la diffusion électromagnétique par une surface rugueuse. Nous orienterons ensuite notre étude sur l'étude de surface océanique. Les quatrième et cinquième sections de ce chapitre seront donc consacrées aux caractéristiques de la mer.

2.1 Optique géométrique

Dans le cadre de nos applications, les méthodes asymptotiques permettent une bonne approximation des matrices de diffusion compte tenu du rapport entre les cibles observées et les longueurs d'ondes utilisées. L'*Optique Géométrique* semble donc dans un premier temps une méthode adaptée à la modélisation des cibles pour notre étude. L'objectif de cette section n'est pas de redévelopper toute la théorie mais d'en rappeler les bases permettant une meilleur compréhension des outils utilisés par la suite. Pour les approfondissements, nous renvoyons le lecteur aux ouvrages parus sur ce sujet [BW80][Jam76].

2.1.1 Bases théoriques

2.1.1.1 Equations de Maxwell

Soit $\vec{r}$ la coordonnée spatiale du point d'observation et ω la pulsation d'une onde monochromatique, alors, en dehors des sources, la propagation de cette onde est régie par les équations de Maxwell. Dans un milieu isotrope ($\varepsilon(r) = \varepsilon$ et $\mu(r) = \mu_0$), le champ électrique $\vec{E}(\vec{r},\omega)$ et le champ magnétique $\vec{H}(\vec{r},\omega)$ satisfont les quatre relations suivantes :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r},\omega) + j\omega\mu_0\vec{H}(\vec{r},\omega) = \vec{0}, \tag{2.1}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r},\omega) - j\omega\varepsilon\vec{E}(\vec{r},\omega) = \vec{0}, \tag{2.2}$$

$$\vec{\nabla}.\left[\varepsilon\vec{E}(\vec{r},\omega)\right] = 0, \tag{2.3}$$

$$\vec{\nabla}.\left[\mu_0\vec{H}(\vec{r},\omega)\right] = 0, \tag{2.4}$$

avec $\vec{\nabla}\times$ et $\vec{\nabla}.$ définissant respectivement le rotationnel et la divergence. Par élimination de $\vec{E}(\vec{r},\omega)$ ou de $\vec{H}(\vec{r},\omega)$ dans les deux premières équations de Maxwell, on obtient l'équation de Helmhotz vectorielle avec $\vec{U}(\vec{r},\omega)$ représentant soit le champ électrique, soit le champ magnétique :

$$\nabla^2\vec{U}(\vec{r},\omega) + k^2\vec{U}(\vec{r},\omega) = \vec{0}, \tag{2.5}$$

où k est le nombre d'onde défini par $k = \omega\sqrt{\varepsilon\mu_0}$ et $\nabla^2 = \vec{\nabla}.\vec{\nabla}. - \vec{\nabla} \times \vec{\nabla}\times$.

2.1.1.2 Développement asymptotique de Luneberg-Kline

L'application de la méthode des perturbations aux équations de Maxwell permet d'écrire le champ électromagnétique $\vec{U}(\vec{r},\omega)$ en haute fréquence sous forme d'une série de puissances entières en $\frac{1}{\omega}$ appelée série asymptotique de Luneberg-Kline [Kli51] :

$$\vec{U}(\vec{r},\omega) \approx e^{-jk\psi(\vec{r})} \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{\vec{U}_n(\vec{r})}{(j\omega)^n}, \tag{2.6}$$

où $\psi(\vec{r})$ représente la fonction de phase au point d'observation $\vec{r}$.

En reportant la série asymptotique (2.6) dans l'équation vectorielle de propagation d'Helmhotz (2.5), on montre que la fonction de phase $\psi(\vec{r})$ vérifie l'équation eikonale :

$$\left|\vec{\nabla}\psi(\vec{r})\right|^2 = 1, \tag{2.7}$$

et que les amplitudes vectorielles $\vec{U}_n(\vec{r})$ suivent des équations de transport couplées par leur second membre :

$$\left[\nabla^2\psi(\vec{r}) + 2\vec{\nabla}\psi(\vec{r}).\vec{\nabla}\right]\vec{U}_n(\vec{r}) = -\nabla^2\vec{U}_{n-1}(\vec{r}). \tag{2.8}$$

L'approximation de Sommerfeld-Runge consiste à ne retenir aux pulsations élevées que le premier terme $\vec{U}_0(\vec{r})$ de la série de Luneberg-Kline pour définir le champ de l'*Optique Géométrique* [Som96], soit :

$$\vec{U}(\vec{r},\omega) \approx e^{-jk\psi(\vec{r})}U_0(\vec{r}). \tag{2.9}$$

Si $\varepsilon = cste$, il s'agit d'un champ de rayons car l'énergie se propage le long de trajectoires rectilignes orthogonales aux fronts d'onde définis par les surfaces équiphases $\psi(\vec{r}) = cste$. La direction de propagation est définie par le vecteur unitaire $\vec{n} = \vec{\nabla}\psi$.

Un ensemble de rayons constitue un faisceau ou tube qui s'appuie sur deux petits segments AB et CD appelés caustiques (figure 2.1) [RBSK70].

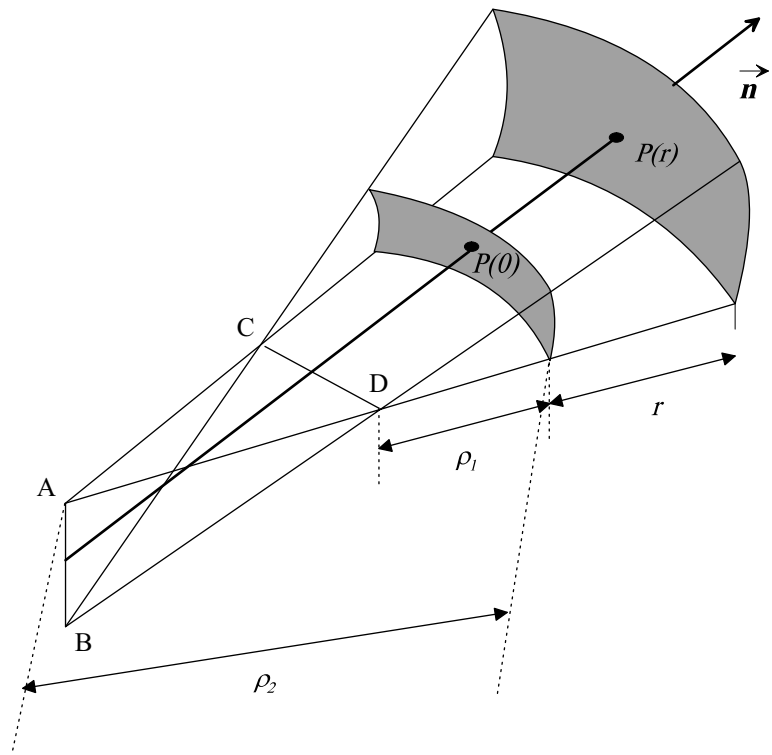


FIG. 2.1 – Faisceau de rayons astigmatiques.

Le front d'onde de ce faisceau est caractérisé par deux rayons de courbure principaux ρ_1 et ρ_2 mesurés sur le rayon central au point de référence $P(0)$ d'abscisse curviligne $r = 0$. Pour un faisceau astigmatique, les deux rayons de courbure principaux au point d'observation $P(r)$ situé à une distance r du point de référence sont alors donnés par $\rho_1(r) = \rho_1 + r$ et $\rho_2(r) = \rho_2 + r$.

2.1.1.3 Expression fondamentale du champ de l'Optique Géométrique

** Continuité de la phase le long du rayon*

Compte tenu des hypothèses sur le milieu de propagation (homogène et isotrope), les rayons sont rectilignes et se propagent dans la direction $\vec{n}$. La dérivée de la fonction de phase suivant l'abscisse r est alors donnée par :

$$\frac{d\psi(r)}{dr} = \left|\vec{\nabla}\psi(\vec{n})\right|. \tag{2.10}$$

L'intégration de cette équation le long du rayon permet d'exprimer la phase au point $P(r)$ en fonction de la phase $\psi(0)$ au point de référence $r = 0$. Finalement, en utilisant le résultat de l'équation eikonale, la relation de continuité de la phase s'écrit :

$$\psi(r) = \psi(0) + r. \tag{2.11}$$

** Continuité de l'amplitude le long du rayon*

L'équation de transport (2.8) d'ordre 0 se réduit à une équation différentielle du type [RBSK70] :

$$\frac{1}{2}\nabla^2\psi(r)U_0(r) + \frac{dU_0}{dr}(r) = 0, \tag{2.12}$$

dont la solution est obtenue par intégration le long du rayon :

$$U_0(r) = U_0(0)\exp\left[-\frac{1}{2}\int_0^r \nabla^2\psi(r)dr\right]. \tag{2.13}$$

Il est possible de faire figurer explicitement dans la relation (2.13) les caractéristiques de courbure du front d'onde. En effet, l'analyse vectorielle appliquée à l'étude des surfaces montre que la divergence du vecteur unitaire normal à la surface $\psi(r) = cste$ est égale à la courbure moyenne de cette surface au point $P(r)$.

On a :

$$\nabla^2\psi(r) = \frac{1}{\rho_1(r)} + \frac{1}{\rho_2(r)}. \tag{2.14}$$

Le rapport entre les amplitudes du champ : $A(r) = U_0(r)/U_0(0)$ définit un facteur de divergence qui traduit la diminution de densité d'énergie dûe à l'écartement du faisceau à mesure qu'il se propage. En résolvant l'intégrale dans la fonction exponentielle (2.13), ce facteur s'exprime sous la forme [BW80] :

$$A(r) = \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_1 + r}\frac{\rho_2}{\rho_2 + r}}. \tag{2.15}$$

** Expression fondamentale du champ électromagnétique de l'Optique Géométrique*

Les propriétés de continuité de la phase et de l'amplitude le long d'un rayon donnent toutes les informations nécessaires pour construire une expression scalaire générale du champ électromagnétique $U(r)$ en fonction du champ $U(0)$ au point de

référence, du facteur de divergence $A(r)$ et d'un retard de phase égal au produit kr. On obtient alors à partir de (2.9) et (2.11) :

$$U(r) = U(0)A(r)e^{-jkr}, \tag{2.16}$$

avec $U(0) = U_0(0)e^{-jk\psi(0)}$.

** Propriétés de polarisation du champ*

L'onde considérée étant supposée à polarisation rectiligne, la polarisation est définie à partir du vecteur $\vec{e} = \vec{E}(r)/|\vec{E}(r)|$. La loi de Gauss $\vec{\nabla}.\vec{E} = 0$ indique que l'onde peut être assimilée à une onde localement plane puisque la composante du champ suivant la direction de propagation $\vec{n}$ est nulle, d'où :

$$\vec{E}(r).\vec{n} = \vec{e}.\vec{n} = 0. \tag{2.17}$$

Le champ magnétique $\vec{H}(r)$ qui est porté par le vecteur unitaire $\vec{h} = \vec{H}(r)/|\vec{H}(r)|$ se déduit de la première équation de Maxwell (2.1). On obtient le produit vectoriel (2.18) qui est équivalent, après normalisation, à $\vec{h} = \vec{n} \wedge \vec{e}$.

$$\vec{H}(r) = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_0}}\vec{n} \wedge \vec{E}(r). \tag{2.18}$$

Le trièdre $(\vec{n}, \vec{e}, \vec{h})$ forme donc une base orthonormée directe que l'on appellera "*base locale*" déterminée par rapport au rayon.

Soit une base locale $B(\vec{n}, \vec{e}_\parallel, \vec{e}_\perp)$ quelconque dans laquelle est exprimé le champ électrique $\vec{E}(r)$ à l'aide des deux composantes du vecteur de Jones $E_\parallel(r)$ et $E_\perp(r)$ (obtenues par projection sur les vecteurs $\vec{e}_\parallel$ et $\vec{e}_\perp$). L'expression matricielle du champ électrique faisant apparaître l'état de polarisation de l'onde est donc la suivante [Jam76] :

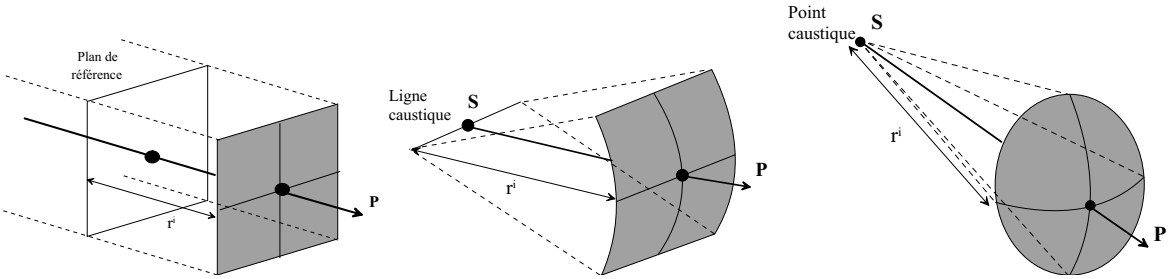
$$\begin{bmatrix} E_\parallel(r) \\ E_\perp(r) \end{bmatrix} = \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_1 + r}\frac{\rho_2}{\rho_2 + r}} \begin{bmatrix} E_\parallel(0) \\ E_\perp(0) \end{bmatrix} e^{-jkr}. \tag{2.19}$$

De par sa simplicité, cette relation est très utilisée dans les problèmes électromagnétiques malgré une insuffisance évidente lorsque le point d'observation se situe à proximité d'une des deux caustiques du faisceau de rayons. Si $r = -\rho_1$ ou $r = -\rho_2$, l'annulation du dénominateur du facteur de divergence $A(r)$ entraîne une singularité du champ de l'*Optique Géométrique*. C'est pourquoi l'*Optique Géométrique* ne peut pas être employée dans ces zones où la description du champ par le premier terme du développement asymptotique n'est plus adéquat. Dans les autres cas, l'*Optique Géométrique* permet d'estimer les champs incident, réfléchi et transmis comme nous allons le voir par la suite. Ces champs nous permettront par la suite de déterminer la forme du signal reçu suite à une réflexion sur une cible.

2.1.2 Propagation du champ

2.1.2.1 Champ incident

Le champ incident correspond au champ rayonné par une source quelconque S en direction d'un point d'observation P situé à une distance r^i. L'expression générale



(a) Onde plane. (b) Onde cylindrique. (c) Onde sphérique.

FIG. 2.2 – Différents types de front d'onde incident.

d'un champ incident se propageant dans un milieu homogène se déduit directement de l'équation (2.19) en considérant un faisceau de rayons astigmatiques dont le point de référence coïncide avec la source S :

$$\vec{E}^i(r^i) = \sqrt{\frac{\rho_1^i}{\rho_1^i + r^i}\frac{\rho_2^i}{\rho_2^i + r^i}}e^{-jkr^i}\vec{E}^i(0). \tag{2.20}$$

En utilisant les vecteurs de Jones, la relation (2.20) devient :

$$\begin{bmatrix} E_{\parallel}^i(r^i) \\ E_{\perp}^i(r^i) \end{bmatrix} = \sqrt{\frac{\rho_1^i}{\rho_1^i + r^i}\frac{\rho_2^i}{\rho_2^i + r^i}} \begin{bmatrix} E_{\parallel}^i(0) \\ E_{\perp}^i(0) \end{bmatrix} e^{-jkr^i}. \tag{2.21}$$

En fonction des valeurs des rayons de courbures ρ_1^i et ρ_2^i du front d'onde mesurés au point source S, un faisceau de rayons incidents décrit respectivement :

- une onde plane si : $\rho_1^i \to \infty$ et $\rho_2^i \to \infty$
- une onde cylindrique si : $\rho_1^i \to \infty$ et $\rho_2^i \to 0$ ou $\rho_1^i \to 0$ et $\rho_2^i \to \infty$
- une onde sphérique si : $\rho_1^i \to 0$ et $\rho_2^i \to 0$

Comme le point source d'une onde plane est situé à l'infini, il est nécessaire de définir un plan de référence illustré par la figure 2.2 pour mesurer la distance r^i. En substituant les valeurs limites des rayons de courbure principaux ρ_1^i et ρ_2^i dans la relation (2.21), on constate qu'il n'existe pas de variation d'amplitude le long du rayon pour une onde plane. Tandis que pour une onde cylindrique ou sphérique, l'amplitude du champ varie en fonction de la distance r^i, comme le montre les relations ci-dessous :

$$\begin{cases} \vec{E}^i(r^i) = e^{-jkr^i}\vec{E}^i(0) & \text{(onde plane)} \\ \vec{E}^i(r^i) = \frac{e^{-jkr^i}\vec{E}_c^i(0)}{\sqrt{r^i}} & \text{(onde cylindrique)} \\ \vec{E}^i(r^i) = \frac{e^{-jkr^i}\vec{E}_s^i(0)}{r^i} & \text{(onde spherique)} \end{cases} \tag{2.22}$$

où $\vec{E}_c^i(0)$ et $\vec{E}_s^i(0)$ désignent des facteurs d'excitation évalués au point source S qui se trouve sur une ligne caustique ou en un point caustique. Ils sont déterminés par les limites :

$$\vec{E}_c^i(0) = \lim_{r^i \to 0} \sqrt{r^i}\vec{E}^i(0), \tag{2.23}$$

$$\vec{E}_s^i(0) = \lim_{r^i \to 0} r^i \vec{E}^i(0), \tag{2.24}$$

qui sont liées au type de source utilisée pour générer le faisceau de rayons incidents. Dans [MPM90], différentes sources sont étudiées : le dipôle, le cornet conique ou pyramidal, les sources lignes...

2.1.2.2 Champ réfléchi

Quand un faisceau astigmatique de rayons incidents se propageant en espace libre depuis une source S frappe une surface régulière Σ parfaitement conductrice, il est transformé en faisceau de rayons réfléchis. Lorsque ce nouveau faisceau a quitté le voisinage de la surface en direction du point d'observation P, il satisfait les lois de l'*Optique Géométrique* et on peut écrire le champ réfléchi en plaçant le point de référence au point de réflexion Q_r :

$$\vec{E}^s(r^s) = \sqrt{\frac{\rho_1^s}{\rho_1^s + r^s} \frac{\rho_2^s}{\rho_2^s + r^s}} e^{-jkr^s} \vec{E}^s(0). \tag{2.25}$$

** Le principe de Fermat*

Selon le principe de Fermat [MF53], la longueur du chemin optique $L = r^i + r^s$ est stationnaire ; elle est minimale pour une surface convexe et maximale pour une surface concave. Il conduit à la loi de réflexion suivante :

$$\vec{d}.(\vec{n} - \vec{n}^{\,s}) = \vec{0}. \tag{2.26}$$

Les plans d'incidence et de réflexion, qui sont formés respectivement par les directions des rayons incident $\vec{n}$ et réfléchi $\vec{n}^{\,s}$ avec la normale $\vec{d}$ à la surface Σ au point Q_r, sont donc confondus. Une autre conséquence de ce principe est que les angles d'incidence θ et de réflexion θ_s sont égaux pour chacun des rayons du faisceau.

** Le principe de localité*

Si l'obstacle réfléchissant a des rayons de courbure principaux grands devant la longueur d'onde λ, la réflexion apparaît essentiellement comme un phénomène localisé provenant de certaines régions de l'objet : les points spéculaires satisfaisant la relation (2.26). Le principe de localité peut être formalisé par l'introduction de la matrice de diffusion $[S]$ (définie dans le chapitre 1) qui est généralement une dyade puisque les champs de l'*Optique Géométrique* sont des quantités vectorielles à deux composantes. Le champ réfléchi dépend uniquement de la géométrie locale, de la nature de la surface Σ et de la configuration locale du champ incident $\vec{E}^i(r^i)$ au point Q_r. Cette propriété se traduit par la relation linéaire :

$$\vec{E}^s(0) = [S]\vec{E}^i(r^i). \tag{2.27}$$

** Les propriétés de polarisation*

Le champ réfléchi s'exprime en fonction du champ incident et de la matrice de diffusion $[S]$. Dans le cadre de l'approximation de l'*Optique Géométrique*, les coefficients de la matrice de diffusion en polarisation croisée sont considérés comme nuls.

L'expression matricielle du champ réfléchi en fonction du champ incident arrivant du point de réflexion est la suivante :

$$\begin{bmatrix} E_{\parallel}^{s}(r^s) \\ E_{\perp}^{s}(r^s) \end{bmatrix} = \sqrt{\frac{\rho_1^s}{\rho_1^s + r^s}\frac{\rho_2^s}{\rho_2^s + r^s}} \begin{bmatrix} s_{\parallel} & 0 \\ 0 & s_{\perp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{\parallel}^{i}(0) \\ E_{\perp}^{i}(0) \end{bmatrix} e^{-jkr^s}. \tag{2.28}$$

Le calcul des rayons de courbure principaux ρ_1^s et ρ_2^s du front d'onde réfléchi fait intervenir les caractéristiques du front d'onde incident et de la surface au voisinage du point de réflexion Q_r. Dans le cas particulier d'une surface parfaitement plane, les rayons de courbure principaux du front d'onde réfléchi sont égaux à ceux de l'onde incidente ρ_1^i et ρ_2^i.

** Les coefficients de réflexion*

Le champ total $\vec{E}$ est donné par la somme vectorielle du champ incident et du champ réfléchi et doit satisfaire la condition de Gauss $\vec{\nabla}.\vec{E} = 0$ au point de réflexion. Pour une surface parfaitement conductrice, cette condition revient à l'égalité :

$$\vec{d}.\vec{E} = \vec{0}, \tag{2.29}$$

soit :

$$\vec{E} = E_{\parallel}^{i}(r^i)\left[\vec{e}_{\parallel}^{\,i} + R_{\parallel}\vec{e}_{\parallel}^{\,s}\right] + E_{\perp}^{i}(r^i)\left[\vec{e}_{\perp}^{\,i} + R_{\perp}\vec{e}_{\perp}^{\,s}\right]. \tag{2.30}$$

A partir de l'équation (2.24), on aboutit aux égalités vectorielles suivantes :

$$\begin{cases} \vec{d} \times \vec{e}_{\parallel}^{\,i} + R_{\parallel}\vec{d} \times \vec{e}_{\parallel}^{\,s} = \vec{0} \\ \vec{d} \times \vec{e}_{\perp}^{\,i} + R_{\perp}\vec{d} \times \vec{e}_{\perp}^{\,s} = \vec{0} \end{cases}. \tag{2.31}$$

Ce qui conduit à :

$$\begin{cases} R_{\parallel} = 1 = e^{j0} \\ R_{\perp} = -1 = e^{j\pi} \end{cases}. \tag{2.32}$$

Pour une surface parfaitement conductrice, les coefficients de réflexion sont donc indépendants de la longueur d'onde et ne produisent qu'un simple déphasage égal à 0 ou π. Ce n'est plus le cas pour des surfaces caractérisées par une permittivité ε_r. Les coefficients de réflexion sont alors donnés par les formules de Fresnel (2.33) et (2.34), obtenues en utilisant l'approximation du plan tangent.

$$R_{\parallel} = \frac{\varepsilon_r \cos\theta - \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2\theta}}{\varepsilon_r \cos\theta + \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2\theta}}, \tag{2.33}$$

$$R_{\perp} = \frac{\cos\theta - \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2\theta}}{\cos\theta + \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2\theta}}, \tag{2.34}$$

où θ correspond à l'angle entre la direction de l'onde incidente $\vec{n}$ et la normale $\vec{d}$ à la surface.

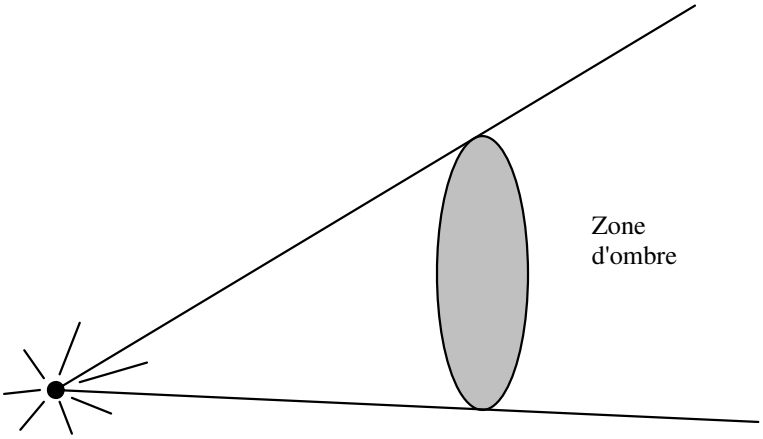


FIG. 2.3 – Illustration d'une zone d'ombre.

2.1.2.3 Champ transmis

Lorsqu'un rayon incident rencontre la surface régulière Σ d'un diélectrique de permittivité ε_r en un point Q_r, une partie de l'énergie pénètre dans le matériau et engendre un signal transmis. Les caractéristiques du champ transmis dépendent de la nature diélectrique du matériau traversé et des caractéristiques géométriques de l'interface et du front d'onde incident. De même que pour le champ réfléchi, le calcul des caractéristiques du champ transmis prend en compte le principe de Fermat, le principe de localité et les propriétés de polarisation.

2.1.3 Limites

Tout d'abord, l'*Optique Géométrique* ne permet pas une bonne représentation du champ près des caustiques. Ensuite, le développement en $1/\omega$ ne permet de travailler qu'avec les hautes fréquences, mais ceci ne posera pas de problème dans le cadre de nos applications. La principale limite vient du fait que certains phénomènes ne peuvent être pris en compte malgré le respect des conditions du développement de Luneberg-Kline. En effet, si un objet est éclairé comme le montre la figure 2.3, l'expérimentation montre qu'il existe un champ électromagnétique dans la zone d'ombre derrière l'objet. Or, l'*Optique Géométrique* ne traite pas ce phénomène, à l'intérieur ou à proximité de ces zones d'ombre, l'approximation n'est pas suffisante. Elle ne permet pas non plus de prendre en compte les phénomènes de diffraction. Enfin, une autre limite de l'*Optique Géométrique* est celle de la réflexion par des surfaces non homogènes, finies ou rugueuses. Là encore, l'*Optique Géométrique* est sans réponse.

Dans le cadre de nos travaux de recherche, nous ne cherchons pas à avoir une modélisation exacte des cibles observées. Les approximations de l'*Optique Géométrique* correspondent aux conditions d'acquisition de l'imagerie radar, cette méthode semblait donc répondre à nos besoins dans un premier temps. Mais suite aux limites évoquées précédemment nous avons cherché une autre modélisation afin de tenir d'avantage compte des phénomènes physiques et notamment de la diffraction pour nous rapprocher des conditions réelles de diffusion dans une liaison radar.

2.2 Théorie géométrique de la diffraction

Le principe de la diffraction n'est pas un sujet d'étude récent. En effet, en 1891, Kirchhoff trouvait une méthode pour évaluer le champ diffracté par un trou dans un plan. Une des premières solutions exactes au problème de diffraction par un cylindre circulaire fut trouvée par Rayleigh en 1881. D'autres grands noms tels que Mie, Fraunhofer, Epstein ou Debye étudièrent également la diffraction dès le début du 20ième siècle. L'approche asymptotique, quant à elle, est plus récente. Keller commença à travailler sur la théorie géométrique de la diffraction à partir de 1949. Les premières communications à ce sujet datent des années 1955. C'est en 1962 qu'une version élaborée fut publiée par Keller [Kel62].

L'intérêt de la GTD (Geometrical Theory of Diffraction) est qu'elle est capable, sous une forme proche de l'*Optique Géométrique*, de prévoir le champ diffracté par une cible canonique. La GTD a déjà été utilisée en imagerie radar [RM04] afin d'introduire des cibles lors de simulations, nous l'utiliserons également pour modéliser les cibles dans le chapitre 5. Les cibles utilisées seront alors décomposées en cibles canoniques afin d'obtenir les coefficients de diffusion en configuration bistatique [Rig03]. Le signal reçu tiendra donc compte des caractéristiques polarimétriques de la cible. Cette partie a pour but de présenter les bases théoriques de cette méthode, pour plus de precision nous renvoyons le lecteur aux ouvrages [Jam76][MPM90][BM94].

2.2.1 Principe

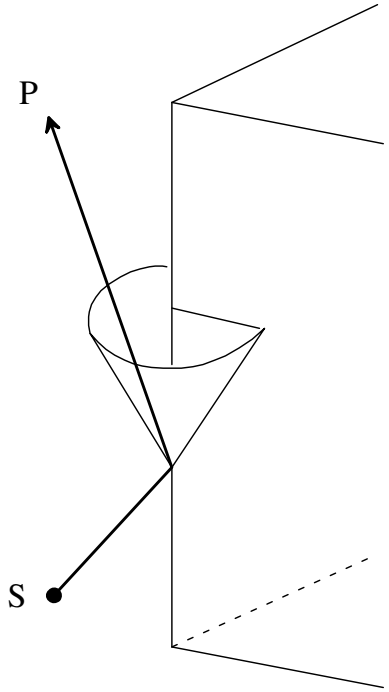
La GTD peut être considérée comme une expansion du formalisme de l'*Optique Géométrique* pour prendre en compte les phénomènes de diffraction. Elle repose sur une généralisation du principe de Fermat et a été élaborée par Keller à partir de solutions exactes de la diffraction par : un cylindre et une sphère (surface régulière à simple ou double courbure), un dièdre (ligne de discontinuité), un cône (pointe).

La méthode des développements asymptotiques permet de réécrire les solutions de ces problèmes canoniques sous une forme rejoignant le formalisme de l'*Optique Géométrique* et pouvant être interprétée en terme de rayons. De nouveaux types de rayons, les rayons diffractés, sont ainsi mis en évidence et s'ajoutent aux rayons classiques de l'*Optique Géométrique* (incident, réfléchi et transmis). Ils permettent de calculer le champ électromagnétique dans les zones d'ombre où l'*Optique Géométrique* présente des insuffisances.

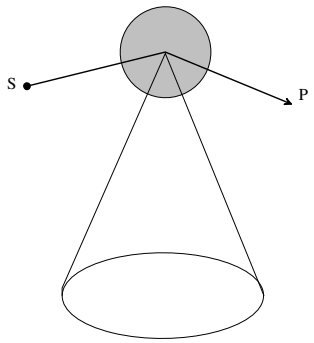
Pour bâtir sa théorie, Keller a formulé les trois postulats suivants :

** Postulat 1 : Le rayon diffracté satisfait le principe de Fermat généralisé.*

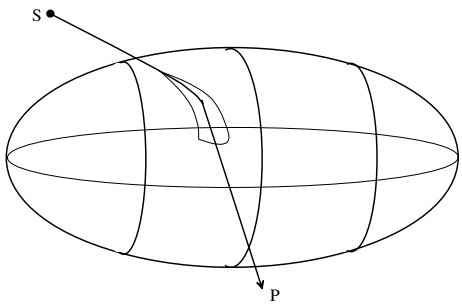
En supposant la stationnarité de la longueur optique du rayon diffracté, il est possible de déterminer la position du point de diffraction et la direction du rayon généré pour différents types de corps diffractants (figure 2.4). Si un rayon incident se propage dans une direction oblique par rapport à la ligne de discontinuité d'un dièdre, les rayons diffractés résultants engendrent un cône ayant pour axe la tangente à la ligne. Le demi-angle au sommet du cône est égale à l'angle formé par la direction du rayon incident avec cette tangente. Dans le cas particulier où le rayon incident arrive perpendiculairement sur le bord du dièdre, le cône de diffraction se transforme



(a) Ligne de discontinuité.



(b) Pointe.



(c) Surface régulière.

FIG. 2.4 – Différents corps diffractant.

en un plan. La ligne de discontinuité constitue l'une des deux caustiques du front d'onde diffracté.

Lorsqu'une pointe est illuminée par une onde incidente, elle se comporte comme une deuxième source en renvoyant une infinité de rayons diffractés dans toutes les directions de l'espace. Elle correspond donc à un point caustique du faisceau de rayons diffractés.

La diffraction de surface se produit lorsqu'un rayon incident est tangent à la frontière d'ombre d'une surface régulière ; une famille de rayons de surface est alors engendrée sur la partie sombre du corps. Chaque rayon de cette nappe se propage le long d'un chemin géodésique (condition de stationnarité) de la surface et s'en détache tangentiellement en donnant naissance à des rayons diffractés. Le point de détachement d'un rayon repose sur l'une des caustiques du faisceau de rayons diffractés. Le champ associé à la nappe de rayons de surface s'atténue à mesure qu'elle progresse en raison du détachement continuel des rayons diffractés.

** Postulat 2 : Le rayon diffracté satisfait les lois de l'Optique Géométrique loin de la surface.*

La puissance du champ diffracté se conserve dans un faisceau de rayons et le retard de phase est égal au produit du nombre d'onde k par la distance parcourue r^s. Il se mesure par rapport au point de référence du faisceau, fixé au point de diffraction Q_r. En désignant par ρ_1^s et ρ_2^s les deux rayons de courbure principaux du front d'onde, le champ diffracté satisfait l'équation :

$$\vec{E}^s(r^s) = \sqrt{\frac{\rho_1^s}{\rho_1^s + r^s}\frac{\rho_2^s}{\rho_2^s + r^s}}e^{-jkr^s}\vec{E}^s(0). \tag{2.35}$$

** Postulat 3 : En hautes fréquences, la diffraction est un phénomène local*

Comme la réflexion et la transmission, la diffraction dépend uniquement de la nature de la surface et du champ incident au voisinage immédiat du point de diffraction ($r^s = 0$). Pour calculer le champ diffracté, on suppose que la géométrie du corps diffractant peut être remplacée localement par une forme géométrique plus simple choisie parmi les cas de la figure 2.4. Par exemple, un dièdre à faces courbes sera approché par un dièdre dont les deux faces planes sont tangentes à celles du dièdre initial. Ce principe de localité permet de définir des coefficients de diffraction qui sont calculés à partir des solutions asymptotiques des problèmes canoniques.

2.2.2 Cibles canoniques

A partir des postulats proposés précédemment, il est possible d'établir l'expression du champ diffracté par des cibles canoniques et donc l'expression de leur matrice de diffusion. Nous verrons qu'il n'est pas toujours nécessaire d'utiliser une représentation tridimentionnelle. En effet certaines cibles peuvent être caractérisées par leur représentation dans un plan.

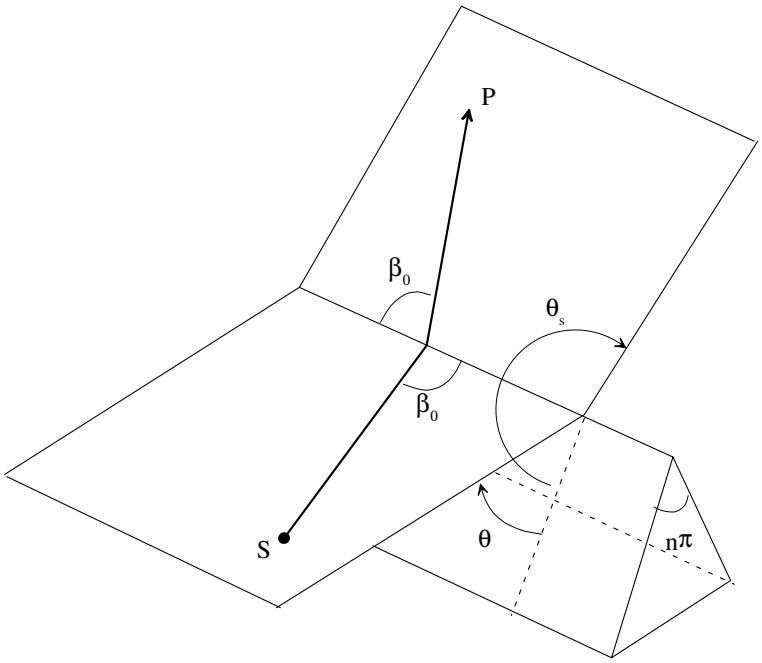


FIG. 2.5 – Discontinuité.

2.2.2.1 Discontinuité

Dans le cas d'une discontinuité (figure 2.5), la ligne de discontinuité est confondue avec l'une des caustiques du faisceau diffracté ; le rayon de courbure ρ_2^s est donc nul. Le coefficient de diffraction est déterminé par la limite calculée au point de diffraction :

$$\lim_{\rho_2^s \to 0} \sqrt{\rho_2^s} \vec{E}^s(0) = [D]\vec{E}^i(r^i). \tag{2.36}$$

Finalement, l'expression du champ diffracté est donnée par :

$$\begin{bmatrix} E_\parallel^s(r^s) \\ E_\perp^s(r^s) \end{bmatrix} = \sqrt{\frac{\rho_1^s}{\rho_1^s + r^s}} \begin{bmatrix} D_\parallel & 0 \\ 0 & D_\perp \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_\parallel^i(r^i) \\ E_\perp^i(r^i) \end{bmatrix} e^{-jkr^s}. \tag{2.37}$$

Les coefficients de diffraction de la GTD proposés par Keller [Kel62] à partir d'un développement asymptotique sont donnés par :

$$D_{\parallel,\perp} \approx \frac{e^{-j\pi/4} \sin\frac{\pi}{n}}{n\sqrt{2k\pi}\sin\beta_0} \left\{ \frac{1}{\cos\frac{\pi}{n} - \cos\frac{\theta_s - \theta}{n}} \pm \frac{1}{\cos\frac{\pi}{n} - \cos\frac{\theta_s + \theta}{n}} \right\}. \tag{2.38}$$

Les signes + et - correspondent respectivement au calcul de $D_\perp$ et de $D_\parallel$. Les coefficients de Keller sont utilisables tant que le point d'observation n'est pas trop près des singularités définies par :

$$\begin{cases} \theta_s = \theta + \pi, \\ \theta_s = \theta - \pi, \\ \theta_s = \pi - \theta, \\ \theta_s = (2n-1)\pi - \theta. \end{cases} \tag{2.39}$$

Ces divergences au voisinage des frontières de l'optique géométrique sont illustrées sur la figure 2.6 pour les valeur suivantes : $\theta = 90°$, $\beta_0 = 0°$ et $n = 0.5$. Sur cette

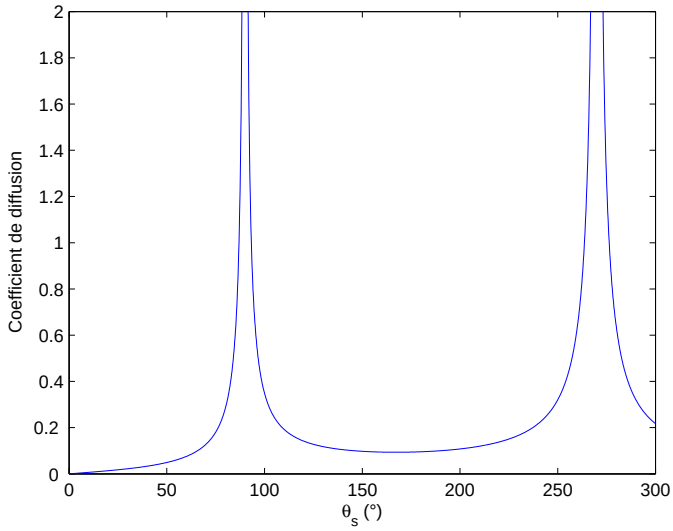


FIG. 2.6 – Coefficients de diffusion d'une discontinuité.

figure, nous retrouvons bien les singularités situées à $\theta_s = 90°$ et $\theta_s = 270°$.

Par la suite, Kouyoumjian et Pathak ont éliminé ces inconvénients et étendu la théorie aux arrêtes non rectilignes en créant l'UTD (uniform theory of diffraction) [KP74]. Plus récemment, Lee et Deschamps ont proposé une alternative à la formulation de Kouyoumjian et Pathak en choisissant une autre approche du problème : l'UAT (uniform asymptotic theory) [LD76]. Par la suite lors de nos simulations dans le chapitre 5 nous nous positionnerons dans des configurations où la GTD est valable.

2.2.2.2 Cône semi-infini

Soit un cône parfaitement conducteur, circulaire, semi-infini défini figure 2.10(a), l'expression des coefficients de diffusion sont donnés par Felsen dans [RBSK70] par :

$$\sigma_{cone,h_sh}(\theta,\theta_s) = \frac{\sqrt{j}}{\log\left(\sin^2(\delta/2)\right)}\frac{\tan(\theta/2)\tan(\theta_s/2)}{\cos\theta+\cos\theta_s}, \tag{2.40}$$

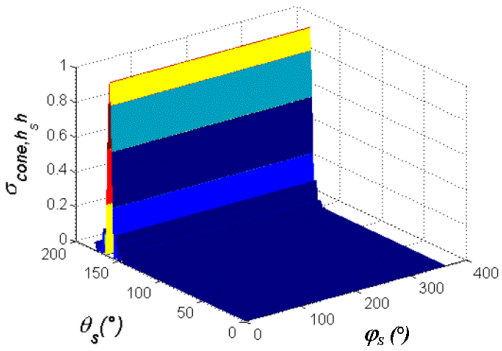
$$\begin{aligned}\sigma_{cone,v_sv}(\theta,\varphi,\theta_s,\varphi_s) =& \frac{-2\sqrt{j}\sin^2(\delta/2)}{(\cos\theta+\cos\theta_s)^3} \\ & \left[\sin\theta\sin\theta_s + 2\cos(\varphi-\varphi_s)(1+\cos\theta\cos\theta_s)\right],\end{aligned} \tag{2.41}$$

et

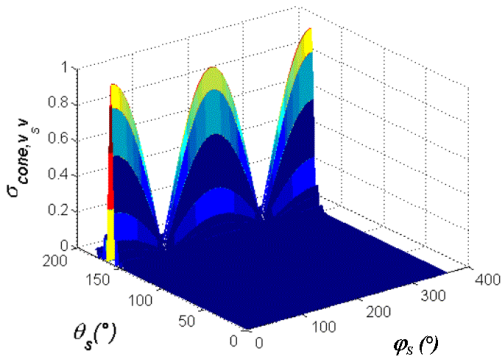
$$\begin{aligned}\sigma_{cone,v_sh}(\theta,\varphi,\theta_s,\varphi_s) &= -\sigma_{cone,h_sv}(\theta,\varphi,\theta_s,\varphi_s) \\ &= \frac{4\sqrt{j}\sin^2(\delta/2)\sin(\varphi-\varphi_s)}{(\cos\theta+\cos\theta_s)^2},\end{aligned} \tag{2.42}$$

où (θ,φ) et (θ_s,φ_s) sont respectivement les angles d'Euler d'incidences et de réflexion et δ l'angle au sommet du cône.

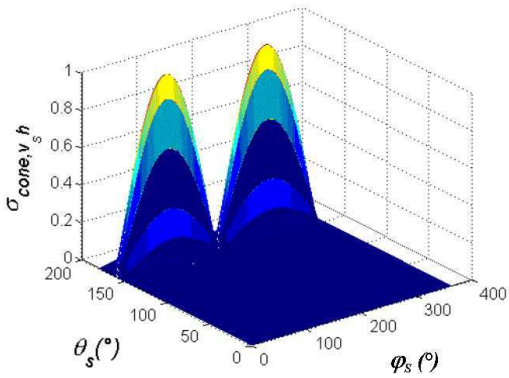
La figure 2.7 donne les coefficients de diffusion pour un cone ayant un angle au sommet de 40° et un angle d'incidence $\theta = 20°$. Nous remarquons sur les résultats



(a) Polarisation $h_s h$.



(b) Polarisation $v_s v$.



(c) Polarisation $v_s h$.

FIG. 2.7 – Coefficients de diffusion d'un cône.

obtenus qu'un maximum de diffusion s'effectue dans la direction spéculaire, c'est-à-dire lorsque $\theta_s = 160°$. Le fait que les coefficients de diffusion pour les polarisations $v_s v$ et $v_s h$ dépendent des angles φ et φ_s se retrouve également sur la figure 2.7.

2.2.2.3 Ruban

Le ruban est un plan de largeur finie et de longueur infinie. Il peut alors être considéré comme une surface spéculaire entourée par deux discontinuités. Il est alors possible d'étudier cette cible dans le plan perpendiculaire à sa longueur. Dans le cas du ruban parfaitement conducteur de largeur $2a$ présenté figure 2.10(b), la longueur se situe dans la direction de l'axe X. θ représente l'angle d'incidence de l'onde électromagnétique dans le plan YZ. Sous l'hypothèse des hautes fréquences, lorsque $k_0 a \gg 1$ (où k_0 est le nombre d'onde), une approximation des coefficients de diffusion est donnée dans [RBSK70] en utilisant la technique d'approximation de Sommerfeld-MacDonald. Pour $\theta_s < \pi/2$ on obtient :

$$\begin{aligned}\sigma_{ruban,h_s h}(\theta,\theta_s,a) = \sigma_{ruban,v_s v}(\theta,\theta_s,a) =& \frac{1}{k_0}\left[\frac{\sin^2[k_0 a(\sin\theta+\sin\theta_s)]}{\cos^2[(\theta-\theta_s)/2]}\right.\\ &\left.+\frac{\cos^2[k_0 a(\sin\theta+\sin\theta_s)]}{\sin^2[(\theta+\theta_s)/2]}\right],\end{aligned} \tag{2.43}$$

et pour $\theta_s > \pi/2$:

$$\begin{aligned}\sigma_{ruban,h_s h}(\theta,\theta_s,a) = \sigma_{ruban,v_s v}(\theta,\theta_s,a) =& \frac{1}{k_0}\left[\frac{\sin^2[k_0 a(\sin\theta+\sin\theta_s)]}{\sin^2[(\theta+\theta_s)/2]}\right.\\ &\left.+\frac{\cos^2[k_0 a(\sin\theta+\sin\theta_s)]}{\cos^2[(\theta-\theta_s)/2]}\right],\end{aligned} \tag{2.44}$$

les termes de polarisations croisées sont nuls pour cette approximation. La figure 2.8 illustre le champ diffusé calculé par cette approximation pour un ruban d'un mètre de large. Nous constatons que le champ diffusé est maximal dans la direction spéculaire (lorsque $\theta = \theta_s$). De plus, plus l'angle d'incidence (θ) est petit, plus le champ diffusé est important.

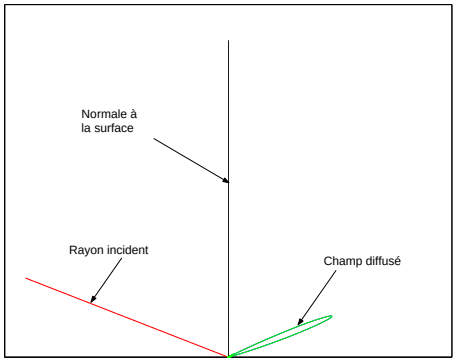
2.2.2.4 Angle droit

La dernière cible canonique considérée est un angle droit. Ce réflecteur est présenté figure 2.10(c) pour des côtés de longueur d. Il est à noter que dans le cas d'une onde plane polarisée parallèlement ou perpendiculairement au plan d'incidence, l'onde diffusée n'est pas dépolarisée. Dans le cas où $\theta_i - \theta_r$ est petit, Akhter montre, dans [Akh93], que la principale réponse d'un réflecteur à angle droit est :

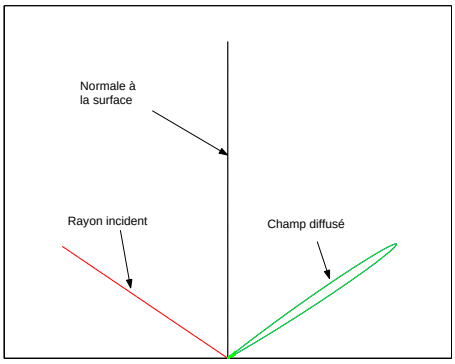
$$\begin{aligned}\sigma_{droit,h_s h}(\theta,\theta_s,d) &= \sigma_{droit,v_s v}(\theta,\theta_s,d)\\ &= \sqrt{j}\sin\left(\frac{\theta+\theta_s}{2}\right)\operatorname{sinc}\left[2k_0 d\sin\left(\frac{\theta+\theta_s}{2}\right)\sin\left(\frac{\theta-\theta_s}{2}\right)\right],\end{aligned} \tag{2.45}$$

et

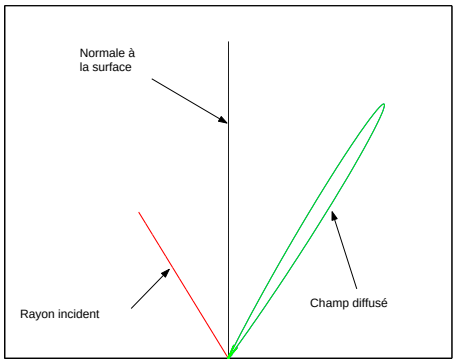
$$\sigma_{droit,v_s h}(\theta,\theta_s,d) = \sigma_{droit,h_s v}(\theta,\theta_s,d) = 0. \tag{2.46}$$



(a) θ=$\pi/3$.



(b) θ=$\pi/4$.



(c) θ=$\pi/8$.

FIG. 2.8 – Champ diffusé par un ruban.

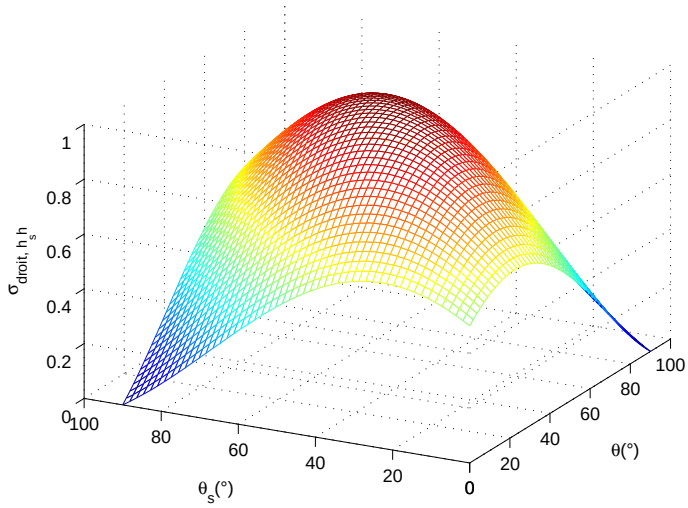


FIG. 2.9 – Coefficients de diffusion d'un angle droit.

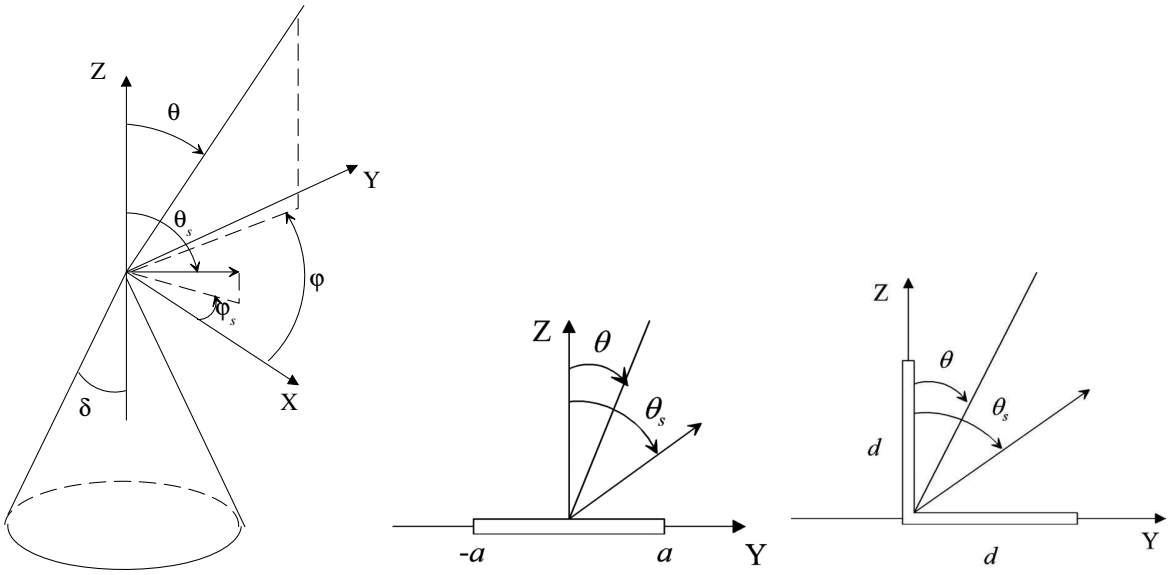
La figure 2.9 donne l'évolution des coefficients de diffusion pour une angle droit de longueur 1m en fonction de θ et θ_s. Nous constatons alors que la réponse maximale de (2.45) est obtenue lorsque l'émetteur et le récepteur forment le même angle : $\theta = \theta_s = \pi/4$.

2.2.3 Conclusion

Dans cette section nous avons présenté le principe de la GTD qui est utilisé pour estimer les coefficients de diffusion de cibles canoniques (la discontinuité, le cône semi-infini, le ruban et l'angle droit). Ces cibles seront utilisées dans le chapitre 5 afin de retrouver les coefficients de diffusion de cibles plus complexes en les décomposant sous forme de cibles canoniques. Il existe d'autre cibles canoniques (la sphère, l'ellipsoïde, le disque, le trièdre...), mais elles ne seront pas utilisées lors de nos simulations et ne sont donc pas présentées ici.

2.3 Diffusion par une surface rugueuse

Un autre point qui nous a semblé intéressant d'étudier est la diffusion par une surface rugueuse. En effet, nous avons présenté dans la section précédente des équations qui permettent d'estimer les coefficients de diffusion de certaines cibles canoniques. Or, dans les cas où l'observation ce fait d'une plateforme spatioportée ou aéroportée vers la terre, la cible ne peut pas être considérée en champ libre car le signal réfléchi par le sol va venir s'ajouter au signal réfléchi par la cible. Dans la majorité des cas la surface terrestre (terre, végétation ou mer) peut être assimilée à une surface rugueuse. Dans le cadre de notre étude, nous étudierons plus particulièrement le cas d'une surface océanique. Nous verrons notamment dans le chapitre 5 comment se comporte l'imagerie bistatique lors de la détection d'une cible sur une surface maritime.



(a) Le cône semi-infini (b) Le ruban (c) L'angle droit

FIG. 2.10 – Cibles canoniques.

Dans d'une liaison radar avec réflexion sur une surface rugueuse, un certain nombre de signaux issus des trajets multiples vont s'ajouter au signal provenant du trajet direct. Il en résulte des interférences entre le trajet direct et les trajets multiples se traduisant par des variations de l'amplitude et de la phase du signal reçu. Ces variations vont dépendre de la géométrie d'acquisition, des caractéristiques électromagnétiques et de l'état de la surface [BS63][UMF86][Ogi91].

2.3.1 Géométrie du problème

Un objet ou une surface illuminé par une onde électromagnétique émet un champ diffusé qui sera fonction de la fréquence, de la polarisation de l'onde incidente et de la position géométrique de la cible par rapport aux antennes d'émission et de réception.

Soit la figure 2.11, une onde électromagnétique incidente $(\vec{E}^i, \vec{H}^i)$ est émise vers une surface A_0. Le but est de retrouver le champ diffusé en convention FSA $(\vec{E}^s, \vec{H}^s)$ en fonction des caractéristiques de la surface. Les systèmes de coordonnées locales $(\vec{n}, \vec{v}, \vec{h})$ et $(\vec{n}_s, \vec{v}_s, \vec{h}_s)$ sont définis de la manière suivante :

$$\begin{cases} \vec{n} = \sin\theta\cos\varphi\vec{x} + \sin\theta\sin\varphi\vec{y} - \cos\theta\vec{z} \\ \vec{v} = -\cos\theta\cos\varphi\vec{x} - \cos\theta\sin\varphi\vec{y} - \sin\theta\vec{z} \\ \vec{h} = -\sin\varphi\vec{x} + \cos\varphi\vec{y} \end{cases}, \tag{2.47}$$

et

$$\begin{cases} \vec{n}_s = \sin\theta_s\cos\varphi_s\vec{x} + \sin\theta_s\sin\varphi_s\vec{y} + \cos\theta_s\vec{z} \\ \vec{v}_s = \cos\theta_s\cos\varphi_s\vec{x} + \cos\theta_s\sin\varphi_s\vec{y} - \sin\theta_s\vec{z} \\ \vec{h}_s = -\sin\varphi_s\vec{x} + \cos\varphi_s\vec{y} \end{cases}. \tag{2.48}$$

Les champs incident $\vec{E}^i$ et diffusé $\vec{E}^s$ s'expriment donc dans leur base respective de

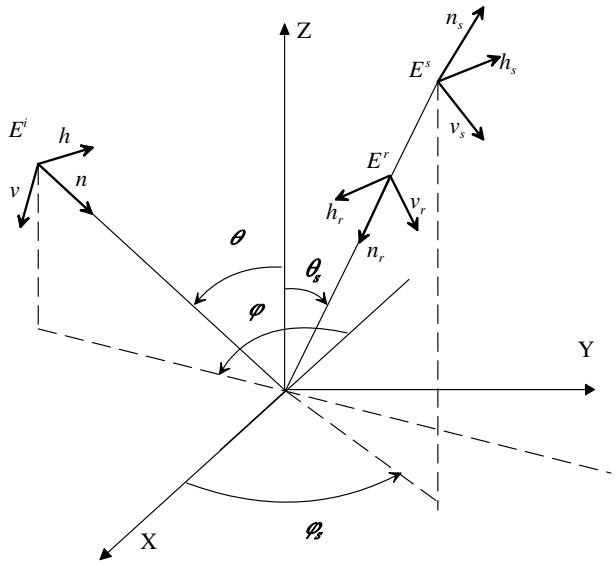


FIG. 2.11 – Géométrie retenue pour la diffusion par une surface rugueuse.

la manière suivante :

$$\begin{cases} \vec{E}^i = E_h^i \vec{h} + E_v^i \vec{v} \\ \vec{E}^s = E_{h_s}^s \vec{h}_s + E_{v_s}^s \vec{v}_s \end{cases} . \tag{2.49}$$

Le champ diffusé est défini par le champ incident et la matrice de diffusion $[S]$ de la surface considérée :

$$\vec{E}^s = [S]\vec{E}^i. \tag{2.50}$$

Il est donc nécessaire de déterminer précisément les coefficients de cette matrice qui dépendent des caractéristiques de la surface afin d'avoir une bonne estimation du champ diffusé.

Une surface se définit par sa hauteur z au dessus d'un plan de référence. Celle-ci dépend des coordonnées x et y de ce plan. De plus, si la surface n'est pas stationnaire, il faut ajouter une variable temporelle, on aura donc : $z = z(x, y, t)$. En pratique, la hauteur z est considérée comme une variable aléatoire. Elle peut donc être caractérisée par son intervalle de variation ($[z_{min}, z_{max}]$) et sa fonction de corrélation (i.e. sa répartition sur la surface de référence) [Khe00].

La rugosité d'une surface se définit en fonction de ses caractéristiques géométriques et de la longueur d'onde de l'onde incidente. Une surface sera considérée comme rugueuse si son intensité diffusée dans la direction spéculaire est fortement atténuée. Rayleigh fut le premier en 1877 à donner un critère permettant de définir la rugosité d'une surface en fonction de sa géométrie et des caractéristiques de l'onde illuminatrice [Ray77].

2.3.2 Modèles de diffusion

Afin d'intégrer la réflection par une surface rugueuse dans une liaison radar bistatique, il est nécessaire de caractériser l'effet d'une surface rugueuse sur une onde électromagnétique, c'est-à-dire calculer ou estimer les coefficients de la matrice de diffusion de cette surface. Ainsi, nous pourront introduire celle-ci dans les paramètres du signal reçu lors de la modélisation d'une liaison radar bistatique.

Actuellement, il n'existe pas de solution analytique exacte pour définir les propriétés de diffusion par une surface rugueuse [UE80]. Des techniques numériques, telles que la méthode des moments ou la méthode de l'équation intégrale, permettent d'obtenir des solutions quasi exactes mais demandent des temps de calcul conséquents. De ce fait, ces techniques sont généralement utilisées pour évaluer la précision et le domaine de validité des méthodes approchées plus simples à mettre en oeuvre [Fun84]. Nous allons donc présenter les trois modèles les plus couramment utilisés : la méthode de Kirchhoff, le modèle des petites perturbations et le modèle deux échelles.

2.3.2.1 Modèle de Kirchhoff

Le modèle de Kirchhoff se base sur l'approximation du plan tangent afin de fournir l'expression du champ sur la surface diffusante. Pour cela, chaque point de la surface est traité comme s'il appartenait à un plan infini parallèle à la tangente locale de la surface. Cette méthode reste valable tant que chaque point de la surface possède un rayon de courbure supérieur à la longueur d'onde [Ogi91].

Le calcul du champ diffusé par une surface quelconque est basé sur l'utilisation du second théorème de Green formulé mathématiquement par Stratton et Chu [Str41] et modifié en zone de Fraunhoffer (approximation du champ lointain) par Silver [Sil47]. Le champ diffusé, sous ces conditions, s'exprime sous la forme :

$$\vec{E}^s = K\vec{n}_s \wedge \int \left\{ \vec{d} \wedge \vec{E} - \eta \vec{n}_s \wedge (\vec{d} \wedge \vec{H}) \right\} e^{jk(\vec{r}.\vec{n}_s)} ds, \tag{2.51}$$

où $\vec{n}_s$ est le vecteur unitaire dans la direction du champ diffusé, $\vec{r} = [x', y', z']^T$ le vecteur séparant un point de la surface de l'origine du repère, $\vec{d}$ le vecteur unitaire normal à la surface. Le paramètre η représente l'impédance intrinsèque du milieu où $\vec{E}^s$ est évalué, $K = -j\frac{ke^{-jkR_r}}{4\pi R_r}$, avec $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ le nombre d'onde, R_r la distance du centre de la surface au point d'observation, $\vec{E}$ le champ électrique total et $\vec{H}$ le champ magnétique total.

Dans un premier temps, il est nécessaire d'évaluer les composantes tangentielles $\vec{d} \wedge \vec{E}$ et $\vec{d} \wedge \vec{H}$ des champs électrique et magnétique. Or, généralement, ces quantités sont difficiles à évaluer, il est alors nécessaire d'effectuer des hypothèses simplificatrices. En supposant qu'en chaque point de la surface, le profil peut être assimilé à un plan infini tangent en ce point [UE80], l'approximation de Kirchhoff permet de calculer les composantes tangentielles. Sous ces conditions, les lois de Snell-Descartes peuvent être appliquées et les composantes tangentielles des champs s'expriment alors en fonction des coefficients de Fresnel de la surface.

Soit $\vec{E}^i$ le champ incident définit par :

$$\vec{E}^i = E_0 \vec{a} e^{-jk(\vec{n}.\vec{r})}, \tag{2.52}$$

où $\vec{a}$ est le vecteur de polarisation (égal à $\vec{h}$ ou $\vec{v}$), $\vec{n}$ le vecteur unitaire dans la direction du champ incident et E_0 l'amplitude du champs.

Afin de calculer les composantes des champs à la surface en utilisant l'approximation du plan tangent, il est nécessaire de définir un repère local. Ce repère s'exprime en fonction de l'orientation du champ incident $\vec{n}$ et de la normale locale $\vec{d}$ à

la surface :

$$\begin{cases} \vec{t} = \frac{\vec{n} \wedge \vec{d}}{\|\vec{n} \wedge \vec{d}\|} \\ \vec{w} = \vec{n} \wedge \vec{t} \end{cases} \tag{2.53}$$

Sous l'approximation du plan tangent, le champ diffusé par la surface est la somme du champ incident et du champ réfléchi par le plan infini tangent à la surface au point considéré. Dans ces conditions, les composantes tangentielles des champs magnétique et électrique sont données par :

$$\begin{cases} \vec{d} \wedge \vec{E} = E_0 \left[(1 + R_h)(\vec{a}.\vec{t})(\vec{d} \wedge \vec{t}) - (1 - R_v)(\vec{d}.\vec{n})(\vec{a}.\vec{w})\vec{t} \right] e^{-jk(\vec{n}.\vec{r})} \\ \eta(\vec{d} \wedge \vec{H}) = -E_0 \left[(1 - R_h)(\vec{a}.\vec{t})(\vec{d}.\vec{n})\vec{t} + (1 + R_v)(\vec{d} \wedge \vec{t})(\vec{a}.\vec{w}) \right] e^{-jk(\vec{n}.\vec{r})} \end{cases} \tag{2.54}$$

où R_h et R_v représentent les coefficients de réflexion de Fresnel en polarisation horizontale et verticale. Ils sont exprimés en fonction de l'angle incident local θ_l (2.33 et 2.34) :

$$\begin{cases} R_h = \frac{\cos\theta_l - \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2\theta_l}}{\cos\theta_l + \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2\theta_l}} \\ R_v = \frac{\varepsilon_r \cos\theta_l - \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2\theta_l}}{\varepsilon_r \cos\theta_l + \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2\theta_l}} \end{cases} \tag{2.55}$$

A partir des équations (2.51) et (2.54), l'expression du champ diffusé par une surface est :

$$\vec{E}^s = K\vec{n}_s \wedge \int \left\{ \vec{d} \wedge \vec{E} - \eta \vec{n}_s \wedge (\vec{d} \wedge \vec{H}) \right\} e^{jk(\vec{n}_s - \vec{n})} ds. \tag{2.56}$$

Malgré l'approximation du plan tangent, le champ diffusé s'exprime en fonction d'une intégrale de surface difficile à calculer analytiquement. D'autre simplifications sont alors nécessaires, il s'agit des solutions données par l'optique géométrique (approximation de la phase stationnaire) et par l'optique physique (approximation scalaire).

L'approximation de la phase stationnaire repose sur l'hypothèse d'un champ diffusé provenant uniquement des points spéculaires. Ceci se traduit mathématiquement par une condition de stationnarité sur la phase. L'énergie alors diffusée est proportionnelle à la probabilité d'avoir des pentes réfléchissantes de façon spéculaire.

Lorsque le degré de rugosité de la surface augmente, l'énergie diffusée se répartit plus largement autour de la direction spéculaire. Par contre, si le degré de rugosité diminue, la surface tend vers un plan. La méthode ne peut plus s'appliquer et commence à fournir des résultats erronés. Il est alors nécessaire d'utiliser une autre approche : l'approximation scalaire.

L'approximation scalaire consiste à décomposer les termes de l'intégrale (2.56) autour des termes de pentes nulles. Elle ne peut être utilisée que pour des surfaces rugueuses possédant un rayon de courbure et un écart-type des pentes faibles devant la longueur d'onde du signal émis. Il est également nécessaire que les coefficients de Fresnel varient faiblement en fonction de leur position sur la surface.

Une fois que le champ diffusé est estimé, il est possible de calculer les coefficients de diffusion de la manière suivante :

$$\sigma_{pq}^s = \frac{4\pi R_r^2}{A_0} \frac{\langle E_{pq}^s . E_{pq}^{s*} \rangle}{E_q^i E_q^{i*}}, \tag{2.57}$$

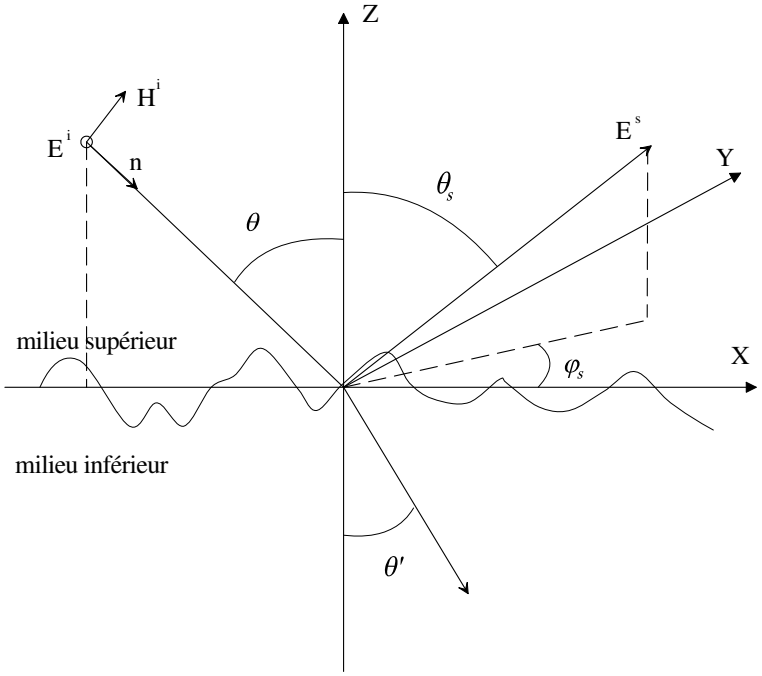


FIG. 2.12 – Configuration géométrique de diffusion.

où p et q représentent respectivement les polarisations à la réception et à l'emission, A_0 la surface illuminée, R_r la distance cible-point d'observation et $\langle . \rangle$ l'espérance mathématique.

Une limite de la méthode de Kirchhoff est qu'elle n'est valable que lorsque l'échelle de rugosité horizontale et le rayon de courbure moyen sont supérieurs à la longueur d'onde. Dans le cas contraire, il n'est plus possible d'approximer la surface par un plan tangent. Une autre méthode est alors envisageable : la méthode des petites perturbations.

2.3.2.2 Modèle des petites perturbations

La méthode des petites perturbations a été introduite par Rice en 1951 et développé par Ishimaru [Ish78] et Ulaby et al. en 1986 [UMF86]. Cette méthode est applicable lorsque la longueur de corrélation et l'écart type sur les hauteurs sont petites devant λ. Elle se base sur le développement en série de Fourier des champs diffusé, réfléchi et transmis [UMF86][Ish78].

On se place dans le cas où le champ incident est polarisé horizontalement et se propage dans le plan (XOZ) (figure 2.12). En chaque point de la surface (x, y), la hauteur est définie par $z(x, y)$.

Dans le milieu supérieur (air), le champ qui a une composante unique suivant y s'exprime par :

$$E_y^i = E_0 e^{-jk_0(x \sin\theta - z\cos\theta)}, \tag{2.58}$$

où θ est l'angle d'incidence.

A l'ordre 0, la surface peut être considérée comme plane, et le champ total s'écrit :

$$E_y = E_0 \left(e^{-jk_0(x\sin\theta + z\cos\theta)} + R_\perp e^{-jk_0(x\sin\theta - z\cos\theta)} \right), \tag{2.59}$$

avec $R_\perp$ le coefficient de Fresnel pour l'onde polarisée horizontalement donné par :

$$R_\perp = \frac{\cos\theta - \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2\theta}}{\cos\theta + \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2\theta}}, \tag{2.60}$$

où ε_r est la permittivité relative du milieu inférieur par rapport au milieu supérieur.

L'expression la plus générale du champ total peut être décomposée sur les ondes planes, de sorte que dans le milieu supérieur :

$$\begin{cases} E_x = \dfrac{E_0}{2\pi}\displaystyle\iint U_x(k_x,k_y) f dk_x dk_y \\ E_y = \dfrac{E_0}{2\pi}\displaystyle\iint U_y(k_x,k_y) f dk_x dk_y + e^{-jk_0(x\sin\theta - z\cos\theta)} + R_\perp e^{-jk_0(x\sin\theta + z\cos\theta)} \\ E_z = \dfrac{E_0}{2\pi}\displaystyle\iint U_z(k_x,k_y) f dk_x dk_y \end{cases}, \tag{2.61}$$

où $f = e^{j(k_x x + k_y y - k_z z)}$ et $k_z^2 = k_0^2 - k_x^2 - k_y^2$. Dans le milieu inférieur, on aura :

$$\begin{cases} E'_x = \dfrac{E_0}{2\pi}\displaystyle\iint D_x(k_x,k_y) g dk_x dk_y \\ E'_y = \dfrac{E_0}{2\pi}\displaystyle\iint D_y(k_x,k_y) g dk_x dk_y + T_\perp e^{-jk'_0 x\sin\theta' - jk_0 z'\cos\theta'} \\ E'_z = \dfrac{E_0}{2\pi}\displaystyle\iint D_z(k_x,k_y) g dk_x dk_y \end{cases}, \tag{2.62}$$

où $g = e^{j(k_x x + k_y y - k'_z z)}$, $k'^2_z = k'^2_0 - k'^2_x - k'^2_y$ et $T_\perp = 1 + R_\perp$. De plus, k'_0 et k_0 vérifient $k_0 \sin\theta = k'_0 \sin\theta'$.

Il y a ainsi 6 amplitudes à calculer, ce qui requiert 6 équations indépendantes.

Le modèle des petites perturbations permet alors de retrouver l'expression du champ diffusé en se basant sur l'hypothèse que les champs diffusé et transmis par, ou à travers une surface rugueuse, peuvent être représentés par une superposition d'ondes planes d'amplitude inconnue se propageant vers le récepteur (cf annexe A).

Nous avons vu que les coefficients de diffusion correspondant à une cible donnée pour une direction d'émission et de réception particulière s'écrivent :

$$\sigma_{pq} = \frac{4\pi R^2 \langle E^s_{pq}.E^{s*}_{pq}\rangle}{A_0 E^i_q.E^{i*}_q}. \tag{2.63}$$

A partir des expressions des champs données par la méthode des petites perturbations, les coefficients de diffusion et les coefficients d'intercorrélation sont donnés par [KA00][Khe00] :

$$\begin{aligned} \sigma_{pq} &= 8|k^2\varsigma\cos\theta\cos\theta_s\alpha_{pq}|^2 W(k_x + k\sin\theta, k_y) \\ \sigma_{pqmn} &= 8|k^2\varsigma\cos\theta\cos\theta_s|^2\alpha_{pq}\alpha^*_{mn} W(k_x + k\sin\theta, k_y), \end{aligned} \tag{2.64}$$

où ς correspond à l'écart-type des hauteurs de la surface et les indices p, q, m et n correspondent aux polarisations. Les coefficients α_{pq} et α_{pqmn} peuvent être trouvés dans [UMF86] et $W(k_x,k_y) = \frac{1}{2\pi}\iint \rho(u,v)e^{-j(k_x u + k_y v)}dudv$ désigne le spectre de la surface ($\rho(u,v)$ est le coefficient de corrélation de la surface).

2.3.2.3 Modèle deux échelles

Les surfaces naturelles sont caractérisées par plusieurs échelles de rugosité [Pie91][ECK97][CM54]. Les deux modèles présentés précédemment ne sont donc pas capables de les modéliser. Le modèle deux échelles décompose les surfaces rugueuses en une superposition de deux processus stochastiques indépendants, l'un caractérise les structures grandes échelles et l'autre les structures petites échelles. Près de la verticale (i.e. pour des angles d'incidence faible), le modèle de Kirchhoff peut être utilisé. Pour des incidences plus élevées, deux systèmes de coordonnées sont considérés : un local pour les problèmes de diffusion par une surface légèrement rugueuse et un autre pour traiter le problème à deux échelles dans sa globalité.

Soit un repère global (x,y,z), les positions de l'émetteur et du récepteur sont respectivement caractérisées dans ce repère par les angles (θ, φ) et (θ_s, φ_s).

Le champ émis $\vec{E}^i$ dans la direction $\vec{n}_i$ s'écrit dans le repère global sous la forme :

$$\vec{E}^i = E^i_{v'}\vec{v}' + E^i_{h'}\vec{h}', \tag{2.65}$$

où $\vec{v}'$ et $\vec{h}'$ représentent respectivement les composantes verticale et horizontale dans le repère local.

Soit $[S]$ la matrice de diffusion de la surface exprimée dans le repère local, le champ diffusé localement est donné par l'expression :

$$\vec{E}^s = E^s_{v'_s}\vec{v}'_s + E^s_{h'_s}\vec{h}'_s = [S]\vec{E}^i = \begin{bmatrix} S_{v'_s v'}E^i_{v'} + S_{v'_s h'}E^i_{h'} \\ S_{h'_s v'}E^i_{v'} + S_{h'_s h'}E^i_{h'} \end{bmatrix}. \tag{2.66}$$

L'expression de la matrice $[S]$ dans le repère global est alors donné par [KDS95][KDS96] :

$$[S] = \begin{bmatrix} \vec{v}'_s.\vec{v}_s & \vec{h}'_s.\vec{v}_s \\ \vec{v}'_s.\vec{h}_s & \vec{h}'_s.\vec{h}_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_{v'_s v'} & S_{v'_s h'} \\ S_{h'_s v'} & S_{h'_s h'} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{v}'.\vec{v} & \vec{v}'.\vec{h} \\ \vec{h}'.\vec{v} & \vec{h}'.\vec{h} \end{bmatrix}. \tag{2.67}$$

D'une manière générale, pour une polarisation q à l'émission ($\vec{v}$ ou $\vec{h}$) et une polarisation p à la réception ($\vec{v}_s$ ou $\vec{h}_s$), les composantes du champ diffusé sont données par l'expression [Khe99][KA00][Khe01] :

$$\begin{aligned} E^s_{pq} =& (\vec{v}'_s.p)\left\{(q.\vec{v}')S_{v'_s v'} + (q.\vec{h}')S_{v'_s h'}\right\}E_0 \\ &+ (\vec{h}'_s.p)\left\{(q.\vec{v}')S_{h'_s v'} + (q.\vec{h}')S_{h'_s h'}\right\}E_0 \end{aligned}. \tag{2.68}$$

Les produits d'intercorrélation $\langle E^s_{pq}.E^{s*}_{mn}\rangle$ peuvent être évalués et les coefficients σ^s_{pq} et σ^s_{pqmn} sont alors calculés en fonction des polarisations p, q, m et n [KA00][Khe00][Khe01]. Ces coefficients seront notamment fonction de l'écart-type des hauteurs, des angles d'incidence et d'observation locaux et de la permittivité relative du milieu inférieur par rapport au milieu supérieur.

2.3.3 Conclusion

Dans cette section nous avons présenté différentes méthodes permettant l'estimation des coefficients de diffusion d'une surface rugueuse. Nous avons vu que

le modèle de Kirchhoff est adapté aux surfaces faiblement rugueuses tandis que le modèle des petites perturbations est valable pour les surfaces fortement rugueuses. Dans le cas du modèle à deux échelles, les coefficients de diffusion bistatique sont calculés par la sommation de toutes les réponses de chaque facette en fonction de la probabilité des pentes. Ce calcul est donc valable pour une surface et une distribution des pentes quelconque. Dans la section suivante nous allons voir comment la modélisation de la surface océanique permet de calculer les coefficients de diffusion à partir de ces modèles.

2.4 Modélisation de la surface océanique

La diffusion des ondes électromagnétiques par la surface de la mer nécessite d'en connaître les caractéristiques électromagnétiques et l'état de surface. Dans cette section, nous donnerons donc les caractéristiques physiques de la mer (perméabilité et permittivité) puis les caractéristiques géométriques. Enfin nous présenterons l'application de ces caractéristiques aux modèles de diffusion présentés dans la section précédente.

2.4.1 Caractéristiques physiques

Un milieu diélectrique est généralement décrit par sa permittivité électrique relative et sa perméabilité magnétique relative. L'eau de mer étant un milieu non magnétique ($\mu_r = 1$), elle n'est caractérisée que par sa composante diélectrique.

La constante diélectrique relative ε_r est définie comme le rapport de la constante diélectrique de la surface ε à la permittivité de l'espace libre ε_0. La constante diélectrique relative de l'eau de mer est calculée à partir de la formule de Debye modifiée [KS77] :

$$\begin{aligned} \varepsilon_r &= \varepsilon_r' - \varepsilon_r'' \\ &= \varepsilon_{ir} + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{ir}}{1 + (\omega t_r)^2} - j\left[\frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_{ir})\omega t_r}{1 + (\omega t_r)^2} + \frac{\sigma_s}{\omega \varepsilon_0}\right], \end{aligned} \tag{2.69}$$

où $\varepsilon_0 = 8,854.10^{-12}$F/m, ω est la fréquence en rad/s. La permittivité statistique ε_s, le temps de relaxation t_r et la conductivité statistique σ_s sont des fonctions de la salinité et de la température de l'eau de mer [Dao96]. La constante ε_{ir} (limite haute fréquence de ε_s) est égale à 4.9 et peut varier de 20%.

L'étude des variations de ε_r montre une faible sensibilité de la permittivité à la température et à la salinité en bande X [DKS94].

2.4.2 Caractéristiques géométriques

La mer peut être considérée comme un système aléatoire à quatre dimensions (trois spatiales et une temporelle), dont l'évolution est essentiellement gouvernée par le vent et la gravité. On distingue généralement deux types de vagues : la mer du vent et la houle.

La mer du vent est définie comme l'ensemble des vagues levées par le vent dans leur aire de genèse. Elle est constituée par la combinaison d'un ensemble d'ondulations de toutes longueurs d'onde qui se chevauchent. La houle, quant à elle, est définie comme une mer du vent résultant d'un triple filtrage par amortissement sélectif portant sur les courtes périodes, par dispersion et par divergence en direction. Les vagues de houle sont en conséquence assez régulière, d'amplitude et de période sensiblement constantes.

La surface de la mer est décrite par une représentation statistique qui sera étudiée lorsqu'elle a atteint son régime d'équilibre. La surface de la mer est alors caractérisée par la mesure de son déplacement z par rapport à un plan moyen. Il varie en fonction du lieu d'observation (x, y) et de l'instant auquel a été réalisée la mesure. Ce déplacement peut également être exprimé sous la forme d'une représentation spectrale [RFAG85].

Dans le cadre de notre application, nous considérerons le modèle spatial de mer à deux échelles décrit par Fung et Lee [FL82] et reposant sur les résultats de Pierson [Pie91]. Dans ce cas, la mer est supposée être la superposition de deux surfaces :

$$z(x, y) = z_c(x, y) + z_g(x, y), \tag{2.70}$$

où $z_c(x, y)$ et $z_g(x, y)$ représentent respectivement les vagues de capillarité et les vagues de gravité.

Les vagues de capillarité représentent la structure petite échelle et sont à l'origine d'une grande partie de l'énergie diffusée. La modélisation de la structure petite échelle est obtenue à partir de la partie haute fréquence du spectre de Fung qui repose sur le spectre temporel de Pierson [Pie91] décrivant les ondes capillaires.

Les vagues de gravité, quant à elles, représentent la structure grande échelle et conditionnent le comportement de la surface. La structure des vagues de gravité module les attitudes des facettes de la structure de petite échelle : cette surface est décrite par la loi de distribution des pentes qui a été formalisée par Cox et Munk [CM54]. La surface des vagues de gravité dépend de la direction du vent.

2.4.3 Application des modèles

Afin de modéliser la surface de la mer, les caractéristiques décrites précédemment sont appliquées aux modèles de diffusion de la partie 2.3.2. La synthèse donnée dans cette partie se base sur l'étude, l'analyse et les simulations réalisées dans [Khe00].

Dans un premier temps, les coefficients de diffusion sont étudiés dans le cas monostatique pour différents angles d'incidence et différents types de surface. Cette première étape permet de comparer les résultats de simulations avec ceux proposés dans la littérature [UMF86][FE81][Fun84]. La deuxième étape consiste à étudier les coefficients de diffusion en propagation avant. Dans cette configuration, l'émetteur, le point observé et le récepteur sont situés dans un même plan perpendiculaire à la surface observée. La troisième et dernière étape donne les valeurs des coefficients de diffusion pour une configuration bistatique, c'est-à-dire lorsqu'il n'y a pas de contraintes sur les positions de l'émetteur et du récepteur.

Cette étude montre que le modèle de Kirchhoff souffre d'insuffisances dans le cas où la surface est peu rugueuse. Il est alors nécessaire d'utiliser le modèle des petites perturbations. Deux types de surfaces peuvent donc être considérées, les surfaces

dont le degré de rugosité est soit inférieur, soit supérieur à la longueur d'onde. Or, pour la surface de la mer, ces deux degrés de rugosité interviennent. Ils peuvent être considérés comme découplés, voire indépendants ce qui facilite la modélisation. Mais, en réalité, il existe un continuum du spectre de rugosité. Il n'existe pas de moyen simple pour traiter de manière analytique ce type de surface. Cependant, en assimilant la surface de la mer à un profil à deux échelles de rugosité distinctes, il est possible d'employer le modèle dit composite qui regroupe le modèle de Kirchhoff et le modèle des petites perturbations. En effet, le modèle de la mer le plus pertinent est celui à deux échelles. Il correspond à une superposition de deux surfaces indépendantes, la première correspond à la structure petite échelle et la seconde à la structure de grande échelle. Ainsi, la réponse électromagnétique d'une surface est la somme de deux contributions, celle apportée par la structure de grande échelle est calculée en utilisant la méthode de Kirchhoff. Cette première contribution correspond à la composante quasi-spéculaire bistatique pour laquelle les angles d'incidence et de réflexion sont sensiblement égaux. L'énergie est maximale en propagation avant et s'atténue en s'écartant de cette direction pour des couples de polarisation émission-réception identiques. Par contre, elle est négligeable en propagation avant pure pour des couples de polarisation orthogonaux : près de cette direction, elle est significative puis décroît. Concernant la contribution apportée par le modèle des petites perturbations, celle-ci est significative en dehors du domaine quasi-spéculaire et son énergie croît en fonction de l'état de la mer. Par contre, dans la region quasi-spéculaire, quand l'état de la mer croît, la zone quasi-spéculaire s'élargit et le niveau maximal de l'énergie diminue.

Afin d'introduire un modèle correcte de la surface de la mer dans nos simulations, le modèle deux échelles semble le mieux adapté. Nous nous baserons donc sur les travaux réalisés sur ce modèle dans afin d'estimer les coefficients de diffusion lors de nos simulations.

2.5 Modélisation statistique du speckle

En imagerie SAR, l'observation d'une surface rugueuse va se traduire sur l'image du bruit appelé speckle dont les caractéristiques dépendent de la surface observée. Nous allons donc utiliser la modélisation de ce bruit afin de l'intégrer dans nos simulations et ainsi obtenir des résultats probants.

Sur la base d'études théoriques et expérimentales, l'origine physique du speckle a été définie comme l'interaction entre une onde cohérente et la texture de la surface. La rugosité de la surface entraîne une modulation des chemins optiques des ondes diffusées et une diminution de la cohérence spatiale. Les ondes diffractées peuvent interférer de manière constructive : dans ce cas, l'intensité réémise par une cellule de résolution sera très grande ce qui ne correspond pas à la réalité physique. Inversement, les phases des réponses élémentaires peuvent être en opposition : dans ce cas, la réponse globale de la cellule sera très faible. Le résultat final est une image SAR présentant de fortes variations (aspect granuleux) à l'intérieur des zones géographiquement homogènes.

La nature du speckle a fait l'objet de nombreuses études [Goo63] [Goo76b] [Goo76a] [TCG82] [UKBW86] [UHA88]. Le speckle dépend des caractéristiques sta-

tistiques de la surface rugueuse observée. Nous utiliserons dans nos simulations le modèle le plus souvent utilisé, celui du speckle dit "totalement développé" de Goodman [Goo76a], dans lequel le speckle est un bruit de nature multiplicative.

2.5.1 Principe

Le modèle du speckle dit "totalement développé" repose sur les hypothèses suivantes [Ogo97] :

- Le nombre N de diffuseurs par cellule de résolution est grand.
- L'amplitude et la phase de chaque diffuseur élémentaire sont indépendantes de celles des N-1 autres diffuseurs de la cellule de résolution.
- L'amplitude et la phase de chaque diffuseur sont indépendantes entre elles.
- Les phases des différents diffuseurs élémentaires sont indépendantes entre elles et uniformément réparties sur $[0, 2\pi]$. Cette condition est vraie si la cible est considérée comme rugueuse par rapport à la longueur d'onde utilisée et si aucun diffuseur ne prédomine sur les autres dans la cellule de résolution.

Soit a_k, avec $k = 1, 2, ..., N$, les amplitudes des réponses des diffuseurs élémentaires à l'intérieur d'une cellule de résolution, et φ_k les phases correspondantes, la réponse globale de la cellule considérée est alors [Mai01] :

$$z = Ae^{j\varphi} = \sum_{k=1}^{N} a_k e^{j\varphi_k}. \tag{2.71}$$

Les composantes en phase A_p et en quadrature A_q de la réponse globale seront données par :

$$A_p = A\cos(\varphi) = \sum_{k=1}^{N} a_k \cos(\varphi_k), \tag{2.72}$$

et

$$A_q = A\sin(\varphi) = \sum_{k=1}^{N} a_k \sin(\varphi_k). \tag{2.73}$$

En utilisant d'une part, l'indépendance entre les amplitudes des divers diffuseurs et d'autre part, l'indépendance entre l'amplitude et la phase d'un diffuseur, il résulte que les termes qui s'additionnent pour donner les composantes en phase et en quadrature de la réponse globale sont statistiquement indépendants. Si on considère, en plus, N suffisamment grand (première hypothèse), les conditions du théorème de la limite centrale [Pap91] sont satisfaites, donc on peut considérer que A_p et A_q ont des distributions gaussiennes. Bruniquel a également montré que la distribution d'ordre 2 de A_p et A_q est également de forme gaussienne [BL97].

En exploitant le fait que les phases élémentaires φ_k sont uniformément distribuées sur $[0, 2\pi]$, on peut montrer que les composantes A_p et A_q sont centrées et de variance égale [Ogo97] :

$$E\{A_p\} = E\{A_q\} = 0, \tag{2.74}$$

$$E\{A_p^2\} = E\{A_q^2\} \neq \frac{R}{2}, \tag{2.75}$$

où R est la réflectivité radar idéale, c'est-à-dire la valeur qui caractérise la cellule de résolution, que l'on devrait obtenir en l'absence de speckle.

De plus, on peut montrer que A_p et A_q sont décorrélées, donc indépendantes, puisque conjointement gaussiennes [Pap91] :

$$E\{A_p A_q\} = 0. \tag{2.76}$$

Cela conduit à la distribution conjointe suivante pour A_p et A_q :

$$\omega_{A_p A_q}(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{\frac{x^2+y^2}{2\sigma^2}}. \tag{2.77}$$

Nous allons voir maintenant comment cette distribution s'applique aux images SAR.

2.5.2 Distribution du speckle dans les images SAR

Le capteur radar fournit une image obtenue en prenant l'intensité du signal rétro-diffusé par la cible [UKBW86] :

$$I = A_p^2 + A_q^2. \tag{2.78}$$

Sous l'hypothèse que les composantes en phase et quadrature du signal sont distribuées selon l'equation (2.77), il résulte que l'intensité I est caractérisée par une loi de probabilité exponentielle [UKBW86] :

$$\omega_I(x) = \begin{cases} \frac{1}{R} e^{-\frac{x}{R}} & \text{si } x \geq 0, \\ 0 & \text{ailleurs.} \end{cases} \tag{2.79}$$

La réflectivité R joue le rôle d'un paramètre d'échelle. Ceci justifie la nature multiplicative du bruit de speckle. Considérons le modèle de perturbation d'image par du bruit multiplicatif, en associant I à g et R à f, et en prenant u comme un signal aléatoire distribué selon une loi exponentielle de paramètre unitaire (2.80), on obtient la même distribution de l'image bruitée que celle dans l'équation (2.79).

$$\omega_I(x) = \begin{cases} e^{-x} & \text{si } x \geq 0, \\ 0 & \text{ailleurs.} \end{cases} \tag{2.80}$$

L'autre type d'image radar détectée est l'image formée des amplitudes A des ondes rétro-diffusées par les réflecteurs élémentaires [UKBW86] :

$$A = \sqrt{A_p^2 + A_q^2} = \sqrt{I}. \tag{2.81}$$

La distribution du speckle dans les images d'amplitude est obtenue en effectuant le changement de variable $y = \sqrt{x}$ dans la loi exponentielle de (2.80). Il en resulte une distribution de Rayleigh [UKBW86] :

$$\omega_u(x) = \begin{cases} 2xe^{-x^2} & \text{si } x \geq 0, \\ 0 & \text{ailleurs.} \end{cases} \tag{2.82}$$

2.5.3 Conclusion

Cette section nous donne les principes de base nécessaire à une modélisation statistique du speckle. Ainsi lors de nos simulations sur des surfaces rugueuses, nous pourrons introduire le speckle à partir de cette représentation et observer son impact sur les images reconstruites.

2.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté différentes techniques permettant d'estimer les coefficients de diffusion de cibles. L'*Optique Géométrique* et la théorie géométrique de la diffraction ont été présentés dans un premier temps. Ces méthodes permettent d'obtenir les coefficients de diffusion de cibles canoniques. Ces coefficients seront utilisés dans le chapitre 5 pour modéliser des cibles complexes ce qui permettra de vérifier les caractéristiques et l'intérêt de la configuration bistatique en imagerie radar.

Dans la même optique, nous nous sommes ensuite intéressés aux surfaces rugueuses afin d'introduire une surface océanique dans nos simulations. Différents modèles de diffusion par une surface rugueuse (Kirchhoff, petites perturbations et deux échelles) ont été présentés. Face aux caractéristiques de la surface océanique, le modèle deux échelles est le plus adapté pour l'estimation des coefficients de diffusion et a donc été retenu. Les caractéristiques du speckle (bruit généré par une surface rugueuse) ont ensuite été présentées afin de les introduire dans nos simulations.

Chapitre 3

Principe de l'imagerie monostatique

Notre sujet d'étude porte sur l'imagerie en configuration bistatique pour laquelle l'émetteur et le récepteur sont spatialement séparés. Afin d'exploiter au mieux les informations obtenues dans le cas d'une liaison radar bistatique et dans une image bistatique, il est nécessaire de faire un bilan sur les radars monostatiques. Les spécificités de la liaison monostatique seront alors généralisées au cas bistatique dans le chapitre 4 et nous permettront d'interpréter plus facilement les images bistatiques obtenues.

Dans ce chapitre, nous présenterons tout d'abord le principe de la compression d'impulsion utilisée en imagerie radar. Puis nous nous intéresserons aux deux techniques permettant l'obtention d'une image radar : le SAR (Synthetic Aperture Radar) et l'ISAR (Inverse Synthetic Aperture Radar). Ces deux méthodes diffèrent par leur mode d'acquisition : dans le cas du SAR, l'image est obtenue en utilisant le déplacement du radar tandis que pour l'ISAR, c'est le mouvement de la cible qui permet de retrouver une image de celle-ci. Enfin, nous exposerons les caractéristiques propres aux images radars qui conduiront à la mise en évidence de certaines limites de la configuration monostatique.

3.1 Compression d'impulsion

Si l'on considère un radar classique émettant un signal sinusoïdal à travers une porte de la forme :

$$s_e(t) = A\cos(2\pi f_0 t)\Pi_\tau(t) \tag{3.1}$$

$$\text{avec : } \Pi_\tau(t) = \begin{cases} 1 & \text{si } \frac{-\tau}{2} \leq t \leq \frac{\tau}{2} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

alors sa résolution en distance, c'est-à-dire sa capacité à séparer deux cibles proches suivant l'axe radar-cible, sera :

$$\Delta R_{rad} = \frac{c\tau}{2}, \tag{3.2}$$

où τ correspond à la durée de l'impulsion émise. On constate alors que pour obtenir une bonne résolution en distance, il faudrait diminuer la durée d'émission tout en

gardant une énergie suffisante pour que l'onde puisse se propager. L'idéal serait alors d'envoyer une impulsion de Dirac, ce qui n'est pas réalisable techniquement.

Pour remédier à ce problème, la solution retenue est la compression d'impulsion. Cette méthode consiste à appliquer un filtrage adapté sur un signal large bande. Nous verrons que la compression d'impulsion permet, entre autres, d'améliorer la résolution radiale.

3.1.1 Principe

Considérons qu'un radar émette un signal modulé linéairement en fréquence (chirp) et illumine un point à une distance D. Pour une fréquence centrale f_0 et une largeur de bande Δf, l'expression complexe du signal émis sera la suivante :

$$s_e(t) = Ae^{2\pi j\left(f_0 t + \frac{\Delta f}{2\tau} t^2\right)} \quad \text{avec} \quad |t| \leq \frac{\tau}{2}. \tag{3.3}$$

Si l'on suppose que le radar et la cible sont fixes alors le signal reçu sera de la forme :

$$s_r(t) = \kappa G A e^{2\pi j\left(f_0(t-t_{AR}) + \frac{\Delta f}{2\tau}(t-t_{AR})^2\right)} \quad \text{avec} \quad |t - t_{AR}| \leq \frac{\tau}{2} \ , \tag{3.4}$$

où :
- κ est la SER de la cible réfléchissante
- G est un coefficient d'atténuation de la forme $\frac{1}{distance^2}$
- t_{AR} est le temps mis par l'onde pour parcourir le trajet aller-retour radar-cible.

L'analyse du signal reçu par un filtrage adapté au signal émis donne le signal détecté suivant :

$$s_c(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} s_e^*(t' - t) s_r(t') dt'. \tag{3.5}$$

En introduisant les expressions de s_e (3.3) et s_r (3.4) dans (3.5), nous obtenons :

$$s_c(t) = \kappa G A^2 e^{2\pi j f_0 (t - t_{AR})} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-2\pi j \frac{\Delta f}{2\tau}(t'-t)^2} e^{2\pi j \ \frac{\Delta f}{2\tau}(t'-t_{AR})^2} dt', \tag{3.6}$$

où la variable t' vérifie les deux conditions : $(t' - t) \in \left[-\frac{\tau}{2}, \frac{\tau}{2}\right]$ et $(t' - t_{AR}) \in \left[-\frac{\tau}{2}, \frac{\tau}{2}\right]$.

Dans le cas où $t > t_{AR}$ alors $t' \in \left[t - \frac{\tau}{2}, t_{AR} + \frac{\tau}{2}\right]$ et l'expression du signal compressé $s_{c1}(t)$ peut s'écrire :

$$s_{c1}(t) = \kappa G A^2 e^{2\pi j f_0 (t - t_{AR})} \int_{t-\frac{\tau}{2}}^{t_{AR}+\frac{\tau}{2}} e^{-2\pi j \frac{\Delta f}{2\tau}(t'-t)^2} e^{2\pi j \ \frac{\Delta f}{2\tau}(t'-t_{AR})^2} dt'. \tag{3.7}$$

En posant : $u = 2\pi \frac{\Delta f}{2\tau}(t - t_{AR})$, on obtient :

$$s_{c1}(t) = \kappa G A^2 e^{2\pi j f_0 (t - t_{AR})} \int_{t-\frac{\tau}{2}}^{t_{AR}+\frac{\tau}{2}} e^{ju(2t' - t_{AR} - t)} dt', \tag{3.8}$$

soit après développement :

$$s_{c1}(t) = \kappa G A^2 e^{2\pi j f_0 (t - t_{AR})} \frac{e^{ju(t_{AR} - t + \tau)} - e^{-ju(t_{AR} - t + \tau)}}{2ju}. \tag{3.9}$$

Finalement, la première partie du signal compressé est donnée par :

$$s_{c1}(t) = \kappa G A^2 e^{2\pi j f_0 (t - t_{AR})} \left(t_{AR} - t + \tau\right) \mathrm{sinc}\left(u(t_{AR} - t + \tau)\right). \tag{3.10}$$

Le cas $t < t_{AR}$ se traite de manière analogue. L'expression générale du signal compressé est donc :

$$s_c(t) = \kappa G A^2 e^{2\pi j f_0 (t - t_{AR})} \left(\tau - |t - t_{AR}|\right) \mathrm{sinc}\left(u(\tau - |t - t_{AR}|)\right). \tag{3.11}$$

La forme du signal reçu est donc un sinus cardinal pondéré par le terme $(\tau - |t - t_{AR}|)$. En fait, pour des valeurs habituellement utilisées par les radars, ce coefficient pondérateur ne varie quasiment pas dans le voisinage de t_{AR} et peut être approchée par la valeur τ. L'expression du signal détecté devient donc :

$$\overline{s}_c(t) \simeq \kappa G A^2 e^{2\pi j f_0 (t - t_{AR})} \tau \mathrm{sinc}\left(u\tau\right). \tag{3.12}$$

Pour $u = 2\pi \frac{\Delta f}{2}(t - t_{AR})$ l'équation (3.12) est équivalente à :

$$\overline{\overline{s}}_c(t) \sim e^{2\pi j f_0 (t - t_{AR})} \mathrm{sinc}\left(\pi \Delta f (t - t_{AR})\right). \tag{3.13}$$

3.1.2 Applications

L'étude du signal détecté permet alors de déterminer une nouvelle expression de la résolution en distance. Pour cela, nous analysons le sinus cardinal de l'équation (3.13). Nous prendrons comme définition de la résolution la largeur du lobe à -3,92dB, c'est-à-dire lorsque $\left(\frac{\overline{\overline{s}}_c(t)}{\overline{\overline{s}}_{c,max}}\right)^2 = 0.405$. Ainsi, nous obtenons une résolution radiale qui sera : $\Delta R_{rad} = \frac{c}{2\Delta f}$ avec Δf la largeur de bande du signal émis. La résolution est alors inversement proportionnelle à la largeur de bande du signal émis. Afin d'améliorer la résolution radiale, les signaux émis seront donc à large bande.

Il existe deux principes pour obtenir un signal à grande bande passante : les signaux à compression d'impulsion [KA00] et les signaux à sauts de fréquences [Bla01]. Pour la compression d'impulsion, la fréquence du signal émis varie au cours du temps. Le cas le plus simple consiste à effectuer une modulation linéaire de la fréquence (figure 3.1), la fréquence du signal émis sera alors de la forme : $f(t) = f_0 + \frac{\Delta f}{\tau} t$, elle variera donc de $f_0 - \frac{\Delta f}{2}$ à $f_0 + \frac{\Delta f}{2}$. D'autres types de modulation sont envisageables, par exemple, gaussienne, hyperbolique mais l'interprétation des signaux reçus sera plus complexe.

Pour ce type de signal, une limitation d'ordre technologique peut apparaître. En effet, il faut que les composants électroniques puissent supporter des signaux dont les bandes passantes sont de l'ordre du mégahertz voire du gigahertz, ce qui risque de poser des problèmes.

Dans le cas des signaux à sauts de fréquences, la fréquence du signal est incrémentée à chaque impulsion (figure 3.2) et s'exprime de la manière suivante : $f_m = f_0 + m\Delta f$. Le signal ainsi obtenu a une bande passante de $m\Delta f$ et dans ce cas, les composants ne doivent pas travailler avec des signaux à grande bande passante. Mais ce signal présente un inconvénient : il n'est pas continu dans le domaine fréquentiel.

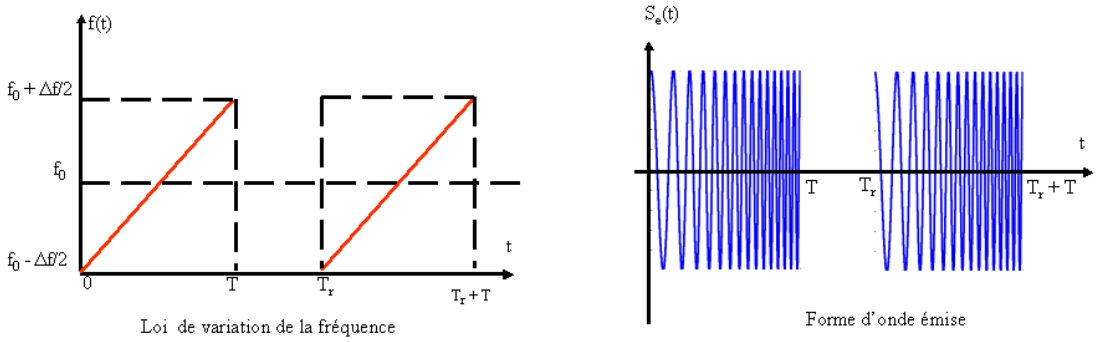


FIG. 3.1 – Signal à modulation linéaire de la fréquence (chirp).

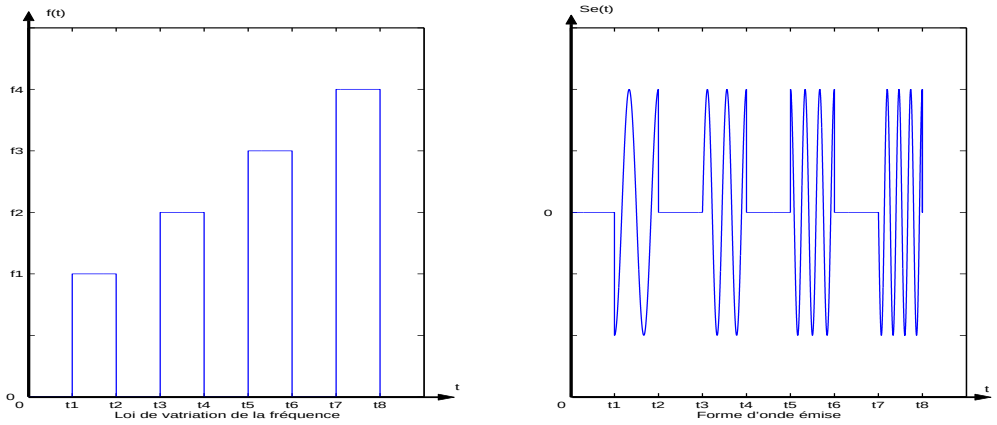


FIG. 3.2 – Signal à sauts de fréquences.

Un compromis pourrait être une combinaison des deux méthodes présentées précédemment, c'est-à-dire un signal à sauts de fréquences dont la fréquence serait modulée linéairement à chaque impulsion sur une petite bande de fréquences [MR00].

3.2 L'imagerie radar

Nous venons de voir qu'il est possible d'améliorer la résolution radiale en utilisant le principe de la compression d'impulsion. Nous allons maintenant voir comment améliorer la résolution azimutale afin d'obtenir une image radar. Après avoir présenté le principe de l'antenne synthétique, nous nous intéresserons aux deux familles d'algorithmes permettant la reconstruction d'images radars : la sommation cohérente et la compression en azimut.

3.2.1 Radar à ouverture synthétique

L'étude et l'exploitation plus précises des informations obtenues par les radars ont conduit à l'élaboration de radars imageurs. L'obtention d'une image radar haute résolution est basée sur la technique des antennes à ouverture synthétique.

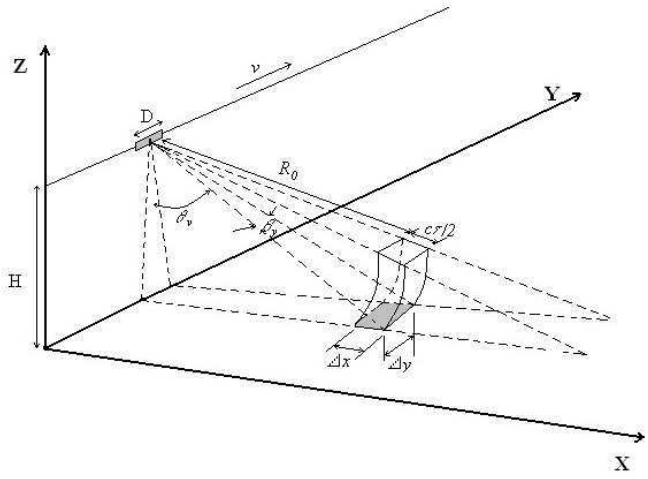


FIG. 3.3 – Configuration SAR.

Les images ainsi formées fournissent une représentation à deux dimensions des points brillants dans un plan. Dans cette section, nous nous intéresserons plus particulièrement au cas où l'ouverture est obtenue par le déplacement du radar : le SAR (Synthetic Aperture Radar)[Mai01][CGM95][OQ98].

L'image obtenue par un radar imageur de technologie SAR est associée au déplacement du porteur sur lequel est embarquée l'antenne (figure 3.3). Celle-ci est fixe par rapport au porteur et vise latéralement pour éviter le repliement de l'image.

Dans le cas d'un radar classique émettant une onde sinusoïdale, la résolution en distance est déterminée par la durée de l'impulsion émise et est donnée par :

$$\Delta r_x = \frac{c\tau}{2\sin\theta_v}, \tag{3.14}$$

où θ_v est l'angle d'observation.

Afin d'améliorer cette résolution il faudrait diminuer le temps d'émission du signal tout en conservant un certain niveau d'énergie ce qui n'est pas réalisable. Une solution consiste à utiliser des signaux large bande qui après traitement permettent d'obtenir une résolution inversement proportionnelle à la largeur de bande comme nous l'avons vu précédemment.

Concernant la résolution azimutale, celle-ci est déterminée par l'ouverture du diagramme d'antenne et s'exprime par :

$$\Delta r_y = \frac{\lambda R_0}{D}, \tag{3.15}$$

où λ est la longueur d'onde, R_0 la distance radar-cible et D la longueur de l'antenne.

Pour améliorer la résolution azimutale d'un radar, il faudrait augmenter la longueur de son antenne ce qui, en pratique, n'est pas réalisable. L'idée retenue dans la technologie SAR est d'utiliser le déplacement du porteur et la cohérence des signaux afin de reconstituer, par calcul, une antenne virtuelle de grande dimension. La connaissance exacte de la trajectoire du porteur est donc indispensable pour effectuer

les calculs. Les deux méthodes de reconstruction d'image : la sommation cohérente et la compression en azimut sont présentées respectivement dans les parties 3.2.4 et 3.2.5.

En pratique il existe plusieurs méthodes permettant de réaliser une antenne synthétique suivant le type de radar utilisé et l'application envisagée.

3.2.2 Différents modes de fonctionnement

Cette partie présente les modes d'acquisition les plus courants. En fonction des caractéristiques de chacun d'entre eux, elle nous permettra de choisir le mieux adapté pour une utilisation en configuration bistatique.

3.2.2.1 Mode strip-map

Le mode strip-map (figure 3.4) correspond aux acquisitions obtenues en configuration SLAR (Side Looking Airbone Radar)[Tom81]. Dans ce cas, l'antenne est fixe, orientée perpendiculairement à la direction de déplacement du porteur. L'image est alors formée en défilement continu.

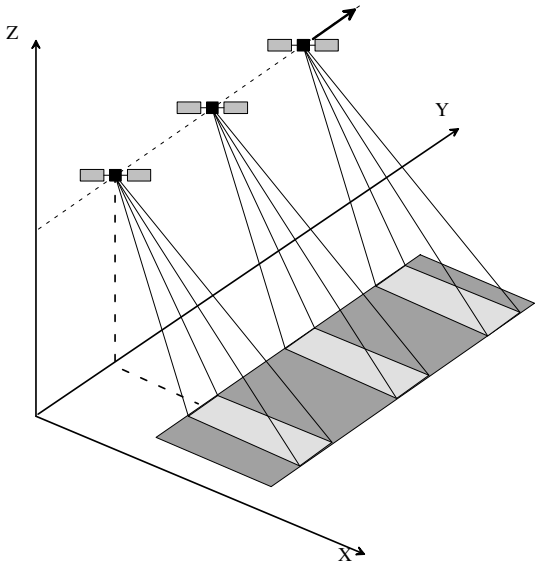


Fig. 3.4 – Acquisition en mode strip-map.

3.2.2.2 Affinage Doppler, antenne en rotation

L'affinage Doppler (en anglais DBS : Doppler Beam Sharpening) peut être utilisé par les radars aéroportés pour acquérir une image du sol autour de l'avion (figure 3.5). L'antenne est en rotation, en gisement, avec une vitesse angulaire ω.

3.2.2.3 Mode télescope

Le télescope (en anglais : spotbeam ou spotlight) est utilisé par des radars aéroportés ou spatials. Le principe consiste à faire varier l'angle de visée du faisceau de l'antenne lors du déplacement du radar (figure 3.6)[CGM95]. Ainsi, une

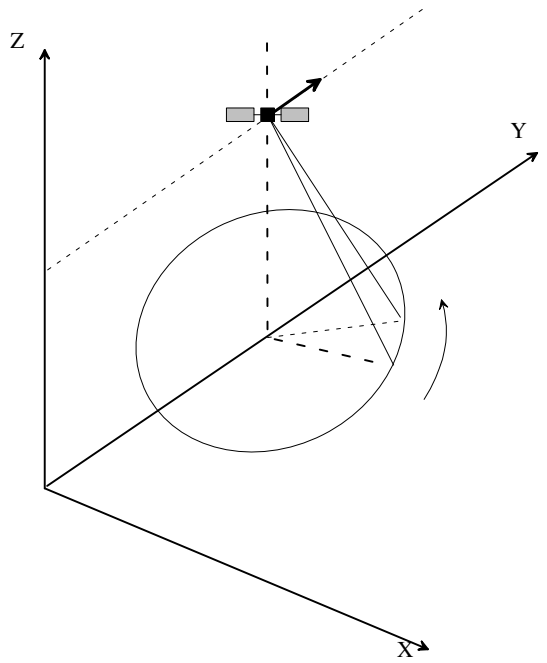


FIG. 3.5 – Acquisition par affinage Doppler.

même région est illuminée plus longtemps qu'avec une synthèse d'ouverture classique. Cette technique est envisageable sur les systèmes capables de dépointer leur antenne afin de suivre une zone au sol. Le temps d'éclairement, et donc la taille de l'antenne synthétique, peut être augmenté jusqu'à ce que la résolution recherchée soit obtenue. L'image ne défile pas en continu, elle n'est disponible qu'à la fin de l'éclairement.

3.2.2.4 Mode scansar

Le scansar est utilisé par un radar ayant un angle d'incidence faible pour obtenir une fauchée plus grande que la distance ambiguë au prix d'une résolution dégradée (figure 3.7)[MMS96]. Cette technique consiste à utiliser les propriétés de dépointage latéral de l'antenne. Le temps d'éclairement naturel est partagé en n segments. Chaque segment est consacré à l'observation d'une fauchée différente. Les fauchées sont choisies adjacentes. Le nombre de segments est ajusté pour atteindre la fauchée totale recherchée. La mise en oeuvre de ce procédé nécessite une commutation rapide du faisceau d'antenne en élévation qui n'est réalisable qu'avec une antenne à balayage électronique.

3.2.2.5 Mode squint, ou mode dépointé

Le squint est un mode analogue au strip-map, mais pour lequel l'antenne est maintenue fixe dans une direction non perpendiculaire au vecteur vitesse (figure 3.8)[DC97]. L'image est donc formée en défilement continu. Les résolutions obtenues sont identiques au mode strip-map. L'antenne latérale reste toutefois une solution préférentielle car elle minimise le temps d'éclairement. Elle est également la plus simple du point de vue du traitement car c'est celle pour laquelle les phénomènes

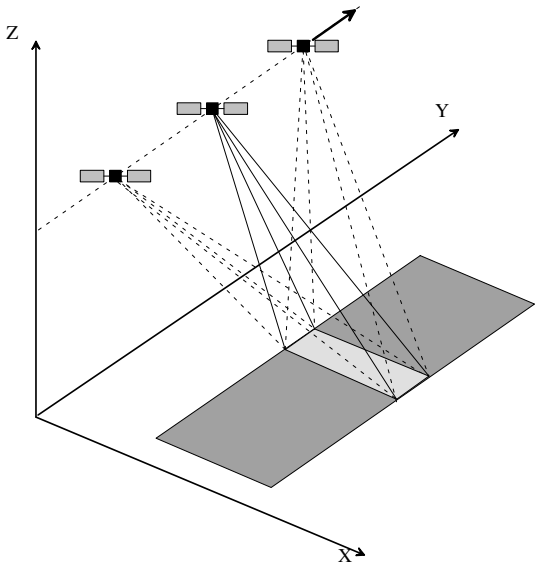


FIG. 3.6 – Acquisition en mode télescope.

de migration sont les plus faibles c'est-à-dire que les variations de distances entre le radar et la cible sont faibles.

3.2.2.6 Mode inverse

Le radar en mode inverse produit des images d'objets présentant un mouvement de rotation par rapport au radar (figure 3.9)[STF01]. Il est basé sur une analyse du signal reçu en fonction du temps et de la fréquence Doppler. Le résultat est une image à deux dimensions. L'analyse temporelle fournit la position des points brillants suivant l'axe de la ligne de visée du radar. L'analyse de la fréquence Doppler fournit la position des points brillants suivant l'axe azimutal.

La principale application, dans le cas des radars aéroportés, est la reconnaissance d'avions en vol ou de navires en mer. Le radar et la cible étant simultanément en mouvement, le traitement n'est pas exactement de type ISAR mais plutôt une sorte de SAR généralisé. Le récepteur adapté au signal reçu est difficile à réaliser. En effet, les cibles n'étant pas coopératives, la géométrie du système n'est pas maîtrisée. De plus, les caractéristiques polarimétriques de la cible et du milieu sont difficilement prédictibles.

Lorsque le radar est fixe et que la cible est en mouvement rotatif, alors cette configuration est équivalente à celle pour laquelle la cible est fixe et le radar en mouvement suivant une trajectoire circulaire.

Ainsi, on remarque que le mode inverse est un cas particulier du mode télescope pour lequel la trajectoire est circulaire.

3.2.2.7 Mode multivue

Tous les modes reposant sur le principe de l'antenne synthétique peuvent donner lieu à une variante dite multivue dans laquelle plusieurs images d'un même site sont formées à partir d'observations sous des angles de vue différents. Ces images, statistiquement indépendantes du fait de la fluctuation des cibles en fonction de

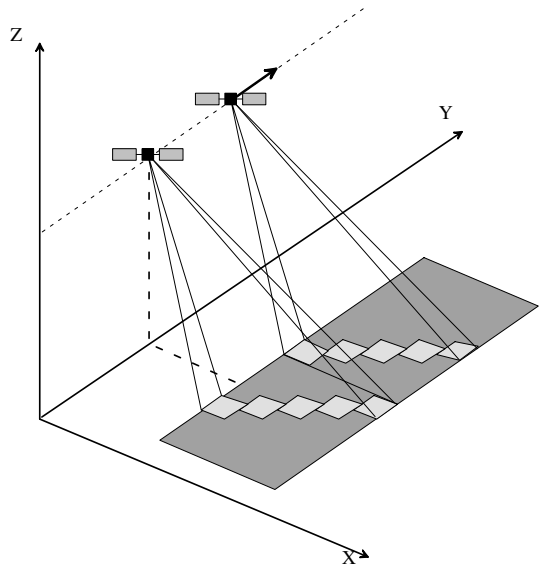


FIG. 3.7 – Acquisition en mode scansar.

l'angle de vue, sont ensuite sommées en module, produisant ainsi un effet de post-intégration non-cohérente qui réduit la granulation apparente (speckle).

Ce mode ne diffère du mode de base dont il est dérivé que par le traitement. Les modes multivues sont largement utilisés pour améliorer la résolution radiométrique. Ils sont applicables aussi bien au cas de l'antenne synthétique focalisée qu'à celui de l'antenne synthétique non focalisée.

3.2.2.8 Conclusion

Dans le cadre de nos recherches qui visent à développer l'imagerie bistatique, le mode télescope semble le mieux adapté. En effet, nous verrons dans le chapitre 4 qu'une difficulté rencontrée en configuration bistatique est qu'une même scène doit être illuminée par l'émetteur et observée par la récepteur. Le mode télescope permet d'illuminer une même région lors de l'acquisition, en configuration bistatique il faudra donc que les antennes d'emission et de réception se focalise sur la même zone. Dans l'optique de l'extension de la configuration bistatique à une configuration multistatique, le principe du mode multivue pourra être adapté à la configuration multistatique afin d'obtenir des informations complémentaires sur la zone observée.

3.2.3 Traitement radial

Dans le cas de l'imagerie radar, il faut tenir compte de l'évolution du signal reçu au cours du temps mais également de la position du radar dans l'espace.

Nous considérerons par la suite que le radar reste fixe au cours d'une acquisition. Soit t_a l'évolution du temps pendant une acquisition, et T_a le temps entre deux acquisitions et $(N+1)$ le nombre total d'acquisitions, le signal émis à la n^{ieme} acquisition sera :

$$s_e(t_a, n) = Ae^{2\pi j\left(f_0(t_a+nT_a)+\frac{\Delta f}{2\tau}(t_a+nT_a)^2\right)}, \tag{3.16}$$

pour $t_a \in [0, T_a]$ et $n \in [0, N]$

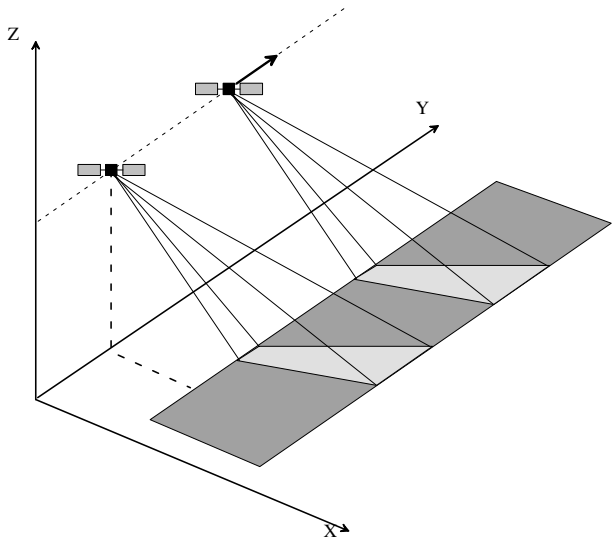


FIG. 3.8 – Acquisition en mode squint.

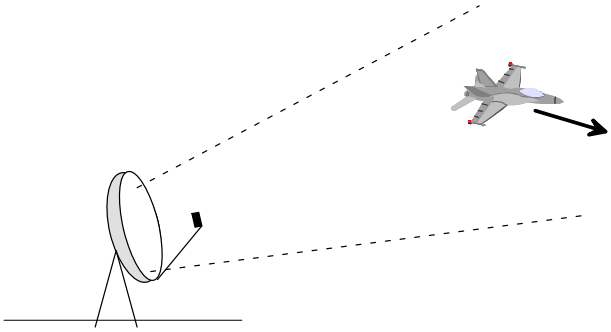


FIG. 3.9 – Acquisition en mode inverse.

Le signal reçu est alors donné par :

$$s_r(t_a, n) = Ae^{2\pi j\left(f_0(t_a+nT_a-t_{AR}(n))+\frac{\Delta f}{2\tau}(t_a+nT_a-t_{AR}(n))^2\right)}. \tag{3.17}$$

La compression de ce signal par un filtre adapté donne :

$$\begin{aligned} s_c(t_a, n) &= \int_{-\infty}^{+\infty} s_e^*(t'-t_a, n)s_r(t', n)dt' \\ &\sim e^{2\pi j f_0(t_a+nT_a-t_{AR}(n))}\text{sinc}\left(\pi\Delta f(t_a - t_{AR}(n))\right) \end{aligned} . \tag{3.18}$$

Cette expression est équivalente à l'équation (3.13) et permet de retrouver la résolution radiale : $\Delta R_{rad} = \frac{c}{2\Delta f}$ qui s'exprime suivant l'axe radar-cible.

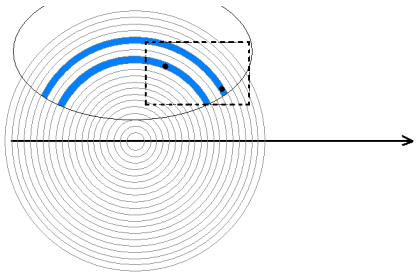
3.2.4 Méthode de sommation cohérente

3.2.4.1 Principe

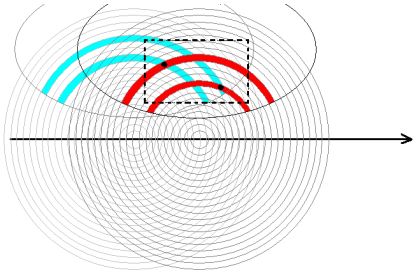
La reconstruction d'images radars par la sommation cohérente repose sur une étude géométrique de la scène considérée [ELS93][Sou99]. Pour cela, nous supposons, tout d'abord, que le radar reste stationnaire au cours d'une acquisition. Puis, nous

considérons que les différentes acquisitions ont été réalisées simultanément, ainsi nous obtenons une succession d'acquisitions prises sous des angles de vue différents. Après traitement en distance, nous récupérons les profils distances correspondant aux différentes acquisitions.

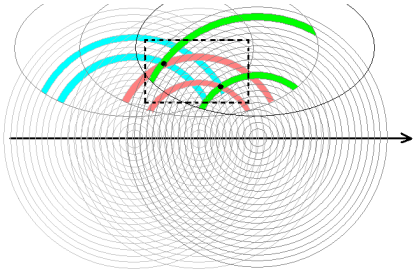
La saisie des données est illustrée par la figure 3.10. Nous considérons ici que la zone à imager est observée en trois temps. Les cercles gris correspondent à l'évolution de l'onde électromagnétique et l'ellipse noire à la zone couverte par l'onde électromagnétique. Les points noirs représentent deux cibles présentes dans la zone à imager matérialisée par le rectangle noir en pointillé. Les profils distances des différentes acquisitions sont obtenus par compression d'impulsion, et illustrés par la figure 3.11(a). Nous remarquons que l'évolution des positions d'une cible décrit une hyperbole dûe au déplacement linéaire du radar au cours des acquisitions.



(a) Première acquisition.



(b) Deuxième acquisition.



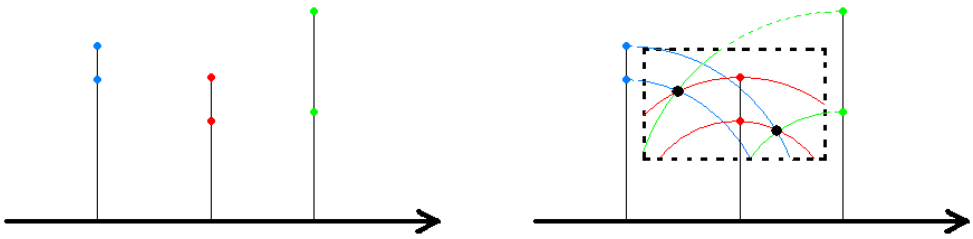
(c) Troisième acquisition.

FIG. 3.10 – Acquisitions pour la méthode de sommation cohérente.

La dernière étape consiste à projeter chacun des profils distances obtenus dans la zone à imager et de sommer les différentes images ainsi obtenues. La position des cibles correspondra alors à l'intersection des projections comme illustré figure 3.11(b). L'expression de l'intensité du pixel aux coordonnées (x_1, y_1) sera alors donnée par :

$$I(x_1, y_1) = \sum_{n=0}^{N} s_c \left(\frac{D_{rc_1,n}}{c}, n \right), \tag{3.19}$$

où $D_{rc_1,n}$ correspond à la distance entre le radar et la cible aux coordonnées (x_1, y_1).



(a) Profils distances des acquisitions.

(b) Image reconstruite.

FIG. 3.11 – Principe de reconstruction de l'image.

La résolution azimutale d'une image SAR obtenue dans ces conditions peut s'exprimer de la manière suivante [UHS03] :

$$\Delta R_{azi} = \sqrt{\frac{\lambda_c R_0}{2D} \frac{c}{2\Delta f}}, \tag{3.20}$$

où :
- λ_c est la longueur d'onde de la fréquence centrale,
- D est la longueur de l'antenne synthétique,
- c est la célérité de l'onde électromagnétique,
- R_0 est la distance radar-scène à imager,
- Δf est la largeur de la bande de fréquence.

Nous constatons que la résolution azimutale est inversement proportionnelle à la longueur de l'antenne synthétique : plus l'antenne sera grande, meilleur sera la résolution azimutale. Nous remarquons également que cette résolution dépend du terme $\frac{c}{2\Delta f}$ qui est en fait la résolution radiale. Cette relation est directement lié à la méthode de reconstruction qui se base sur des principes géométriques.

3.2.4.2 Evolution

Le principal inconvénient de la sommation cohérente est qu'elle nécessite des calculs lourds. En effet, pour chaque acquisition, il est nécessaire de reconstruire une image de la zone observée. L'utilisation de cette méthode requiert donc beaucoup d'espace mémoire et des temps de calcul relativement importants.

Afin de réduire le nombre de calculs nécessaires à la mise en application de la méthode de sommation cohérente, un nouvel algorithme a été développé : le sommation cohérente factorisée (ffbp : fast factorized back projection). Le principe de cet algorithme consiste à effectuer une sommation cohérente multi-échelle [UHS03]. En effet, une étude précise de la configuration montre qu'il n'est pas nécessaire de recalculer tous les points de l'image pour chaque acquisition. Pour deux acquisitions proches l'une de l'autre, la projection dans un domaine angulaire donné est quasiment identique. La figure 3.12 met en evidence cette constatation.

En tenant compte de l'erreur introduite, il est alors possible de sommer les contributions de deux capteurs proches l'un de l'autre avant de les projeter dans une zone de l'image. Plus les capteurs sont proches plus ils peuvent être fusionnés

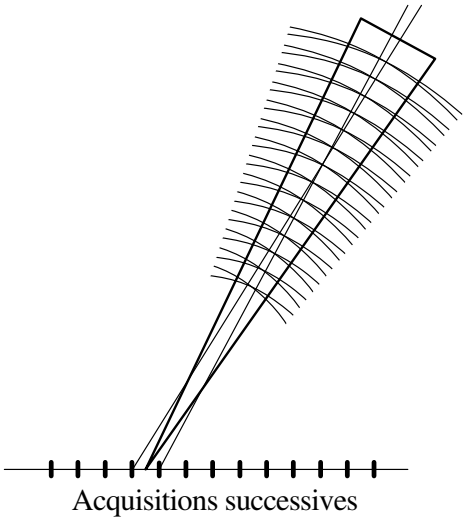


FIG. 3.12 – Mise en évidence de la superposition de deux projections dans un domaine angulaire pour deux acquisitions voisines.

sur un grande zone. De même, plus on cherche à fusionner des capteurs éloignés, plus la zone applicable sera petite. La taille de la zone où la fusion sera valide (et donc la rapidité de l'algorithme) dépendra également de l'approximation tolérée.

L'algorithme de reconstruction d'image par ffbp est le suivant : tout d'abord, la phase d'initialisation consiste à découper l'image en sous-images dans lesquelles l'approximation est valide. Ensuite, pour chaque sous-image, trois étapes sont nécessaires :

- La fusion des capteurs voisins deux par deux pour le centre de la sous-image,
- la division de la sous-image en quatre nouvelles sous-images de taille divisée par deux,
- le calcul des positions des nouvelles acquisitions pour les centres des nouvelles sous-images.

Un schéma illustrant les premières itérations de cet algorithme est donné figure 3.13. Dans cette illustration, les carrés gris sur l'axe des acquisitions correspondent aux fusions des acquisitions symbolisées par les carrés blancs.

La reconstruction utilisant la méthode de sommation cohérente factorisée permet d'alléger les calculs par rapport à la méthode classique. Cependant les calculs restent relativement lourds si l'on souhaite obtenir de bonnes résolutions. Cette méthode ne sera donc pas retenue dans le cadre de notre étude pour un développement en configuration bistatique.

3.2.5 La compression en azimut

3.2.5.1 Principe

Cette fois, l'amélioration de la résolution azimutale est obtenue en utilisant l'effet Doppler induit par le mouvement du porteur. En effet, la variation de la vitesse relative entre la source des impulsions et une cible donnée fait varier la fréquence

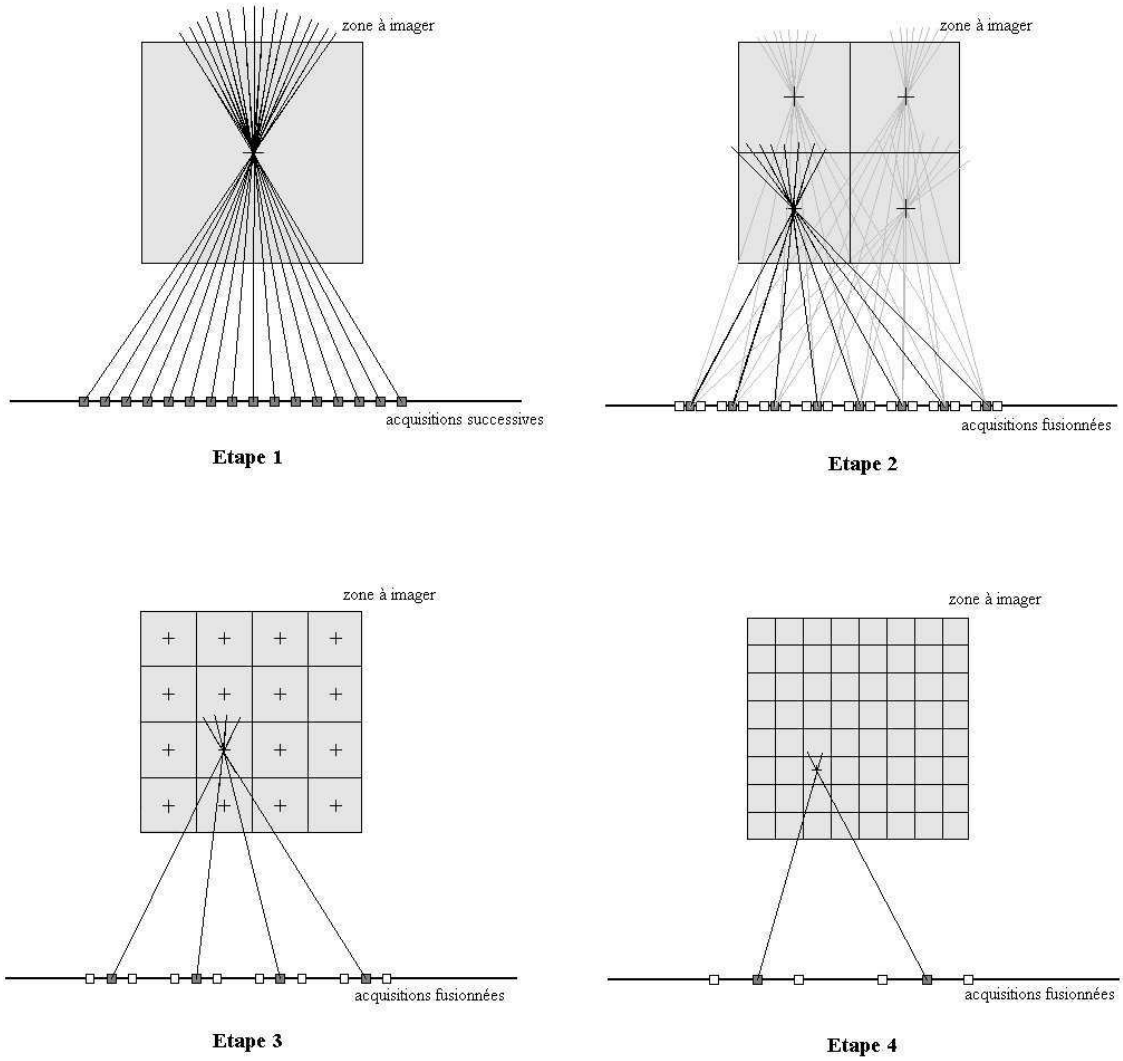


FIG. 3.13 – Itérations successives de l'algorithme Fast Factorized Back Projection.

de réception de l'onde émise [Noc96][Sou99]. Cette variation de fréquence peut être comparée à la variation linéaire de la fréquence réalisée par le générateur du signal d'émission. On peut donc s'inspirer de la technique de la compression d'impulsion vue précédemment afin d'améliorer la résolution en azimut.

Un traitement préliminaire est cependant nécessaire afin de compenser la migration en distance des données. En effet, nous avons vu que pour la méthode de sommation cohérente nous utilisons les variations de distance entre le radar et la cible pour reconstruire l'image de celle-ci. En ce qui concerne la méthode de compression en azimut, nous utilisons les variations de phase entre les différentes acquisitions et non plus les variations en distance. Il est alors nécessaire de compenser les variations en distances provoquée par le mouvement du radar. La configuration retenue est le mode spotlight qui sera utilisé pour le cas d'une configuration bistatique. Elle est présentée figure 3.14 pour laquelle, à $t = 0$, la position du radar est donnée par : $\vec{R}_{r,0} = (0; y_r; H)$ et celle de la cible (supposée fixe dans le plan XY) par : $\vec{R}_c = (x_c; y_c; 0)$. Le radar se déplace suivant le vecteur vitesse : $\vec{V}_r = (0; v_{ry}; 0)$. Ainsi à la n^{ieme} acquisition, la position du radar est fonction du temps entre deux acquisitions T_a et est donnée par :

$$\vec{R}_{r,n} = \vec{R}_{r,0} + nT_a\vec{V}_r, \tag{3.21}$$

la distance radar-cible est défini par :

$$D_{rc,n} = \|\vec{R}_c - \vec{R}_{r,n}\|, \tag{3.22}$$

et la variation de distance entre le radar et la cible par rapport à l'instant initial est :

$$\delta D_{rc,n} = D_{rc,0} - D_{rc,n}. \tag{3.23}$$

Afin de compenser ces variations en distance, un traitement préliminaire est appliqué aux données. Il consiste à multiplier chacune des acquisitions par $H(n)$ avec :

$$H(n) = e^{-j\delta D_{rc,n} nT_a}. \tag{3.24}$$

Ainsi, la distance radar-cible reste constante pour l'ensemble des acquisitions. Il est alors possible d'appliquer le principe de la méthode de compression en azimut.

Le signal obtenu après l'analyse radiale est de la forme :

$$s_c(t_a, n) \sim e^{2\pi j f_0 (t_a + nT_a - t_{AR}(n))} \mathrm{sinc}\left(\pi \Delta f (t_a - t_{AR}(n))\right), \tag{3.25}$$

où t_a correspond à l'évolution du temps pendant une acquisition. Or, d'après les hypothèses d'acquisition, il est possible d'estimer le temps aller-retour entre le radar et la cible par :

$$t_{AR}(n) = \frac{2D_{rc,n}}{c} = \frac{2\sqrt{D_{rc\|}^2 + D_{rc\perp,n}^2}}{c}, \tag{3.26}$$

où $D_{rc\|}$ représente la distance entre la cible et l'axe de déplacement du radar qui s'exprime par : $D_{rc\|} = \sqrt{x_c^2 + H^2}$, et $D_{rc\|,n}$ la distance suivant l'axe de déplacement qui est donnée par $D_{rc\perp,n} = y_c - y_r - nT_a v_{ry}$.

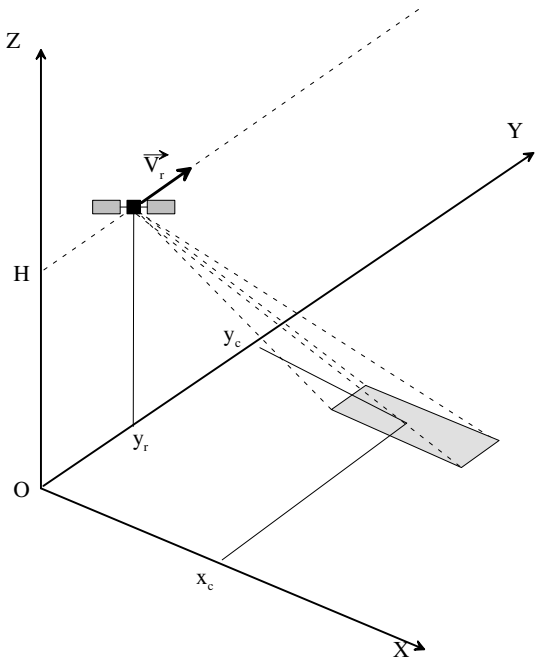


FIG. 3.14 – Configuration d'acquisition.

En admettant que la distance parcourue $D_{rc\perp,n}$ est très inférieure à $D_{rc\|}$ alors le temps aller-retour peut s'écrire par l'approximation :

$$t_{AR}(n) \simeq 2\left(\frac{D_{rc\|}}{c} + \frac{D^2_{rc\perp,n}}{2cD_{rc\|}}\right). \tag{3.27}$$

Les variations de $t_{AR}(n)$ vont donc affecter le signal détecté et plus particulièrement le terme de phase. Les variations amenées par le sinus cardinal peuvent donc être négligées. Le terme prépondérant est alors :

$$\tilde{s_c}(t_a, n) = e^{2j\pi f_0(t_a + nT_a - t_{AR}(n))}, \tag{3.28}$$

qui, en considérant (3.27), peut s'exprimer sous la forme :

$$\tilde{s}_c(t_a, n) = e^{2j\pi f_0\left(t_a + nT_a - 2\left(\frac{D_{rc\|}}{c} + \frac{D^2_{rc\perp,n}}{2cD_{rc\|}}\right)\right)}, \tag{3.29}$$

soit :

$$\tilde{s}_c(t_a, n) \simeq e^{2j\pi f_0\left(t_a - \frac{4D_{rc\|}}{c} + \frac{(y_c - y_r)^2}{cD_{rc\|}}\right)} e^{2j\pi f_0\left(nT_a - \frac{(nT_a v_{ry})^2}{cD_{rc\|}}\right)}. \tag{3.30}$$

Dans cette expression, on constate que la deuxième exponentielle peut être considérée comme un signal modulé linéairement. L'analyse de ce signal peut donc se faire comme pour le traitement radial par une compression d'impulsion à l'aide d'un filtre adapté dont les bornes correspondent à l'intervalle d'illumination soit [0..N] :

$$I(t_a, n) = \int_0^N s_t^*(n' - n)\tilde{s}_c(t_a, n')dn', \tag{3.31}$$

où le signal de référence est donné par :

$$s_t(n) = e^{2\pi j f_0 \left(nT_a - \frac{(nT_a v_{ry})^2}{cD_{rc\|}} \right)}. \tag{3.32}$$

Après développement des expressions de s_t et $\tilde{s}_c$ et simplification, le signal compressé est donné par :

$$\begin{aligned} I(t_a, n) =& e^{2j\pi f_0 \left(t_a - \frac{4D_{rc\|}}{c} + \frac{(y_c - y_r)^2}{cD_{rc\|}} \right)} e^{2\pi j f_0 \left(nT_a + \frac{(nT_a v_{ry})^2}{cD_{rc\|}} \right)} \\ & \int_0^N e^{2\pi j f_0 \left(\frac{2n' n (T_a v_{ry})^2}{cD_{rc\|}} \right)} dn' \end{aligned} . \tag{3.33}$$

La résolution de l'intégrale donne :

$$\begin{aligned} I(t_a, n) =& e^{2\pi j f_0 \left(t_a + nT_a - \frac{4D_{rc\|}}{c} + \frac{(y_c - y_r)^2 + (nT_a v_{ry})^2}{cD_{rc\|}} \right)} \\ & \frac{e^{2\pi j f_0 \left(\frac{Nn(T_a v_{ry})^2}{cD_{rc\|}} \right)} - 1}{2\pi j f_0 \left(\frac{n(T_a v_{ry})^2}{cD_{rc\|}} \right)} \end{aligned} , \tag{3.34}$$

soit :

$$\begin{aligned} I(t_a, n) =& e^{2\pi j f_0 \left(t_a + nT_a - \frac{4D_{rc\|}}{c} + \frac{(y_c - y_r)^2 + (nT_a v_{ry})^2}{cD_{rc\|}} \right)} e^{2\pi j f_0 \left(\frac{Nn(T_a v_{ry})^2}{2cD_{rc\|}} \right)} \\ & \frac{e^{2\pi j f_0 \left(\frac{Nn(T_a v_{ry})^2}{2cD_{rc\|}} \right)} - e^{2\pi j f_0 \left(\frac{-Nn(T_a v_{ry})^2}{2cD_{rc\|}} \right)}}{2\pi j f_0 \left(\frac{4n(T_a v_{ry})^2}{cD_{rc\|}} \right)} \end{aligned} . \tag{3.35}$$

Dans le cadre de l'étude de la résolution azimutale, les caractéristiques apportées par le signal compressé sont contenues dans le terme de (3.35) donné par :

$$\overline{I}(t_a, n) \sim \text{sinc} \left(\pi f_0 \left(\frac{Nn(T_a v_{ry})^2}{cD_{rc\|}} \right) \right). \tag{3.36}$$

La résolution est alors fonction des variations de n et est donnée par $\Delta R_{azi} = \delta n T_a v_{ry}$ soit [Mai01][Sou99] :

$$\Delta R_{azi} = \frac{\lambda D_{rc\|}}{2NT_a v_{ry}}, \tag{3.37}$$

où $\lambda = \frac{c}{f_0}$ est la longueur d'onde et $NT_a v_{ry}$ représente la longueur totale de l'antenne synthétique.

3.2.5.2 Algorithmes associés à la compression en azimut

Il existe différents algorithmes utilisant la méthode de compression en azimut afin d'améliorer la résolution azimutale. Les plus couramment utilisés actuellement sont : le Range Doppler Algorithm (RDA), le Chirp Scalling Algorithm (CSA) et l'algorithme des $\omega - k$.

En ce qui concerne l'algorithme RDA, il reprend exactement le principe évoqué dans la section 3.2.5.1. Les traitements en distance et en azimut sont effectués de manière indépendante. Pour cet algorithme, les phases de compensation en distance et d'analyse transverse nécessitent l'utilisation d'un certain nombre de paramètres relatifs à la configuration d'acquisition (positions du radar et de la cible, vitesses...). Les paramètres utilisés sont obtenus soit à partir de considérations géométriques, soit à partir d'estimations sur les données brutes.

L'algorithme CSA, quant à lui, exploite une propriété des signaux modulés linéairement en fréquence pour égaliser les migrations d'une fauchée complète à celle d'une case distance choisie comme référence [KRB+94][DCI96][MMS96]. Le CSA est donc spécifique aux signaux de type Chirp. Contrairement à l'algorithme RDA dans lequel l'ordre des traitements (radial et azimut) importe peu, dans le cas du CSA, il est nécessaire d'effectuer le traitement transverse dans un premier temps. En effet, l'algorithme CSA exploite la structure du chirp distance pour mettre en place le traitement en azimuth. Or, après le traitement en distance, la structure chirp n'existe plus. Il est à noter que ces deux algorithmes (RDA et CSA) ne diffèrent que dans la manière dont ils sont implantés mais réalisent la même fonction de filtrage. De plus, lors de comparaisons sur les images obtenues à partir de données réelles, les deux algorithmes donnent des résultats similaires [HGP96]. L'algorithme CSA ne présente des avantages que dans certains cas extrêmes [HGP96].

Pour les deux algorithmes RDA et CSA, le traitement en azimut est indépendant du traitement en distance. Ce n'est plus le cas lorsque l'on s'intéresse à l'algorithme des $\omega - k$. Cette nouvelle méthode permettant le traitement des données obtenues par l'ouverture synthétique a été développée récemment par un groupe de géophysiciens. Ceux-ci se sont basés sur un algorithme issu de la communauté sismique et présenté pour la première fois par Stolt en 1978 [Sto78]. L'algorithme $\omega - k$ effectue cette fois le traitement de manière bidimentionnelle dans le domaine fréquentiel [Mil93][CPR91].

L'algorithme $\omega - k$ permet d'obtenir dans la majorité des cas des résultats comparables aux algorithmes RDA et CSA. Il est particulièrement intéressant pour de grandes ouvertures et pour des prises de vue avec un angle d'incidence faible et une vitesse d'évolution constante [CM00][CNW03].

Dans le cadre des nouvelles applications SAR plus basses fréquences (VHF/UHF), le comportement des différents algorithmes peut être révélateur de leur robustesse. Des études montrent alors que dans le cas d'applications plus basses fréquences (bande P) les algorithmes RDA et CSA se montrent plus robustes que l'algorithme $\omega - k$ [PRA+03].

Notre étude cherche à développer et à caractériser l'imagerie radar en configuration bistatique. Lors du développement de l'algorithme de reconstruction d'image en configuration bistatique nous nous inspirerons de l'algorithme de base : le RDA. En effet, les travaux effectués ne visent pas pour le moment à définir l'algorithme le plus performant mais à caractériser les images obtenues en configuration bistatique, l'utilisation d'un algorithme simple et performant est donc justifié.

3.2.6 Reconstruction d'images en mode ISAR

Le principe de l'imagerie ISAR est très proche de l'imagerie SAR. La différence vient du fait que cette fois, on utilise le déplacement de la cible pour réaliser l'ouverture synthétique de l'antenne. En supposant qu'une cible soit constituée de plusieurs points brillants indépendants, l'obtention d'une image ISAR peut se décomposer en deux parties : tout d'abord, une analyse en distance qui permet d'obtenir le profil distance de la cible, puis une analyse en azimut qui correspond à un traitement Doppler des différents profils distances obtenus [Bla01]. Nous nous intéressons particulièrement à ce mode d'acquisition car il sera utilisé lors de la reconstruction d'images à partir des données expérimentales acquises dans la chambre anéchoïde de l'ENSIETA.

3.2.6.1 Analyse en distance

Les informations suivant l'axe radar-cible sont obtenues à partir du signal rétrodiffusé par la cible. Elles sont retranscrites dans une succession de profils distances. De façon analogue à l'analyse radiale en configuration SAR, il est possible d'améliorer la résolution en distance sans pour autant diminuer le temps d'émission du signal. Pour cela, il est nécessaire d'utiliser un signal large bande auquel on applique le principe de la compression d'impulsion. Dans ce cas, la résolution du profil distance s'exprime de la manière suivante :

$$\Delta R_{rad} = \frac{c}{2\Delta f}, \tag{3.38}$$

où Δf est la largeur de bande du signal.

3.2.6.2 Analyse en azimut

Le deuxième traitement effectué pour obtenir l'image ISAR est une analyse en azimut qui fournit la réponse transverse. Elle est obtenue par analyse spectrale des profils distances et permet de positionner les points brillants suivant un axe transverse. Cette analyse spectrale s'effectuera généralement à l'aide d'une transformée de Fourier pour chacune des distances de l'ensemble des profils distances. Cependant, lors de cette analyse, des décalages en fréquence produits par l'effet Doppler apparaissent. Ces décalages proviennent des mouvements de la cible et peuvent être décomposés en deux parties : les décalages liés aux mouvements de translation de la cible et ceux liés aux mouvements de rotation. Les décalages Doppler dûs à la translation de la cible peuvent être retrouvés puis compensés par une analyse trajectographique. Mais en ce qui concerne la rotation, il s'avère que les fréquences de décalage sont fonction du temps, même si la vitesse angulaire de rotation est constante. Cette constatation est relativement importante car lors du traitement des données, pour obtenir une image, ces décalages en fréquence ne peuvent être compensés et des zones de flous vont donc apparaître autour des points brillants. Afin de limiter ce phénomène de nombreuses études ont été réalisées et sont synthétisé dans [STF01].

Dans le cadre de notre étude, la reconstruction en mode ISAR sera utilisée sur des données expérimentales obtenue en chambre anéchoïde. Les conditions d'acquisition seront donc optimales et nous pourrons nous limiter à un traitement de base.

3.3 Problèmes inhérents à l'imagerie radar

Les radars permettent d'obtenir des images de bonne qualité grâce au principe d'ouverture synthétique. Mais ce principe d'imagerie repose sur des capteurs actifs qui font apparaître des particularités qui n'existent pas lors d'acquisitions obtenues à l'aide de capteurs optiques classiques. Les images radars seront caractérisées par un bruit appelé speckle provenant du mode d'acquisition, des distorsions dues à la géométrie d'acquisition et des zones floues liées aux mouvements des cibles. Après avoir présenté ces caractéristiques, nous présenterons l'influence du type de radar utilisé sur celle-ci.

3.3.1 Speckle

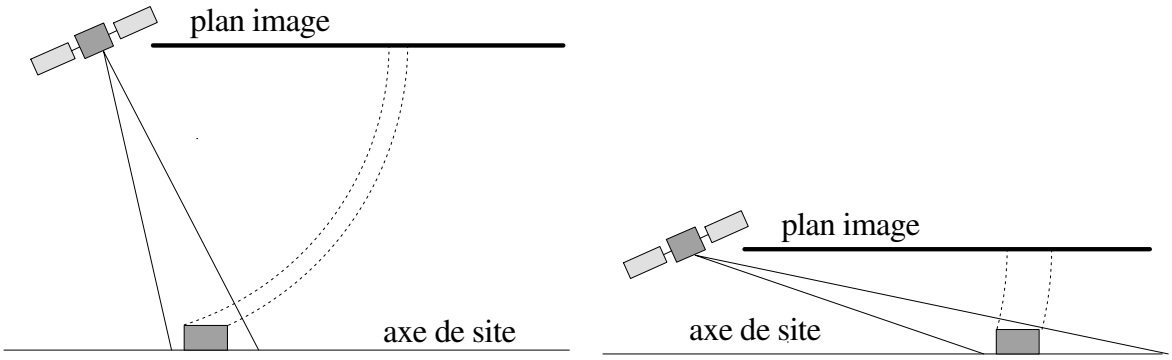
Nous avons vu dans la section 2.5 que le speckle est un bruit multiplicatif dû aux superpositions constructives ou destructive des réflexions élémentaires. Il confère à l'image un aspect granulaire commun aux systèmes d'imagerie utilisant une source d'éclairement cohérente (laser, radar...)[Her00].

Il existe de nombreux types de filtres permettant de traiter les images SAR. Chaque filtre possède ses propres particularités : certains permettront de lisser l'image, d'autre permettront de diminuer le niveau du bruit ou encore d'améliorer l'interprétation visuelle des images. L'utilisation des différents filtres dépend donc de l'application envisagée. Les principaux filtres utilisés en imagerie SAR sont : le filtre de Lee [Lee80], le filtre de Kuan [KSSC85] et le filtre de Frost [FSSH82].

Chacun de ces filtres a une approche unique sur la réduction du speckle et effectue le traitement dans une fenêtre d'observation. Les filtres sont basés sur un rapport statistique entre le pixel central de la fenêtre et les pixels compris dans la fenêtre. Le choix du type de filtre à utiliser dépendra alors de la variance locale de chacune des fenêtres. Quelque soit la complexité de l'algorithme de filtrage, plus la taille de la fenêtre sera grande, plus les temps de calcul seront importants. En contrepartie, une fenêtre trop petite ne permettra pas un bon filtrage du speckle. Afin d'obtenir un résultat optimal une solution consiste à utiliser des fenêtres de taille variable [WM92][PSP99]. Ainsi, la taille de la fenêtre d'observation varie en fonction du contenu de l'image et le filtrage appliqué conviendra parfaitement à la fenêtre considérée.

3.3.2 Phénomènes de distorsions

Un autre phénomène remarquable en imagerie radar concerne les distorsions. Elles correspondent aux aberrations géométriques que l'on peut observer sur une image radar et sont principalement dûes au système de visée latérale [Noc96]. Les distorsions les plus fréquemment rencontrées peuvent être classées en deux catégories : *les distorsions de l'échelle oblique* juste liées à la géométrie d'acquisition et *les distorsions liées à la géométrie d'acquisition* ainsi qu'aux caractéristiques géométriques de la zone observée [Mai01][OQ98]. *Les distorsions de l'échelle oblique* proviennent du fait que le radar mesure les distances selon un certain angle d'incidence qui varie en fonction de la portée. Ce phénomène se retrouve sur les schémas figure 3.15 où les deux cibles ont les mêmes dimensions mais leurs projections sur le plan image ne sont



(a) Angle d'incidence faible (b) Angle d'incidence important

FIG. 3.15 – Les distorsions d'échelle oblique.

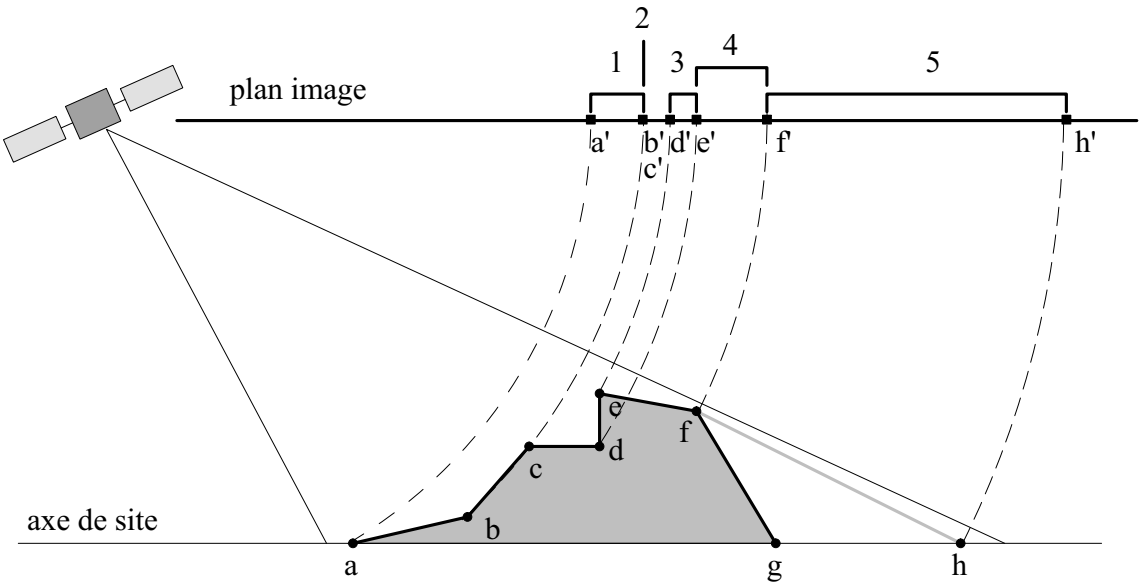


FIG. 3.16 – Déformations dûes à la projection : *1 zone de compression, 2 zone de recouvrement, 3 zone d'inversion, 4 zone de dilatation, 5 zone d'ombre.*

pas identiques. Il est facile d'atténuer cette distorsion si l'on connaît la géométrie d'acquisition à l'aide d'un traitement géométrique.

En ce qui concerne les distorsions liées à la géométrie de la zone observée, elles vont dépendre de la pente du terrain et sont schématisées dans la figure 3.16.

Il est possible de classer ces distorsions en deux groupes :

- *les zones de compression* (zone 1), *de recouvrement* (zone 2) et *d'inversion* (zone 3) : ces phénomènes se produisent lorsqu'une pente se trouve face à la visée du radar. Si la pente n'est pas trop prononcée alors un phénomène de compression apparaît, les distances sur le plan image sont plus petites que la réalité. Si la pente augmente et devient perpendiculaire au vecteur visé alors toute l'énergie rétrodiffusée par la pente est concentrée en un seul point. C'est la zone de recouvrement. Enfin, si la pente augmente encore alors les projections sur le plan image sont inversées par rapport à la réalité, on est dans la zone d'inversion.
- *les zones de dilatation* (zone 4) et *d'ombre* (zone 5) : elles apparaissent lors

de l'observation de pentes opposées à la visée du radar. La zone de dilatation intervient pour une pente relativement faible, on constate que les distances sur le plan image sont alors plus importantes que dans la réalité. Si la pente devient plus importante, alors une partie de la scène observée est cachée, c'est la zone d'ombre.

Aux vues des caractéristiques des distorsions qui peuvent apparaître, il semble préférable de travailler avec un angle de visée faible même si cela dégradent la résolution. En effet, dans cette configuration, les distorsions de l'échelle oblique vont être accentuées mais nous avons vu que celles-ci peuvent être atténuées tandis que les autres distorsions, plus complexes d'interprétation, seront amoindries.

3.3.3 Mouvement des cibles

Un autre problème rencontré lors de la reconstruction des images provient des mouvements de la cible qui gênèrent du flou sur l'image [WCJF90]. Deux principes sont alors envisageables afin de limiter l'effet de flou. Le premier consiste à réaliser un traitement transverse fractionné afin de diminuer les effets des mouvements de la cible [SLGS02].

Le deuxième principe réside sur une étude précise de la configuration monostatique et la connaissance exacte des positions et des vitesses des différents éléments qui permet de compenser en partie le décalage provoqué par ces mouvements et donc de réduire les zones floues sur l'image.

On peut considérer que les mouvements peuvent être décomposés en deux classes : les mouvements de translation et les mouvements de rotation.

3.3.3.1 Mouvements de translation

L'étude des mouvements de translation du radar et de la cible permet de retrouver les vitesses radiales de ceux-ci [OQ98]. Si l'on connaît les vitesses du radar et de la cible alors il est possible de retrouver les décalages provoqués par celles-ci et de les éliminer. De même, si on ne connaît que la vitesse du radar, il est également possible de supprimer les décalages provoqués par les mouvements de la cible par une étude trajectographique.

3.3.3.2 Mouvements de rotation

Si on suppose connus certains paramètres de la configuration d'acquisition (positions et vitesses du radar) alors les décalages provoqués par les mouvements de translation peuvent être compensés [OQ98]. Par contre, comme nous l'avons remarqué pour l'imagerie ISAR, les décalages provenant des mouvements de rotation vont dépendre du temps, même si les vitesses de rotation restent constantes : ils ne pourront donc pas être compensés. La solution la plus utilisée en imagerie est de faire appel au temps-fréquence afin de limiter les effets de flou.

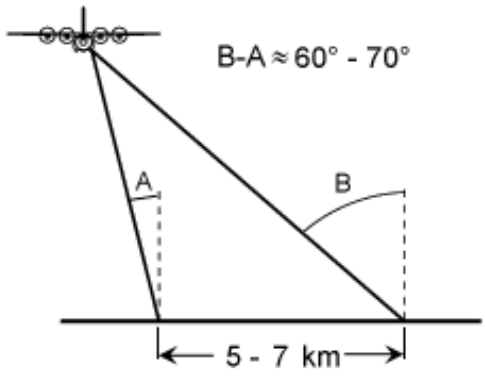


FIG. 3.17 – Exemple de plate-forme aéroportée.

3.3.4 Influence du type de radar

Les capteurs radars utilisés pour faire de l'imagerie peuvent être installés sur une plate-forme aéroportée ou sur un satellite. Selon l'utilisation finale de l'imagerie, l'un ou l'autre des deux types de plate-forme présentera des avantages [CM91][HL95]. La résolution spatiale en imagerie SAR est indépendante de l'altitude, il sera donc possible d'obtenir de bonne résolution quelque soit la plate forme utilisée.

Bien que la résolution spatiale soit indépendante de l'altitude, la géométrie de visée et la fauchée peuvent être grandement affectées par une variation en altitude. Aux altitudes opérationnelles des avions, un radar aéroporté doit couvrir une grande étendue d'angle d'incidence (jusqu'à 60 ou 70 degrés) pour couvrir un couloir de 5 à 7 km (figure 3.17). Or, nous avons vu précédemment que l'angle d'incidence a un effet important sur la représentation de structures sur une image (zones de compression, de recouvrement, d'inversion, de dilatation ou d'ombre).

Les radars spatiaux, quant à eux, sont capables de contourner certains de ces problèmes de géométrie visuelle étant donné qu'ils opèrent à des altitudes 100 fois plus hautes que les radars aéroportés. Les radars spatiaux, se trouvant à des altitudes de plusieurs centaines de kilomètres, peuvent acquérir des images sur des fauchées comparables à celles des radars aéroportés avec une gamme d'angle d'incidence comprise entre 5 et 15 degrés (figure 3.18). Ainsi, nous obtenons une illumination plus uniforme et les variations indésirables dûes à la géométrie de visée sont réduites.

Les radars aéroportés sont, pour leur part, relativement flexibles quant à la capacité d'acquérir des données à partir de différents angles et directions de visée. Ainsi, en optimisant la géométrie d'acquisition pour un terrain particulier ou en réalisant des acquisitions sous différentes directions, il est possible de réduire les effets dûs à la grande étendue d'angle d'incidence.

Un radar spatioporté n'a pas cette flexibilité puisque sa géométrie de visée et son horaire d'acquisition sont déterminés par son orbite. Cependant, les radars spatioportés ont l'avantage de pouvoir acquérir plus facilement des images de grandes régions par rapport aux radars aéroportés, tout en conservant une géométrie de visée constante. La fréquence de couverture dans ce cas n'est pas aussi grande que pour une plate-forme aérienne en effet la fréquence de visite est alors de l'ordre du mois.

Par contre, les radars aéroportés sont soumis aux variations de vitesse et aux autres mouvements de l'avion, ainsi qu'aux conditions météorologiques. Afin d'éviter

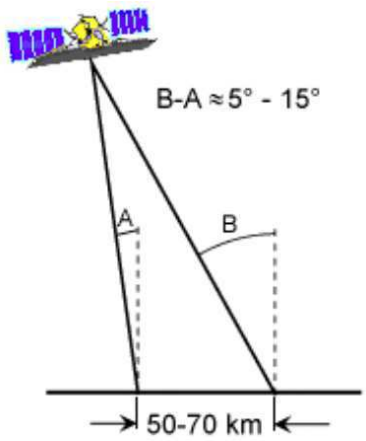


FIG. 3.18 – Exemple de plate-forme spatioportée.

des erreurs d'artefact ou de positionnement dûes aux variations aléatoires du mouvement de l'avion, le système radar doit utiliser un système de navigation et de télémétrie sophistiqué (centrales inertielles embarquées) et un traitement de l'image avancé. Il est ainsi possible de corriger la plupart des variations de mouvement, mis à part les plus importantes telles que les fortes turbulences.

Les radars spatioportés ne sont pas affectés par ce type de mouvement car leur orbite est généralement très stable et leur position peut être calculée très précisément.

3.3.5 Conclusion

Dans cette section, les caractéristiques propre à l'imagerie radar ont été présentées. L'étude de ces caractéristiques permet une meilleure compréhension des images SAR. Par la suite, les éléments donnés dans cette section faciliteront donc l'interprétation des images obtenues en configuration bistatique.

3.4 Limites de l'imagerie SAR monostatique

L'imagerie radar présente de nombreux intérêts et trouve donc son utilité dans différents secteurs (militaire, océanographie, agriculture..). Mais, la multiplication des applications et la recherche d'informations de plus en plus pertinentes mettent en évidence les limites de l'imagerie SAR monostatique. En effet, outre les problèmes liés au mode d'acquisition évoqués dans la partie précédente, nous constatons que la configuration monostatique implique des manques ou des pertes d'informations concernant les cibles observées.

3.4.1 Problème de résolution

Tout d'abord en ce qui concerne la résolution, pour améliorer la résolution radiale, il est nécessaire d'augmenter la largeur de bande ce qui est réalisable à l'aide de différentes techniques. Par contre, afin d'améliorer la résolution en azimut, il faut augmenter la taille de l'antenne synthétique. Or, il n'est pas toujours possible

de réaliser une antenne de la taille souhaitée, la résolution alors obtenue n'est pas optimale.

Les principales raisons qui empêchent l'amélioration de la résolution en azimut peuvent être regroupées en deux classes. Premièrement, des contraintes d'ordre géométrique. En effet, il faut pouvoir observer la cible correctement tout au long de l'observation en tenant compte du déplacement du radar (et par conséquent de l'angle de visée) et d'éventuels obstacles qui peuvent apparaître. Deuxièmement, dans le contexte d'une guerre électronique, l'utilisation d'une antenne synthétique de grande taille implique un temps d'observation relativement long et de ce fait, le radar peut facilement être détecté et les signaux interceptés.

3.4.2 Effets de masquage

Une autre limite de l'imagerie SAR provenant de la configuration d'acquisition concerne les masquages. En effet, sous certaines conditions de prises de vue, des cibles peuvent être masquées par d'autres ou n'importe quel obstacle se trouvant sur le parcours de l'onde électromagnétique. Dans ce cas, elles n'apparaîtront pas sur l'image reconstruite ou leurs échos seront atténuées dans le cas d'un masquage partiel. Les informations sur la scène observée risquent donc d'être faussées.

3.4.3 Caractérisation de cible incomplète

En ce qui concerne les cibles furtives, celle-ci sont conçues pour minimiser la rétrodiffusion des ondes électromagnétiques ainsi elles restent invisibles aux yeux des radars imageurs.

De plus, dans le cadre d'une liaison monostatique, la SER des cibles n'est déterminée que pour l'onde rétro-diffusée. Or, l'information contenue dans les ondes diffusées dans les autres directions peut parfois contenir des informations plus pertinentes et ainsi faciliter l'identification de cibles ou la caractérisation d'une surface.

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les principes de base et les caractéristiques de l'imagerie radar monostatique. Cette présentation nous a permis de faire un certains nombre de choix pour la suite de notre étude sur l'imagerie en configuration bistatique. Concernant le mode d'acquisition, nous avons vu que le mode télescope utilisé en configuration monostatique est le mieux adapté pour une utilisation en configuration bistatique. Les deux familles de reconstruction (la sommation cohérente et la compression en azimut) ont été présentées. Il en résulte que l'algorithme RDA utilisant la compression en azimut semble, dans le cadre de notre étude, le meilleur choix pour une généralisation à la configuration bistatique. Enfin, nous avons donné les principales caractéristiques de l'imagerie monostatique ainsi que certaines de ses limites. Cette dernière étape nous servira de point de repère pour une comparaison entre l'imagerie monostatique et l'imagerie bistatique, nous verrons ainsi quels sont les points que l'imagerie bistatique peut améliorer ou inversement les points sur lesquels elle n'a pas d'influence.

Chapitre 4

Imagerie SAR bistatique

Les informations obtenues à partir des radars monostatiques sur les cibles ou les scènes observées sont riches en informations. Mais l'augmentation des cibles furtives et la nécessité d'obtenir des informations complémentaire conduisent à la recherche de nouveaux systèmes et de nouvelles technologies d'acquisition. La configuration bistatique est une solution qui peut répondre à cette demande d'informations supplémentaires. Mais cette configuration présente de nombreuses difficultés technologiques et d'interprétations. Pourtant, malgré leur complexité, les applications faisant appel aux radars bistatiques voire multistatiques commencent à se multiplier.

Dans ce chapitre, nous présenterons tout d'abord la configuration bistatique de manière générale et nous donnerons une liste de ses potentialités. Puis, nous étudierons plus précisément la liaison radar en configuration bistatique. Nous évoquerons notamment les problèmes de géométrie et de propagation ainsi que les caractéristiques des signaux reçus en configuration bistatique. Nous donnerons ensuite l'algorithme de reconstruction d'images bistatiques que nous avons développé. Enfin, nous présenterons les principales caractéristiques d'une image bistatique.

4.1 Radar bistatique

4.1.1 Principe

La particularité d'une liaison bistatique réside dans le fait que l'émetteur et le récepteur sont séparés. La majorité des applications radars actuelles se font en configuration monostatique, c'est-à-dire que l'émetteur et le récepteur sont co-localisés. Le principe du radar bistatique n'est pas nouveau, il a été étudié avant même le développement des radars monostatiques. Mais la configuration bistatique a rapidement été délaissée au profit des radars monostatiques une fois que leur principe fut démontré. Les deux principales raisons de cet abandon sont : le désir des utilisateurs d'avoir un radar opérationnel depuis un seul site et la simplicité de la configuration monostatique par rapport à la configuration bistatique. Depuis peu, la configuration bistatique est de nouveau d'actualité. La recherche militaire fut la première à s'intéresser à cette configuration pour des applications telles que la localisation précise de cibles ou la discrétion du récepteur. Plus récemment des études commencent à intégrer des configurations bi ou multistatiques au principe de l'imagerie radar [KFM04][MK03].

4.1.2 Intérêts et applications

Certaines études cherchent à retrouver la position de points brillants à partir d'une configuration bistatique afin de mettre en valeur les potentialités de celle-ci [BK03][BKS05]. Or l'intérêt de la configuration bistatique réside essentiellement dans les informations contenues dans les ondes électromagnétiques diffusées par une cible. Le véritable enjeux de la configuration bistatique est donc de combiner l'imagerie à la caractérisation des cibles. Comme nous allons le voir au travers des applications données ci-dessous, la configuration bistatique peut être utile dans de nombreux domaines.

La configuration monostatique nous permet d'obtenir des informations sur la SER d'une cible. Or, ces informations ne sont pas complètes. En effet, nous retrouvons les caractéristiques de l'onde rétro-diffusée, mais en ce qui concerne l'évolution de l'onde électromagnétique dans les autres directions de l'espace, la configuration monostatique ne permet pas de la mesurer. Par contre, en utilisant une configuration multistatique, à partir d'une simple onde émise, il sera possible de retrouver des informations sur la cible sous différents angles de vue. Ainsi, les informations sur la scène observée seront plus complètes et permettront une meilleure identification [MRA01]. Les mesures réalisées en configuration bistatique permettent de discriminer plus facilement les surfaces étudiées et sont particulièrement utiles lorsque la SER de la scène observée est trop faible en configuration monostatique du fait d'une diffusion dans une autre direction que la rétro-diffusion [BW94]. Un exemple d'utilisation consiste à utiliser la diminution de l'effet de rétro-diffusion lors de l'utilisation d'une configuration bistatique pour discriminer des zones rurales des zones urbaines à partir de l'évaluation de la bio-masse [FGS02]. Il est ainsi possible d'étudier l'évolution des zones urbaines, des forêts et des zones rurales et de déterminer les changements climatiques de la terre. Il est également possible de déterminer l'humidité du sol à partir des signaux GPS utilisés en mode bistatique [ZMG+03]. Ces mesures permettront de déterminer l'espérance de rendement des récoltes, les risques d'inondation, la qualité de l'air ou encore les prévisions météorologiques locales.

Par ailleurs, la configuration bistatique présente l'intérêt d'assurer la discrétion du récepteur. De plus, si l'on utilise des sources d'opportunités (signaux GPS ou télévisuels), l'observation de la scène se fera sans que la liaison soit détectable. Dans le cas où une liaison directe entre l'émetteur et le récepteur n'existe pas, une difficulté sera alors de synchroniser les porteurs afin de générer, au niveau du récepteur, une réplique du signal émis permettant le traitement adapté.

L'acquisition de données en mode multistatique va permettre d'améliorer le positionement de cible et la résolution de celles-ci par une fusion des données obtenues lors des différentes prises de vue [EKKK04].

Une meilleure estimation des paramètres géophysiques de la surface de la terre est envisageable grâce à l'utilisation de la configuration bistatique. En effet, l'interférométrie monostatique consiste à réaliser des acquisitions avec des antennes d'émissions et de réception légèrement séparées afin d'obtenir entre autres des paramètres pertinents concernant la géométrie de la surface terrestre. L'adaptation de ce principe à la configuration bistatique va permettre de réaliser des acquisitions simultanées avec des baselines différentes[KWF+02][XBS03][CZP03a]. Ainsi, il devrait être possible d'obtenir des informations complémentaires sur les paramètres

relevés tels que la hauteur ou la densité de la végétation.

En ce qui concerne les surfaces rugueuses (eau, forêt, culture, nappe de pétrole...) présentes dans la scène observée, la configuration bistatique va également permettre l'obtention d'informations complémentaires à celles obtenues par la configuration monostatique [MKC02][NU03].

De même, il est possible de déterminer la vitesse exacte d'une cible à partir de deux acquisitions simultanées réalisées sous des angles différents. En configuration monostatique, il n'est possible d'obtenir que la vitesse relative d'une cible par rapport au radar. La configuration bistatique permet, lors d'acquisitions multiples, d'améliorer la qualité des informations obtenues sur la cible.

La configuration bistatique semble également intéressante pour la reconstruction tridimensionnelle des scènes observées. En effet, afin de générer le profil 3D d'une scène, il est nécessaire d'observer celle-ci au moins sous deux angles différents. Les différentes acquisitions doivent être similaires pour permettre la corrélation, c'est-à-dire que la scène ne doit pas être modifiée au cours des acquisitions. Or, dans le cas d'une configuration multistatique, on peut envisager d'utiliser un émetteur et plusieurs récepteurs. Ainsi, nous obtiendrons différentes vues d'une même scène prises au même instant, la corrélation entre les images sera donc plus facile.

Dans le cas bistatique, les réflecteurs qui ont une rétro-diffusion importante vont apparaître avec une intensité plus faible qu'en configuration monostatique. Les signaux de faible intensité en monostatique vont donc apparaître plus importants lors d'une acquisition en configuration bistatique. Ainsi, plus de détails pourront être détectés et dans ce cas la classification à partir des données bistatique pourra être améliorée.

Certaines applications cherchent à exploiter les avantages que présente la multiplication des acquisitions : pour cela, elles utilisent les signaux émis par la constellation des satellites GPS afin de reconstruire des images SAR bistatiques de la terre [MHKL02]. Un autre principe peu coûteux à mettre en place, pour observer une scène sous différents angles, consiste à utiliser une constellation de récepteur et un émetteur géostationaire [End02]. L'observation d'une scène en mode multistatique présente deux principaux avantages : premièrement, cette configuration permet une plus grande flexibilité dans la géométrie d'acquisition et ainsi d'adapter plus rapidement les prises de vues en fonction des besoins. Deuxièmement, les observations successives de la même scène en SAR monostatique sont de l'ordre de la semaine voire du mois, cette fréquence est beaucoup trop faible si l'on souhaite s'intéresser au trafic, au suivi des catastrophes naturelles ou à la sécurité du territoire. L'utilisation d'une constellation de satellites permettra de pallier cette lacune. Le nombre de satellites présents dans la constellation dépendra de la fréquence de rafraîchissement souhaitée lors des observations.

De plus, l'étude de cette nouvelle configuration va nous permettre d'envisager de nouveaux algorithmes de traitement du signal notamment pour la reconstruction d'image comme nous allons le voir par la suite.

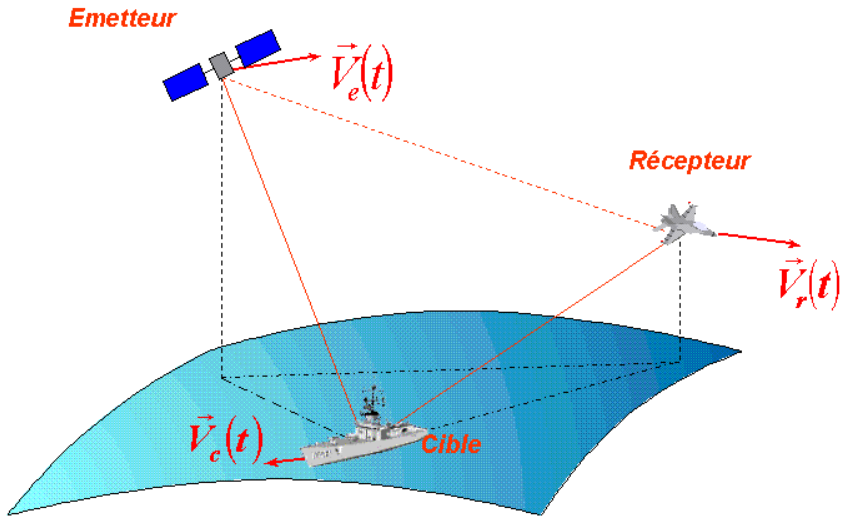


FIG. 4.1 – Radar en configuration bistatique.

4.2 Liaison radar bistatique

Dans le cas de radars en configuration bistatique, les positions et les vitesses de l'émetteur et du récepteur sont indépendantes comme le montre la figure 4.1 [Khe00]. Cette fois, l'étude de la propagation de l'onde est plus complexe que dans le cas monostatique. Pour suivre l'évolution de l'onde, il est nécessaire de définir plusieurs référentiels associés à l'onde.

4.2.1 Géométrie de la configuration bistatique

L'objectif de cette partie est d'établir les systèmes de coordonnées et la géométrie associée qui permettront de retrouver l'expression du signal reçu.

4.2.1.1 Systèmes de coordonnées et géométrie associée

Le référentiel global $R_T(O, \vec{X}_T, \vec{Y}_T, \vec{Z}_T)$ est choisi géocentrique. Son origine est donc le centre de la terre O, l'axe des $\vec{Z}_T$ est parallèle à l'axe des pôles et orienté en direction du pôle nord, les vecteurs $\vec{X}_T$ et $\vec{Y}_T$ sont dans le plan équatorial, de sorte que $\vec{X}_T$ soit dirigé vers le méridien de Greenwich et $\vec{Y}_T$ est choisi de façon à ce que la base $(\vec{X}_T, \vec{Y}_T, \vec{Z}_T)$ soit orthonormée directe, comme indiqué sur la figure 4.2.

Les positions instantanées de l'émetteur, du récepteur et de la cible sont définies par leurs altitude, latitude et longitude.

On définit le repère d'émission local $R_e(E, \vec{r}_e, \vec{\theta}_e, \vec{\varphi}_e)$ lié à l'émetteur E (voir figure 4.3(a)). Dans lequel, $\vec{r}_e$ est collinéaire à $\overrightarrow{OE}$, $\vec{\theta}_e$ est perpendiculaire à $\vec{r}_e$ et appartient au plan perpendiculaire au plan équatorial et contenant la droite (OE), enfin $\vec{\varphi}_e$ est définie afin de réaliser un trièdre orthonormé direct.

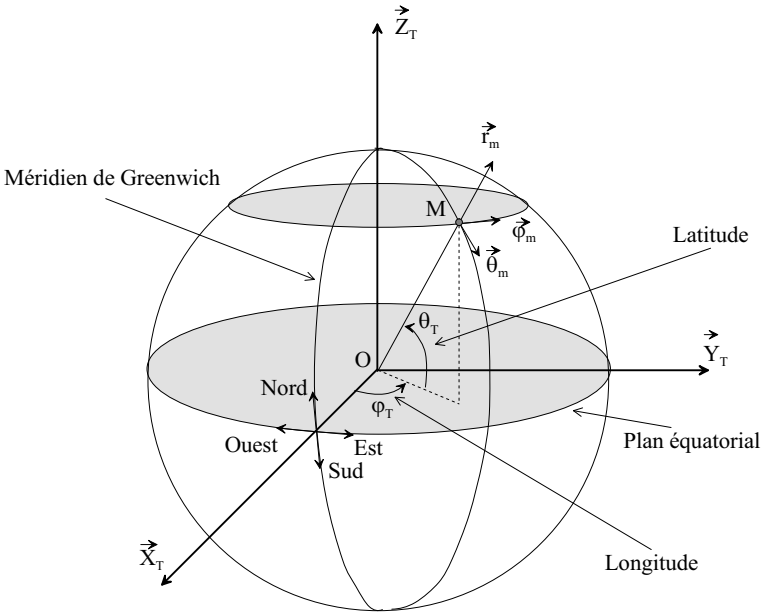
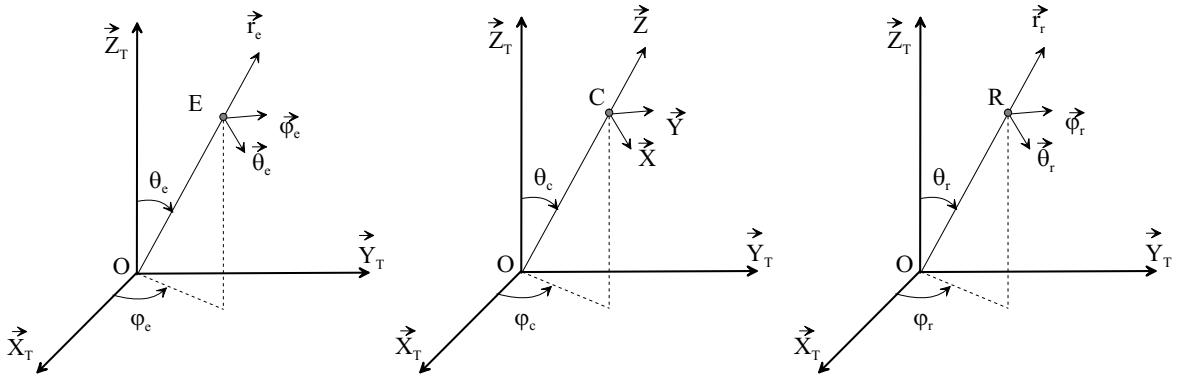


FIG. 4.2 – Repère global géocentrique.



(a) Emetteur (b) Cible (c) Récepteur

FIG. 4.3 – Repères locaux dans le repère géocentrique.

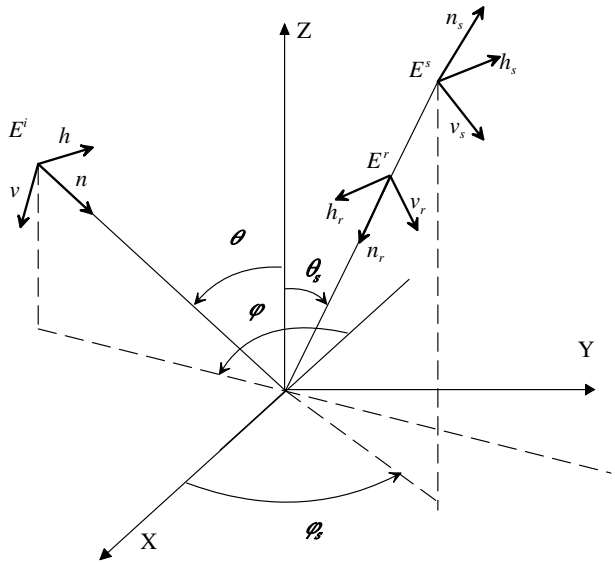


FIG. 4.4 – Repères liés à la géométrie de diffusion.

De la même manière, un repère local $R_r(R, \vec{r}_r, \vec{\theta}_r, \vec{\varphi}_r)$ lié au récepteur R (figure 4.3(c)) et un repère local $R_c(C, \vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z})$ lié à la cible C (figure 4.3(b)) sont définis dans le repère global.

Les antennes d'émission et de réception sont respectivement caractérisées par les repères $R_{e,vis}(E, \vec{r}_{e,vis}, \vec{\theta}_{e,vis}, \vec{\varphi}_{e,vis})$ et $R_{r,vis}(R, \vec{r}_{r,vis}, \vec{\theta}_{r,vis}, \vec{\varphi}_{r,vis})$ orientés en fonction de la direction de visée des antennes. Ce sont dans ces repères que seront exprimées les composantes des champs rayonnés par les antennes d'émission et de réception.

Lors d'une diffusion sur une cible, les polarisations de l'onde incidente et celle de l'onde diffusée sont caractérisées par la projection du champ électrique dans la base $(\vec{h}, \vec{v}, \vec{n})$ pour l'onde incidente et les bases $(\vec{h}_s, \vec{v}_s, \vec{n}_s)$ (convention FSA) ou $(\vec{h}_r, \vec{v}_r, \vec{n}_r)$ (convention BSA) pour l'onde diffusée, comme indiqué sur la figure 4.4.

4.2.1.2 Passage entre les différentes bases

Lorsqu'une onde électromagnétique est émise, les composantes du champ électrique rayonné vers la cible s'écrivent dans la base de polarisation $(\vec{h}, \vec{v}, \vec{n})$ liée à l'onde incidente en fonction des composantes du champ exprimées dans la base $R_{e,vis}(E, \vec{r}_{e,vis}, \vec{\theta}_{e,vis}, \vec{\varphi}_{e,vis})$ de la manière suivante :

$$\vec{E}_{(\vec{h},\vec{v},\vec{n})} = [M]\vec{E}_{R_{e,vis}(E,\vec{r}_{e,vis},\vec{\theta}_{e,vis},\vec{\varphi}_{e,vis})}, \tag{4.1}$$

où $[M]$ est une matrice carrée de dimension trois qui s'écrit sous forme de produit de matrices unitaires de changement de base :

$$[M] = [M_I][M_C][M_E]^T[M_{E,vis}]^T, \tag{4.2}$$

avec :

– $[M_I]$ la matrice de changement de base de $(\vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z})$ vers $(\vec{h}, \vec{v}, \vec{n})$ donnée par :

$$\begin{aligned}[M_I] &= \left[M_{(\vec{X},\vec{Y},\vec{Z})\to(\vec{h},\vec{v},\vec{n})}\right] \\ &= \begin{bmatrix} 0 & -\sin\varphi & \cos\varphi \\ -\cos\theta\cos\varphi & -\cos\theta\sin\varphi & -\sin\theta \\ \sin\theta\cos\varphi & \sin\theta\sin\varphi & -\cos\theta \end{bmatrix}.\end{aligned} \tag{4.3}$$

– $[M_C]$ la matrice de changement de base de $(\vec{X}_T, \vec{Y}_T, \vec{Z}_T)$ vers $(\vec{r}_c, \vec{\theta}_c, \vec{\varphi}_c)$ donnée par :

$$\begin{aligned}[M_C] &= \left[M_{(\vec{X}_T,\vec{Y}_T,\vec{Z}_T)\to(\vec{r}_c,\vec{\theta}_c,\vec{\varphi}_c)}\right] \\ &= \begin{bmatrix} \sin\theta_c\cos\varphi_c & \sin\theta_c\sin\varphi_c & \cos\theta_c \\ \cos\theta_c\cos\varphi_c & \cos\theta_c\sin\varphi_c & -\sin\theta_c \\ -\sin\varphi_c & \cos\varphi_c & 0 \end{bmatrix}.\end{aligned} \tag{4.4}$$

– $[M_E]^T$ la transposée de la matrice $[M_E]$ de changement de base de $(\vec{X}_T, \vec{Y}_T, \vec{Z}_T)$ vers $(\vec{r}_e, \vec{\theta}_e, \vec{\varphi}_e)$ donnée par :

$$\begin{aligned}[M_E] &= \left[M_{(\vec{X}_T,\vec{Y}_T,\vec{Z}_T)\to(\vec{r}_e,\vec{\theta}_e,\vec{\varphi}_e)}\right] \\ &= \begin{bmatrix} \sin\theta_e\cos\varphi_e & \sin\theta_e\sin\varphi_e & \cos\theta_e \\ \cos\theta_e\cos\varphi_e & \cos\theta_e\sin\varphi_e & -\sin\theta_e \\ -\sin\varphi_e & \cos\varphi_e & 0 \end{bmatrix}.\end{aligned} \tag{4.5}$$

– $[M_{E,vis}]^T$ la transposée de la matrice de changement $[M_{E,vis}]$ de base de $(\vec{r}_e, \vec{\theta}_e, \vec{\varphi}_e)$ vers $(\vec{r}_{e,vis}, \vec{\theta}_{e,vis}, \vec{\varphi}_{e,vis})$ donnée par :

$$\begin{aligned}[M_{E,vis}] &= \left[M_{(\vec{r}_e,\vec{\theta}_e,\vec{\varphi}_e)\to(\vec{r}_{e,vis},\vec{\theta}_{e,vis},\vec{\varphi}_{e,vis})}\right] \\ &= \begin{bmatrix} \vec{r}_{e,vis}.\vec{r}_e & \vec{r}_{e,vis}.\vec{\theta}_e & \vec{r}_{e,vis}.\vec{\varphi}_e \\ \vec{\theta}_{e,vis}.\vec{r}_e & \vec{\theta}_{e,vis}.\vec{\theta}_e & \vec{\theta}_{e,vis}.\vec{\varphi}_e \\ \vec{\varphi}_{e,vis}.\vec{r}_e & \vec{\varphi}_{e,vis}.\vec{\theta}_e & \vec{\varphi}_{e,vis}.\vec{\varphi}_e \end{bmatrix},\end{aligned} \tag{4.6}$$

où $\vec{u}.\vec{v}$ représente le produit scalaire entre $\vec{u}$ et $\vec{v}$.

De même, les composantes du champ électrique diffusé par la cible vers le récepteur s'écrivent dans la base de polarisation $(\vec{h}_r, \vec{v}_r, \vec{n}_r)$ en convention BSA en fonction des composantes du champ exprimées dans la base $(\vec{r}_{r,vis}, \vec{\theta}_{r,vis}, \vec{\varphi}_{r,vis})$ de la manière suivante :

$$\vec{E}_{(\vec{h}_r,\vec{v}_r,\vec{n}_r)} = [M^r]\vec{E}_{R_{r,vis}(R,\vec{r}_{r,vis},\vec{\theta}_{r,vis},\vec{\varphi}_{r,vis})}, \tag{4.7}$$

où $[M^r]$ est une matrice carrée de dimension trois qui s'écrit sous forme de produit de matrices unitaires de changement de base :

$$[M^r] = [M_D][M_C][M_R]^T[M_{R,vis}]^T, \tag{4.8}$$

avec :

– $[M_D]$ la matrice de changement de base de $(\vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z})$ vers $(\vec{h}_r, \vec{v}_r, \vec{n}_r)$ donnée par :

$$\begin{aligned}[M_D] &= \left[M_{(\vec{X},\vec{Y},\vec{Z})\to(\vec{h}_r,\vec{v}_r,\vec{n}_r)}\right] \\ &= \begin{bmatrix} 0 & -\sin\varphi_s & \cos\varphi_s \\ -\sin\theta_s & -\cos\theta_s\cos\varphi_s & -\cos\theta_s\sin\varphi_s \\ -\cos\theta_s & \sin\theta_s\cos\varphi_s & \sin\theta_s\sin\varphi_s \end{bmatrix}.\end{aligned} \tag{4.9}$$

– $[M_C]$ la matrice de changement de base de $(\vec{X}_T, \vec{Y}_T, \vec{Z}_T)$ vers $(\vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z})$ donnée précédemment.
– $[M_R]^T$ la transposée de la matrice $[M_R]$ de changement de base de $(\vec{X}_T, \vec{Y}_T, \vec{Z}_T)$ vers $(\vec{r}_r, \vec{\theta}_r, \vec{\varphi}_r)$ donnée par :

$$\begin{aligned}[M_R] &= \left[M_{(\vec{X}_T,\vec{Y}_T,\vec{Z}_T)\to(\vec{r}_r,\vec{\theta}_r,\vec{\varphi}_r)}\right] \\ &= \begin{bmatrix} \sin\theta_r\cos\varphi_r & \sin\theta_r\sin\varphi_r & \cos\theta_r \\ \cos\theta_r\cos\varphi_r & \cos\theta_r\sin\varphi_r & -\sin\theta_r \\ -\sin\varphi_r & \cos\varphi_r & 0 \end{bmatrix}.\end{aligned} \tag{4.10}$$

– $[M_{R,vis}]^T$ la transposée de la matrice de changement $[M_{R,vis}]$ de base de $(\vec{r}_r, \vec{\theta}_r, \vec{\varphi}_r)$ vers $(\vec{r}_{r,vis}, \vec{\theta}_{r,vis}, \vec{\varphi}_{r,vis})$ donnée par :

$$\begin{aligned}[M_{R,vis}] &= \left[M_{(\vec{r}_r,\vec{\theta}_r,\vec{\varphi}_r)\to(\vec{r}_{r,vis},\vec{\theta}_{r,vis},\vec{\varphi}_{r,vis})}\right] \\ &= \begin{bmatrix} \vec{r}_{r,vis}.\vec{r}_r & \vec{r}_{r,vis}.\vec{\theta}_r & \vec{r}_{r,vis}.\vec{\varphi}_r \\ \vec{\theta}_{r,vis}.\vec{r}_r & \vec{\theta}_{r,vis}.\vec{\theta}_r & \vec{\theta}_{r,vis}.\vec{\varphi}_r \\ \vec{\varphi}_{r,vis}.\vec{r}_r & \vec{\varphi}_{r,vis}.\vec{\theta}_r & \vec{\varphi}_{r,vis}.\vec{\varphi}_r \end{bmatrix}.\end{aligned} \tag{4.11}$$

4.2.2 Propagation de l'onde électromagnétique

4.2.2.1 Condition de propagation en visibilité

Dans le cas d'une liaison radar bistatique, un point à vérifier est la présence d'obstacles lors de l'évolution de l'onde électromagnétique entre les différentes entités. Nous introduisons alors la notion de propagation en visibilité. Lorsque l'on travaille en configuration bistatique, l'ensemble des liaisons doit être pris en compte : la liaison émetteur-cible pour amener l'onde jusqu'à la cible, la liaison cible-récepteur pour récupérer l'onde et les informations qu'elle contient et la liaison émetteur-récepteur pour assurer la synchronisation des radars. Un obstacle se situant sur le trajet parcouru par l'onde électromagnétique peut générer un phénomène de diffraction ou de masquage. L'onde reçue ne correspond alors plus à celle attendue en champ libre, la condition de propagation en visibilité n'est plus vérifiée. Si les radars utilisés sont des radars satellitaires alors il faut également tenir compte de la surface de la terre. En effet, celle-ci étant sphérique, il faut vérifier que l'onde entre l'émetteur et le récepteur n'intercepte pas la surface de la terre (figure 4.5).

De plus, dans le cas d'ondes électromagnétiques où la longueur d'onde peut être de l'ordre du centimètre, le volume occupé par l'onde lors de sa progression est beaucoup plus important que pour des longueurs d'onde plus petites comme en

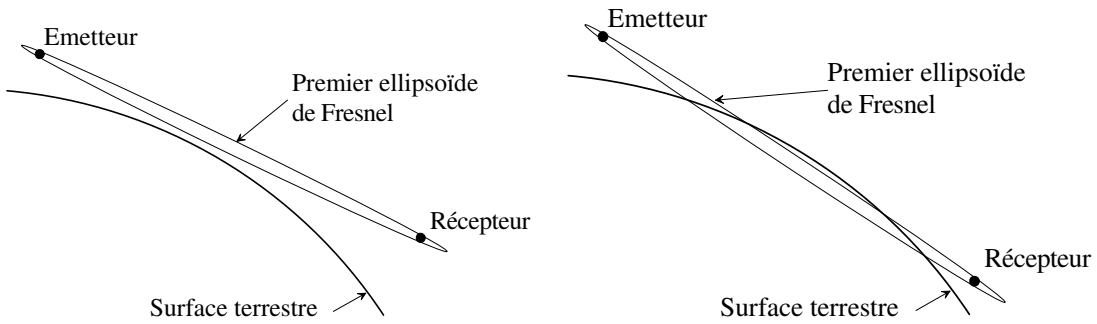


FIG. 4.5 – Illustration de la propagation en visibilité ou non au dessus de la surface de la terre.

optique. De ce fait, afin que la condition de propagation en visibilité reste valide, il est nécessaire qu'une région de l'espace autour de la liaison reste sans obstacle. Le volume en question est un ellipsoïde défini par la longueur d'onde et dont les foyers sont les points entre lesquels est réalisée la liaison. Cet ellipsoïde est appelé "premier ellipsoïde de Fresnel" [Dar93] et définit la région de l'espace où passe la plus grande partie de l'énergie. Pour un émetteur et un récepteur séparés d'une distance D, alors le rayon de cet ellipsoïde à une distance d comprise entre 0 et D sera :

$$r(d) = \sqrt{\frac{\lambda d(D-d)}{D}}. \tag{4.12}$$

4.2.2.2 Choix d'une onde polarisée

Il existe deux méthodes pour caractériser l'onde électromagnétique reçue par un radar. Tout d'abord la plus simple : l'expression scalaire du signal reçu. Dans ce cas, on ne tient compte que de l'amplitude du signal reçu. Cette première caractérisation a été fortement utilisée jusqu'à présent mais ne permet pas toujours d'obtenir l'ensemble des informations souhaitées sur la scène observée. La deuxième méthode consiste à prendre l'expression vectorielle de l'onde électromagnétique, ainsi il est possible de tenir compte de la polarisation de l'onde. Les intérêts de la caractérisation vectorielle sont multiples. On peut notamment citer la réduction plus facile du speckle [NB90], une meilleur caractérisation des surfaces étudiées (surface maritime, végétation [NKC03][PPAH03]) et une étude plus précise de leur texture [XZR03][TC02]. Nous allons donc retenir la caractérisation vectorielle présentée dans le chapitre 1 pour la suite de notre étude.

L'utilisation d'ondes polarisées en configuration bistatique semble tout à fait intéressante mais nécessite une très bonne maîtrise de l'orientation et de la polarisation des antennes d'émission et de réception. En effet, l'étude de la polarimétrie implique un travail précis sur les ondes co-polarisées et polarisation croisées. Il faut donc s'assurer que les antennes sont bien orientées et bien polarisées afin de retrouver les paramètres de la matrice de diffusion.

4.2.3 Signal émis - signal reçu

La forme du signal émis en configuration bistatique est analogue à celle du signal émis en configuration monostatique. La tension appliquée à l'antenne s'exprime donc

de la manière suivante :

$$S_e(t) = A\cos(2\pi f_0 t)\Pi_\tau(t), \tag{4.13}$$

$$\text{avec : } \Pi_\tau(t) = \begin{cases} 1 & \text{si } \frac{-\tau}{2} \leq t \leq \frac{\tau}{2} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}. \tag{4.14}$$

Ce signal va ensuite générer une onde électromagnétique à travers l'antenne du radar. L'onde émise est alors donnée par l'expression :

$$\vec{E}^i = E_0 S_e(t)[P][G^e]\vec{q}^{\,e}, \tag{4.15}$$

où :
- E_0 est l'amplitude de l'onde émise
- $[G^e]$ est la matrice de rayonnement de l'antenne d'émission
- $\vec{q}^{\,e}$ est le vecteur de Jones définissant la polarisation de l'antenne d'émission
- $[P]$ est la matrice de passage du repère lié à la direction de visée de l'antenne d'émission, au repère $\left(\vec{n}, \vec{v}, \vec{h}\right)$ lié à la propagation de l'onde suivant l'axe émetteur-cible.

L'onde diffusée par la cible va alors suivre l'évolution décrite précédemment :

$$\vec{E}^s = [S^{FSA}]\vec{E}^i. \tag{4.16}$$

Il est ensuite possible de retrouver la forme du signal en sortie de l'antenne de réception à partir de l'onde reçue [KA00][Khe00][AK00] :

$$V(t) = \vec{q}^{\,r^T}[G^r]^T[P^r]^T\vec{E}^s, \tag{4.17}$$

où :
- $[G^r]$ est la matrice de rayonnement de l'antenne de réception
- $\vec{q}^{\,r}$ est le vecteur de Jones définissant la polarisation de l'antenne de réception
- $[P^r]$ est la matrice de passage du repère $\left(\vec{n}_s, \vec{v}_s, \vec{h}_s\right)$lié à la propagation de l'onde suivant l'axe cible-récepteur, au repère lié à la direction de visée de l'antenne de réception.

Les équations précédentes permettent de retrouver l'équation du signal reçu en fonction du signal émis. Il est à noter que les matrices de rayonnement des antennes, les matrices de changement de base et les vecteurs de polarisation peuvent varier au cours du temps. En tenant compte du temps de propagation de l'onde et du facteur d'atténuation, la forme du signal reçu sera donc la suivante [KA00][Khe00][AK00] :

$$V(t) = \frac{E_0 S_e[t - \delta t_{ER}(t)]}{c^2 \delta t_{EC}(t)\delta t_{CR}(t)}\vec{q}^{\,r^T}[G^r]^T[P^r]^T[S^{FSA}][P][G^e]\vec{q}^{\,e}, \tag{4.18}$$

où δt_{ER}, δt_{EC} et δt_{CR} représentent respectivement les temps de propagation entre l'émetteur et le récepteur, entre l'émetteur et la cible, entre la cible et le récepteur. Dans le cas général où les trois entités (l'émetteur, la cible et le récepteur) sont en mouvement, les différents temps de propagation peuvent être retrouvés à partir de la connaissance exacte de la position de chacun des éléments ainsi que de leur vitesse

[Khe00]. En supposant que les vitesses des différents mobiles sont constantes entre l'instant d'émission t et l'instant de réception $t + \delta t_{ER}$, on peut écrire :

$$\begin{cases} \vec{V_e}(t) = \vec{V_e}(t + \delta t(t)) = cste \\ \vec{V_r}(t) = \vec{V_r}(t + \delta t(t)) = cste \\ \vec{V_c}(t) = \vec{V_c}(t + \delta t(t)) = cste \end{cases}, \tag{4.19}$$

avec $0 \leq \delta t(t) \leq \delta t_{ER}(t)$.

Le vecteur reliant la position de l'émetteur à l'instant t_1 à la position de la cible à un instant t_2 est noté $\overrightarrow{E_{t_1}C_{t_2}}$. Le retard entre les instants d'émission et de reception de l'onde émise à un instant t est égal au temps de propagation de l'onde $\delta t_{ER}(t)$ entre l'émetteur, la cible et le récepteur. En supposant que l'onde incidente est réfléchie instantanément, le temps de propagation émetteur-récepteur est la somme des temps de propagation émetteur-cible et cible-récepteur, soit :

$$\delta t_{ER}(t) = \delta t_{EC}(t) + \delta t_{CR}(t). \tag{4.20}$$

L'instant t_c où l'onde émise atteint la cible vérifie l'égalité :

$$t_c - t = \delta t_{EC}(t). \tag{4.21}$$

La distance parcourue par l'onde entre les instants t et t_c est définie par :

$$c\delta t_{EC}(t) = \left\| \overrightarrow{E_tC_{t_c}} \right\|. \tag{4.22}$$

Durant le temps δt_{EC}, le vecteur déplacement de la cible est donné par :

$$\overrightarrow{C_tC_{t_c}} = \vec{V_c}(t)\delta t_{EC}(t). \tag{4.23}$$

La relation (4.23) peut également s'exprimer sous la forme :

$$\overrightarrow{OC_{t_c}} = \overrightarrow{OC_t} + \vec{V_c}(t)\delta t_{EC}(t), \tag{4.24}$$

où O est l'origine du repère.

En utilisant la relation (4.24), l'égalité (4.22) s'écrit sous la forme :

$$c\delta t_{EC}(t) = \left\| \overrightarrow{E_tC_t} + \vec{V_c}(t)\delta t_{EC}(t) \right\|. \tag{4.25}$$

Le calcul du temps de propagation $\delta t_{EC}(t)$ est effectué en élevant l'équation (4.25) au carré. On obtient alors la solution positive suivante [KA00][Khe00][AK00] :

$$\delta t_{EC}(t) = \frac{\overrightarrow{E_tC_t}.\vec{V_c}(t) + \sqrt{\left\| \overrightarrow{E_tC_t}.\vec{V_c}(t) \right\|^2 + \left\| \overrightarrow{E_tC_t} \right\|^2 \left(c^2 - \left\| \vec{V_c}(t) \right\|^2 \right)}}{c^2 - \left\| \vec{V_c}(t) \right\|^2}. \tag{4.26}$$

Le temps de propagation entre la cible et récepteur $\delta t_{CR}(t)$ est calculé de manière similaire. Ainsi en notant t_r l'instant de réception de l'onde, le temps de propagation $\delta t_{CR}(t)$ est défini par :

$$\delta t_{CR}(t) = t_r - t_c, \tag{4.27}$$

où t_c est donné par la relation (4.21).

$\delta t_{CR}(t)$ vérifie les deux équations suivantes :

$$c\delta t_{CR}(t) = \left\| \overrightarrow{C_{t_c}R_{t_r}} \right\|, \tag{4.28}$$

et

$$\overrightarrow{R_{t_c}R_{t_r}} = \vec{V_r}(t)\delta t_{CR}(t). \tag{4.29}$$

Etant donné que :

$$\overrightarrow{OR_{t_r}} = \overrightarrow{OR_t} + \vec{V_r}[\delta t_{EC}(t) + \delta t_{CR}(t)], \tag{4.30}$$

l'équation (4.28) s'exprime sous la forme :

$$c\delta t_{CR}(t) = \left\| \overrightarrow{C_{t_c}R_{t_c}} + \vec{V_r}\delta t_{CR}(t) \right\|. \tag{4.31}$$

Le temps de propagation $\delta t_{CR}(t)$ est calculé en élevant la relation (4.31) au carré et s'exprime alors par [KA00][Khe00][AK00] :

$$\delta t_{CR}(t) = \frac{\overrightarrow{C_{t_c}R_{t_c}}.\vec{V_r}(t) + \sqrt{\left\|\overrightarrow{C_{t_c}R_{t_c}}.\vec{V_r}(t)\right\|^2 + \left\|\overrightarrow{C_{t_c}R_{t_c}}\right\|^2 \left(c^2 - \left\|\vec{V_r}(t)\right\|^2\right)}}{c^2 - \left\|\vec{V_r}(t)\right\|^2}, \tag{4.32}$$

où le vecteur reliant les positions de la cible et du récepteur à l'instant t_c s'exprime en fonction des vitesses de la cible et du récepteur ainsi que des positions de l'émetteur, de la cible et du récepteur à l'instant t d'émission par [KA00][Khe00][AK00] :

$$\begin{aligned}\overrightarrow{C_{t_c}R_{t_c}} =& \overrightarrow{C_tR_t} + \frac{\left[\vec{V_r}(t).\vec{V_c}(t)\right]\overrightarrow{E_tC_t} - \overrightarrow{E_tR_t}\left\|\vec{V_c}(t)\right\|^2}{c^2 - \left\|\vec{V_c}(t)\right\|^2} \\ &+ \frac{\left[\vec{V_r}(t) - \vec{V_c}(t)\right]}{c^2 - \left\|\vec{V_c}(t)\right\|^2}\sqrt{\left\|\overrightarrow{E_tC_t}.\vec{V_c}(t)\right\|^2 + \left\|\overrightarrow{E_tC_t}\right\|^2\left(c^2 - \left\|\vec{V_c}(t)\right\|^2\right)}.\end{aligned} \tag{4.33}$$

Le temps de propagation $\delta t_{ER}(t)$ entre l'émetteur et le récepteur est alors obtenu à partir de (4.20) où les expressions de $\delta tEC(t)$ et $\delta tCR(t)$ sont données par les relations (4.26) et (4.32) en fonction de la position des entités à l'instant t d'émission et de leur vitesse.

4.2.4 Caractéristiques de la liaison bistatique

Dans cette partie, nous allons nous intéresser aux particularités d'une liaison radar en configuration bistatique. Même si le principe reste identique à la liaison monostatique (émission d'une onde électromagnétique puis réception après réflexion sur une cible) l'interprétation des signaux reçus, quant à elle, est différente. En effet, dans le cas bistatique, l'étude de la position, des mouvements et de la vitesse de la cible n'est plus aussi directe qu'en configuration monostatique. Une nouvelle étude géométrique de cette configuration s'impose.

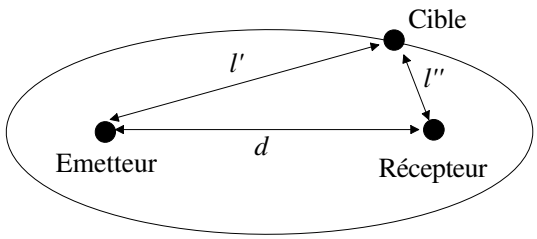


FIG. 4.6 – Position de la cible sur une ellipsoïde.

4.2.4.1 Equi-distances

En ce qui concerne la position de la cible, dans le cas monostatique, il est facile de la retrouver : il suffit de connaître le temps aller-retour mis par l'onde pour retrouver la position de la cible. Lorsque l'on travaille en configuration bistatique, il est également possible de retrouver la position d'une cible à condition d'avoir un certain nombre d'informations sur la configuration d'acquisition [Wil91][Ben04].

Tout d'abord, si on connaît le temps mis par l'onde électromagnétique pour effectuer le trajet émetteur-cible-récepteur il est possible de retrouver l'équation de l'ellipsoïde sur laquelle se trouve la cible. L'émetteur et le récepteur correspondent alors aux foyers de celle-ci. Si on considère la figure 4.6 où l'on connaît la distance entre l'émetteur et le récepteur d ainsi que la distance émetteur-cible-récepteur $l = l' + l''$ (déduite du temps mis par l'onde pour effectuer ce trajet) alors il est possible de retrouver l'équation de l'ellipse sur laquelle se trouve la cible. L'équation d'une ellipse est de la forme :

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} - 1 = 0, \tag{4.34}$$

et dans notre cas, on a :

$$a = \frac{l}{2} \text{ et } b = \sqrt{\frac{l^2}{4} - \frac{d^2}{4}}, \tag{4.35}$$

l'émetteur et le récepteur se trouvant aux foyers de celle-ci.

Ensuite, une étude de la direction de visée des antennes permet de positionner plus précisément la cible. La connaissance de cette position sera utile lors des acquisitions en SAR bistatique. En effet, étant donné que nous allons travailler en mode télescope, il est nécessaire de connaitre la position précise de la scène observée pour que les antennes d'émission et de réception restent focalisées sur celle-ci.

4.2.4.2 Equi-doppler

De même, l'étude des mouvements relatifs entre les différentes entités sera plus complexe pour une configuration bistatique que dans le cas monostatique [Wil91][Ben04]. En effet, dans le cas monostatique, l'analyse Doppler des signaux reçus permet de déterminer la vitesse relative entre le radar et la cible. A partir de cette valeur, il est possible de retrouver l'ensemble des points pour lesquels le décalage Doppler est identique (surfaces équi-Doppler). Si l'on travaille en configuration bistatique, il est nécessaire de tenir compte de la vitesse de l'émetteur et du récepteur indépendamment. Les surfaces équi-Doppler seront alors obtenues à partir des courbes individuelles de chacune des entités.

Les déplacements des différents éléments vont donc se traduire par un décalage en fréquence dû à l'effet Doppler. C'est cet effet Doppler qui sera utilisé pour réalisé le traitement azimutal lors de la reconstruction des images.

4.2.5 Conclusion

Dans cette section, nous nous sommes intéressés à la liaison radar en configuration bistatique. Nous avons introduit les éléments géométriques liés à cette liaison et les caractéristiques de propagation d'une onde électromagnétique en configuration bistatique. Ainsi la forme du signal reçu en configuration bistatique a pu être donnée.

Les outils donnés dans cette section vont nous permettre, dans la section suivante, de développer un algorithme de reconstruction d'image en configuration bistatique.

4.3 Reconstruction d'images en configuration bistatique

Malgré sa complexité, la configuration bistatique présente de nombreux intérêts et le développement de l'imagerie radar bistatique semble donc tout à fait justifié afin de pallier les limitations de l'imagerie radar monostatique. Peu d'études ont été menées jusqu'à présent sur cette technique. On peut notamment citer les travaux de M. Soumekh qui s'intéresse au cas où l'émetteur et le récepteur évoluent à la même vitesse sur deux axes parallèles. Ainsi, il peut se rapprocher de la configuration SAR monostatique [Sou91]. De même, certaines études cherchent à reconstruire des images dans le cas d'une configuration bistatique où l'émetteur et le récepteur ont la même trajectoire et la même vitesse à partir de l'algorithme $\omega - k$ [End04]. On peut également citer la campagne de mesure réalisée en partenariat entre l'ONERA et le DLR à l'aide des stations RAMSES et E-SAR. Lors des acquisitions, les plateformes ont réalisé des vols parallèles très proches ce qui a permis d'utiliser les algorithmes de reconstruction monostatique. Les images reconstruites ont tout de même montrées l'intérêt de réaliser des acquisitions en configuration bistatique [DFCdP$^+$04]. Enfin, d'autres études cherchent à caractériser la configuration bistatique afin d'adapter les traitements des algorithmes de reconstruction [LNPK04][BK03][BKS05].

Dans notre étude, nous cherchons à developer un algorithme général valable dans tous les cas (c'est-à-dire lorsque les différents éléments présents dans la scène ont des trajectoires indépendantes) afin de caractériser précisément les images bistatiques [CPK04][CPBK05]. Une étude algorithmique plus précise est donc nécessaire afin de tenir compte des différents paramètres. Pour reconstruire les images dans le cas d'une configuration bistatique, nous allons nous inspirer des algorithmes existants en imagerie SAR monostatique présentés chapitre 3. Nous retiendrons la méthode de compression en azimuth pour sa rapidité : en effet, la méthode de sommation cohérente risque d'augmenter fortement le rapport temps de calcul - performances. Plus précisément, nous utiliserons l'algorithme RDA qui donne de bons résultats en imagerie SAR monostatique pour une complexité algorithmique relativement faible. En effet, le but de ces travaux n'est pas pour le moment d'obtenir des images SAR

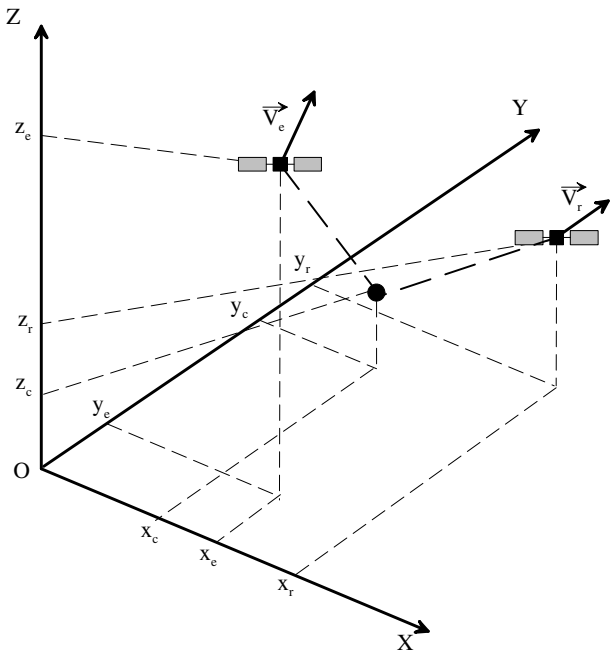


FIG. 4.7 – Configuration d'acquisition dans le cas bistatique.

bistatiques très haute résolution mais plutôt de montrer la faisabilité de l'imagerie bistatique ainsi que les potentialités d'une liaison bistatique tridimentionnelle entièrement polarisée [CPK05][CAPK05].

4.3.1 Expression du signal reçu lors de l'ouveture synthétique

Comme nous l'avons vu pour la configuration monostatique, lors d'une acquisition pour l'imagerie, il est nécessaire d'exprimer le signal reçu en fonction du temps et des différentes acquisitions. Nous considérerons que les radars restent fixes au cours d'une acquisition. Soit t_a l'évolution du temps pendant une acquisition et T_a le temps entre deux acquisitions alors $0 \leq t_a < T_a$ et le signal émis avec une amplitude A sera, avec $-\frac{\tau}{2} \leq t_a + nT_a \leq \frac{\tau}{2}$, à la $n^{\text{ième}}$ acquisition avec :

$$s_e(t_a) = Ae^{2\pi j\left(f_0(t_a+nT_a)+\frac{\Delta f}{2\tau}(t_a+nT_a)^2\right)}. \tag{4.36}$$

Nous considérerons ici le cas général d'une configuration bistatique (figure 4.7) pour laquelle à $t = 0$, la position de l'émetteur est donnée par : $\vec{R}_{e,0} = (x_e; y_e; z_e)$, celle de la cible par : $\vec{R}_c = (x_c; y_c; z_c)$ et celle du récepteur par : $\vec{R}_{r,0} = (x_r; y_r; z_r)$. La cible est supposée fixe, l'émetteur et le récepteur se déplacent respectivement suivant les vecteurs vitesses : $\vec{V}_e = (v_{ex}; v_{ey}; v_{ez})$ et $\vec{V}_r = (v_{rx}; v_{ry}; v_{rz})$ en m/s.

A la $n^{\text{ième}}$ acquisition, les positions de l'émetteur et du récepteur sont données par :

$$\begin{cases} \vec{R}_{e,n} = \vec{R}_{e,0} + nT_a\vec{V}_e \\ \vec{R}_{r,n} = \vec{R}_{r,0} + nT_a\vec{V}_r \end{cases}, \tag{4.37}$$

les distances émetteur-cible ($\vec{D}_{ec,n}$) et cible-récepteur ($\vec{D}_{cr,n}$) sont donc définies par :

$$\begin{aligned} \vec{D}_{ec,n} &= \vec{R}_{c,n} - \vec{R}_{e,n}, \\ \vec{D}_{cr,n} &= \vec{R}_{r,n} - \vec{R}_{c,n}, \end{aligned} \tag{4.38}$$

et le temps de propagation de l'onde entre l'émetteur et le récepteur est donné par :

$$t_{er,n} = \frac{\|\vec{D}_{ec,n}\| + \|\vec{D}_{cr,n}\|}{c}. \tag{4.39}$$

L'expression du signal reçu sera alors :

$$s_r(t_a, n) = \kappa G A e^{2\pi j\left(f_0(t_a+nT_a-t_{er,n})+\frac{\Delta f}{2\tau}(t_a+nT_a-t_{er,n})^2\right)}. \tag{4.40}$$

où : - κ est la SER bistatique de la cible réfléchissante
- G est un coefficient d'atténuation de la forme $\frac{1}{distance^2}$.

4.3.2 Compensation en distance

Pour une configuration monostatique, la première étape de la méthode de compression en azimuth consiste à réaliser une compensation en distance afin de compenser les variations de la distance radar-scène. Dans le cas de la configuration bistatique, il en est de même mais, cette fois, il faut tenir compte indépendamment des mouvements de l'émetteur et du récepteur. La compensation en distance dépend donc de l'évolution des distances émetteur-scène et scène-émetteur. Les variations de ces distances s'expriment donc par :

$$\begin{cases} \delta D_{ec,n} = \|\vec{D}_{ec,0}\| - \|\vec{D}_{ec,n}\| \\ \delta D_{cr,n} = \|\vec{D}_{cr,0}\| - \|\vec{D}_{cr,n}\| \end{cases}, \tag{4.41}$$

et la compensation en distance est donnée par :

$$H_n = e^{-j(\delta D_{ec,n}+\delta D_{cr,n})nT_a}. \tag{4.42}$$

La compensation en distance est réalisée par une multiplication entre le signal reçu $s_r(t_a, n)$ et H_n. Cette compensation permet de garder les distances émetteur-cible et cible-récepteur au cours des acquisitions. Etant donné que ce traitement n'intervient pas sur la fréquence et permet de conserver les informations sur la phase du signal reçu, nous conserverons la même notation du signal reçu pour la suite des traitements.

4.3.3 Traitement radial

En ce qui concerne la deuxième étape de l'algorithme (la compression radiale), celle-ci reste proche du cas monostatique. En effet, nous travaillons toujours avec des signaux large bande qui seront traités à l'aide d'un filtre adapté :

$$s_c(t_a, n) = \int_{-\infty}^{+\infty} s_e^*(t' - t_a, n) s_r(t', n) dt'. \tag{4.43}$$

Le remplacement de s_e et s_r par leurs expressions dans l'équation (4.43) suivi d'un développement donne :

$$s_c(t_a,n) = \kappa G A^2 e^{2\pi j f_0(t_a+nT_a-t_{er,n})} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-2\pi j \frac{\Delta f}{2\tau}(t'-t_a+nT_a)^2} e^{2\pi j \ \frac{\Delta f}{2\tau}(t'-t_{er,n}+nT_a)^2} dt', \tag{4.44}$$

avec t' vérifiant les deux conditions : $(t'-t_a) \in [-\frac{\tau}{2}, \frac{\tau}{2}]$ et $(t'-t_{er,n}) \in [-\frac{\tau}{2}, \frac{\tau}{2}]$.

Dans le cas où $t_a > t_{er,n}$ alors $t' \in [t_a - \frac{\tau}{2}, t_{er,n} + \frac{\tau}{2}]$ et l'expression du signal compressé $s_{c1}(t_a,n)$ peut s'écrire :

$$s_{c1}(t_a,n) = \kappa G A^2 e^{2\pi j f_0(t_a-t_{er,n})} \int_{t_a}^{t_{er,n}+\tau} e^{-2\pi j \frac{\Delta f}{2\tau}(t'-t_a+nT_a)^2} e^{2\pi j \ \frac{\Delta f}{2\tau}(t'-t_{er,n}+nT_a)^2} dt'. \tag{4.45}$$

En posant : $u = 2\pi \frac{\Delta f}{2\tau}(t_a - t_{er,n})$, on obtient :

$$s_{c1}(t_a,n) = \kappa G A^2 e^{2\pi j f_0(t_a-t_{er,n})} \int_{t_a}^{t_{er,n}+\tau} e^{ju\frac{(t'-t_{er,n})^2-(t'-t_a)^2}{2(t_a-t_{er,n})}} dt', \tag{4.46}$$

soit après développement :

$$s_{c1}(t_a,n) = \kappa G A^2 e^{2\pi j f_0(t_a-t_{er,n})} \frac{e^{ju(t_{er,n}-t_a+\tau)} - e^{-ju(t_{er,n}-t_a+\tau)}}{u}. \tag{4.47}$$

Finalement, la première partie du signal compressé est donnée par :

$$s_{c1}(t_a,n) = \kappa G A^2 e^{2\pi j f_0(t_a-t_{er,n})} \left(t_{er,n} - t_a + \tau\right) \mathrm{sinc}\left(u t_{er,n} - t_a + \tau\right). \tag{4.48}$$

Le cas $t_a < t_{er,n}$ se traite de manière analogue. L'expression générale du signal compressé est donc :

$$s_c(t_a,n) = \kappa G A^2 e^{2\pi j f_0(t_a-t_{er,n})} \left(\tau - |t_a - t_{er,n}|\right) \mathrm{sinc}\left(u(\tau - |t_a - t_{er,n}|)\right). \tag{4.49}$$

La forme du signal reçu est donc un sinus cardinal pondéré par le terme $\tau - |t_a - t_{er,n}|$. En fait, pour des valeurs habituellement utilisées par les radars, ce coefficient pondérateur ne varie quasiment pas dans le voisinage de $t_{er,n}$ et peut être approché par la valeur τ. L'expression du signal détecté devient donc :

$$\overline{s}_c(t_a,n) \simeq \kappa G A^2 e^{2\pi j f_0(t_a-t_{er,n})} \tau \mathrm{sinc}(u\tau), \tag{4.50}$$

$$\overline{\overline{s}}_c(t_a,n) \sim e^{2\pi j f_0(t_a-t_{er,n})} \mathrm{sinc}\left(\pi \Delta f (t_a - t_{er,n})\right). \tag{4.51}$$

4.3.4 Analyse azimutale

La dernière étape consiste à effectuer un filtrage adapté transverse en se basant sur l'évolution du décalage Doppler induit par le déplacement des entités.

Reprenons l'expression (4.51) obtenue après analyse radiale :

$$\overline{\overline{s}}_c(t_a,n) \sim e^{2\pi j f_0(t_a+nT_a-t_{er,n})} \mathrm{sinc}\left(\pi \Delta f (t_a - t_{er,n})\right). \tag{4.52}$$

Etant donné que $t_{er,n} = \frac{\|\vec{D}_{ec,n}\|+\|\vec{D}_{cr,n}\|}{c}$, les variations des distances émetteur-cible et cible-récepteur vont affecter le signal compressé. Ces variations seront

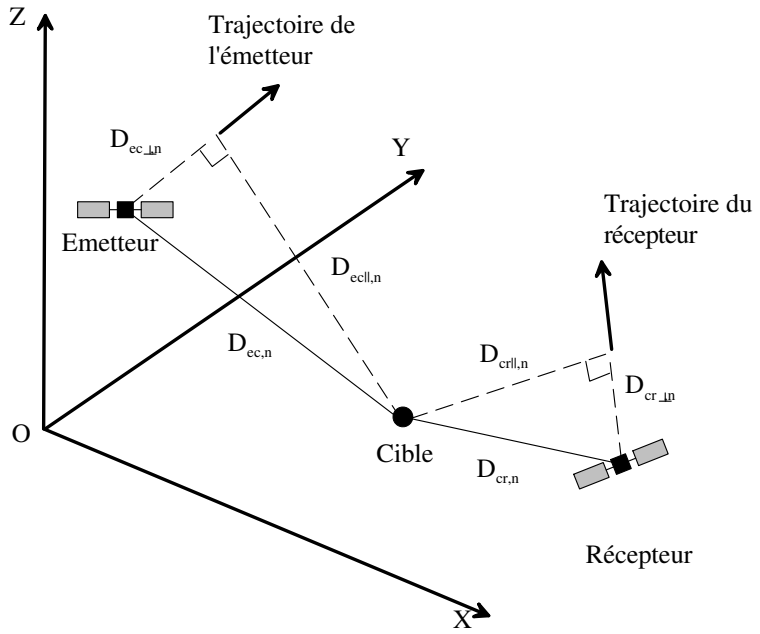


FIG. 4.8 – Décomposition des distances émetteur-cible et cible-récepteur.

prédominantes sur le terme de phase, celles amenées par le sinus cardinal peuvent donc être négligées. Le terme prépondérant est alors :

$$\tilde{s}_c(t_a, n) = e^{2\pi j f_0 (t_a + nT_a - t_{er,n})}. \tag{4.53}$$

Seuls les mouvements relatifs interviennent lors de la formation du décalage Doppler, nous supposerons donc que les déplacements de l'émetteur et respectivement du récepteur se font perpendiculairement aux axes émetteur-cible et cible-récepteur.

Il est alors possible de décomposer la distance émetteur-cible suivant deux composantes : $D_{ec\|}$ qui est la distance entre la cible et l'axe de déplacement de l'émetteur et $D_{ec\perp,n}$ qui représente le déplacement de l'émetteur (figure 4.8) on a alors :

$$\|\vec{D}_{ec,n}\| = \sqrt{D_{ec\|}^2 + D_{ec\perp,n}^2}. \tag{4.54}$$

En admettant que la distance parcourue par l'émetteur est très inférieure à la distance l'axe de déplacement et la cible, on peut approximer la distance émetteur-cible par :

$$\|\vec{D}_{ec,n}\| \simeq D_{ec\|} + \frac{D_{ec\perp,n}^2}{2D_{ec\|}}. \tag{4.55}$$

Par un raisonnement analogue, il est possible d'exprimer la distance cible-récepteur par :

$$\|\vec{D}_{cr,n}\| \simeq D_{cr\|} + \frac{D_{cr\perp,n}^2}{2D_{cr\|}}, \tag{4.56}$$

où $D_{cr\|}$ représente la distance entre la cible et l'axe de déplacement du récepteur et $D_{cr\perp,n}$ le déplacement du récepteur.

Le temps de propagation entre l'émetteur et le récepteur est alors donné par :

$$t_{er,n} = \frac{\left(D_{ec\|} + \frac{D^2_{ec\perp,n}}{2D_{ec\|}}\right) + \left(D_{cr\|} + \frac{D^2_{cr\perp,n}}{2D_{cr\|}}\right)}{c}, \tag{4.57}$$

et est donc fonction de $D_{ec\perp,n}$ et $D_{cr\perp,n}$ qui varient au cours des acquisitions.

L'expression (4.53) devient

$$\tilde{s}_c(t_a, n) = e^{2\pi j f_0 \left(t_a + nT_a - \frac{\|\vec{D}_{ec,n}\| + \|\vec{D}_{cr,n}\|}{c}\right)}, \tag{4.58}$$

soit :

$$\tilde{s}_c(t_a, n) = e^{2\pi j f_0 (t_a - \frac{D_{ec\|} + D_{cr\|}}{c})} e^{2\pi j f_0 \left(nT_a - \frac{1}{c}\left(\frac{D^2_{ec\perp,n}}{2D_{ec\|}} + \frac{D^2_{cr\perp,n}}{2D_{cr\|}}\right)\right)}. \tag{4.59}$$

Si l'on s'intéresse plus particulièrement à la dernière exponentiel de l'équation (4.59), on constate qu'elle peut être considérée comme un signal modulé linéairement en fréquence. Afin d'améliorer la résolution transverse, il est possible d'analyser ce signal par un filtre adapté dont le signal de référence dépendra des déplacements de l'émetteur et du récepteur.

Plus précisément, si l'on pose $\vec{V}_{e\perp} = (v_{e\perp x}; v_{e\perp y}; v_{e\perp z})$ la vitesse de l'émetteur perpendiculaire à l'axe émetteur-cible et $\vec{V}_{r\perp} = (v_{r\perp x}; v_{r\perp y}; v_{r\perp z})$ la vitesse du récepteur perpendiculaire à l'axe cible-récepteur, alors $D_{ec\perp,n} = \|\vec{V}_{e\perp}\| nT_a$, $D_{cr\perp,n} = \|\vec{V}_{r\perp}\| nT_a$ et le signal de référence pour le filtre adapté est donné par :

$$s_t(n) = e^{2\pi j f_0 \left(nT_a - \frac{(\|\vec{V}_{e\perp}\| nT_a)^2}{2cD_{ec\|}} - \frac{(\|\vec{V}_{r\perp}\| nT_a)^2}{2cD_{cr\|}}\right)}. \tag{4.60}$$

L'expression du filtre adapté donnée par :

$$I(t_a, n) = \int_{-\infty}^{+\infty} s_t^*(n' - n) \tilde{s}_c(ta, n') dn', \tag{4.61}$$

conduit après développement et simplification à :

$$\begin{aligned} I(t_a, n) = {} & e^{2\pi j f_0 \left(t_a - \frac{D_{ec\|} + D_{cr\|}}{c}\right)} e^{2\pi j f_0 \left(nT_a + \frac{(\|\vec{V}_{e\perp}\| nT_a)^2}{2cD_{ec\|}} + \frac{(\|\vec{V}_{r\perp}\| nT_a)^2}{2cD_{cr\|}}\right)} \\ & \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-2\pi j f_0 2n' \left(\frac{n(\|\vec{V}_{e\perp}\| Ta)^2}{2cD_{ec\|}} + \frac{n(\|\vec{V}_{r\perp}\| Ta)^2}{2cD_{cr\|}}\right)} dn'. \end{aligned} \tag{4.62}$$

Etant donné que n varie entre 0 et N, la résolution de l'intégrale donne :

$$\begin{aligned} I(t_a, n) = {} & e^{2\pi j f_0 \left(t_a + nT_a - \frac{D_{ec\|} + D_{cr\|}}{c} + \frac{(\|\vec{V}_{e\perp}\| nTa)^2}{2cD_{ec\|}} + \frac{(\|\vec{V}_{r\perp}\| nTa)^2}{2cD_{cr\|}}\right)} \\ & \frac{e^{-2\pi j f_0 2N \left(\frac{(\|\vec{V}_{e\perp}\| nTa)^2}{2cD_{ec\|}} + \frac{(\|\vec{V}_{r\perp}\| nTa)^2}{2cD_{cr\|}}\right)} - 1}{-2\pi j f_0 2 \left(\frac{n(\|\vec{V}_{e\perp}\| Ta)^2}{2cD_{ec\|}} + \frac{n(\|\vec{V}_{r\perp}\| Ta)^2}{2cD_{cr\|}}\right)}, \end{aligned} \tag{4.63}$$

soit :

$$I(t_a,n) = e^{2\pi j f_0\left(t_a+nT_a-\frac{D_{ec\|}+D_{cr\|}}{c}+\frac{(\|\vec{V}_{e\perp}\|nT_a)^2}{2cD_{ec\|}}+\frac{(\|\vec{V}_{r\perp}\|nT_a)^2}{2cD_{cr\|}}\right)}$$
$$e^{-2\pi j f_0 N^2\left(\frac{n(\|\vec{V}_{e\perp}\|T_a)^2}{2cD_{ec\|}}+\frac{n(\|\vec{V}_{r\perp}\|T_a)^2}{2cD_{cr\|}}\right)}$$
$$\frac{e^{2\pi j f_0 N\left(\frac{n(\|\vec{V}_{e\perp}\|T_a)^2}{2cD_{ec\|}}+\frac{n(\|\vec{V}_{r\perp}\|T_a)^2}{2cD_{cr\|}}\right)} - e^{2\pi j f_0 N\left(\frac{n(\|\vec{V}_{e\perp}\|T_a)^2}{2cD_{ec\|}}+\frac{n(\|\vec{V}_{r\perp}\|T_a)^2}{2cD_{cr\|}}\right)}}{2\pi j f_0\left(\frac{n(\|\vec{V}_{e\perp}\|T_a)^2}{2cD_{ec\|}}+\frac{n(\|\vec{V}_{r\perp}\|T_a)^2}{2cD_{cr\|}}\right)}. \tag{4.64}$$

Dans le cadre de l'étude de la résolution azimutale, les caractéristiques apportées par le signal compressé sont contenues dans :

$$I(t_a,n) \sim \text{sinc}\left(2\pi f_0 N\left(\frac{n(\|\vec{V}_{e\perp}\|T_a)^2}{2cD_{ec\|}}+\frac{n(\|\vec{V}_{r\perp}\|T_a)^2}{2cD_{cr\|}}\right)\right). \tag{4.65}$$

4.4 Caractéristiques géométriques d'une image bistatique

4.4.1 Phénomènes de distorsion

Une particularité de l'imagerie radar concerne les distorsions que nous avons évoqué dans la section 3.3.2 pour la configuration monostatique. Ces phénomènes seront toujours présents en configuration bistatique et vont dépendre indépendamment des angles de visés de l'émetteur et du récepteur. Suivant les configurations retenus les phénomènes de distorsion pourront être accentués ou diminués par la configuration bistatique. Il sera donc nécessaire de connaître parfaitement la configuration d'acquisition afin de compenser au maximum les distorsions sur les images reconstruites.

4.4.2 Géométrie de l'image

Afin de caractériser parfaitement les images bistatique, nous allons maintenant chercher à déterminer les résolutions radiale et azimutale dans le cas général d'une liaison bistatique où la scène se trouve dans le plan XY (figure 4.9).

L'ensemble des droites parallèles au plan XY auront pour indice XY.

L'émetteur et le récepteur ont des positions quelconque dans l'espace et se déplacent respectivement suivant les vecteurs $\vec{V_e}$ et $\vec{V_r}$. Ceux-ci peuvent être décomposés en $\vec{V}_{e\perp}$, $\vec{V}_{e\|}$ et $\vec{V}_{r\perp}$, $\vec{V}_{r\|}$ de tel sorte que :

$$\begin{cases} \vec{V}_{e\|} \wedge \vec{EC} = 0 \\ \vec{V_e} = \vec{V}_{e\|} + \vec{V}_{e\perp} \end{cases}, \tag{4.66}$$

et

$$\begin{cases} \vec{V}_{r\|} \wedge \vec{CR} = 0 \\ \vec{V_r} = \vec{V}_{r\|} + \vec{V}_{r\perp} \end{cases}, \tag{4.67}$$

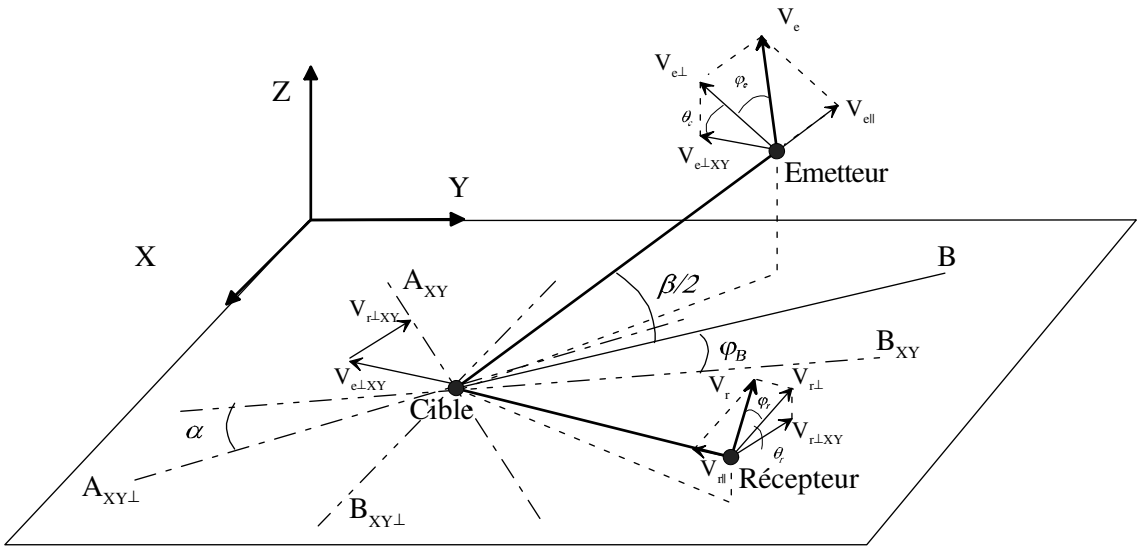


FIG. 4.9 – Radars en configuration bistatique.

où les points E, C et R représentent respectivement l'émetteur, la cible et le récepteur.

Les résolutions radiale et azimutale seront respectivement déterminées à partir des signaux compressés donnés dans les parties 4.3.3 et 4.3.4.

4.4.3 Résolution radiale

Nous avons vu que le signal reçu compressé peut s'écrire :

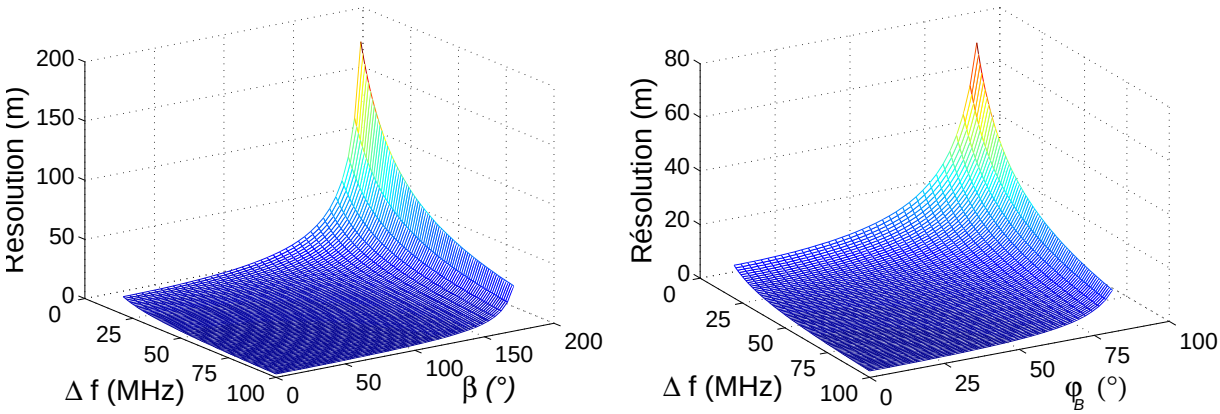
$$\overline{\overline{s}}_c(t_a, n) \sim e^{2\pi j(f_0 - \frac{\Delta f}{2})(t_a - t_{er,n})} \text{sinc}\left(\pi \Delta f (t_a - t_{er,n})\right). \tag{4.68}$$

Le sinus cardinal de cette expression permet de déterminer la résolution radiale obtenue en fonction du signal émis. Plus précisément, sans tenir compte de la géométrie d'acquisition, on aura :

$$\Delta R_{rad} = \frac{\delta t_a c}{2} = \frac{c}{2\Delta f}, \text{ à -3,92dB.} \tag{4.69}$$

Nous allons voir comment va intervenir la géométrie de la configuration bistatique dans l'expression de la résolution radiale. Dans la configuration retenue (figure 4.9), β est l'angle bistatique formé par les entités émetteur-cible-récepteur, B représente la bissectrice de cet angle. Afin de simplifier l'expression des résolutions, nous supposerons dans un premier temps que l'émetteur, la cible et le récepteur se trouvent dans le plan XY. Par définition la résolution radiale est donnée dans la direction perpendiculaire aux déplacements relatifs des antennes par rapport à la cible ($A_{XY\perp}$ sur la figure 4.9). La géométrie de la configuration bistatique implique que la resolution radiale sera donnée dans un premier temps suivant la bisectrice de l'angle bistatique de la manière suivante :

$$\Delta R_{rad} = \frac{c}{2\Delta f \cos(\beta/2)}. \tag{4.70}$$



(a) Variation en fonction de la largeur de bande et de l'ange β.

(b) Variation en fonction de la largeur de bande et de l'ange φ_B.

FIG. 4.10 – Evolution de la résolution radiale en configuration bistatique.

En notant α l'angle entre B_{XY} et la droite $A_{XY\perp}$, la résolution radiale pour une configuration bistatique s'exprime :

$$\Delta R_{rad} = \frac{c}{2\Delta f \cos(\beta/2)\cos\alpha}. \tag{4.71}$$

Dans le cadre d'une configuration tridimensionnelle (où les positions de l'émetteur et du récepteur sont quelconques dans l'espace), il est nécessaire de prendre en compte l'élévation de la bisectrice de l'ange bistatique φ_B, l'expression de la résolution devient :

$$\Delta R_{rad} = \frac{c}{2\Delta f \cos(\beta/2)\cos\alpha\cos\varphi_B}. \tag{4.72}$$

Il est alors possible de retrouver l'expression de la résolution radiale en configuration monostatique qui correspond au cas particulier où : $\beta = 0$ et $\alpha = 0$.

La figure 4.10(a) présente l'évolution de la résolution radiale en fonction de la largeur de bande et de l'angle β. Nous constatons que la résolution évolue de manière inversement proportionnelle par rapport à la largeur de bande comme c'est le cas en configuration monostatique. De plus, l'introduction de l'angle bistatique β en paramètre va avoir tendance à dégrader la résolution surtout si celui-ci est important. Par contre, l'angle d'élévation φ_B pourra suivant ses valeurs (et donc suivant les positions de l'émetteur et du récepteur) améliorer ou non la résolution radiale (figure 4.10(b)).

4.4.4 Résolution azimutale

Dans la cadre de l'étude de la résolution azimutale, nous avons vu que l'expression du signal compressé était :

$$I(t_a, n) \sim \text{sinc}\left(2\pi f_0 N \left(\frac{n(\|\vec{V}_{e\perp}\|T_a)^2}{2cD_{ec\|}} + \frac{n(\|\vec{V}_{r\perp}\|T_a)^2}{2cD_{cr\|}}\right)\right). \tag{4.73}$$

Dans le cas où les mouvements relatifs de l'émetteur et de la cible se font dans des directions parallèles au plan XY, alors la résolution azimutale peut être donnée lors d'une première approximation par :

$$\Delta R_{azi} = \delta n T_a(\|\vec{V}_{e\perp}\| + \|\vec{V}_{r\perp}\|), \tag{4.74}$$

soit :

$$\Delta R_{azi} = \frac{\lambda}{2NT_a\left(\frac{\|\vec{V}_e\|\cos\varphi_e}{\|\vec{V}_e\|\cos\varphi_e+\|\vec{V}_r\|\cos\varphi_r}\frac{\|\vec{V}_e\|\cos\varphi_e}{D_{ec\|}} + \frac{\|\vec{V}_r\|\cos\varphi_r}{\|\vec{V}_e\|\cos\varphi_e+\|\vec{V}_r\|\cos\varphi_r}\frac{\|\vec{V}_r\|\cos\varphi_r}{D_{cr\|}}\right)}. \tag{4.75}$$

Dans le cas général, il est nécessaire de projeter les vitesses de déplacement suivant des parallèles au plan XY ce qui donne :

$$\begin{aligned}\Delta R_{azi} =& \frac{\lambda}{2NT_a}\left(\frac{\|\vec{V}_e\|\cos\varphi_e\cos\theta_e}{\|\vec{V}_e\|\cos\varphi_e\cos\theta_e + \|\vec{V}_r\|\cos\varphi_r\cos\theta_r}\frac{\|\vec{V}_e\|\cos\varphi_e\cos\theta_e}{D_{ec\|}}\right.\\ &\left.+\frac{\|\vec{V}_r\|\cos\varphi_r\cos\theta_r}{\|\vec{V}_e\|\cos\varphi_e\cos\theta_e + \|\vec{V}_r\|\cos\varphi_r\cos\theta_r}\frac{\|\vec{V}_r\|\cos\varphi_r\cos\theta_r}{D_{cr\|}}\right)^{-1}.\end{aligned} \tag{4.76}$$

Or, en configuration monostatique, cette résolution s'exprime suivant la perpendiculaire à l'axe radar/cible. Dans le cas d'une configuration bistatique, la résolution azimutale va donc s'exprimer suivant $B_{XY\perp}$: la perpendiculaire à la bissectrice de l'angle bistatique et sera alors donnée par :

$$\begin{aligned}\Delta R_{azi} =& \frac{\lambda}{2NT_a\cos\alpha}\left(\frac{\|\vec{V}_e\|\cos\varphi_e\cos\theta_e}{\|\vec{V}_e\|\cos\varphi_e\cos\theta_e + \|\vec{V}_r\|\cos\varphi_r\cos\theta_r}\frac{\|\vec{V}_e\|\cos\varphi_e\cos\theta_e}{D_{ec\|}}\right.\\ &\left.+\frac{\|\vec{V}_r\|\cos\varphi_r\cos\theta_r}{\|\vec{V}_e\|\cos\varphi_e\cos\theta_e + \|\vec{V}_r\|\cos\varphi_r\cos\theta_r}\frac{\|\vec{V}_r\|\cos\varphi_r\cos\theta_r}{D_{cr\|}}\right)^{-1}.\end{aligned} \tag{4.77}$$

L'expression de la résolution azimutale bistatique ci-dessus permet de retrouver l'expression de la résolution azimutale monostatique en posant : $\vec{D}_E = \vec{D}_R$, $\varphi_e = \varphi_r$, $\theta_E = \theta_R$ et $\alpha = 0$.

Dans le cas d'une configuration bistatique, pour une ouverture d'antenne émettrice, il sera possible soit d'améliorer la résolution azimutale en prenant une ouverture d'antenne réceptrice plus grande (vitesse plus importante ou distance cible-récepteur plus petite), soit de la dégrader en prenant cette fois une ouverture d'antenne réceptrice plus petite (antenne fixe par exemple)(figure 4.11).

4.4.5 Conclusion

Aux vues des expressions des résolutions radiale et azimutale, nous constatons que la configuration bistatique implique une augmentation des paramètres. Il est d'ailleur possible de retrouver l'expression des résolutions monostatiques en choisissant correctement les paramètres.

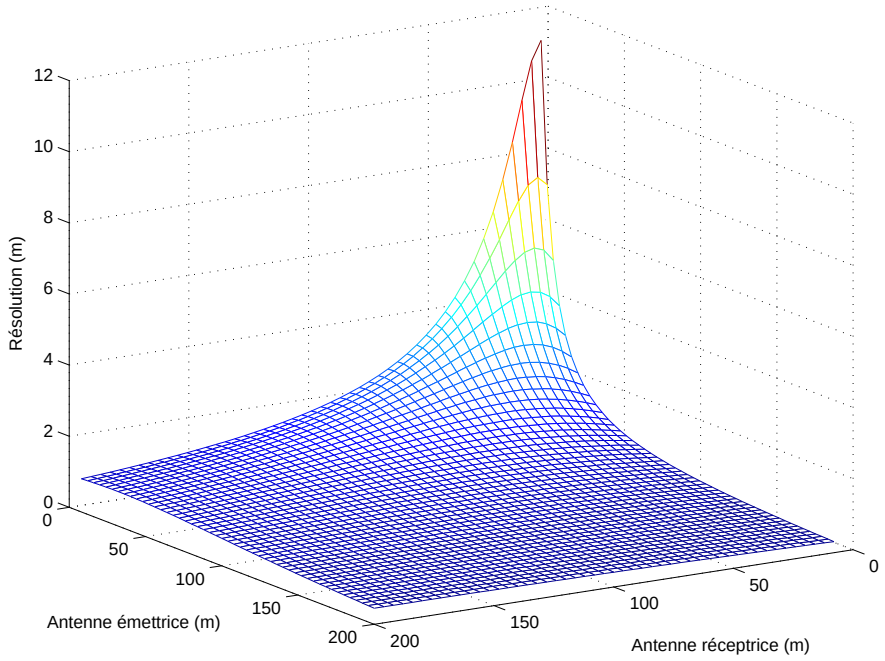


FIG. 4.11 – Evolution de la résolution azimutale en configuration bistatique.

Suivant la configuration retenue, la configuration bistatique permet soit d'améliorer les résolutions ou au contraire de les dégrader.

Dans le cas où la configuration bistatique retenue dégrade les résolutions, il est possible de compenser ce problème en combinant plusieurs prises de vue en configuration bistatique [HXWX03].

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous nous sommes intéressés à la configuration bistatique. Nous avons tout d'abord présenté celle-ci de manière générale, puis nous avons étudié la propagation d'une onde électromagnétique dans ce type de configuration. Ainsi nous avons obtenu les premières caractéristiques des signaux reçus en configuration bistatique ce qui nous a conduit à l'élaboration d'un algorithme de reconstruction d'images en configuration bistatique. Nous avons ainsi pu donner les caractéristiques d'une image bistatique et observer l'influence de la configuration d'acquisition sur la résolution de l'image reconstruite.

Chapitre 5

Simulations et expérimentations

Les chapitres précédents ont présenté les principaux principes de l'électromagnétisme et des techniques d'imagerie radar en configuration monostatique ce qui a conduit à l'étude et au développement de l'imagerie radar en configuration bistatique.

L'objectif de ce chapitre est de présenter des résultats de simulations obtenues à partir de l'implémentation des modèles présentés précédemment.

Les différents éléments intervenant dans une chaîne radar complète sont présentés ci-dessous :

- *Le signal émis* est une modulation linéaire en fréquence sur laquelle les paramètres réglables sont : la fréquence centrale, le décalage en fréquence, la durée de l'impulsion, la période de récurrence et le nombre d'impulsions par rafale.
- *Les diagrammes d'antennes d'émission et de réception* ne sont pas intégrés pour l'instant dans la simulation mais ils pourraient, par la suite, être modélisés par des ouvertures rayonnantes de géométrie rectangulaire, circulaire ou elliptique. Pour le moment, nous ne tenons compte que de la polarisation des antennes d'émission et de réception.
- *Le champ électromagnétique diffusé* par une cible est obtenu à partir de sa matrice de diffusion. Dans un premier temps, nous nous limiterons à l'étude de cibles canoniques isotropes dont la matrice de diffusion est indépendante de la position de l'émetteur et du récepteur. Ensuite, nous nous intéresserons à des modèles de diffusion de cibles plus complexes.
- *Le signal reçu* est calculé en fonction du temps en tenant compte des vitesses du radar et de la cible qui vont intervenir sur le temps de propagation et introduire une variation de fréquence dûe à l'effet Doppler.

Dans un premier temps les coordonnées des entités seront données en latitude, longitude, altitude afin de rattacher nos configurations de simulation à des configurations réelles définies dans le repère géocentrique.

5.1 Liaison radar bistatique

Dans cette section nous allons présenter les résultats obtenus lors de la modélisation de la liaison radar bistatique. Le modèle utilisé est celui développé par M. Khenchaf [Khe00] dans ses travaux de recherche.

	Latitude	*Longitude*	*Altitude*
Emetteur	43°00'00"N	5°50'00"E	1000m
Récepteur	43°04'04"N	5°56'40"E	50m
Cible	43°03'30"N	5°54'20"E	0m

TAB. 5.1 – Position initiale des entités de la liaison bistatique.

Le signal émis dans nos applications est un train d'impulsion modulé linéairement en fréquence. La fréquence porteuse est fixée à $f_0 = 10$GHz (bande X). Les impulsions rectangulaires de durée $T_i = 10\mu$s sont émises avec une période de récurrence $T_r = 100\mu$s. Le décalage linéaire de la fréquence d'émission est $\Delta f = 5$MHz.

La scène considérée est la suivante :

- L'émetteur se trouve sur un porteur qui se déplace à vitesse constante de 50m/s en direction de l'Est.
- La cible se trouve sur une surface maritime, elle est considérée canonique et isotrope. Elle est assimilée à un point brillant caractérisé par la matrice de diffusion ci-dessous :

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{v_s v} & S_{v_s h} \\ S_{h_s v} & S_{h_s v} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 2 & 0.5e^{j40°} \\ 0.7e^{j30°} & 0.9 \end{bmatrix}$$

- Le récepteur se trouve sur le littoral et est immobile.

La position des trois entités (émetteur, cible, récepteur) à l'instant initial est donnée dans le tableau 5.1.

5.1.1 Position

Lors des simulations, nous constatons qu'il est possible de retrouver, de manière assez précise, la distance émetteur-cible-récepteur, à l'aide d'un filtre adapté appliqué au signal reçu. Si l'on se place à $t = 100s$, seule la position de l'émetteur aura évolué puisque la cible et le récepteur sont immobiles. La position de l'émetteur sera alors : 43°00'00"N, 5°52'41"E, altitude : 1000m. La distance émetteur-cible sera donc de 8,85km. De même, le calcul de la distance cible-récepteur nous donne : 4.55km, soit une distance émetteur-cible-récepteur de 13.4km. La figure 5.1 nous donne la forme du signal reçu à $t = 100s$. La distance relevée graphiquement est de 13.5km, ce qui correspond à la valeur retrouvée à partir de la position des différents éléments.

Dans le cas où plusieurs cibles/points brillants sont présents dans la scène observée, les résultats trouvés précédemment se confirment. En effet, l'utilisation d'un filtre adapté nous permet de retrouver les distances émetteur-cible-récepteur pour différentes cibles se trouvant dans la scène observée. Ce résultat est illustré figure 5.2 ; dans ce cas, nous avons repris la configuration précédente à laquelle on ajoute une cible identique à la première aux coordonnées suivantes : 43°02'02"N, 5°52'20"E, altitude : 0m. La différence d'amplitude entre les deux cibles provient de l'atténuation de l'onde électromagnétique lors de sa propagation en 1/distance^2.

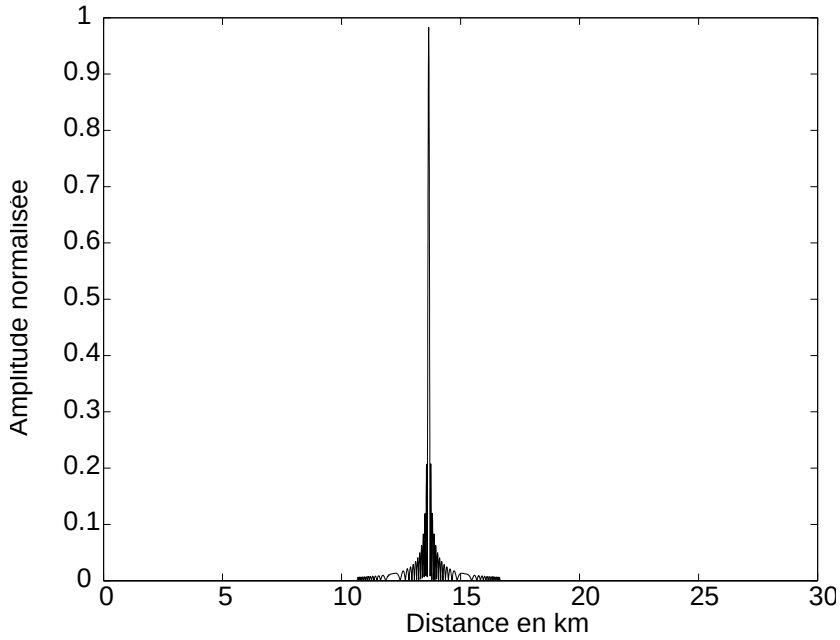


FIG. 5.1 – Distance émetteur-cible-récepteur pour $t = 100s$.

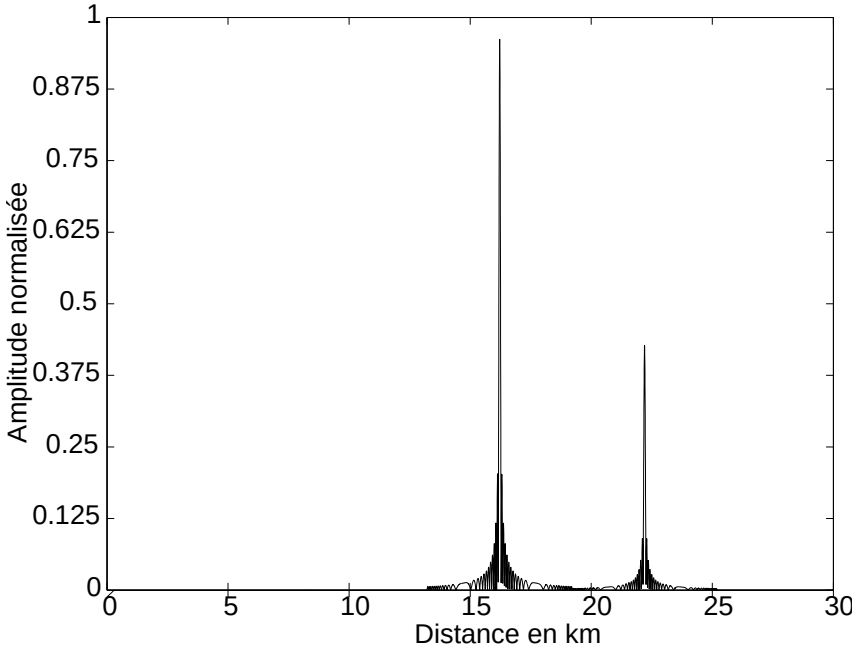


FIG. 5.2 – Distances émetteur-cible-récepteur des deux cibles pour $t = 300s$.

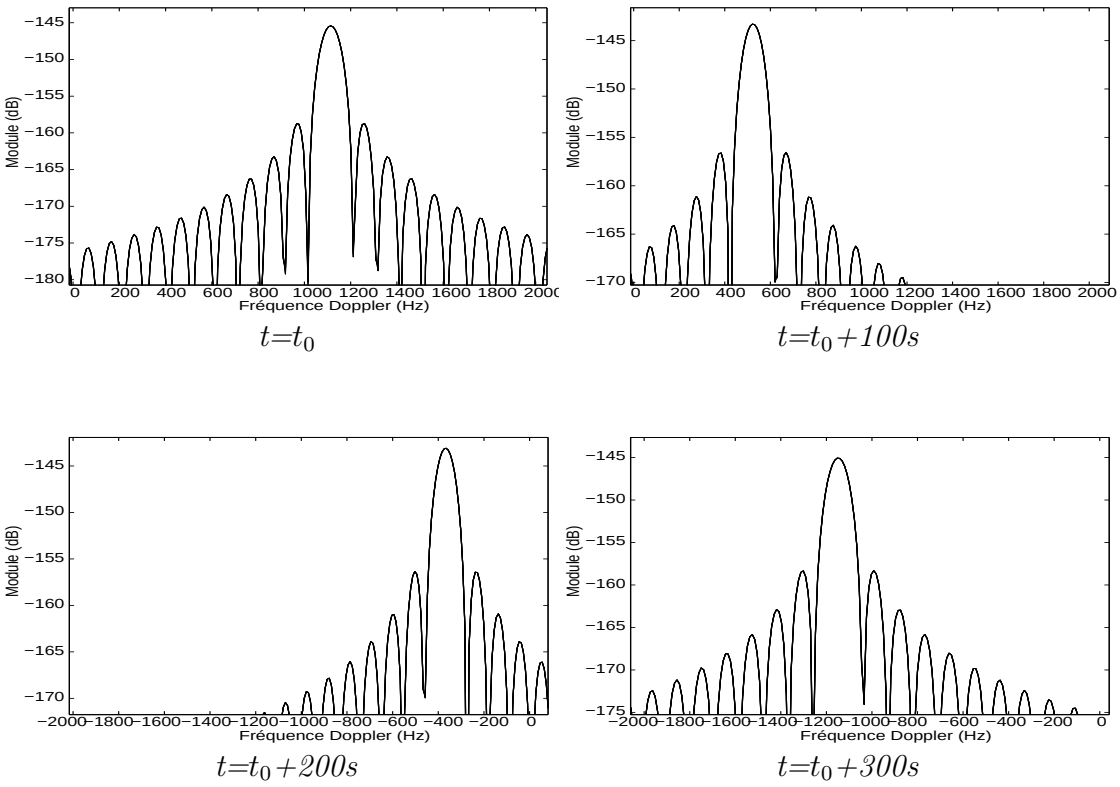


FIG. 5.3 – Evolution du décalage Doppler.

5.1.2 Doppler

Si l'on s'intéresse plus particulièrement à notre configuration de simulation, on peut supposer que le décalage Doppler aura une valeur positive à l'origine étant donné que l'émetteur se rapproche de la cible. Cette valeur va ensuite diminuer pour atteindre une valeur nulle lorsque la vitesse relative entre l'émetteur et la cible sera nulle (c'est à dire lorsque l'émetteur sera dans sa position la plus proche de la cible). Nous développerons ce cas particulier dans le paragraphe suivant. Ensuite, l'émetteur va s'éloigner de la cible, le décalage Doppler va donc continuer à diminuer mais cette fois dans les valeurs négatives. Ces résultats sont retrouvés par la simulation et sont présentés figure 5.3.

Si l'on revient sur le moment où l'émetteur et le récepteur sont les plus proches, cela signifie qu'ils se trouveront à la même longitude. Il est donc possible, à partir des caractéristiques de simulation, de retrouver à quel instant ce phénomène se produira. L'émetteur sera plus proche de la cible lorsqu'ils se trouveront à la même longitude (5°54'20"E), soit lorsque l'émetteur aura parcouru 8km. Or, l'émetteur se déplace à 50m/s, donc l'émetteur sera le plus proche de la cible lorsque $t = 160s$. Ce résultat est retrouvé par la simulation. En effet, lorsque $t = 160s$, le décalage Doppler est nul comme le montre la figure 5.4.

De même, si l'on considère plusieurs cibles, lors de l'analyse fréquentielle, il est possible de retrouver les décalages Doppler engendrés par des cibles ayant des vitesses différentes (figure 5.5).

Les deux caractéristiques présentées précédemment (position et décalage Dop-

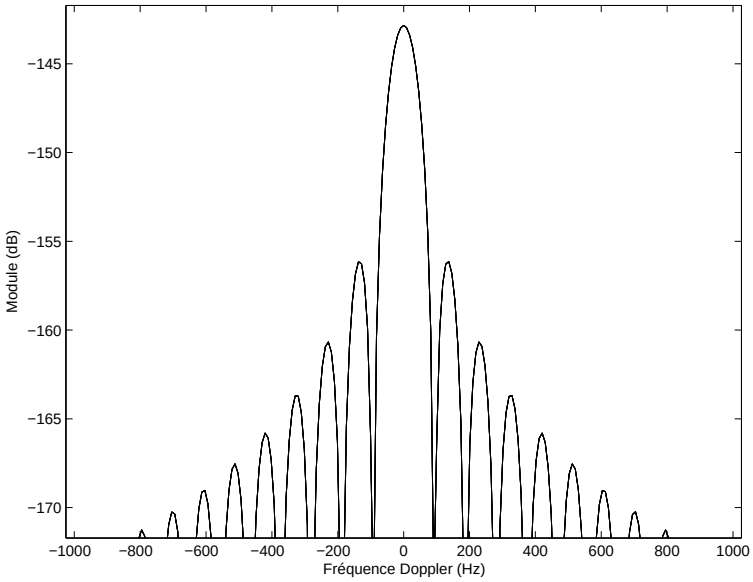


FIG. 5.4 – Décalage Doppler pour t=t_0+160s.

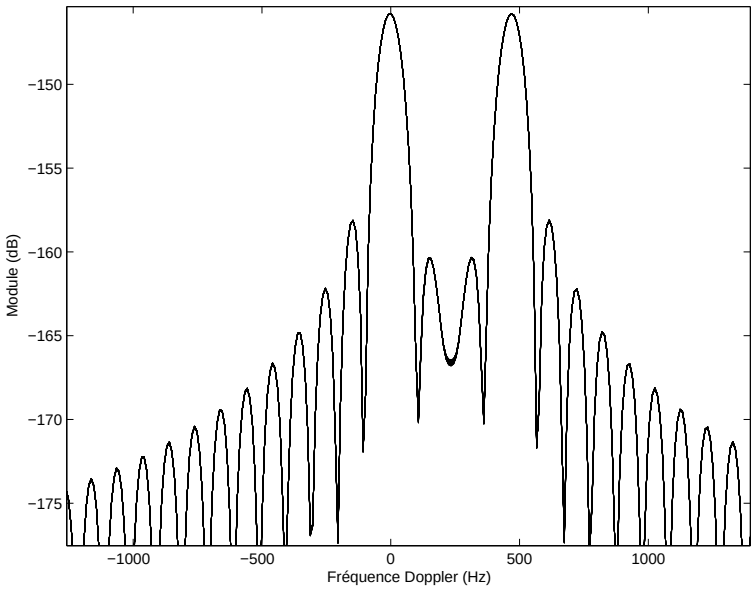
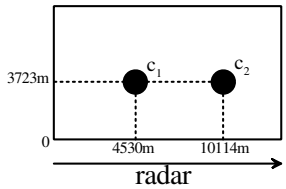


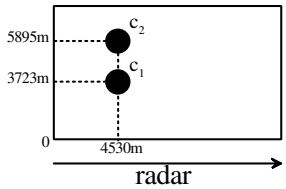
FIG. 5.5 – Décalages Doppler des deux cibles pour $t = 100s$.

	Latitude	*Longitude*	*Altitude*
Emetteur-récepteur	43°01'00"N	5°50'34"E	1000m
Cible 1	43°03'00"N	5°53'00"E	0m
Cible 2	43°03'00"N	5°56'00"E	0m



TAB. 5.2 – Position initiale des entités.

	Latitude	*Longitude*	*Altitude*
Emetteur-récepteur	43°01'00"N	5°50'34"E	1000m
Cible 1	43°03'00"N	5°53'00"E	0m
Cible 2	43°04'10"N	5°53'00"E	0m



TAB. 5.3 – Position initiale des entités.

pler) sont souvent utilisées par les radars monostatiques. Il leur est ainsi possible de distinguer deux cibles à la même distance mais ayant des vitesses différentes, ou des cibles ayant la même vitesse et se trouvant à des distances différentes.

5.2 Choix de l'algorithme de reconstruction

Nous avons alors utilisé le modèle de la liaison radar bistatique en configuration monostatique afin d'appliquer les différents algorithmes de reconstruction d'imagerie monostatique. Ainsi il sera possible de vérifier les caractéristiques de ces algorithmes et d'affirmer le choix réalisé pour le développement de l'algorithme d'imagerie bistatique.

5.2.1 Sommation cohérente

A partir des considérations données précédemment, nous avons implémenté un algorithme de reconstruction d'image SAR basé sur le principe de la sommation cohérente.

Lors de la première simulation, nous avons cherché à retrouver la position de deux cibles se trouvant à la même latitude. Les positions des entités (le radar et les deux cibles) à l'instant initial sont données dans le tableau 5.2.

Les cibles considérées sont des points brillants isotropes.

Pour réaliser l'ouverture synthétique, nous nous plaçons dans le cas où le porteur se déplace à vitesse constante de 50m/s en direction de l'Est. L'évolution des signaux compressés en distance au cours des acquisitions est représentée figure 5.6. Après traitement de ces données par la méthode de sommation cohérente décrite dans la section 3.2.4, nous obtenons le résultat figure 5.7. Nous constatons que la position des deux cibles a été retrouvée.

Nous nous intéressons maintenant au cas où les deux cibles se trouvent à la même longitude comme indiqué dans le tableau 5.3. Après le traitement en distance

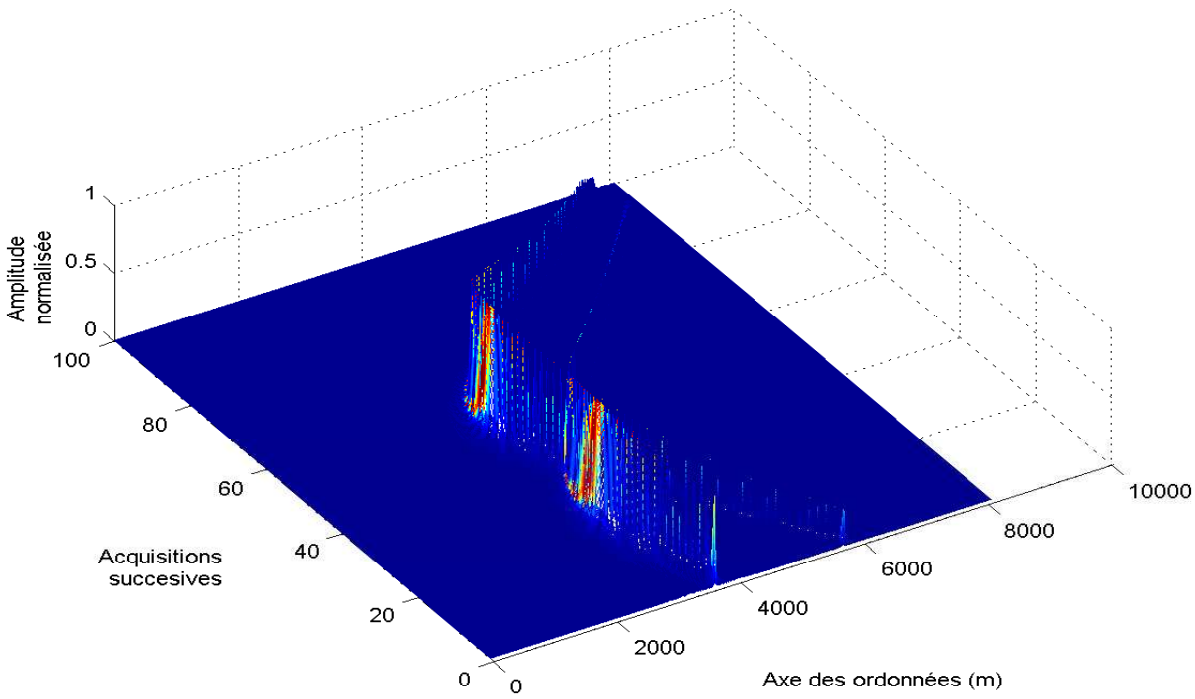


FIG. 5.6 – Evolution du profil-distance au cours des acquisitions.

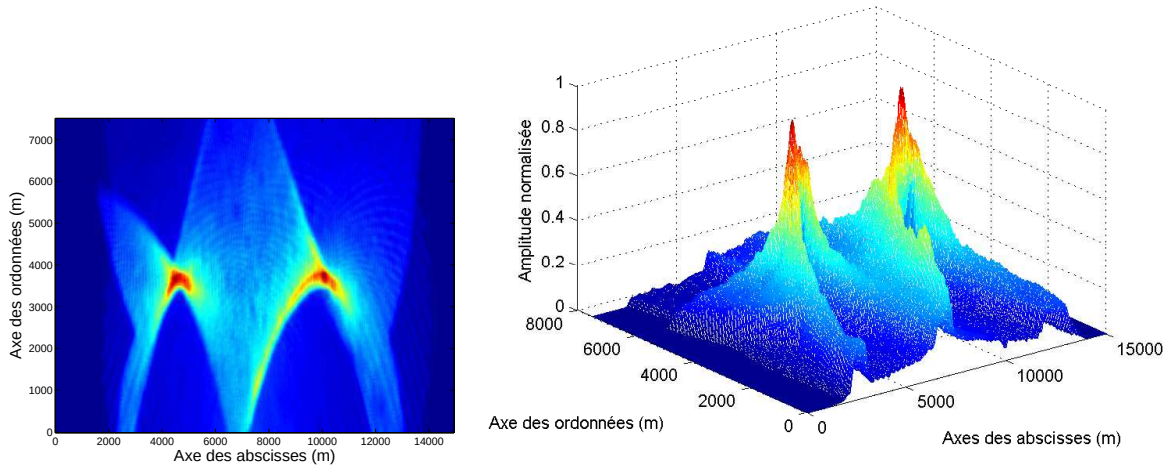


FIG. 5.7 – Image SAR de deux cibles ayant la même latitude obtenue par sommation cohérente.

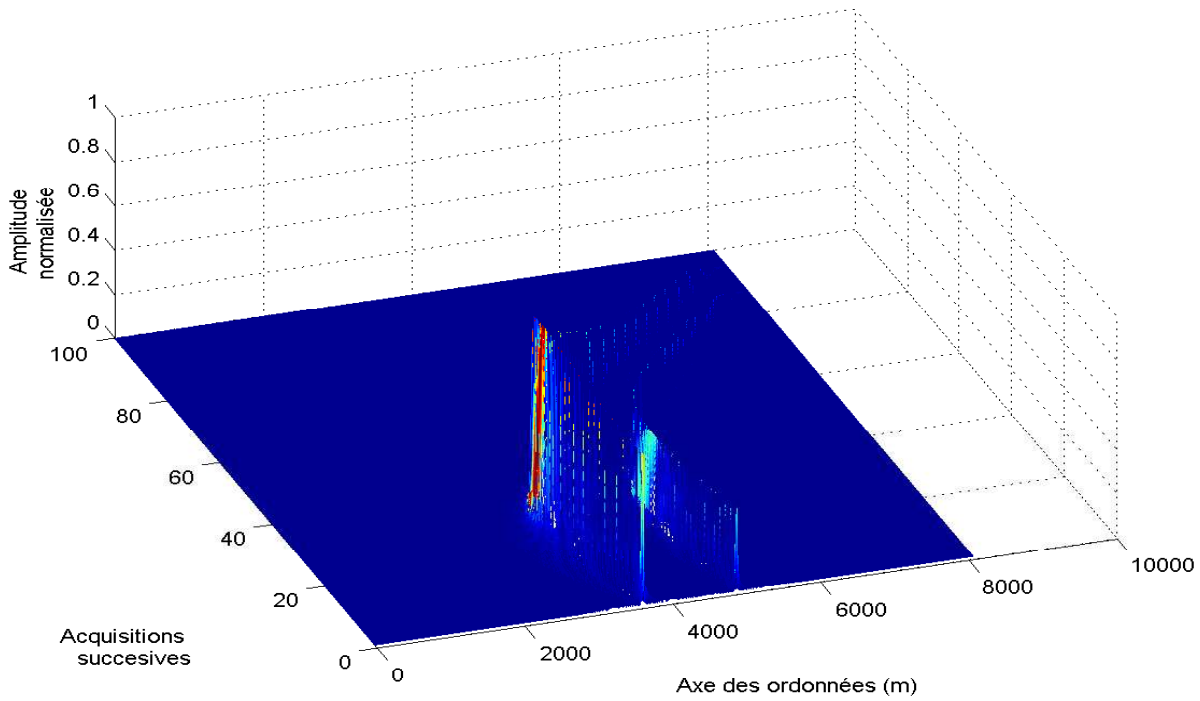


FIG. 5.8 – Evolution du profil-distance au cours des acquisitions.

(figure 5.8), en appliquant le principe de la sommation cohérente, nous retrouvons la position des deux cibles (figure 5.9).

La méthode de sommation cohérente permet de retrouver la position de cibles à partir des signaux reçus par un radar imageur. Les simulations réalisées confirment les caractéristiques de cette méthode. On peut en effet constater que le principal inconvénient de cette méthode concerne la nécessité de calcul lourd impliquant des temps de calcul relativement longs ainsi que l'utilisation d'espace mémoire important.

5.2.2 Compression en azimut

Dans le cadre de nos simulations, nous reprendrons le principe de base de la compression en azimut développé par le RDA et exposé dans la section 3.2.5. Cette méthode repose sur une analyse fréquentielle transverse des profils distances. Nous devons donc avoir un échantillonnage transverse relativement faible afin de conserver l'information de phase. Cette contrainte nous impose de réduire la taille de la scène observée afin de limiter le volume des données à traiter.

Afin de vérifier les résultats obtenus par notre simulateur nous allons reprendre la métodologie utilisée pour la méthode de sommation cohérente. Nous allons donc chercher à discriminer deux cibles ayant la même latitude. Pour cela, nous utilisons, à l'instant initial, les positions présentées dans le tableau 5.4. Nous utiliserons le même porteur que précédemment, se déplaçant à 50m/s en direction de l'Est.

Nous obtenons alors les résultats présentés figure 5.10, nous constatons que les deux cibles ont bien été retrouvées.

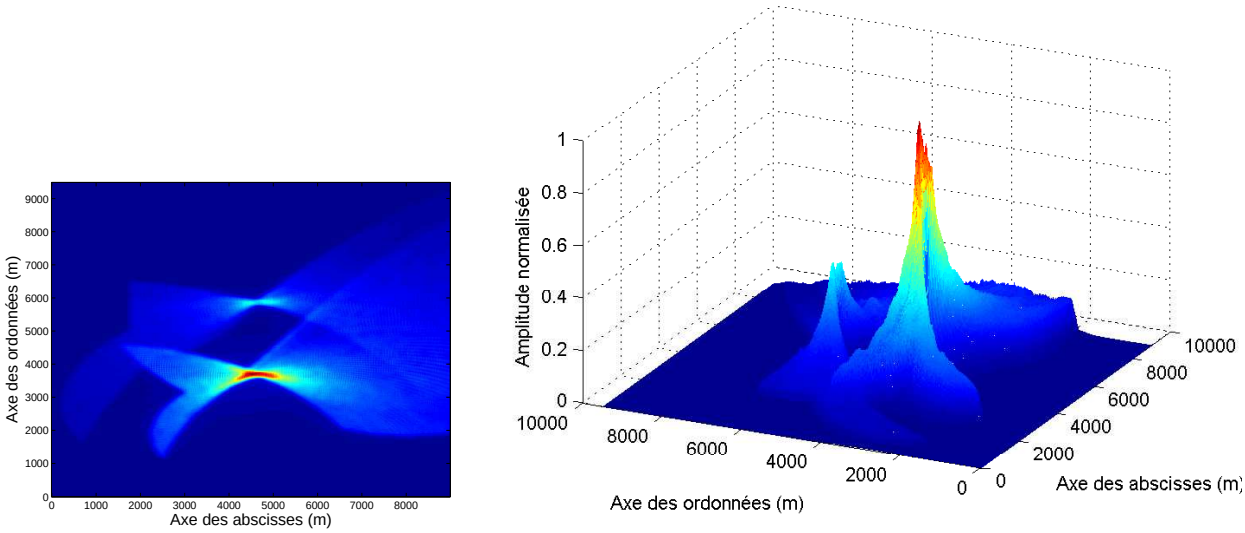
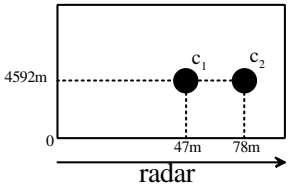


FIG. 5.9 – Image SAR de deux cibles ayant la même longitude obtenue par sommation cohérente.

	Latitude	*Longitude*	*Altitude*
Emetteur-récepteur	43°01'00"N	5°52'50"E	1000m
Cible 1	43°03'28"N	5°52'52"E	0m
Cible 2	43°03'28"N	5°52'53"E	0m



TAB. 5.4 – Position initiale des entités.

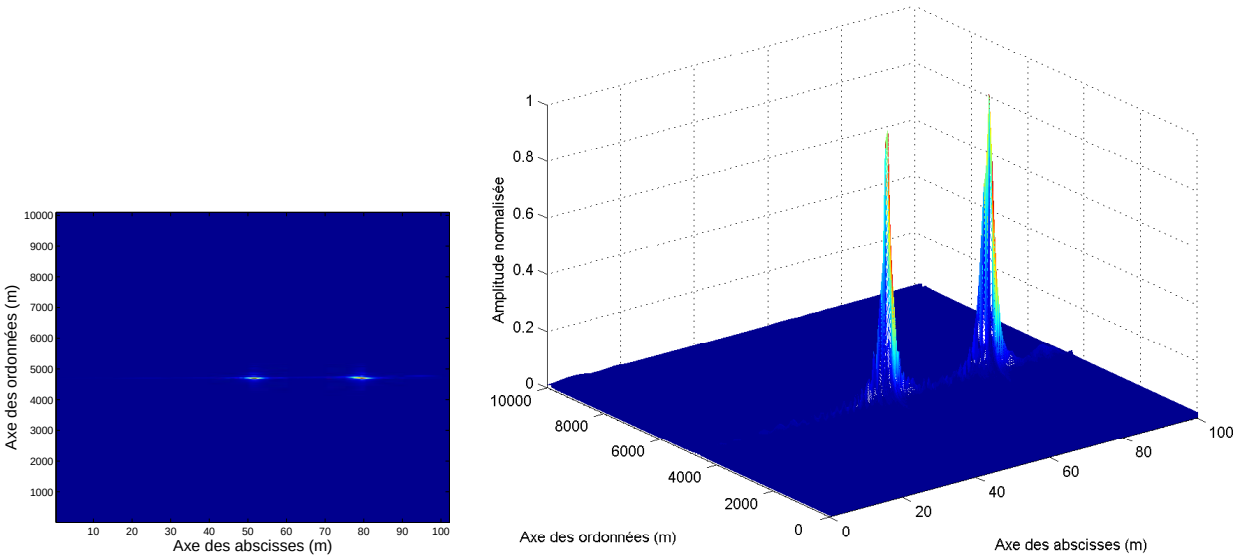
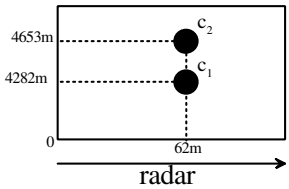


FIG. 5.10 – Image SAR de deux cibles ayant la même latitude.

	Latitude	*Longitude*	*Altitude*
Emetteur-récepteur	43°01'00"N	5°52'50"E	1000m
Cible 1	43°03'30"N	5°52'52"E	0m
Cible 2	43°03'18"N	5°52'52"E	0m



TAB. 5.5 – Position initiale des entités.

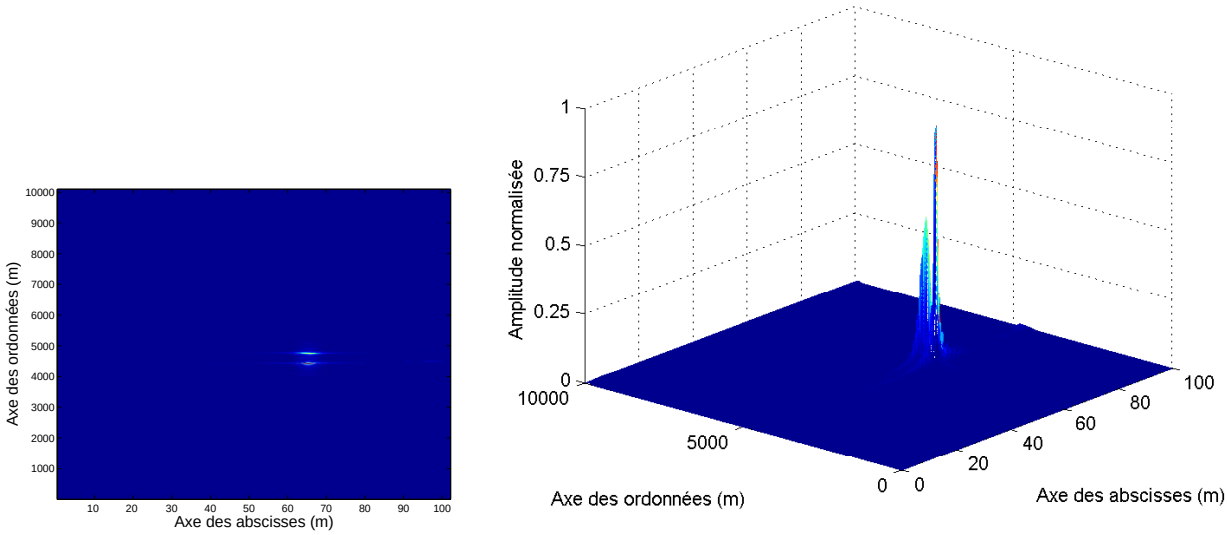


FIG. 5.11 – Image SAR de deux cibles ayant la même longitude.

Dans le cas où les deux cibles ont la même longitude, nous utiliserons les positions données dans le tableau 5.5.

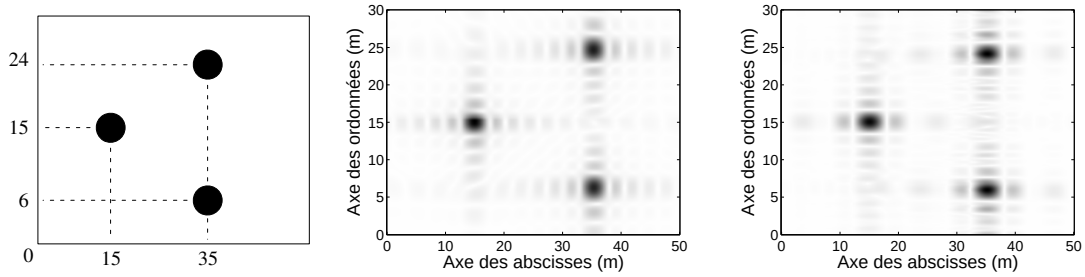
Cette fois encore, la position des deux cibles a été retrouvée comme le montre la figure 5.11.

5.2.3 Sélection de l'algorithme

Les caractéristiques des algorithmes de reconstruction présentés dans les sections 3.2.4 et 3.2.5 se retrouvent lors de nos simulations. Le choix de ne pas développer le principe de la sommation cohérente afin de l'adapter à la configuration bistatique est donc confirmé. Par la suite, les résultats présentés (en monostatique puis en bistatique) seront obtenus par des algorithmes de reconstruction utilisant la compression en azimut.

5.3 Validation de la modélisation en configuration monostatique

Le modèle développé en configuration bistatique peut être utilisé en configuration monostatique étant donnée que cette configuration est un cas particulier de la configuration bistatique. Ce constat va nous permettre de valider notre modèle



(a) Schéma d'acquisition.

(b) Image obtenue par notre simulateur.

(c) Image obtenue par Soumekh.

FIG. 5.12 – Simulations relative à la scène 1 : validation qualitative.

en configuration monostatique par comparaison avec les résultats publiés dans la littérature puis avec les résultats théoriques attendus concernant les caractéristiques (position et résolution) de l'image reconstruite.

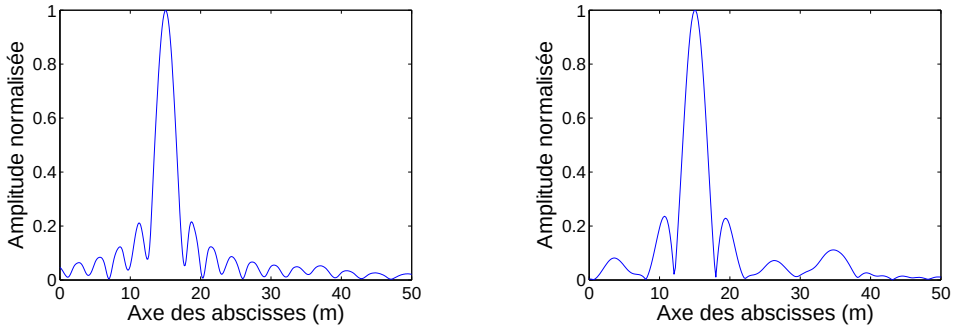
Dorénavant, l'ensemble des positions des entités seront exprimées en mètre dans un repère orthonormé afin de faciliter l'interprétation des résultats obtenus par rapport aux conditions de simulations.

5.3.1 Validation qualitative

La validation qualitative est réalisée par une comparaison entre nos résultats de simulation avec ceux obtenus par les codes Matlab fournis par M. Soumekh [Sou99]. Dans ce cas l'ensemble des entités se trouvent dans le même plan.

** Scène 1*

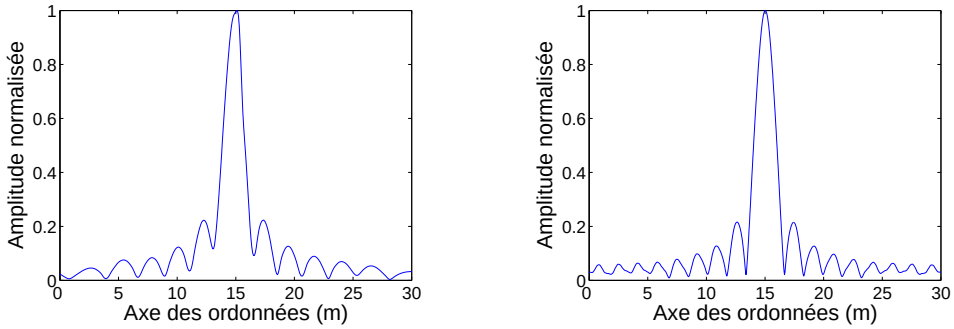
La première scène considérée est constituée de trois points brillants isotropes situés aux coordonnées (15 ;15 ;0), (35 ;6 ;0) et (35 ;24 ;0) (figure 5.12(a)). Le radar est situé à la position (-1000 ;0 ;0), il réalise une ouverture de 30m suivant l'axe des ordonnées et le signal émis est un chirp de fréquence centrale 3GHz et de largeur de bande 60MHz. Les résultats obtenus par notre simulateur (figure 5.12(b)) et ceux obtenus par Soumekh (figure 5.12(c)) sont relativement proches. Pour une comparaison plus précise, nous réalisons une coupe suivant l'axe des abscisses et des ordonnées aux coordonnées (15 ;15 ;0) pour chacune des images reconstruites. Les figures 5.13(a) et 5.13(b) correspondent respectivement aux coupes suivant l'axe des abscisses pour l'image de notre simulateur et celle de Soumekh. Les figures 5.14(a) et 5.14(b) représentent, quant à elles, les coupes suivant l'axe des ordonnées. Les différences que l'on peut observer viennent du fait que Soumekh utilise une fenêtre de Hamming lors de la reconstruction de l'image, ce qui implique une diminution des lobes secondaires mais également une légère dégradation des résolutions. Dans le cadre de nos applications, nous allons chercher à caractériser précisément les images monostatique et bistatique à partir de leur résolution. Pour le moment, nous n'apporterons donc pas de traitements complémentaires aux algorithmes de reconstruction qui pourrait améliorer la qualité des images.



(a) Coupe obtenue par notre simulateur.

(b) Coupe obtenue par Soumekh.

FIG. 5.13 – Coupes suivant l'axe des abscisses des images reconstruites.



(a) Coupe obtenue par notre simulateur.

(b) Coupe obtenue par Soumekh.

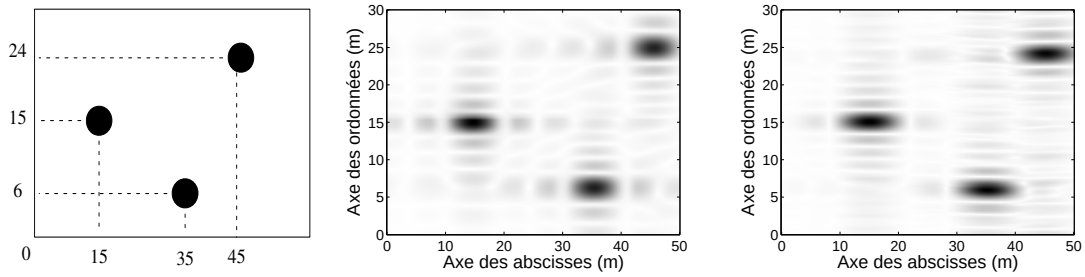
FIG. 5.14 – Coupes suivant l'axe des ordonnées des images reconstruites.

** Scène 2*

La seconde scène visualisée est présentée figure 5.15(a), elle est constituée de trois points brillants aux coordonnées (15 ;15 ;0), (35 ;6 ;0) et (45 ;24 ;0). La position du radar et l'antenne synthétique sont identiques à la simulation précédente. La largeur de bande du signal émis est cette fois de 30MHz, ce qui implique une dégradation de la résolution radiale. Nous retrouvons cette caractéristique sur les images reconstruites par notre simulateur et celui de Soumekh (respectivement, figure 5.15(b) et figure 5.15(c)).

** Scène 3*

Dans la troisième scène, les points brillants sont situés aux coordonnées (15 ;2,5 ;0), (15 ;7,5 ;0) et (35 ;7,5 ;0) (figure 5.16(a)), le signal émis et la position du radar sont identiques à la première simulation. Nous avons cette fois cherché

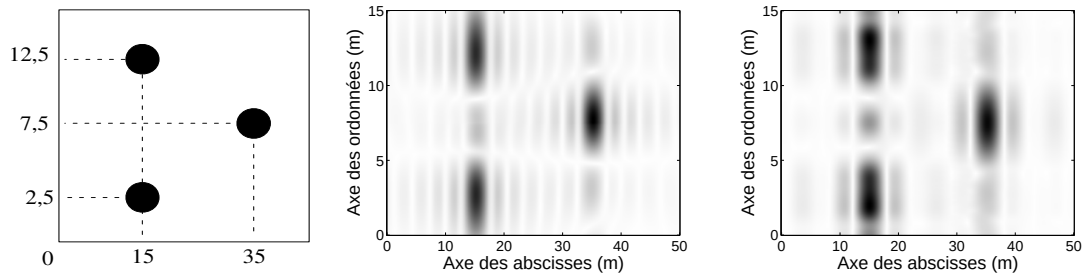


(a) Schéma d'acquisition.

(b) Image obtenue par notre simulateur.

(c) Image obtenue par Soumekh.

FIG. 5.15 – Simulations relative à la scène 2 : validation qualitative.



(a) Schéma d'acquisition.

(b) Image obtenue par notre simulateur.

(c) Image obtenue par Soumekh.

FIG. 5.16 – Simulations relative à la scène 3 : validation qualitative.

à dégrader la résolution azimutale en diminuant la taille de l'antenne synthétique (15m). Les images obtenues sont alors respectivement présentées figure 5.16(b) et 5.16(c) pour notre simulateur et celui de Soumekh. Nous retrouvons bien la caractéristique recherchée : une dégradation de la résolution azimutale.

L'objectif de ces comparaisons est de réaliser une validation qualitative de notre simulateur. Dans l'ensemble des simulations réalisées nous constatons que les caractéristiques (positions et résolutions) des images reconstruites par notre simulateur et celui de Soumekh concordent. Nous pouvons donc considérer que cette étape est validée. Les différences, que nous retrouvons entre nos résultats et ceux de Soumekh concernant la forme et l'intensité des lobes secondaires, proviennent des traitements complémentaires apportés par Soumekh. Dans le cadre de notre étude, nous cherchons à caractériser les images radar obtenues à partir d'un traitement de base. Nous n'apporterons donc pas de traitements complémentaires qui pourraient intervenir sur les résolutions ou la forme des lobes secondaires.

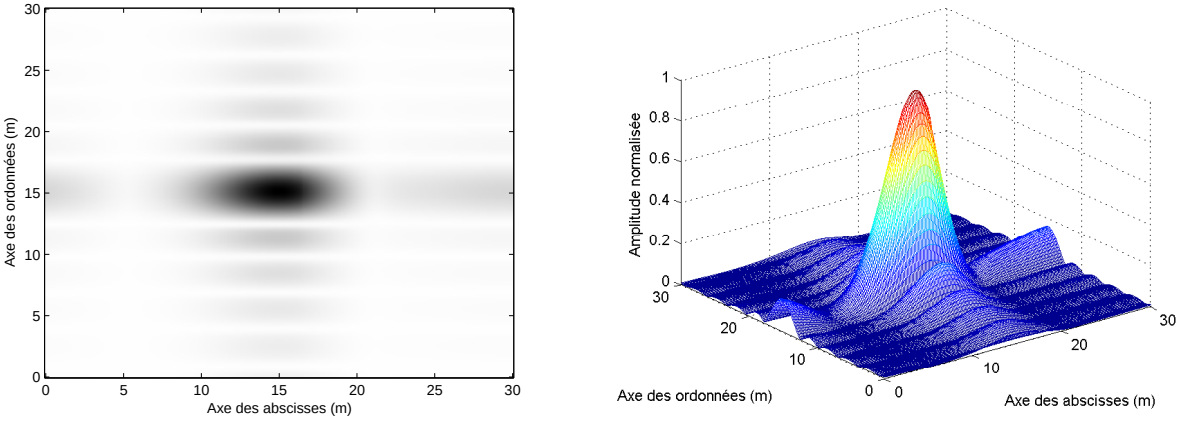


FIG. 5.17 – Image SAR d'une cible aux coordonnées (15 ;15).

5.3.2 Validation quantitative

5.3.2.1 Position

Nous allons maintenant chercher à quantifier plus précisément les résultats obtenus lors de la reconstruction d'une image. Pour cela, nous cherchons à retrouver une cible isotrope située aux coordonnées (15 ;15 ;0) à partir des signaux reçus par un radar dont la position initiale est : (0 ;-5000 ;2000) et qui se déplace suivant le vecteur vitesse (100 ;0 ;0) en m/s pendant 0.3s, soit une antenne synthétique de 30m. L'image obtenue est présentée figure 5.17. Nous constatons que la position de la cible a bien été retrouvée.

De manière à valider la robustesse de notre simulateur, nous avons cherché à retrouver la position de cette même cible en faisant évoluer les paramètres d'observation. La position de la cible est obtenue par détermination du maximum dans l'image reconstruite. Nous avons tout d'abord fait varier la largeur de bande du signal émis qui intervient sur la résolution en distance. Nous avons utilisé des largeurs de bande comprise entre 15 et 120MHz. Nous constatons sur la figure 5.18 que nous retrouvons pour chacune des valeurs la position de la cible. Les écarts par rapport à la position théorique sont plus importants pour des largeurs de bande faible ce qui s'explique par le fait que la résolution en distance est alors plus importante. En effet, pour de mauvaises résolutions, une erreur de localisation équivalente à un pixel aura des conséquences plus importantes que pour les bonnes résolutions.

Ensuite, nous nous sommes intéressés à l'évolution de la position en azimut lorsque la taille de l'antenne variait. Nous avons donc pris des antennes synthétiques de taille comprise entre 20 et 120m. La figure 5.19 nous montre que dans ces différentes configurations, nous retrouvons relativement bien la position de la cible.

Ces résultats sont très encourageants, en effet nous constatons que quelque soit la configuration d'acquisition (largeur de bande et taille de l'antenne) nous retrouvons la position de la cible.

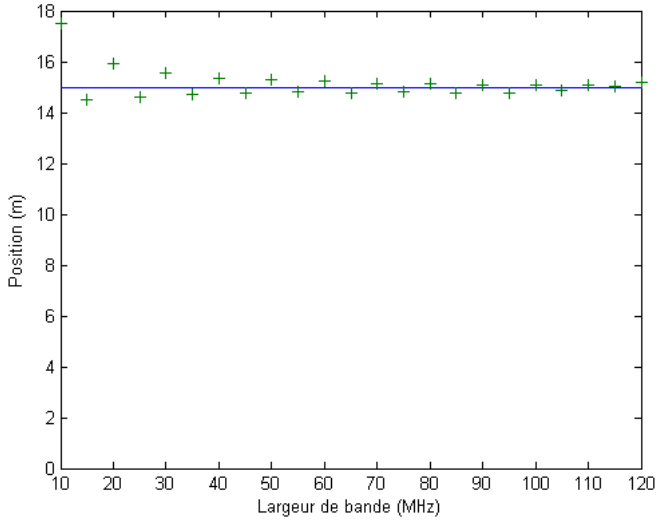


FIG. 5.18 – Evolution de la position pour différentes largeurs de bande.

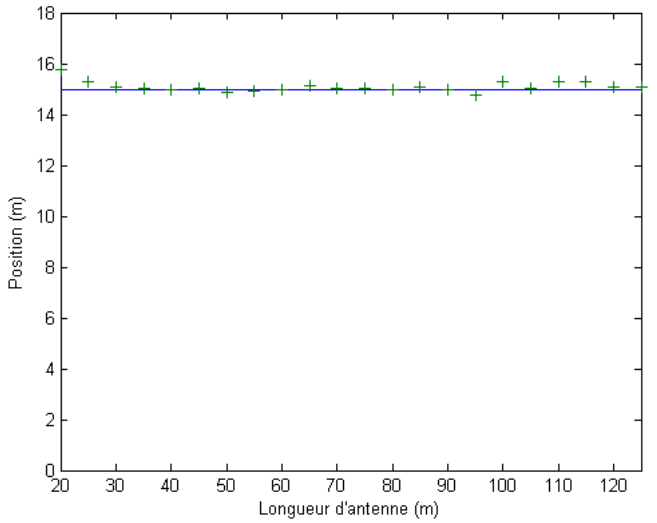
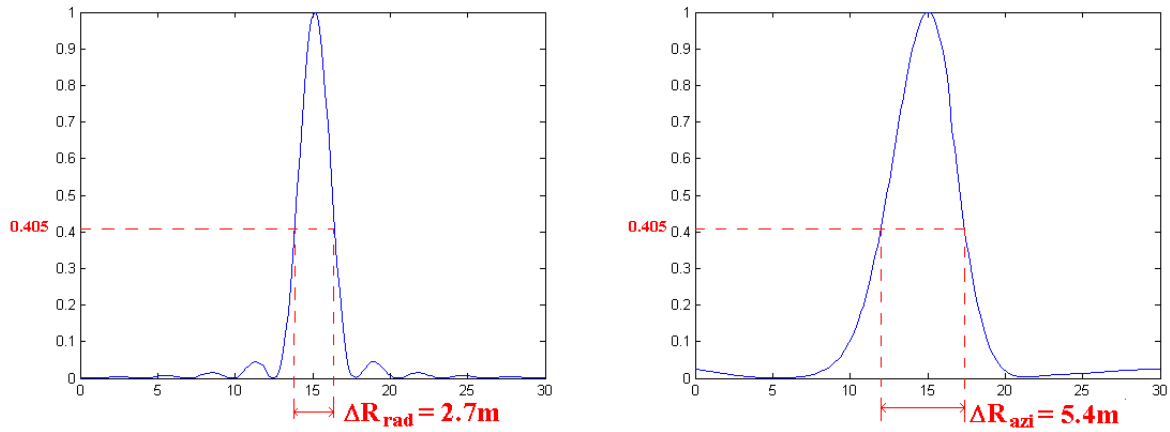


FIG. 5.19 – Evolution de la position pour taille d'antenne.



(a) Résolution radiale.

(b) Résolution azimutale.

FIG. 5.20 – Vérification des résolutions en configuration monostatique.

5.3.2.2 Résolution

Un autre point important à vérifier afin de valider notre simulateur concerne la résolution obtenue lors de la détection de cible. En effet, la résolution pour la détection d'une cible en imagerie SAR est une caractéristique importante, nous avons donc cherché à vérifier si les résultats de simulation concordent avec les résolutions théoriques attendues. Pour les conditions d'observation de la simulation précédente soit un angle d'incidence de 68.2°, une fréquence centrale de 5GHz et une largeur de bande de 60MHz, les résolutions attendues sont :

$$\Delta R_{rad} = 2.7\text{m et } \Delta R_{azi} = 5.4\text{m}. \tag{5.1}$$

Afin de vérifier nos résultats, nous reprenons l'image reconstruite (figure 5.17) sur laquelle nous effectuons une coupe en distance (figure 5.20(a)) et une coupe en azimut (figure 5.20(b)). Ainsi, nous pouvons retrouver les résolutions données par notre simulateur :

$$\Delta R_{rad} = 2.7\text{m et } \Delta R_{azi} = 5.4\text{m}. \tag{5.2}$$

Les résultats obtenus sont conformes à la théorie ce qui nous conforte sur la validité de notre simulateur.

De même que pour le positionnement, nous cherchons à vérifier la robustesse du simulateur en ce qui concerne les résolutions. Dans un premier temps, nous nous intéressons à la résolution en distance, celle-ci dépend de la largeur de bande utilisée ($\Delta R_{rad} = \frac{c}{2\Delta f}$). Nous faisons donc varier cette dernière et suivons l'évolution des résolutions obtenues. Pour une largeur de bande variant de 15 à 120MHz, les résolutions théoriques et expérimentales sont données figure 5.21. Nous constatons que les valeurs expérimentales suivent relativement bien les valeurs théoriques.

Nous nous intéressons ensuite à la résolution en azimut : dans ce cas, c'est la taille de l'antenne synthétique qui intervient pour définir sa valeur ($\Delta R_{azi} = \frac{\lambda R_r}{2D}$). Lors

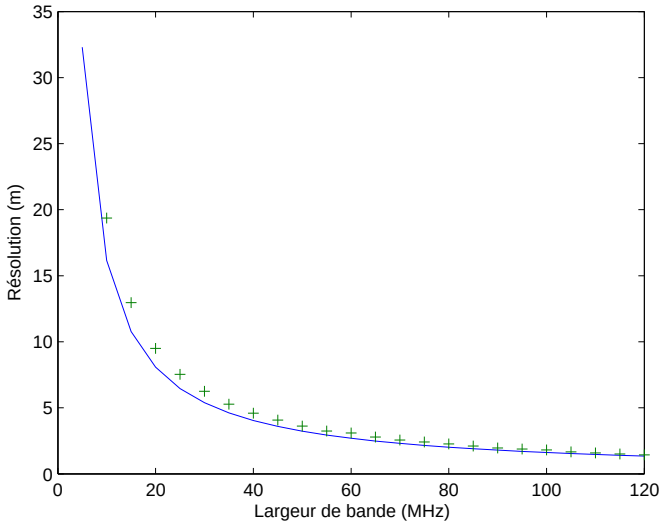


FIG. 5.21 – Evolution de la résolution radiale en fonction de la largeur de bande.

des simulations d'observation, nous avons donc fait varier la longueur de l'antenne synthétique et observé son influence sur la résolution en azimut (figure 5.22). Cette fois encore, nous constatons que les valeurs de notre simulateur concordent avec les valeurs théoriques attendues.

5.3.3 Parallèle avec l'expérimentation

Les données expérimentales obtenues lors d'acquisitions réalisées dans la chambre anéchoïde de l'ENSIETA vont nous permettre de comparer et de valider les résultats obtenus lors de nos simulations.

5.3.3.1 Caractéristiques du matériel utilisé

Le laboratoire E^3I^2 possède une chambre anéchoïde bi-polarisation (horizontale et verticale) présentée figure 5.23.

Le système de mesure est piloté par un PC qui permet de gérer facilement son fonctionnement en utilisant le logiciel Labview.

Les paramètres fixés sont transmis à l'analyseur de réseau vectoriel Wiltron capable d'opérer dans la bande 10MHz-18GHz, qui lui-même commande le synthétiseur de fréquence et qui dirige le signal généré vers l'antenne d'émission, de type cornet (bande utile 2GHz - 18GHz).

Le signal est reçu sur une antenne du même type et ensuite amplifié par un amplificateur faible bruit MITEK, dont la bande utile est comprise entre 6GHz et 18GHz.

L'amplitude et la phase des échantillons complexes, issues de la démodulation en quadrature réalisée par l'analyseur de réseau, sont transmises au PC où elles sont mémorisées.

Le PC commande également le positionneur en gisement MICRO-CONTROL, dont la précision angulaire est de 0,01° et qui soutient le support en polystyrène sur

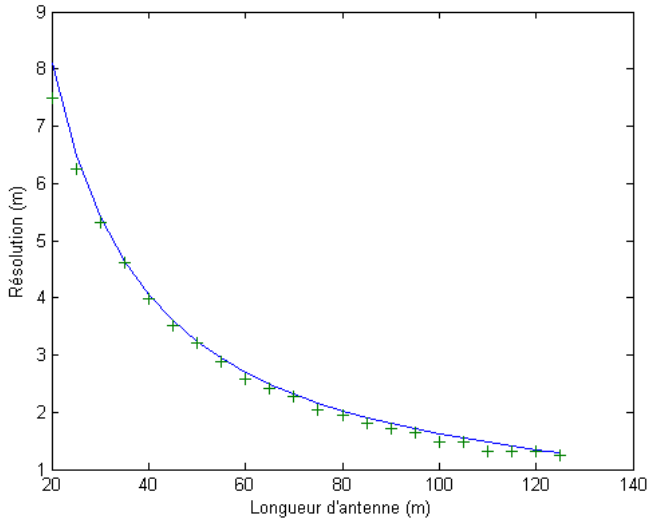
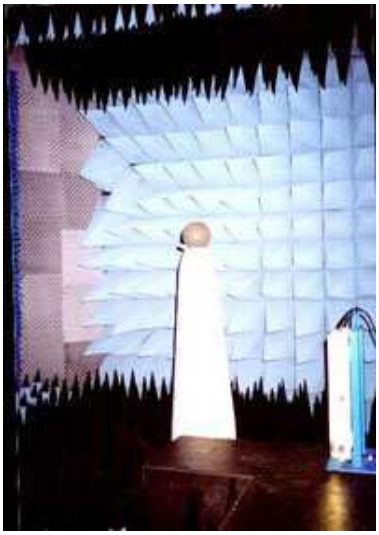


FIG. 5.22 – Evolution de la résolution azimutale en fonction de la taille de l'antenne.



(a) Support pour les cibles.

(b) Antennes d'émission et de réception.

FIG. 5.23 – Photos de la chambre anéchoïde.

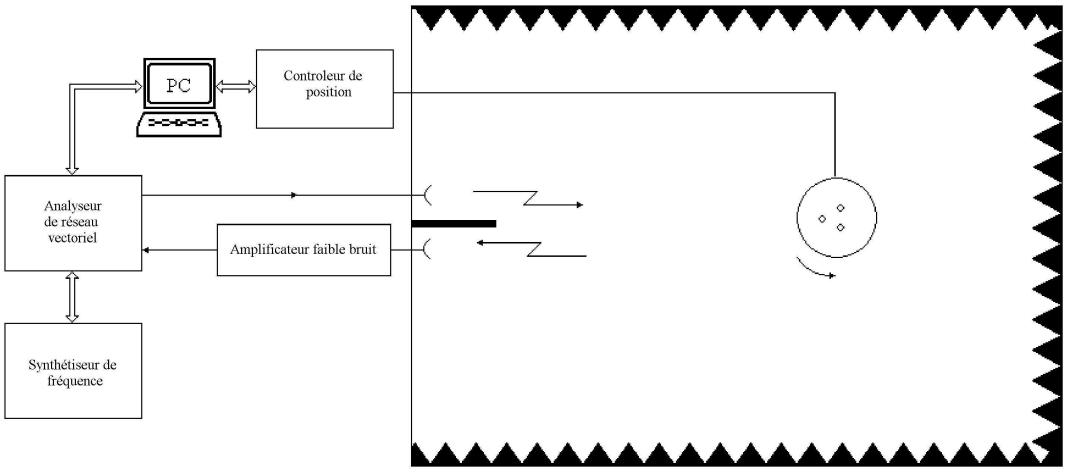


FIG. 5.24 – Schéma d'acquisition expérimentale.

lequel est placé la cible.

Le positionneur, le support et les parois de la chambre anéchoïde sont revêtus de matériaux absorbants. Un panneau absorbant est également interposé entre les deux antennes pour diminuer leur couplage.

Le support et le positionneur se trouvent à une distance de 6m des antennes alors que les dimensions de la chambre sont 8*5*4m.

Le dispositif de mesure est schématisé à la figure 5.24.

5.3.3.2 Configuration d'acquisitions

Dans le cadre de nos expérimentations, nous travaillons en configuration ISAR. En effet, les antennes restent fixes, ce sont les mouvements de la cible qui vont nous permettre de reconstruire son image.

Si l'on suppose que la cible est fixe, le mouvement relatif des antennes par rapport à la cible décrit un arc de cercle. Pour se placer dans l'hypothèse où le mouvement relatif des antennes est rectiligne, nous réalisons des intégrations sur de faible domaines angulaires ($\Omega = 8°$). Ainsi, les configurations d'acquisitions de nos simulations et de nos expérimentations seront comparables.

Le signal utilisé est un signal à saut de fréquence qui couvre la bande : Δf=[11.65-18GHZ] avec des sauts de 50MHz soit 128 sauts.

Dans cette configuration, les résolutions obtenues lors de la reconstruction de l'image sont :

$$\Delta R_{rad} = \frac{c}{2\delta f} = 2.3\text{cm et } \Delta R_{azi} = \frac{\lambda_m}{2\Omega} = 7.3\text{cm}, \tag{5.3}$$

où λ_m représente la longueur d'onde moyenne de la bande de fréquence utilisée.

Le principe de reconstruction ISAR à partir d'un signal à saut de fréquence est schématisé figure 5.25. Le radar envoie une séquence de N rafales, chaque rafale étant constituée de M impulsions. La fréquence centrale des rafales est f_m et les impulsions

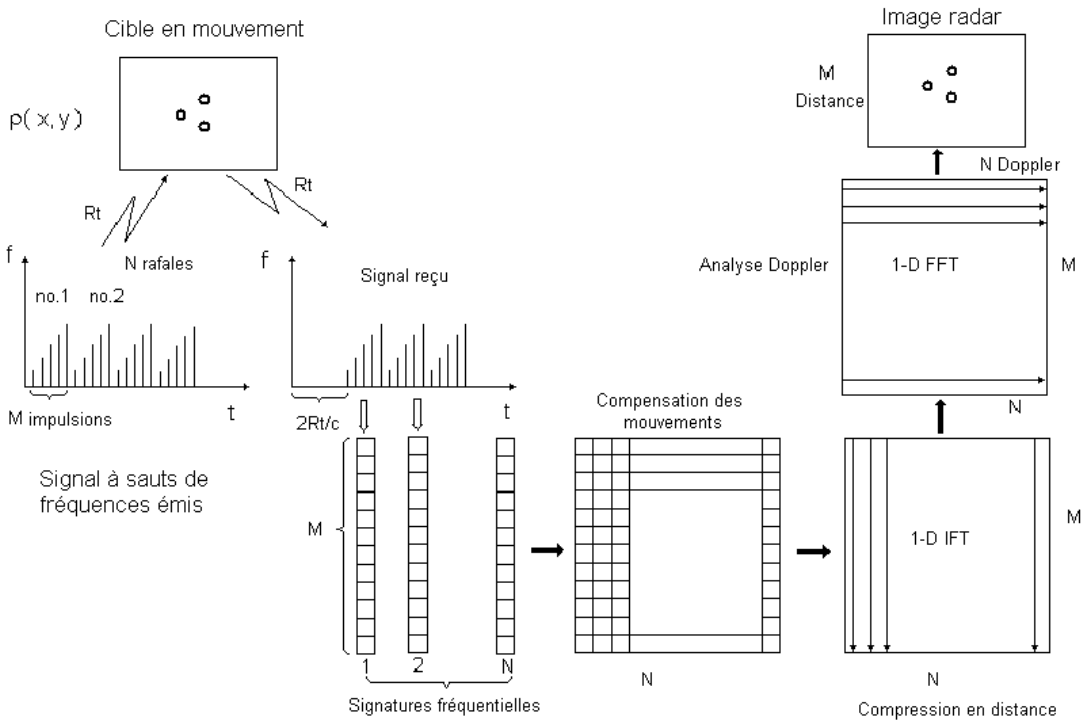


FIG. 5.25 – Traitement des signaux reçus en configuration ISAR.

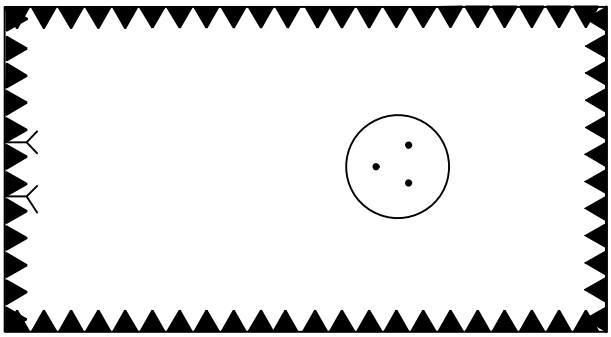


FIG. 5.26 – Schéma d'acquisition de la première expérimentation.

successives sont incrémentées de Δf. La largeur de bande de chaque rafale est donc déterminée par la multiplication entre le nombre d'impulsions et la valeur du saut de fréquence et détermine la résolution en distance. Le nombre de rafales dépendra de la durée d'observation et déterminera donc la résolution transverse. Les données sont stockées dans une matrice à deux dimensions N*M où sont enregistrées les fréquences spatiales non traitées $S(f_{m,n})$ où m=0...M-1 et n=0...N-1.

On réalise ensuite une compression en distance sur les signatures fréquentielles afin d'améliorer la résolution en distance ainsi qu'une compensation en distance classique.

Enfin, un traitement transverse est réalisé sur l'ensemble des profils distances obtenus. Nous retrouvons alors une image de la scène observée. Etant donné que nous travaillons en configuration ISAR, les données obtenues sont sous la forme de coordonnées polaires. La dernière étape consiste donc à réaliser une interpolation afin de passer de coordonnées polaires à un système de coordonnées cartésien.

5.3.3.3 Résultats expérimentaux

Afin de comparer nos simulations aux expérimentations, nous allons considérer une cible constituée de trois sphères métalliques de 30mm de diamètre. Les positions des trois sphères sont données dans le plan XY par les couples de points : (-0,125 ;0), (0 ;0,1175) et (0 ;-0,1175) exprimés en mètre et dont le centre du repère est l'axe de rotation du support (figure 5.26). Avec les configurations décrites précédemment (domaines angulaire 8° et largeur de bande 6.35GHz) l'image obtenue de la scène est donnée figure 5.27 sur laquelle on retrouve bien la position des trois sphères. Concernant les résolutions, les coupes de la figure 5.27 suivant l'axe des abscisses (figure 5.28(a)) et l'axe des ordonnées (figure 5.28(b)) permettent respectivement de retrouver les résolutions radiale et azimutale de l'image reconstruite. Nous constatons alors que les résolutions obtenues concordent avec les résolutions données par les calculs théoriques.

5.3.3.4 Conclusion

Les caractéristiques (positions et résolutions) des images obtenues expérimentalement concordent avec les valeurs théoriques tout comme les images de notre simulateur. Bien que les configurations d'acquisition soient différentes (SAR et ISAR), il sera tout de même possible d'utiliser les données obtenues en

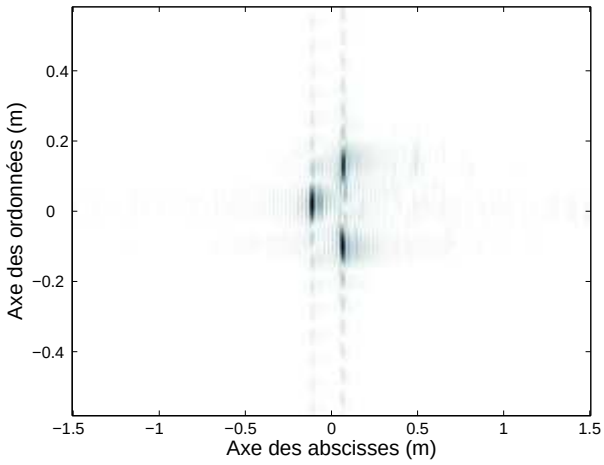
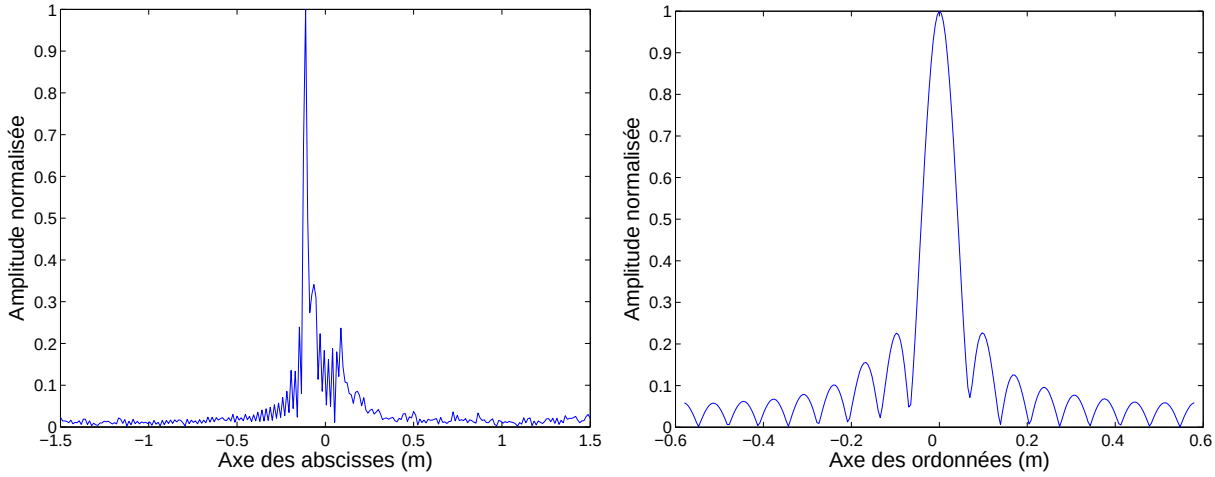


FIG. 5.27 – Image radar obtenue pour la position initiale de la scène.



(a) Résolution radiale.

(b) Résolution azimutale.

FIG. 5.28 – Vérification des résolutions en configuration monostatique.

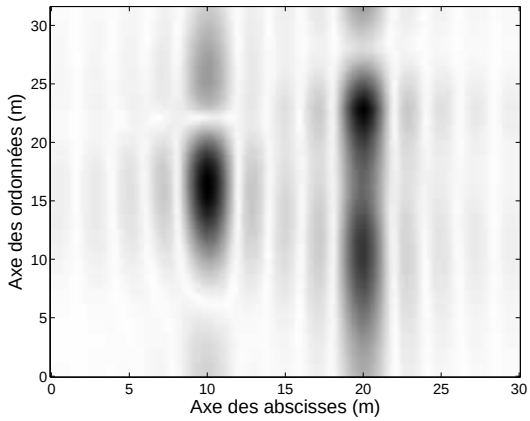


FIG. 5.29 – Illustration d'une acquisition pour laquelle la résolution radiale est meilleure que la résolution azimutale.

chambre anéchoïde afin d'illustrer et de vérifier certains résultats de simulation par l'expérimentation.

5.4 Limites de la configuration monostatique

La phase de validation de notre simulateur étant réalisée, nous pouvons donc utiliser celui-ci afin d'illustrer certaines limites de l'imagerie SAR liées à la configuration monostatique. Ces résultats de simulation seront confortés par des résultats d'expérimentations réalisées dans la chambre anéchoïde de l'ENSIETA.

5.4.1 Problèmes de résolution

La figure 5.29 montre un exemple d'acquisition dans laquelle la résolution radiale est meilleure que la résolution azimutale. Les conditions d'acquisition de cette scène sont les suivantes : le radar a comme position initiale (-5000 ;0 ;200) et se déplace suivant le vecteur vitesse (0 ;100 ;0)m/s et la scène est constituée de trois points brillants isotropes aux coordonnées : (10 ;15,77 ;0)(20 ;10 ;0)(20 ;21,54 ;0).

Pour ces considérations, les résolutions radiale et azimutale sont :

$$\Delta R_{rad} = 2.7\text{m et } \Delta R_{azi} = 5.4\text{m}. \tag{5.4}$$

Nous retrouvons ces résolutions sur l'image de la figure 5.29, nous constatons alors que les deux cibles se trouvant à la même abscisse ne peuvent être différenciées.

Il est également possible de mettre en évidence cette caractéristique à partir d'expérimentations réalisées dans la chambre anéchoïde. Les caractéristiques d'acquisition sont celles données dans la section 5.3.3.2, avec cette fois une ouverture de 4°, les résolutions attendues sont alors :

$$\Delta R_{rad} = 2.3\text{m et } \Delta R_{azi} = 14.6\text{m}, \tag{5.5}$$

ce que l'on retrouve sur l'image reconstruite figure 5.30. Dans ce cas, nous constatons qu'il est difficile de différencier les deux cibles ayant la même abscisses comme nous l'avions remarqué lors de la simulation précédente.

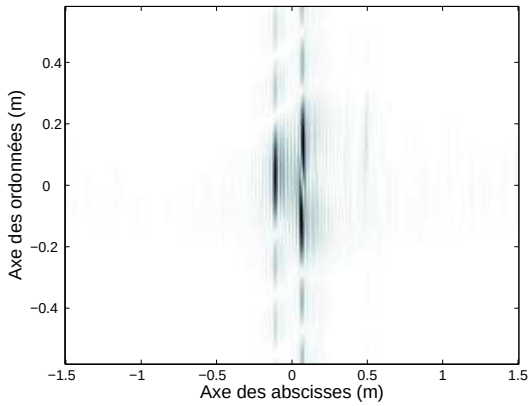


FIG. 5.30 – Illustration d'une expérimentation pour laquelle la resolution azimutale est dégradée.

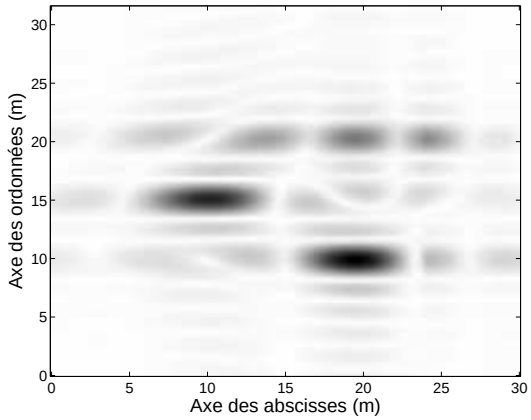


FIG. 5.31 – Illustration du masquage lors d'une acquisition.

5.4.2 Effets de masquages

Le phénomène de masquage est illustré figure 5.31. Dans ce cas, nous considérons que l'acquisition est réalisée par un radar se déplaçant parallèlement à l'axe des abscisses dans le plan formé par les trois cibles. Les trois cibles étant identiques, nous devrions retrouver la même intensité pour l'ensemble des cibles. Or, la cible en arrière-plan a une intensité plus faible. En effet, cette dernière a été partiellement masquée par la cible en premier plan. De ce fait, les informations obtenues sur l'image reconstruite ne correspondent pas exactement aux caractéristiques de la cible observée.

Afin de mettre en évidence les effets du masquage par l'expérimentation, nous considerons la scène utiliser dans la section 5.3.3.3 tournée de 90°. Ainsi deux sphères seront alignées par rapport à la visée du radar comme le montre la figure 5.32. Or, dans ce cas, nous obtenons l'image présentée figure 5.33 sur laquelle les effets de masquage n'apparaissent pas. Ceci est dû au fait que dans notre chambre anéchoïde les antennes d'émission et de réception ne sont pas tout à fait co-localisées. Lors de sa propagation, l'onde électromagnétique ne rencontre donc pas d'obstacle figure 5.34(a). De plus, il faut également tenir compte des erreurs de placement des cibles qui interviennent lors de l'expérimentation.

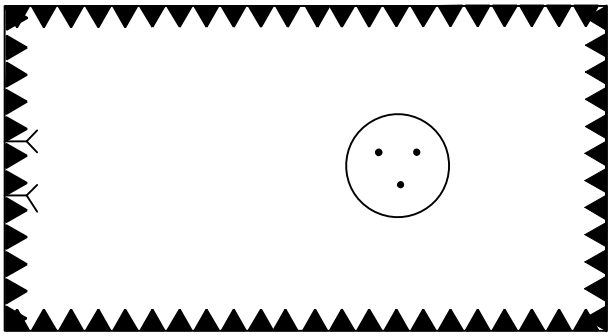


FIG. 5.32 – Schéma d'acquisition permettant d'illustrer les effets de masquage.

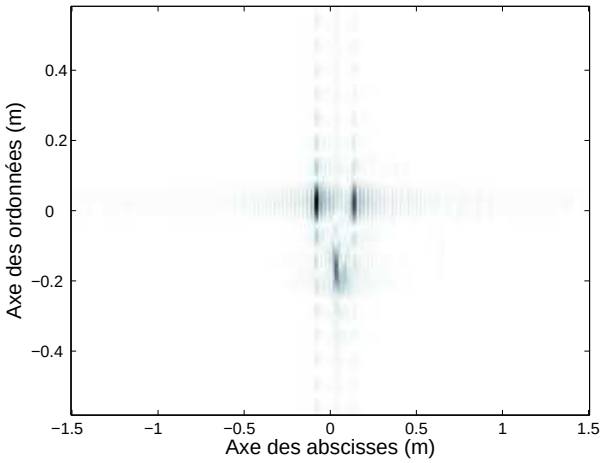
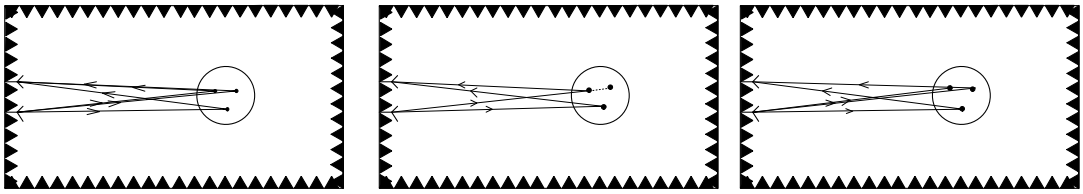


FIG. 5.33 – Résultat d'expérimentation pour la configuration du schéma figure 5.32.



(a) Première acquisition. (b) Premier masquage. (c) Second masquage.

FIG. 5.34 – Visualisation de la propagation de l'onde suivant les configurations retenues pour illustrer les effets du masquage.

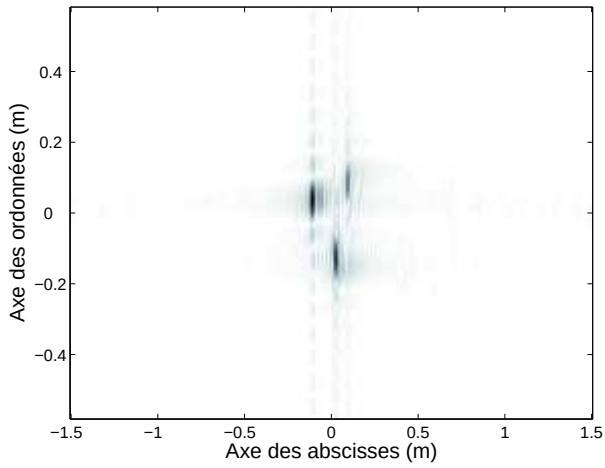


FIG. 5.35 – Premier résultat d'expérimentation mettant le masquage en évidence.

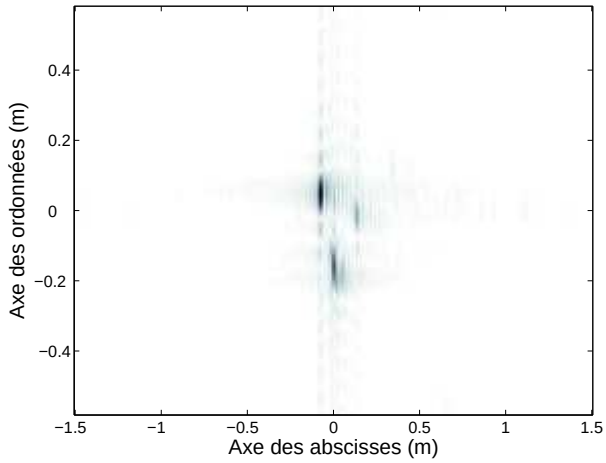


FIG. 5.36 – Deuxième résultat d'expérimentation mettant le masquage en évidence.

Si l'on souhaite faire apparaître les effets de masquage, il est alors possible de mettre en place deux configurations particulières. Dans un premier cas, il faut considérer que l'émetteur et deux sphères sont alignés. L'onde électromagnétique sera alors réfléchie et "arrêtée" par la première sphère et ne pourra pas "atteindre" la sphère en arrière plan. Cette configuration est schématisée figure 5.34(b) et le résultat obtenu lors de nos expérimentations est donné par la figure 5.35. Pour le deuxième cas, nous supposerons que le récepteur est aligné avec deux sphères (figure 5.34(c)). Cette fois, l'ensemble des sphères sera illuminé par l'onde électromagnétique mais lors de la diffusion, l'onde réfléchie par la sphère en arrière plan sera "arrêtée" par la sphère en premier plan. Les résultats de nos expérimentations dans cette configuration sont présentés figure 5.36.

Les caractéristiques concernant la résolution en imagerie radar et les phénomènes de masquage évoqués lors de nos simulations ont été retrouvés par les expérimentations réalisés en chambre anéchoïde. La concordance entre les simulations et l'expérimentation vient compléter la validité de notre modèle.

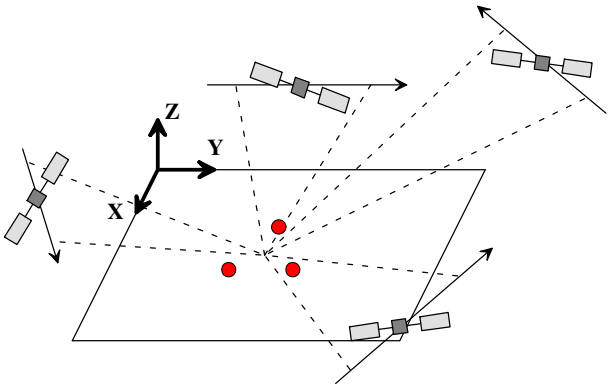


FIG. 5.37 – Configuration d'acquisitions en configuration multi-vue.

5.4.3 SAR multi-vue

Afin de palier les limites de l'imagerie SAR monostatique, nous nous sommes intéressés à une configuration d'acquisition particulière : le SAR multi-vue.

5.4.3.1 Principe

Le SAR multi-vue consiste à visualiser une scène sous différents angles à l'aide de plusieurs radars fonctionnant en configuration monostatique comme l'illustre la figure 5.37. La fusion des données obtenues lors des différentes acquisitions devrait permettre de résoudre certains problèmes liés à la configuration monostatique.

5.4.3.2 Application

Tout d'abord, concernant les résolutions de l'imagerie SAR monostatique, nous avons vu que la résolution azimutale est directement liée à la taille de l'antenne synthétique ce qui peut poser problème dans certains cas. Nous allons donc chercher à améliorer la résolution à partir du principe de SAR multi-vue. Pour cela, nous réalisons deux observations d'une même scène sous des angles de vue séparés de 90°. Nous considérons une scène constituée de trois points brillants isotropes situés dans le plan aux coordonnées : (10 ;15,77 ;0), (20 ;10 ;0) et (20 ;21,54 ;0). Pour la première acquisition, la position initiale du radar est (0 ;-5000 ;2000) et il se déplace suivant le vecteur vitesse (100 ;0 ;0) exprimé en m/s. Lors de la deuxième acquisition, le radar a pour position initiale (-5000 ;0 ;2000) et se déplace suivant l'axe des Y à une vitesse de 100m/s. L'ensemble de ces informations ainsi que les caractéristiques du signal utilisé sont reportées dans le tableau 5.6.

La figure 5.38 schématise une vue de dessus de cette configuration.

Les images obtenues après traitement des signaux reçus sont présentées par les figures 5.39(a) et 5.39(b). Nous constatons que pour chacune des acquisitions, la résolution transverse n'est pas aussi performante que la résolution en distance. La figure 5.39(c) représente la fusion (simple addition non cohérente dans notre cas) des deux acquisitions réalisées précédemment, nous constatons que celle-ci a permis d'améliorer les résolutions. En effet, nous obtenons la même résolution dans les deux directions.

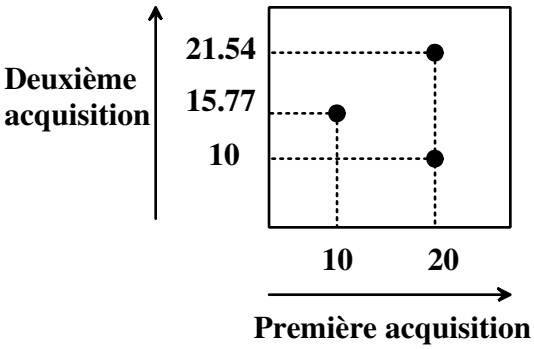
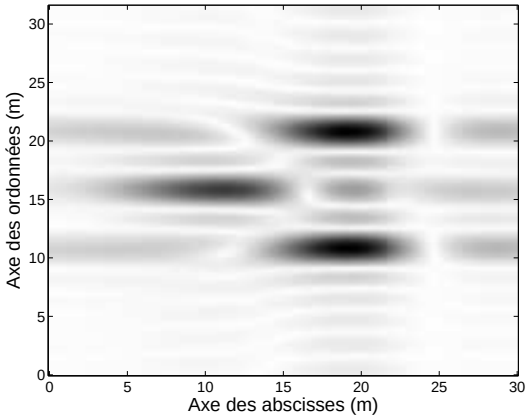
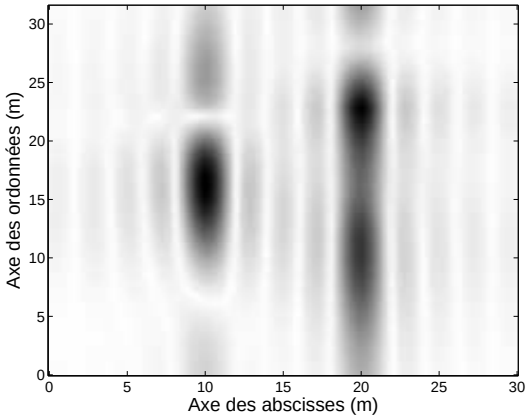


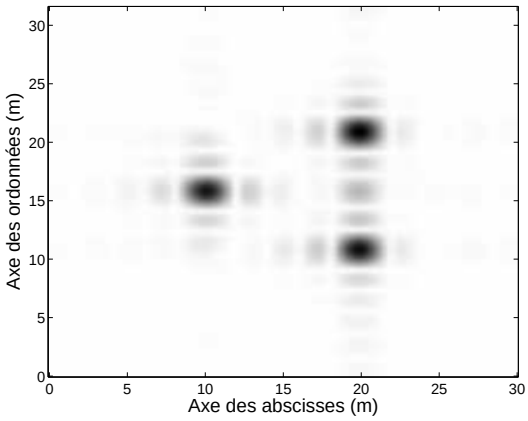
FIG. 5.38 – Configuration d'acquisitions en configuration multi-vue.



(a) Première acquisition.



(b) Deuxième acquisition.



(c) Fusion des deux acquisitions.

FIG. 5.39 – Fusion de deux images obtenues par une configuration multi-vue.

Position des cibles dans le plan XY en m	(10 ;15,77) (20 ;10) (20 ;21,54)
Position initiale du premier radar en m	(0 ;-5000 ;2000)
Vitesse du premier radar en m/s	(100 ;0 ;0)
Position initiale du deuxième radar en m	(-5000 ;0 ;2000)
Vitesse du deuxième radar en m/s	(0 ;100 ;0)
Durée d'observation pour les deux radars	0.3s
Fréquence centrale du signal	5GHz
Largeur de bande	60MHz

TAB. 5.6 – Caractéristiques des acquisitions en configuration multi-vue.

En ce qui concerne le masquage, nous appliquons la même méthode. Nous considérons la même configuration que précédemment (tableau 5.6), la seule différence concernera la position initiale du radar effectuant la première acquisition. Celui-ci se trouvera dans le même plan que la scène observée. Ainsi, lors de la première acquisition, un effet de masquage apparaît figure 5.40(a). La fusion des images obtenues permet de diminuer l'effet de masquage figure 5.40(c).

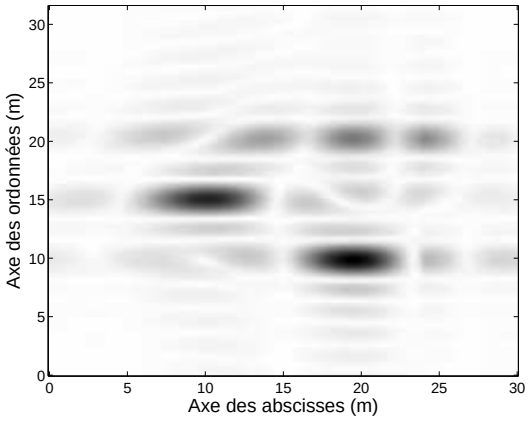
Le masquage est toujours présent sur l'image fusionnée, ceci vient du fait que dans cette simulation nous ne travaillons qu'avec deux acquisitions. Si l'on souhaite atténuer d'avantage l'effet du masquage, il suffit de multiplier les acquisitions ainsi la différence entre les objets masqués ou non sera amoindrie.

5.4.3.3 Limites

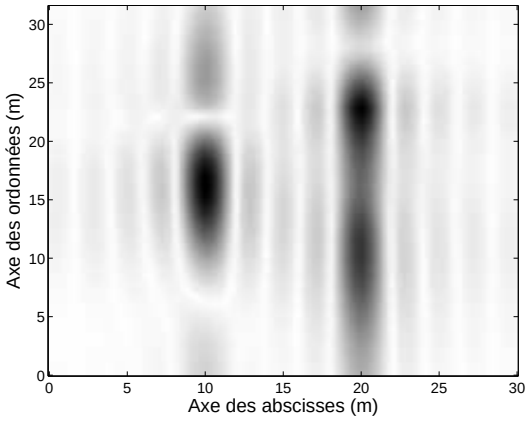
La configuration SAR multi-vue permet d'obtenir des informations plus précises sur la scène observée qu'en configuration SAR monostatique classique. Plus le nombre de données fusionnées est important, meilleurs seront les résultats obtenus. Cependant la configuration multi-vue ne permet pas de résoudre toutes les limitations liées à l'imagerie SAR classique. Tout d'abord, en ce qui concerne les cibles furtives, le fait de faire plusieurs acquisitions en configuration monostatique ne permet toujours pas de les détecter. En effet, celles-ci sont conçues pour minimiser l'onde rétro-diffusée quelque soit l'angle de vue. De plus, dans le contexte de guerre électronique, cette configuration implique que les radars seront facilement détectables et localisables étant donné que chacune des entités est constituée d'un émetteur/récepteur. Les fréquences utilisées en imagerie sont dans la bande X ce qui risque de poser des problèmes d'interférence entre les différents radars. Enfin, le coût de mise en place d'une telle configuration risque d'être relativement élevé.

5.5 Imagerie radar bistatique

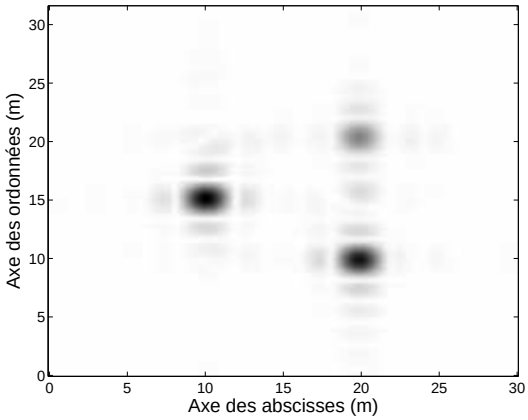
L'utilisation de notre simulateur nous a permis de mettre en évidence certaines limites de la configuration monostatique. Celles-ci ont également pu être vérifiées à l'aide d'expérimentations réalisées dans la chambre anéchoïde de l'ENSIETA. Nous allons maintenant présenter des résultats de simulations dans le cadre d'une configuration bistatique.



(a) Première acquisition.



(b) Deuxième acquisition.



(c) Fusion des deux acquisitions.

FIG. 5.40 – Fusion de deux images obtenues par une configuration multi-vue.

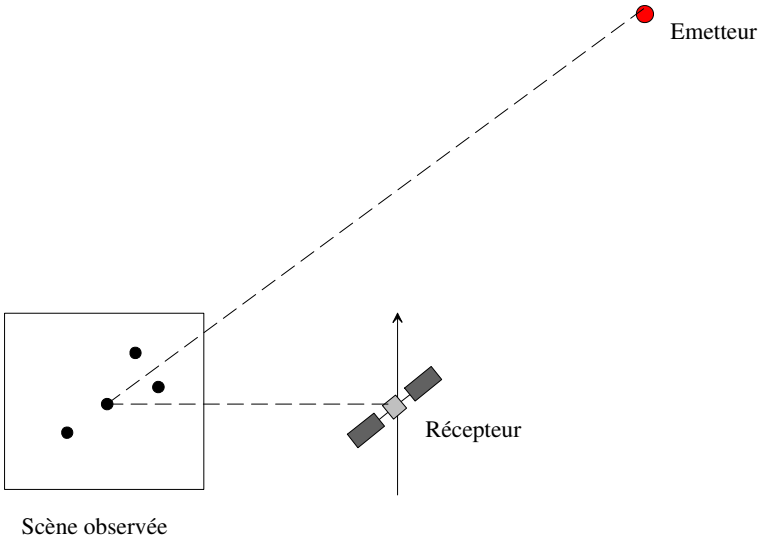


FIG. 5.41 – Configuration d'acquisition.

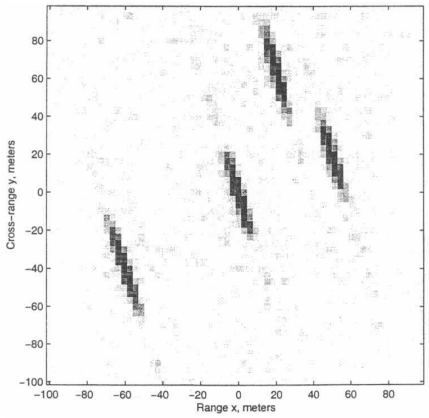
Dans le cadre des simulations en imagerie bistatique, nous exprimerons les positions des entités dans un repère cartésien dont l'origine appartient à la scène observée, afin de faciliter l'interprétation des résultats obtenus.

5.5.1 Validation qualitative

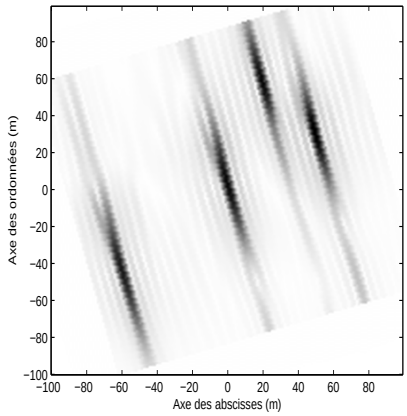
Dans un premier temps nous allons comparer nos résultats avec ceux proposés par Soumekh dans [Sou98]. Dans cet article, Soumekh propose une reconstruction d'image bistatique dans le cas particulier où toutes les entités (émetteur, cibles et récepteur) se trouvent dans le même plan et l'onde électromagnétique est scalaire. Bien que notre simulateur permette de gérer des configurations plus complexes, cette comparaison nous permettra une première validation de notre simulateur. La comparaison réalisée est purement qualitative étant donné que nous ne disposons pas des codes utilisés par Soumekh.

La configuration retenue est présentée figure 5.41. L'émetteur est fixe et situé aux coordonnées (3000 ;2000). Le récepteur se trouve aux coordonnées (1000 ;0) et réalise une ouverture de 100m suivant l'axe des ordonnées. La scène est constituée de quatre points brillants situés aux coordonnées : (-60 ;-40), (0 ;0), (20 ;60) et (50 ;20). Le signal émis est un chirp dont la fréquence varie de 80 à 120MHz.

Les images reconstruites par Soumekh et notre simulateur sont respectivement présentées figure 5.42(a) et figure 5.42(b). L'interprétation de ces images n'est pas aussi directe qu'en configuration monostatique. Cette fois, il est nécessaire d'étudier précisément la configuration d'acquisition afin d'expliquer les particularités des images obtenues. En effet, pour la configuration retenue, on peut considérer que la forme des images obtenues par la configuration bistatique correspond à celle obtenue par un radar monostatique se déplaçant suivant la perpendiculaire à la bissectrice de l'ange bistatique. Cette remarque est illustrée par la figure 5.43. Dans ce cas, la prise de vue bistatique est représentée en noir et la prise de vue monostatique équivalente est représentée en bleu. Après traitement des signaux reçus en configuration bistatique, un recalage de l'image obtenue est donc nécessaire afin de



(a) Image obtenue par Soumekh [Sou98].



(b) Image obtenue par notre simulateur.

FIG. 5.42 – Comparaison d'images bistatique.

retrouver les positions cibles dans la scène. Cette étape correspond à la direction des "étalements" dans les images reconstruites. Nous constatons que dans les deux images, les positions des cibles ont été retrouvées et que la géométrie générale des images sont proches. Aux vues de ces résultats et des informations dont nous disposons, nous pouvons considérer que notre simulateur est validé qualitativement.

5.5.2 Validation quantitative

Nous allons maintenant chercher à vérifier quantitativement les résultats obtenus par notre simulateur. Pour cela, nous allons considérer une scène présentée dans la section 5.5.1. Nous allons donc chercher à vérifier les résolutions obtenues par notre simulateur avec la théorie. Par rapport à la configuration retenue et d'après les équations (4.72) et (4.77), les résolutions théoriques sont les suivantes :

$$\Delta R_{rad} = 7,06\text{m et } \Delta R_{azi} = 54,13\text{m}. \tag{5.6}$$

Afin de vérifier les résolutions de la reconstruction du simulateur, nous allons effectuer des coupes sur l'image reconstruite suivant les deux axes $A_{XY\perp}$ et $B_{XY\perp}$ définis dans la section 4.4 (figure 5.44). Les résolutions ainsi obtenues sont :

$$\Delta R_{rad} = 7\text{m et } \Delta R_{azi} = 54,2\text{m}, \tag{5.7}$$

ce qui correspond aux valeurs théoriques attendues. Nous pouvons donc considérer que les résultats obtenus par notre simulateur en configuration bistatique sont conformes à la théorie.

Si l'on considère la même scène observée en configuration monostatique (c'est-à-dire l'émetteur et le récepteur co-localisés aux coordonnées (1000 ;0) réalisant une

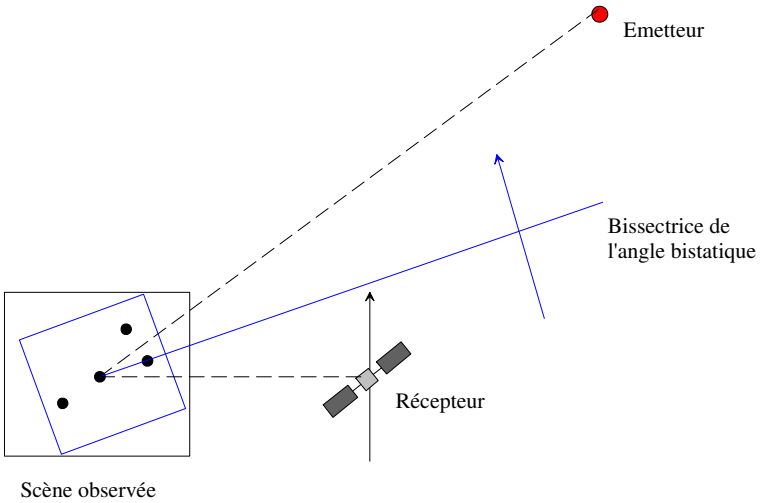
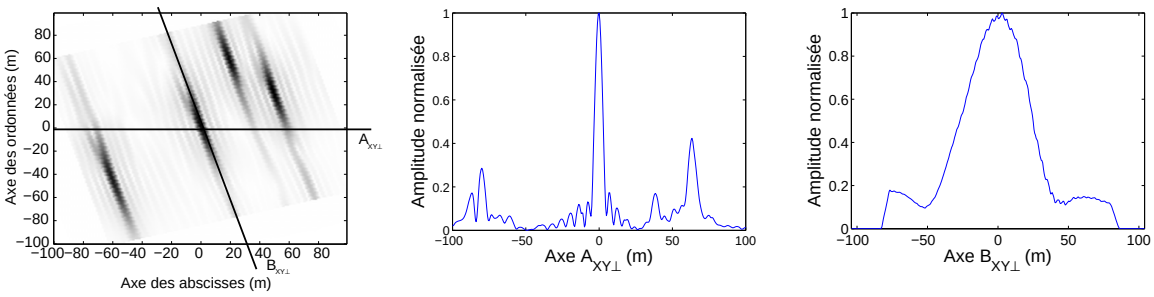


FIG. 5.43 – Schéma expliquant les caractéristique géométrique de l'image reconstruite en configuration bistatique.

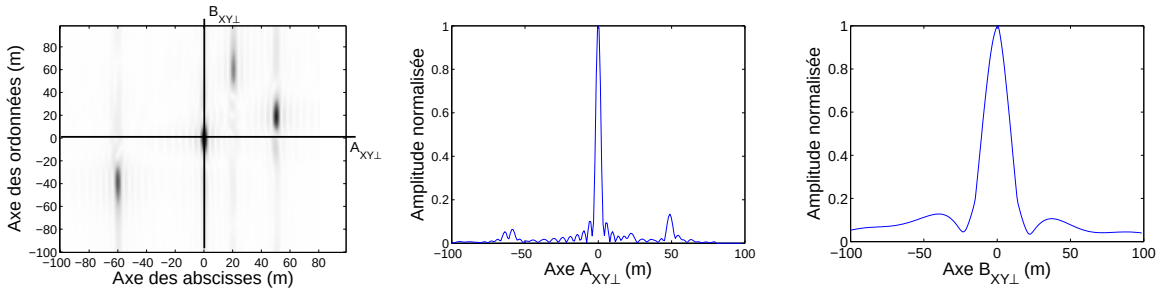


(a) Image bistatique.

(b) Résolution radiale (suivant $A_{XY\perp}$).

(c) Résolution azimutale (suivant $B_{XY\perp}$).

FIG. 5.44 – Vérification des résolution en configuration bistatique.



(a) Image monostatique.

(b) Résolution radiale (suivant $A_{XY\perp}$).

(c) Résolution azimutale (suivant $B_{XY\perp}$).

FIG. 5.45 – Vérification des résolution en configuration monostatique.

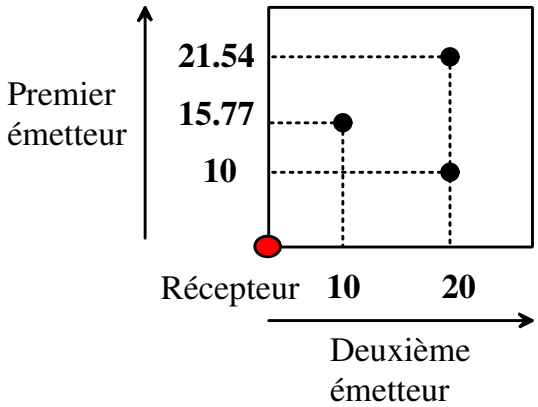


FIG. 5.46 – Acquisition en configuration multistatique.

ouverture de 100m suivant l'axe des ordonnées), alors les résolutions théoriques attendues sont :

$$\Delta R_{rad} = 3,8\text{m et } \Delta R_{azi} = 15\text{m}. \tag{5.8}$$

L'image reconstruite en configuration monostatique par notre simulateur est donnée par la figure 5.45(a). Les résolutions sont obtenues à partir des coupes suivant les axes $A_{XY\perp}$ et $B_{XY\perp}$ représentées respectivement par les figure 5.45(b) et 5.45(c). Les résolutions alors obtenues sont :

$$\Delta R_{rad} = 4\text{m et } \Delta R_{azi} = 15\text{m}. \tag{5.9}$$

Les résolutions données par notre simulateur sont proches de la théorie. Les différences de résolutions avec la configuration bistatique proviennent de la géométrie d'acquisition comme nous l'avons évoqué dans la section 4.4.

5.5.3 Configuration multistatique

Nous allons maintenant nous intéresser au cas d'une configuration multistatique pour laquelle deux acquisitions seront réalisées : un récepteur commun et deux émetteurs indépendants (figure 5.46). La scène observée est constituée de trois cibles isotropes dans le plan de manière à ce qu'elles constituent un triangle équilatéral. Les

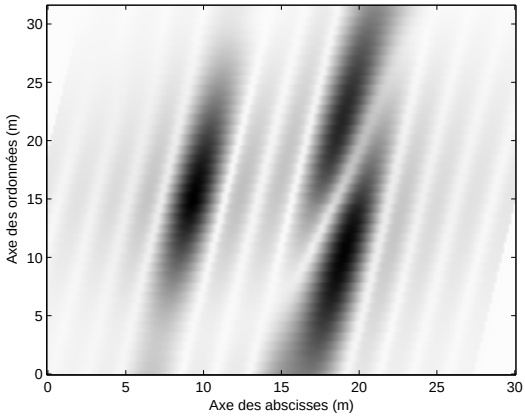


FIG. 5.47 – Résultat de simulation pour la première acquisition.

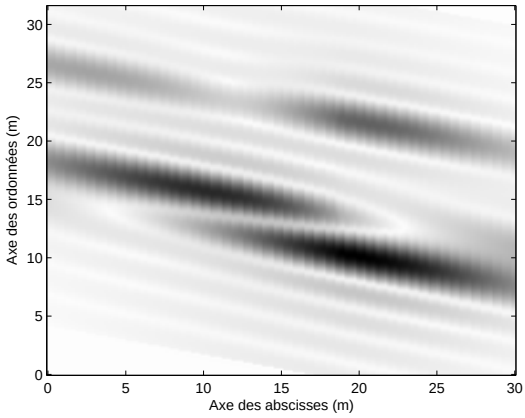


FIG. 5.48 – Résultat de simulation pour la deuxième acquisition.

coordonnées retenues pour les cibles sont (10 ;15,77 ;0), (20 ;10 ;0) et (20 ;21,54 ;0). Le récepteur est fixe est se trouve à la position (0 ;0 ;0).

Le premier émetteur a comme position initiale (-5000 ;0 ;0) et réalise une ouverture de 40m suivant l'axe des ordonnées. L'image obtenue après traitement est présentée figure 5.47.

Le deuxième émetteur a comme position initiale (0 ;-5000 ;0) et réalise une ouverture de 40m suivant l'axe des abscisses. Nous pouvons remarquer que lors de nos acquisitions, étant donnée la configuration retenue, un effet de masquage doit apparaître. En effet, lors de l'émission du signal, la cible en arrière plan va être masquée par celle du premier plan. Ce phénomène est visible sur l'image obtenue (figure 5.48) : l'intensité de la cible en arrière plan est plus faible.

Nous avons ensuite fusionné (par une simple addition) les deux images de la scène à notre disposition. Le résultat alors obtenu est donné figure 5.49, nous constatons que la fusion a permis d'améliorer les résolutions mais également de réduire l'effet de masquage. Nous nous sommes limités à deux acquisitions mais il est évident que la multiplication des acquisitions permettrait d'affiner les résolutions et de supprimer les effets de masquage. Dans nos simulations tous les paramètres sont contrôlés,

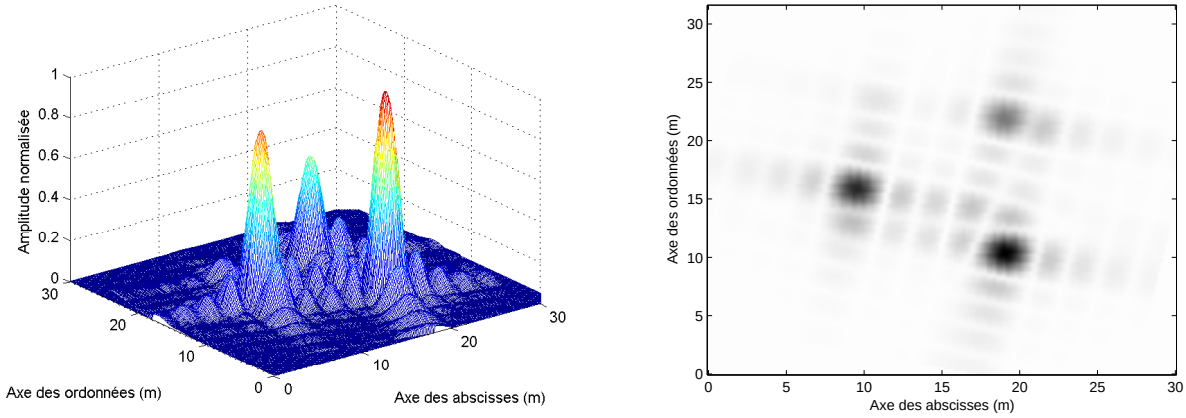


FIG. 5.49 – Fusion des images en configuration multistatique.

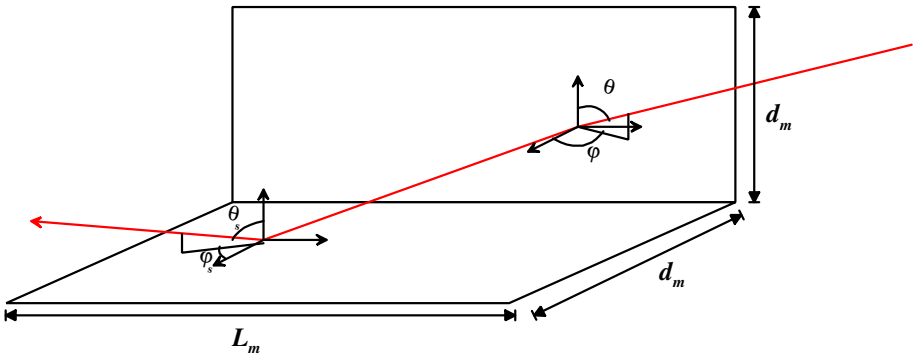


FIG. 5.50 – Dièdre droit.

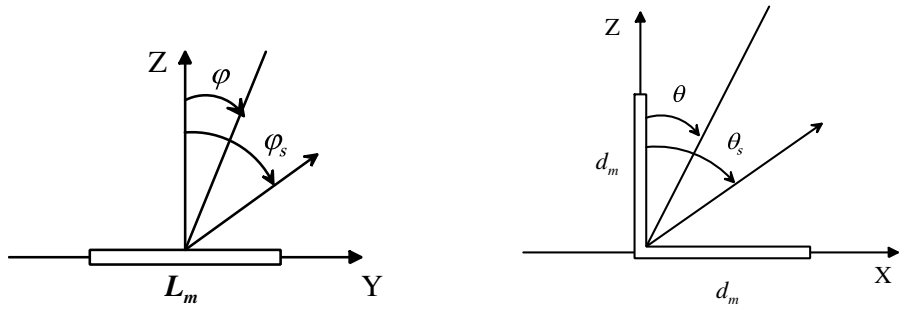
dans le cadre de données réelles, un problème de recalage entre les différentes acquisitions risque de ce poser, il faudra notamment prendre en compte les problèmes de synchronisation.

5.6 Simulations sur des cibles complexes

Dans cette section nous allons présenter des résultats de simulations sur des cibles complexes. Chacune de ces cibles sera décomposée en un ensemble de cibles canoniques. Ainsi il sera possible, à partir de la présentation faite dans le chapitre 2, d'estimer les coefficients de diffusion tridimentionnels de ces cibles.

5.6.1 Un dièdre droit

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés au cas d'un dièdre droit qui est composé de deux plans perpendiculaires (figure 5.50). Cette cible est particulièrement intéressante à étudier car elle correspond entre autre à la liaison entre le sol et les bâtiments. La connaissance du comportement de ce type de configuration permet donc une interprétation plus aisée des images obtenues lors de l'observation de zones urbaines. Les coefficients de diffusion d'un dièdre droit se retrouve par la méthode GTD à partir des coefficients d'un ruban et d'un angle droit. Dans le cadre



(a) Le ruban. (b) L'angle droit.

FIG. 5.51 – Cibles canoniques utilisées pour modéliser le dièdre.

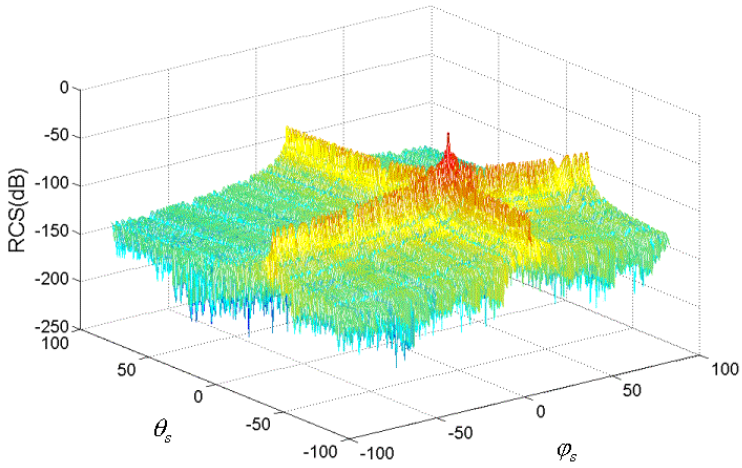


FIG. 5.52 – Signature d'un dièdre droit.

d'un dièdre de longueur L_m et de profondeur d_m, pour un rayon incident suivant les angles (θ, φ) et un point d'observation dans la direction (θ_s, φ_s), le dièdre peut être décomposé en un ruban de largeur L_m avec des rayon incident et réfléchi dans les directions φ, φ_s (figure 5.51(a)) et en un angle droit de largeur d_m pour lequel les angles d'incidence et de réflexion forment des angles θ et θ_s (figure 5.51(b)). Les coefficients de diffusion seront donc donnés par :

$$S_{diedre}(\theta, \varphi, \theta_s, \varphi_s, L_m, d_m) = S_{ruban}(\varphi, \varphi_s, L_m).S_{droit}(\theta, \theta_s, d_m). \tag{5.10}$$

Pour un dièdre de longueur $L_m = 10m$, de profondeur $d_m = 5m$ et une onde incidente dans la direction $(\theta = 30°, \varphi = 10°)$, le coefficient de diffusion en polarisation hh est donnée figure 5.52.

Nous constatons alors que le maximum de diffusion se trouve dans la direction $(\theta = \theta_s, \varphi = -\varphi_s)$, tandis que l'onde rétrodiffusée présente une forte atténuation. Ce type de cible sera donc plus facilement détectable dans le cas d'une configuration bistatique.

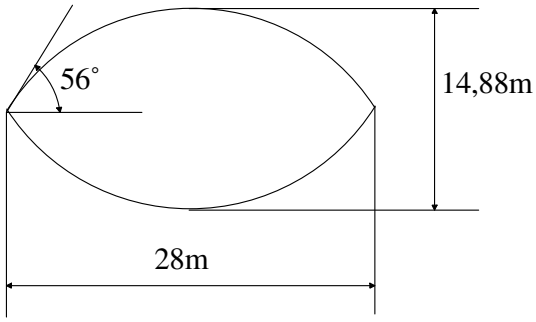


FIG. 5.53 – Caractéristique de l'ogive.

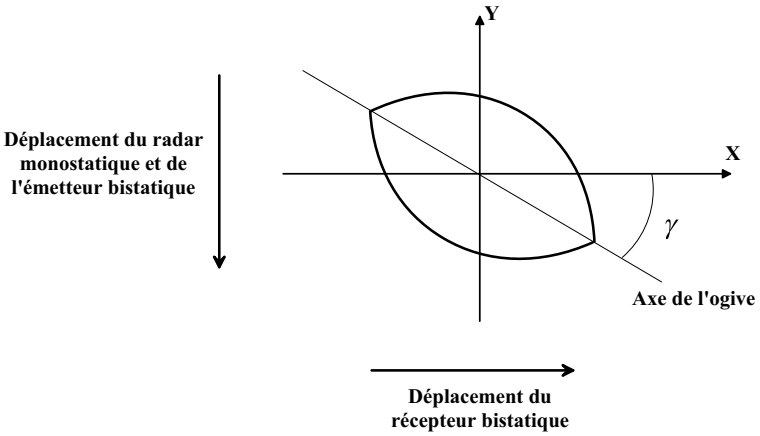


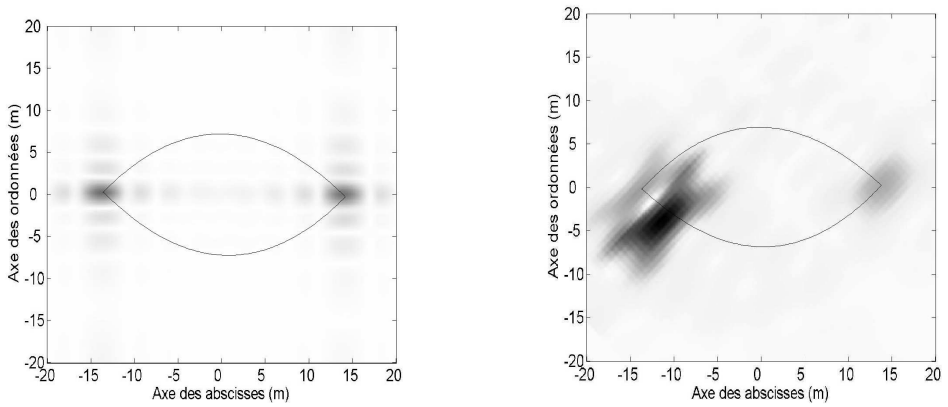
FIG. 5.54 – Configuration d'acquisition.

Dans cette partie, nous ne présenterons pas d'images reconstruites de dièdre car celles-ci ne présentent pas d'intérêt. En effet, suivant la configuration retenue, les variations des coefficients de diffusion vont se traduire sur l'image reconstruite par une variation de l'intensité du dièdre. Toute l'information peut donc être obtenue en observant l'évolution des coefficients de diffusion.

5.6.2 Une ogive

La seconde cible considérée est une ogive, l'étude de cette cible va nous permettre d'illustrer certains avantages que peut présenter une configuration bistatique. Pour cela, nous nous inspirerons des travaux réalisés par Burkholder, Gupta et Johnson et publiés dans [BGJ03] qui présentent la reconstruction d'une ogive observée en configuration bistatique.

L'ogive considérée dans nos simulations est présentée par la figure 5.53. Les dimensions de celle-ci (longueur : 28m, demi-angle interne : 56°) permettent l'utilisation de la GTD. L'ogive sera donc modélisée par deux cônes à ses extrémités et par des plans tangents pour sa surface. Afin de comparer différentes configurations, deux acquisition sont réalisées : une en monostatique et une en bistatique (voir figure 5.54). Le même émetteur est utilisé pour les deux acquisitions, il se situe aux coordonnées (0,-1000,0) et réalise une ouverture suivant l'axe des ordonnées de 100m. La fréquence centrale du signal émis est : 1,5GHz et sa largeur de bande est de 50MHz. Pour l'acquisition en configuration monostatique, le récepteur est confondu



(a) Image monostatique.

(b) Image bistatique.

FIG. 5.55 – Images obtenues lorsque l'axe de l'ogive est colinéaire avec l'axe des abscisses ($\gamma = 0$).

avec l'émetteur tandis que pour la configuration bistatique, la position du récepteur est (0,-1000,0) et il réalise une ouverture de 50m suivant l'axe des abscisses. L'ogive est placée au centre du repère et sa position est donnée par l'angle γ entre l'axe des abscisses et l'axe de révolution de l'ogive.

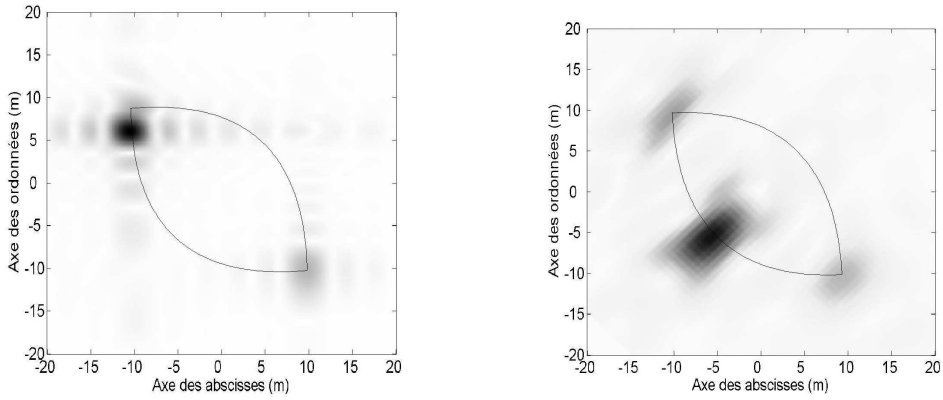
Lors de la première acquisition l'angle γ est pris égal à zéro. En configuration monostatique (figure 5.55(a)), seules les pointes aux extrémités sont détectées avec un écho relativement faible. Par contre, en configuration bistatique (figure 5.55(b)), en plus des pointes un point spéculaire est détecté. Ce point correspond à l'endroit où la normale au plan tangent de la surface de l'ogive est colinéaire avec la bissectrice de l'angle bistatique. Dans cette configuration, la cible sera donc plus facilement détectée en configuration bistatique que monostatique.

Pour la deuxième acquisition, l'angle entre l'axe des abscisses et l'axe de l'ogive est égale à $-45°$. Dans ce cas des points spéculaires apparaissent en configuration monostatique (figure 5.56(a)) et bistatique (figure 5.56(b)). Nous constatons alors que la position des points spéculaires varie en fonction de la configuration d'acquisition. Les caractéristiques de la cible sur l'image reconstruite sont donc directement liées à la configuration d'acquisition. En fonction des paramètres d'acquisition une cible pourra donc être détectée et identifiée ou non.

5.6.3 Modèle simplifié d'un avion

Afin de s'approcher de cibles réelles tout en restant sous les contraintes de la GTD, nous avons cherché à modéliser un avion relativement simple. L'avion considéré est présenté figure 5.57, son fuselage est modélisé par un cylindre, son nez par une demi ogive, ses ailes et son aileron arrière par des plans. Les dimensions des différentes pièces sont données figure 5.58 et sont comparable à celles d'un A330.

L'avion sera observé, comme l'ogive dans la section précédente, en configuration monostatique et bistatique. Pour les deux configurations, les émetteurs sont iden-

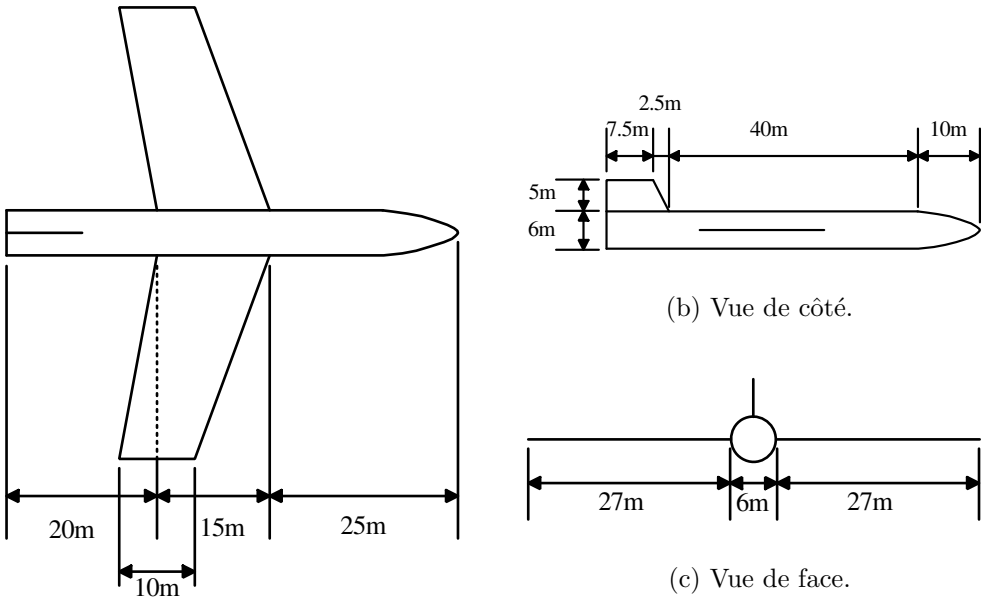


(a) Image monostatique.

(b) Image bistatique.

FIG. 5.56 – Images obtenues lorsque l'axe de l'ogive et l'axe des abscisses forment un angle de $-45°$ ($\gamma = -45°$).

FIG. 5.57 – Modèle simplifié d'un avion.



(a) Vue de dessus.

(b) Vue de côté.

(c) Vue de face.

FIG. 5.58 – Caractéristiques géométriques de l'avion.

tiques, ils se situent aux coordonnées (0 ;-2000 ;0) et réalisent une ouverture de 100m suivant l'axe des abscisses. La fréquence centrale du signal est 2GHz et la largeur de bande est de 80MHz. Pour la configuration monostatique, le récepteur reprend les mêmes configurations géométriques que l'émetteur. Pour la configuration bistatique, le récepteur est situé aux coordonnées (-1000 ;0 ;0) et réalise une ouverture de 100m suivant l'axe des ordonnées. L'avion est placé au centre du repère. Nous avons choisi de placer toutes les entités dans le même plan afin de réduire au maximum les distorsions dues aux projections et ainsi faciliter l'interprétation des images obtenues. Les résolutions alors attendues pour la configuration monostatique sont :

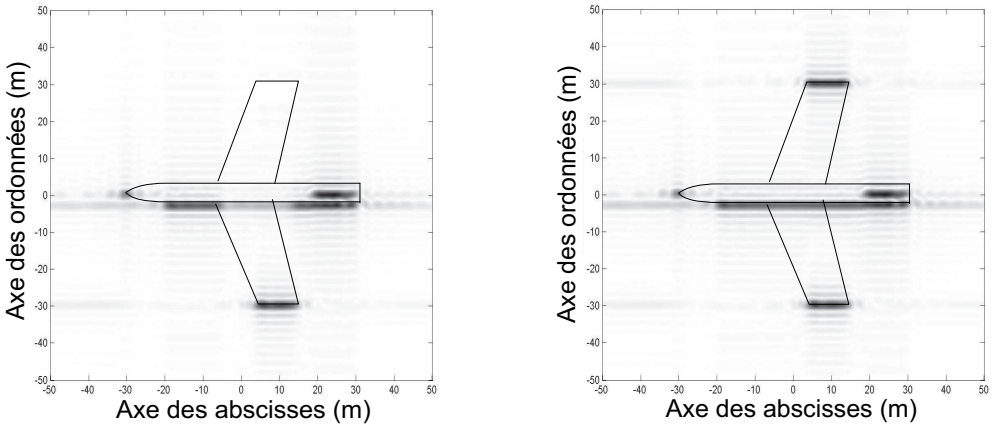
$$\Delta R_{rad} = 1,87\text{m et } \Delta R_{azi} = 1,5\text{m}, \tag{5.11}$$

et pour la configuration bistatique :

$$\Delta R_{rad} = 2,65\text{m et } \Delta R_{azi} = 1\text{m}. \tag{5.12}$$

Les images reconstruites seront présentées avec et sans les phénomènes de masquage. Les images où le masquage intervient sont plus proches de la réalité car elles tiennent compte d'un phénomène physique supplémentaire. Le fait de supprimer le masquage permet d'obtenir plus d'informations sur l'image reconstruite et donc d'en faciliter l'interprétation.

Lors d'une première acquisition, l'axe du fuselage de l'avion est colinéaire avec l'axe des abscisses, les ailes se trouvent dans le plan XY. Les images obtenues en configuration monostatique et bistatique sont respectivement présentées figure 5.59 et figure 5.60. Nous constatons que pour cette acquisitions, l'échos de la configuration monostatique est plus important que celui de la configuration bistatique. En



(a) Image avec masquage

(b) Image sans masquage

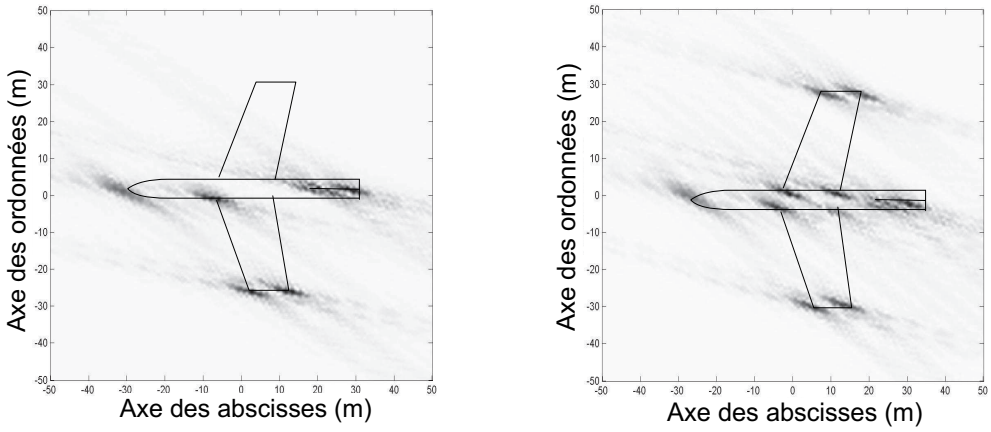
FIG. 5.59 – Images monostatiques obtenues lorsque l'axe de l'avion est colinéaire avec l'axe des abscisses ($\gamma = 0°$).

effet, le fuselage est perpendiculaire à l'axe radar/cible ce qui implique une forte rétrodiffusion. Par contre, dans le cas bistatique, aucune surface spéculaire n'est présente dans cette configuration, on ne retrouve donc sur l'image bistatique que des angles obtus modélisés par des pointes. *A priori*, la figure 5.59 contient plus d'information que la figure 5.60 ce qui impliquerait une meilleur détection. Mais on peut se demander laquelle est la plus pertinente pour un classifieur étant donné que les informations contenues dans l'image bistatique sont plus fines.

Pour la deuxième acquisition, les ailes de l'avion se trouvent toujours dans le plan XY, mais cette fois, l'axe du fuselage fait un angle de 45° avec l'axe des abscisses comme le montrent les figures 5.61 et 5.62 respectivement pour l'acquisition monostatique et bistatique. Cette fois nous obtenons l'effet inverse de la simulation précédente : en configuration monostatique, seules les extrémités assimilés à des pointes apparaissent tandis qu'en configuration bistatique le fuselage, l'extrémité des ailes ainsi que l'aileron apparaissent avec une forte intensité étant donné qu'elles représentent des zones spéculaires.

5.6.4 Conclusion

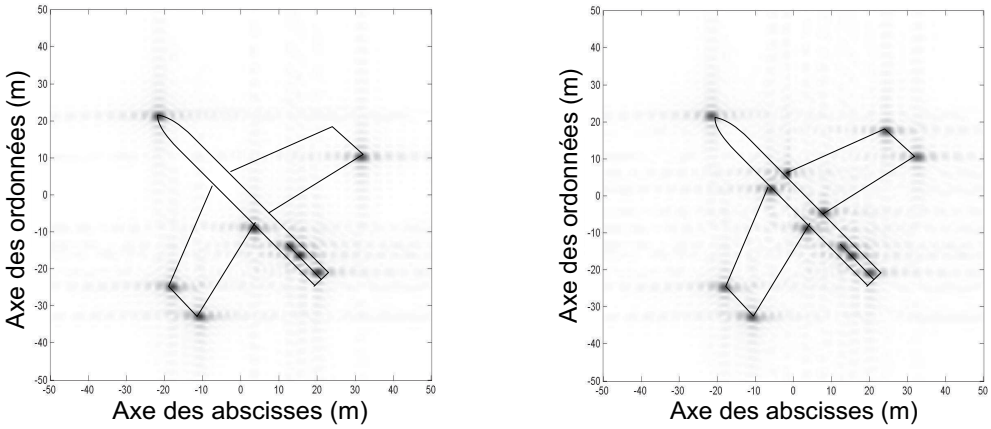
Ces simulations nous montrent la complémentarité entre la configuration monostatique et la configuration bistatique. En effet, suivant les caractéristiques de la cible observée et les informations recherchées l'une ou l'autre configuration peut présenter des avantages. Le fait de multiplier les acquisitions semble donc une solution intéressante pour améliorer la détection et la classification des cibles. Sur ce point, la configuration bistatique présente l'avantage de pouvoir multiplier facilement les configurations d'acquisition : un émetteur pour une constellation de récepteurs ou inversement. Cette configuration permettra donc de réaliser facilement une caractérisation complète des cibles.



(a) Image avec masquage

(b) Image sans masquage

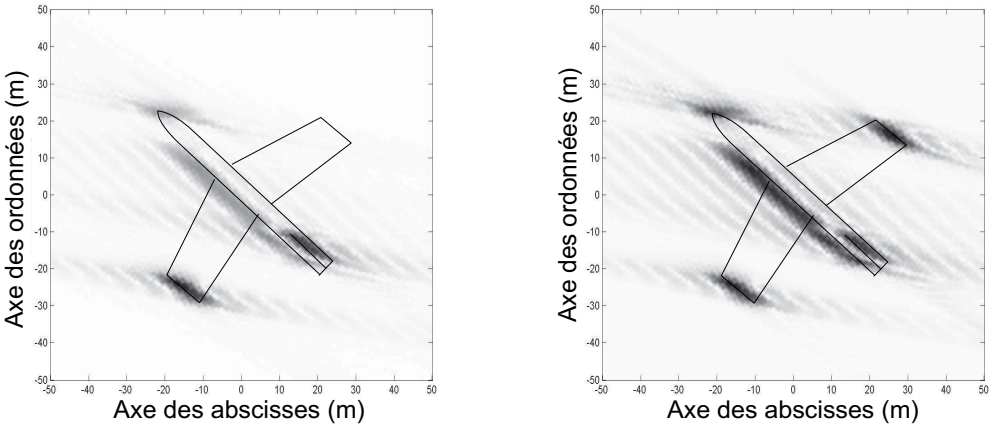
FIG. 5.60 – Images bistatiques obtenues lorsque l'axe de l'avion est colinéaire avec l'axe des abscisses ($\gamma = 0°$).



(a) Image avec masquage.

(b) Image sans masquage.

FIG. 5.61 – Images monostatiques obtenues lorsque l'axe de l'avion et l'axe des abscisses forment un angle de -45°($\gamma = -45°$).



(a) Image avec masquage.

(b) Image sans masquage.

FIG. 5.62 – Images bistatiques obtenues lorsque l'axe de l'avion et l'axe des abscisses forment un angle de -45°($\gamma = -45°$).

5.7 Détection de cibles en milieu maritime

Dans cette section, nous allons présenter des résultats de simulations faisant apparaître l'effet de la surface océanique sur les images radar pour différentes configurations d'acquisition. Ansi, nous pourrons analyser le comportement de la configuration bistatique pour de la détection de cible sur une surface maritime.

5.7.1 Intégration du modèle maritime

Afin d'intégrer le modèle d'une surface maritime au niveau des simulations, deux étapes sont nécessaires. La première consiste à intégrer les coefficients de diffusion calculés en fonction de la configuration par la méthode à deux échelles (présentée dans le chapitre 2). Elle permet de tenir compte de deux niveaux de rugosité tout en élargissant le domaine d'application des méthodes à rugosité unique (Kirchhoff et petites perturbations). Les coefficients de diffusion sont alors obtenus en appliquant au niveau local la méthode des petites perturbations puis en modulant le résultats par la loi des pentes de Cox et Munk afin d'intégrer l'échelle de rugosité supérieur. Ainsi, nous obtenons la valeur moyenne de l'énergie diffusée dans la direction du récepteur. La deuxième étape consiste à intégrer le phénomène de speckle propre aux images radars. Le speckle étant un bruit multiplicatif, une variable aléatoire est donc ajoutée à la phase du signal reçu. Cette variable suit le modèle de Goodman décrit dans le chapitre 2. Nous conservons la même amplitude lors d'une acquisition étant donné que les variations géométrique et en fréquence sont relativement faibles et n'interviennent pas sur l'estimation des coefficients de diffusion.

Premier point	Deuxième point	Troisième point	Quatrième point
(-20 ;10 ;0)	(-10 ;30 ;0)	(0 ;0 ;0)	(20 ;-20 ;0)

TAB. 5.7 – Coordonnées des points brillants.

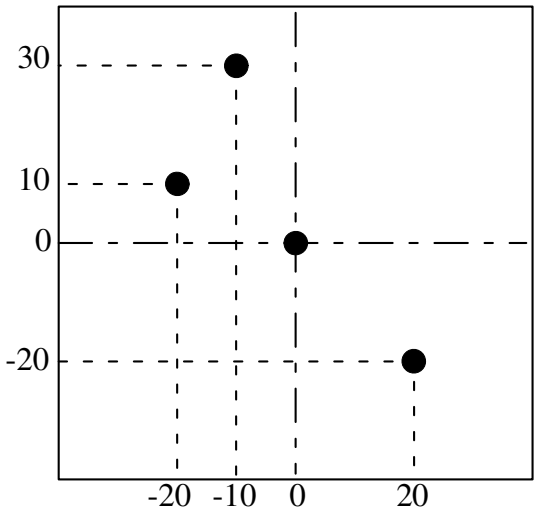


FIG. 5.63 – Schéma représentant la position des points brillants.

5.7.2 Configuration d'acquisition

La scène considérée est constituée de quatre points brillants isotropes dont les coordonnées sont données dans le tableau 5.7 et est schématisée dans la figure 5.63. La scène est observée par des radars en configuration monostatique et bistatique. Pour toutes les acquisitions, le même émetteur est considéré, il se situe aux coordonnées (-25 ;-2000 ;10000) et réalise une ouverture de (50 ;0 ;0). Le signal émis est un chirp de fréquence centrale f_0 =5GHz et de largeur de bande Δf = 80MHz. La position des différents récepteurs ainsi que la taille de leur antenne synthétique sont données dans le tableau 5.8.

Les coefficients de la matrice de diffusion obtenus dans les configurations décrites précédemment pour une mer dont les vagues sont formées par un vent de 15m/s à 10m d'altitude sont donnés dans le tableau 5.9.

5.7.3 Résultats

Dans cette section, nous allons présenter les résultats de simulations obtenus à partir des configurations présentées dans la section précédente. Dans un pre-

	Première configuration	Deuxième configuration	Troisième configuration
Position du récepteur	(-500 ;-25 ;1000)	(0 ;-1000 ;300)	(-25 ;-500 ;1000)
Antenne synthétique	(0 ;50 ;0)	(0 ;0 ;0)	(50 ;0 ;0)

TAB. 5.8 – Caractéristiques des récepteurs utilisés en configuration bistatique.

	Matrice de diffusion $\begin{bmatrix} \sigma_{vv} & \sigma_{vh} \\ \sigma_{hv} & \sigma_{hh} \end{bmatrix}$
Configuration monostatique	$\begin{bmatrix} 5,48 & 2,45.10^{-4} \\ 2,45.10^{-4} & 5,48 \end{bmatrix}$
Première configuration bistatique	$\begin{bmatrix} 2,95.10^{-2} & 2,43 \\ 2,42 & 5,34.10^{-2} \end{bmatrix}$
Deuxième configuration bistatique	$\begin{bmatrix} 1,7.10^{-2} & 1,06.10^{-3} \\ 4,05.10^{-4} & 1,34.10^{-3} \end{bmatrix}$
Troisième configuration bistatique	$\begin{bmatrix} 1,44 & 1,76.10^{-2} \\ 1,78.10^{-2} & 1,36 \end{bmatrix}$

TAB. 5.9 – Coefficients des matrices de diffusion.

mier temps nous nous intéresserons aux caractéristiques des images reconstruites sans bruit. Ensuite nous donnerons les résultats obtenus avec l'introduction des caractéristiques de la surface maritime pour un émetteur et un récepteur co-polarisés puis en polarisations croisées.

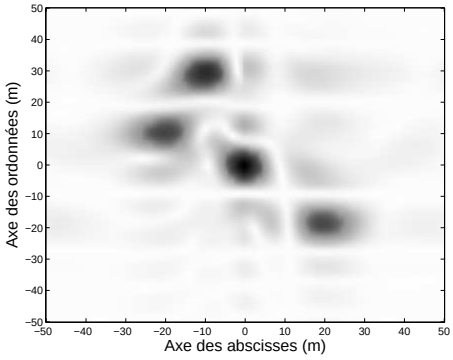
5.7.3.1 Images sans bruit

A partir des configurations d'acquisition, les résolutions théoriques attendues sont données dans le tableau 5.10. Les images reconstruites sans bruit, sur lesquelles nous pouvons retrouver ces résolutions, sont présentées par la figure 5.64.

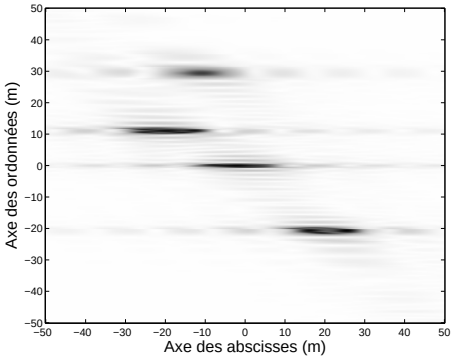
Ces résolutions sont obtenues à partir des équations données dans la section 4.4, en tenant compte des configurations et de la forme du signal émis. Nous allons

	Résolutions
Configuration monostatique	$\Delta R_{rad} = 9,56m$ $\Delta R_{azi} = 6,11m$
Première configuration bistatique	$\Delta R_{rad} = 8,17m$ $\Delta R_{azi} = 2.41m$
Deuxième configuration bistatique	$\Delta R_{rad} = 2,78m$ $\Delta R_{azi} = 12,22m$
Troisième configuration bistatique	$\Delta R_{rad} = 5,77m$ $\Delta R_{azi} = 2.41m$

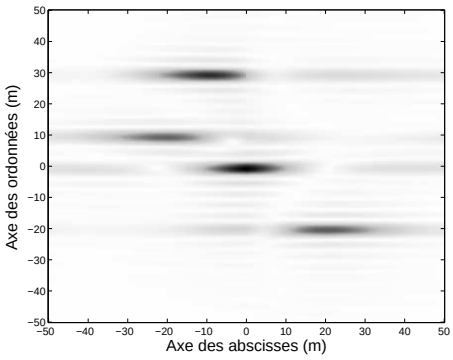
TAB. 5.10 – Résolutions théoriques attendues lors des simulations.



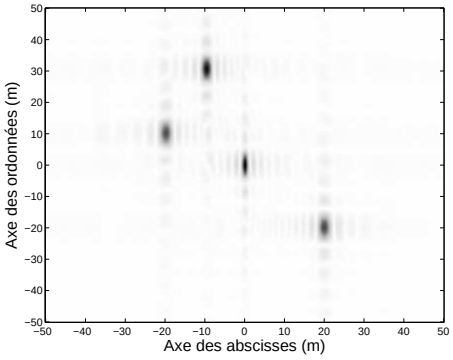
(a) Configuration monostatique.



(b) Première configuration bistatique.



(c) Deuxième configuration bistatique.



(d) Troisième configuration bistatique.

FIG. 5.64 – Images de la scène sans bruit.

maintenant interpréter qualitativement les résolutions obtenues en prenant comme référence les résolutions monostatiques.

Pour la première configuration bistatique (figure 5.64(b)), l'introduction d'un angle bistatique va dégrader la résolution radiale mais la différence des angles d'élévation entraîne une amélioration de cette résolution. Finalement, la résolution radiale en configuration bistatique est légèrement meilleure que dans le cas monostatique. En ce qui concerne la résolution azimutale, celle-ci est meilleure que pour la résolution monostatique. La taille de l'antenne synthétique du récepteur est la même pour les deux configurations, mais dans le cas bistatique, le récepteur est plus proche de la cible que dans le cas monostatique ce qui implique un angle d'observation plus grand ($\gamma_{mono} = 0.28°$ contre $\gamma_{bi} = 2.56°$) et donc une meilleure résolution.

Dans le cas de la deuxième configuration (figure 5.64(c)), la résolution radiale est fortement améliorée. En effet, dans ce cas, l'angle bistatique est nul et l'angle d'élévation est plus faible que dans le cas monostatique. Concernant la résolution azimutale, elle n'est obtenue que par l'ouverture de l'antenne émettrice (l'antenne réceptrice étant fixe) et est donc moins bonne que pour le cas monostatique.

Lors de la troisième simulation (figure 5.64(d)), l'angle bistatique est nul et l'angle d'élévation est plus faible que dans le cas monostatique (mais plus important que dans la deuxième configuration bistatique) ce qui implique une amélioration de la résolution radiale. De même que pour la première simulation bistatique, la taille de l'antenne réceptrice est la même que dans le cas monostatique mais pour une distance récepteur-cible plus faible ce qui implique un angle d'ouverture plus important et donc une meilleure résolution azimutale.

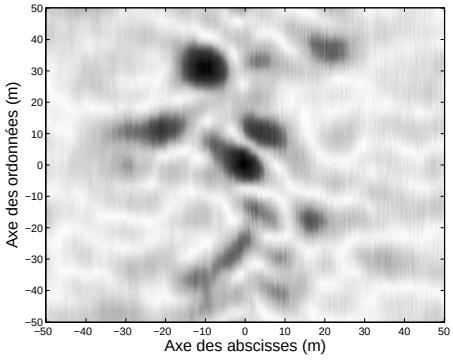
5.7.3.2 Images obtenues en co-polarisation

Pour une polarisation vv ou hh, les coefficients de la matrice de diffusion sont équivalents (tableau 5.9). Nous présenterons donc juste les résultats obtenus pour une polarisation vv. Les images reconstruites avec intégration du bruit (présenté dans la section 2.5 sont données figure 5.65.

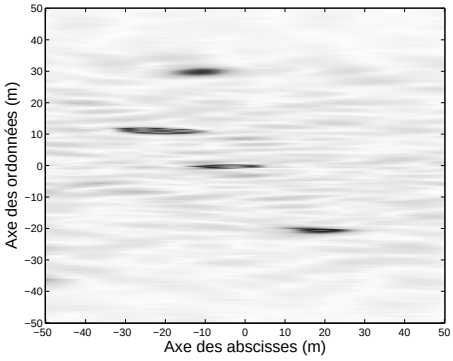
L'effet du speckle est directement observable sur ces images, sa forme dépend des résolutions des images et son intensité est proportionnelle à la valeur du coefficient de diffusion. Nous constatons alors que pour la première et la deuxième acquisitions bistatiques (respectivement figure 5.65(b) et figure 5.65(c)) il est possible de retrouver la position des cibles. Tandis que pour la configuration monostatique et la troisième configuration bistatique (respectivement figure 5.65(a) et figure 5.65(d)), les cibles se confondent avec le bruit, il est alors très difficile de les détecter. Dans le cas de l'image 5.65(d) il semble possible d'extraire les cibles en appliquant un traitement, bien que de fausses alarmes risquent d'apparaître. Par contre, dans le cas monostatique, le niveau de bruit est trop important et la détection paraît impossible. Pour ce type d'acquisition la configuration retenue est primordiale, en effet suivant les positions de l'émetteur et du récepteur l'image reconstruite permettra d'obtenir plus ou moins d'information sur la scène observée.

5.7.3.3 Images obtenues en polarisations croisées

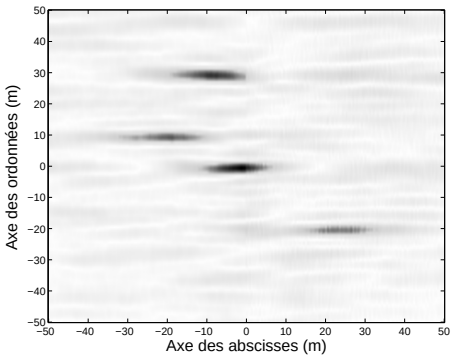
Nous allons maintenant nous intéresser aux résultats obtenus dans le cas d'une polarisation croisée. Les images présentées dans la figure 5.66 sont obtenues pour



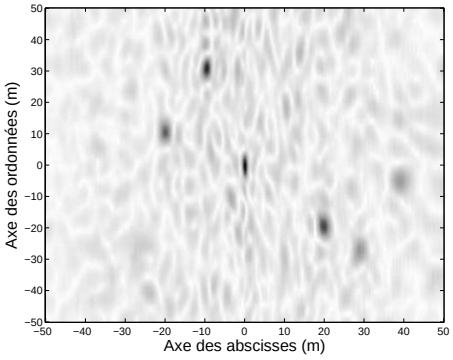
(a) Configuration monostatique.



(b) Première configuration bistatique.

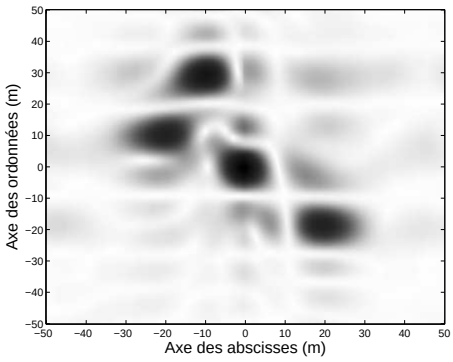


(c) Deuxième configuration bistatique.

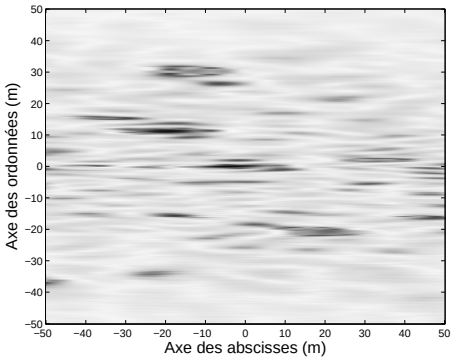


(d) Troisième configuration bistatique.

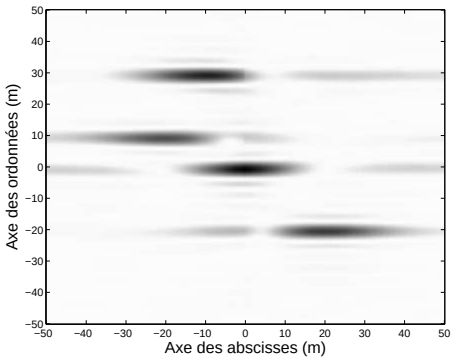
FIG. 5.65 – Images de la scène avec bruit en polarisation *hh*.



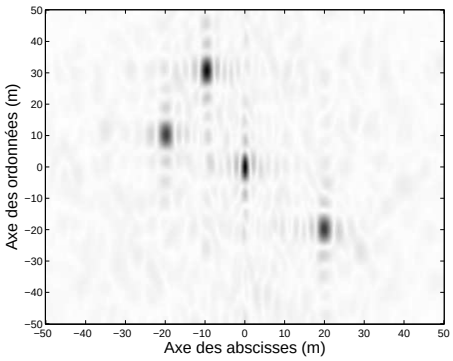
(a) Configuration monostatique.



(b) Première configuration bistatique.



(c) Deuxième configuration bistatique.



(d) Troisième configuration bistatique.

FIG. 5.66 – Images de la scène avec bruit en polarisation vh.

une polarisation vh pour laquelle les coefficients de diffusion sont équivalents à la polarisation hv (tableau 5.9).

Cette fois, nous constatons qu'il n'est pas possible de détecter correctement les points brillants dans l'image correspondante à la première configuration bistatique 5.66(b). Dans les autres cas (monostatique, deuxième et troisième configuration monostatique), l'introduction de la surface maritime ne dégrade pas la détection et la localisation des cibles. Nous constatons alors l'importance du choix des polarisations d'émission et de réception dans le cas de l'observation d'une surface maritime. En effet, pour la configuration monostatique et la troisième configuration bistatique, une observation en co-polarisation ne permet pas de détecter les cibles tandis qu'en polarisation croisée il est facile de les retrouver. De même, l'image obtenue à partir de la première configuration bistatique en co-polarisation permet de détecter les cibles mais pas en polarisation croisée.

5.7.4 Conclusion

Ces simulations nous montrent l'intérêt de multiplier les configurations d'acquisition (monostatique et bistatique) et l'importance du choix des polarisations d'émission et de réception si l'on souhaite caractériser parfaitement une scène. En effet, suivant l'application visée, le choix de la configuration d'acquisition permettra d'obtenir des informations plus ou moins pertinentes sur la scène. De plus dans le cas d'acquisitions multistatiques, la fusion des différentes images reconstruites permettra la diminution du rapport signal à bruit.

5.8 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté des résultats obtenus à partir de l'implémentation des considérations théoriques (propagation de l'onde électromagnétique, réflexion sur une cible, traitement des signaux reçus) présentées dans les chapitres précédents. Dans un premier temps nous avons juste cherché à retrouver les caractéristiques d'une liaison bistatique (temps de propagation et décalage doppler).

Nous avons ensuite justifié le choix de l'algorithme RDA pour la reconstruction des images par rapport à la sommation cohérente.

Le simulateur d'imagerie bistatique développé est également valide pour le cas particulier d'une liaison monostatique. Nous l'avons donc utilisé dans un premier temps dans ce cas particulier afin de valider les résultats obtenus par rapport à ceux fournis dans la littérature.

L'étape de validation étant réalisée, nous avons effectué des simulations en configuration bistatique. Nous avons alors reconstruit les images des scènes observée et nous avons ainsi retrouvé les caractéristiques des images bistatiques données dans le chapitre 4. Nous avons ensuite réalisé des simulations en introduisant des modélisations de cibles complexes (dièdre, ogive, avion, surface océanique). Les résultats alors obtenus illustrent l'intérêt d'observer une scène sous différents angles avec différentes polarisations ainsi que la complémentarité des différentes acquisitions.

Conclusion et perpectives

Les signaux obtenus à partir de radars en configuration monostatique ont déjà fait l'objet de nombreuses études permettant de mettre à jour leurs diverses potentialités. Une des applications reflétant les capacités des radars est l'imagerie radar. En effet, les radars imageurs monostatiques ont fait leurs preuves que ce soit en configuration SAR ou en ISAR. Ils permettent d'obtenir des images avec de bonnes résolutions indépendamment des conditions climatiques. Ces résultats sont conditionnés par le choix du signal émis et par la qualité des traitements postérieurs appliqués aux signaux.

A l'inverse, les liaisons radars en configuration bistatique n'ont fait l'objet que de très peu d'études. Le manque d'intérêt pour cette configuration peut s'expliquer par sa complexité. Pourtant, la recherche d'informations de plus en plus précises sur les scènes observées et la multiplication des cibles furtives ont eu raison de ce manque d'intérêt et les applications utilisant des radars en configuration bistatique commencent à apparaître. En effet, cette configuration permet d'obtenir de nombreuses informations sur les cibles tout en réduisant leur furtivité. Une étude complète de la liaison émetteur-cible-récepteur est alors nécessaire pour obtenir des informations pertinentes. Une étape capitale pour l'essor de la configuration bistatique consiste à abandonner le concept de l'antenne unique et à développer des applications telles que l'imagerie radar bistatique. Le passage de l'imagerie en configuration monostatique à la configuration bistatique nécessite une étude plus complète de cette dernière pour essayer de généraliser les algorithmes de l'imagerie SAR à l'imagerie bistatique. Le but de ce travail était donc de mettre en évidence les avantages que peut présenter la configuration bistatique.

Nous nous sommes attachés dans un premier temps à rappeler les principes de l'électromagnétisme notamment concernant la propagation d'une onde dans un milieu qui est la base de la télédétection et donc de l'imagerie radar. Nous avons également défini la notion de polarisation d'une onde et sa caractérisation par les vecteurs de Jones ou Stokes. Cette représentation de l'onde électromagnétique conduit alors directement à la signature polarimétrique de la cible qui sera fonction de ces caractéristiques physiques et géométriques mais également des paramètres de l'onde illuminatrice.

Dans un deuxième temps, des techniques de modélisation électromagnétique ont été présentées afin de les intégrer par la suite dans nos simulations. Nous avons rappelé le principe de la théorie géométrique de la diffraction (GTD) qui

se base sur l'*Optique Géométrique* et qui permet d'estimer les coefficients de diffusion de cibles canoniques. Nous nous sommes également intéressés à la diffusion électromagnétique par une surface rugueuse et plus particulièrement à la surface océanique. Cette modélisation est importante car elle a permis d'étudier l'influence d'une configuration bistatique lors de l'observation d'une surface maritime et d'introduire le speckle dans les images radar.

Le chapitre suivant présentait l'imagerie radar monostatique. Ce chapitre est fondamental car il nous a servi de base pour le développement de l'algorithme de reconstruction en configuration bistatique. Le principe de la compression d'impulsion, couramment utilisée en radar, a donc été présenté. Puis nous avons exposé les deux grands principes de reconstruction d'image SAR : la sommation cohérente et la compression en azimut, les caractéristiques de ces deux principes nous ont permis de sélectionner l'algorithme de reconstruction développé en configuration bistatique. Enfin, les caractéristiques de l'imagerie radar ainsi que certaines limites dues à l'acquisition en mode monostatique ont été présentées.

Le quatrième chapitre était consacré à la configuration bistatique. Il nous a permis de présenter les caractéristiques d'une liaison radar bistatique ainsi que les contraintes que cette configuration implique. Nous avons alors développé un algorithme de reconstruction de l'image à partir du signal reçu. Cet algorithme part du principe du Range Doppler Algorithm auquel nous avons intégré les caractéristiques de la configuration bistatique. Nous avons retenu ce principe car il est couramment utilisé en configuration monostatique étant donné qu'il donne de bons résultats pour un espace mémoire et des temps de calcul non prohibitifs. Les traitements apportés aux signaux reçus nous ont alors permis de déterminer les caractéristiques géométriques des images obtenues à partir de la configuration d'acquisition.

Dans le dernier chapitre, nous avons présenté des résultats de simulations et d'expérimentations. La première étape a consisté à confirmer le choix de l'algorithme de reconstruction. Des images monostatiques reconstruites par la sommation cohérente et la compression en azimut ont alors été présentées. Nous avons alors retrouvé les caractéristiques de ces deux méthodes : nécessité d'un espace mémoire important pour la sommation cohérente et des temps de calcul plus rapides pour la compression en azimut. Le choix du principe de la compression en azimut pour la reconstruction d'image en configuration bistatique a donc été validé. Le simulateur reprend l'algorithme de reconstruction donné dans le chapitre 4. Celui-ci est donc opérationnel en configuration bistatique et dans le cas particulier de la configuration monostatique. Afin de valider les résultats du simulateur, nous avons comparé les résultats qu'il fournissait en configuration monostatique avec ceux de la littérature et ceux obtenus lors des expérimentations dans la chambre anéchoïde de l'ENSIETA. Cette première étape validée, nous nous sommes ensuite orientés vers l'étude de la configuration bistatique. Nous avons alors déterminé la position et la vitesse relative d'une cible à partir des signaux reçus par un radar en configuration bistatique. Puis nous avons cherché à reconstruire des images dans différentes configurations afin de retrouver les caractéristiques présentées dans le chapitre 4. Une fois cette phase

réalisée, nous avons confirmé l'intérêt de l'imagerie bistatique, en observant des cibles plus complexes (dièdre, ogive et avion) modélisées par la théorie géométrique de la diffraction. Enfin, l'intégration d'une surface rugueuse (ici le milieu maritime) a également permis de mettre en valeur les potentialités de la configuration bistatique.

Les résultats encourageants obtenus lors de la reconstruction d'images en configuration bistatique ouvrent la voie à de nombreux axes de recherche :

- Afin de parfaire notre simulateur, il semblerait intéressant d'introduire les diagrammes d'antenne. Ainsi les résultats obtenus refléteront d'avantage les phénomène que l'on pourra rencontrer lors d'acquisition expérimentale.
- La configuration bistatique permet de s'orienter assez facilement vers une configuration multistatique à moindre coût (utilisation d'un émetteur pour une constellation de récepteurs) et qui permet d'assurer la furtivité des récepteurs. Ainsi, il sera possible d'obtenir les images d'une même scène sous différents angles et donc obtenir une reconstruction tridimensionnelle de celle-ci.
- Les expérimentations réalisées jusqu'à présent dans la chambre anéchoïde de l'ENSIETA ont été réalisées en configuration monostatique. Elles ont notamment permis de valider notre simulateur en configuration monostatique. La modification de la chambre pour réaliser des expérimentations en configuration bistatique est en projet ainsi il sera possible de comparer les résultats du simulateur aux données expérimentales.
- Les modélisations retenues pour les cibles se basent sur des approximations. Un modélisation plus précise et plus complète permettrait une meilleure compréhension des phénomènes intervenant pour l'identification de cibles ou la détection de cibles furtives. De plus l'introduction de modèles de diffusion pour les zones végétales permettrait de tester la configuration bistatique pour le suivi des cultures ou l'évolution des zones forestières. Puis de définir les paramètres qui détermineront la configuration permettant d'obtenir rapidement les informations recherchées sur la scène observée.

Annexe A

Modèle des petites perturbations

Cette annexe a pour but de présenter le calcul du champ diffusé par une surface faiblement rugueuse à l'aide du modèle des petites perturbations.

Nous avons vu que lors de la réflexion d'une onde électromagnétique sur une surface, le champ total peut être décomposé de tel sorte que E soit le champ totale dans le milieu supérieur et E' celui dans le milieu inférieur.

En l'absence de charges, dans les milieux supérieur et inférieur, on peut écrire :

$$\begin{array}{l} \nabla.E = 0 \\ \nabla.E' = 0 \end{array} , \tag{A.1}$$

ce qui amène à :

$$\begin{array}{l} k_x U_x + k_y U_y - k_z U_z = 0 \\ k_x D_x + k_y D_y + k'_z D_z = 0 \end{array} . \tag{A.2}$$

A l'interface entre ces deux milieux, la continuité de la composante tangentielle des champs implique :

$$\begin{array}{l} \vec{d} \wedge \vec{E} = \vec{d} \wedge \vec{E}' \\ \vec{d} \wedge \vec{H} = \vec{d} \wedge \vec{H}' \end{array} , \tag{A.3}$$

où $\vec{d}$ est le vecteur unitaire normal à la surface.

En posant $\Delta E_u = E_u - E'_u$ et $\Delta H_u = H_u - H'_u$ pour $u = x, y, z$, les équations (A.3) donne :

$$\begin{array}{l} \Delta E_y + \dfrac{\partial z}{\partial y} \Delta E_z = 0 \\ \Delta E_x + \dfrac{\partial z}{\partial x} \Delta E_z = 0 \end{array} , \tag{A.4}$$

et

$$\begin{array}{l} \Delta H_y + \dfrac{\partial z}{\partial y} \Delta H_z = 0 \\ \Delta H_x + \dfrac{\partial z}{\partial x} \Delta H_z = 0 \end{array} . \tag{A.5}$$

Seules deux équations portent sur les composantes de $\vec{E}$ (respectivement $\vec{H}$) et non pas trois. En effet, la dernière équation résulte d'une combinaison linéaire des deux premières. Ceci s'explique par le fait que les conditions à la surface portent sur les composantes tangentielles du champ qui n'ont, par définition, que deux composantes.

En posant $\Delta E'_u = E_u - E'_u/\mu_r$, on obtient :

$$\begin{aligned}
\Delta H_x &= \frac{j}{\omega\mu_0}\left(\frac{\partial \Delta E'_z}{\partial y} - \frac{\partial \Delta E'_y}{\partial z}\right) \\
\Delta H_y &= \frac{j}{\omega\mu_0}\left(\frac{\partial \Delta E'_x}{\partial z} - \frac{\partial \Delta E'_z}{\partial x}\right). \\
\Delta H_z &= \frac{j}{\omega\mu_0}\left(\frac{\partial \Delta E'_y}{\partial x} - \frac{\partial \Delta E'_x}{\partial y}\right)
\end{aligned} \tag{A.6}$$

En substituant cette expression de $\Delta\vec{H}$ dans l'équation (A.5), on obtient :

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial \Delta E'_x}{\partial z} - \frac{\partial \Delta E'_z}{\partial x} + \frac{\partial z}{\partial y}\left(\frac{\partial \Delta E'_y}{\partial x} - \frac{\partial \Delta E'_x}{\partial y}\right) \\
&\frac{\partial \Delta E'_z}{\partial y} - \frac{\partial \Delta E'_y}{\partial z} + \frac{\partial z}{\partial x}\left(\frac{\partial \Delta E'_y}{\partial x} - \frac{\partial \Delta E'_x}{\partial y}\right)
\end{aligned}. \tag{A.7}$$

Les équations (A.2), (A.4), (A.5) et (A.7) correspondent aux six équations à six inconnues permettant la détermination des six coefficients (U_x, U_y, U_z, D_x, D_y et D_z).

La méthode des petites perturbations consiste à développer les amplitudes U_u et D_u en série :

$$\begin{aligned}
U_u &= \sum_{i=0}^{\infty} U_{u,i} \\
D_u &= \sum_{i=0}^{\infty} D_{u,i}
\end{aligned}, \tag{A.8}$$

où les $U_{u,i}$ et $D_{u,i}$ sont des infiniment petits d'ordre croissant (c'est-à-dire $U_{u,i+1} \ll U_{u,i}$), avec, par définition, $U_{u,0} = 0$ et $D_{u,0} = 0$. Il est alors possible de déterminer, ordre par ordre, les valeurs des $U_{u,i}$ et $D_{u,i}$. Le calcul sera réalisé ici à l'ordre non-trivial minimal, soit l'ordre 1. En développant les exponentielles, les champs électriques des milieu supérieur et inférieur peuvent s'exprimer par :

$$\begin{aligned}
E_x &= \frac{E_0}{2\pi}\iint (U_{x,1} + ...)(1 - jk_z z - ...)e^{j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \\
E'_x &= \frac{E_0}{2\pi}\iint (D_{x,1} + ...)(1 - jk'_z z - ...)e^{j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y
\end{aligned}. \tag{A.9}$$

Les termes "..." sont d'ordre 2 au moins et sont donc négligés. Il est alors possible de déterminer ΔE_u, $\Delta E'_u$ et leurs dérivées. En utilisant ces expressions dans (A.2), (A.4) et (A.7), on obtient finalement :

$$\begin{aligned}
DU_{x,1} =& k_x k_y (ak'_z - k_z)\alpha - \mu_r(k_z k'_z + ak_y^2)\beta + a\mu_r k_x k_y \gamma \\
DU_{y,1} =& -(ak_x^2 k'_z + k_z k_z'^2)\alpha + a\mu_r k_x k_y \beta - \mu_r(k_z k' z + ak_x^2)\gamma
\end{aligned}, \tag{A.10}$$

où :

- $a = \frac{\mu_r k'_z + k_z}{\mu_r k_z + k'_z}$
- $D = (k_x^2 + k_y^2)(\mu_r k'_z + k_z) + k_z k'_z(\mu_r k_z + k'_z)$
- $\alpha = jk'_0 \cos\theta' \left(\frac{1}{\mu_r} - 1\right) T_\perp z(k_x + k_0 \sin\theta, k_y)$
- $\beta = jk_0 k_y \sin\theta \left(1 - \frac{1}{\mu_r}\right) T_\perp z(k_x + k_0 \sin\theta, k_y)$
- $\gamma = jT_\perp \left[\frac{k_0'^2 \cos^2\theta'}{\mu_r} - k_0^2 \cos^2\theta - (k_x + k_0 \sin\theta) k_0 \sin\theta \left(1 - \frac{1}{\mu_r}\right)\right] z(k_x + k_0 \sin\theta, k_y)$.

L'expression du champ diffusé pour une polarisation incidente verticale est obtenue en appliquant le principe de dualité :

$$\begin{aligned} &\vec{E} \rightarrow \vec{H} \\ &\vec{H} \rightarrow -\vec{E} \\ &\mu_r \rightarrow \varepsilon_r \\ &\varepsilon_r \rightarrow \mu_r. \end{aligned} \tag{A.11}$$

Bibliographie

[AK00] O. Airiau et A. Khenchaf : A methodology for modeling and simulating target echoes with a moving polarimetric bistatic radar. *Radio Science*, 35(3):773–782, mai-juin 2000.

[Akh93] N. Akhter : *Far zone electromagnetic scattering from complex shapes using geometrical theory of diffraction.* Thèse de doctorat, Ohio State University, 1993.

[ALS+02] K. Abbott, B. Leblon, G. Staples, M.E. Alexander et D. MacLean : Use of radarsat-1 images to map forest fuel moisture over boreal forests. Dans *IGARSS*, pages 134–136, Toronto, Canada, 24-28 juin 2002.

[ASCD03] F. Askari, R.P. Signell, J. Chiggiato et J. Doyle : Radarsat mapping of bora/sirocco winds in the adratic sea. Dans *IGARSS*, pages 236–238, Toulouse, France, 21-25 juillet 2003.

[Axe03] S.R.J Axelsson : Estimation of target position and velocity using data from multiple radar stations. Dans *IGARSS*, pages 4140–4143, Toulouse, France, 21-25 juillet 2003.

[Bar05] D.K. Barton : *Radar system analysis and modeling.* Artech House, 2005.

[Ben04] M.J. Ben Kassem : *SAR monostatique et bistatique Etude et analyse des méthodes de reconstruction d'imagerie radar.* Thèse de doctorat, Ecole polytechnique de l'université de Nantes, septembre 2004.

[BGJ03] R.J. Burkholder, I.J. Gupta et J.T. Johnson : Comparison of monostatic and bistatic radar images. *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, 45(3):41–50, juin 2003.

[BK03] M.J. Ben Kassem et A. Khenchaf : Bistatic mapping radar bisar. Dans *OCEANS'03*, San Diego, USA, 22-26 septembre 2003.

[BKS05] M.J. Ben Kassem, A. Khenchaf et J. Saillard : Bisar mapping modelisation and processing. Dans *European Conference on Propagation and Systems*, Brest, France, 15-18 mars 2005.

[BL97] J. Bruniquel et A. Lopes : Multi-variate optimal speckle reduction in sar imagery. *International Journal of Remote Sensing*, 18(3):603–627, 1997.

[Bla01] E. Blazejczack : Autofocalisation pour améliorer la classification des cibles aériennes à partir des images isar. *Rapport CNAM*, 2001.

[BM94] D. Bouche et F. Molinet : *Méthodes asymptotiques en électromagnétisme.* Springer verlag, 1994.

[BML+98] W.M. Boerner, H. Mott, E. Lunenburg, C. Livingstone, B. Brisco, R.J. Brown et J.S. Patterson : *Polarimetry in Remote Sensing : Basic and Applied Concepts.* Wiley, 3rd edition, 1998.

[Bor02] B. Borden : Mathematical problems in radar inverse scattering. *Institue of Physics Publishing, Inverse Problems*, 18:R1–R28, 2002.

[BS63] P. Beckmann et A. Spizzichino : *The scattering of electromagnetic waves from rough surfaces.* Oxford, London, New York, Paris, Pergamon Press, 1963.

[BSK03] M.J. Ben Kassem, J. Saillard et A. Khenchaf : Radar bistatique à ouverture synthétique. Dans *XIIIème Journées Nationales Microondes*, Lille, France, mai 2003.

[BW80] M. Born et E. Wolf : *Principles of optics : Electromagnetic theory of propagation. Interference and diffraction of light.* Sixth edition Pergamon press, 1980.

[BW94] R.J. Boyle et W. Wasylkiwskyj : Comparaison of monostatic and bistatic dearing estimation performance for low rcs targets. *IEEE Trans. on Aerospace and Electronic Systems*, 30(3):962–968, juillet 1994.

[BY90] M. Boerner et W.L. Yan : Introduction to radar polarimetry with assesments of the historical development and of the current state-of-the-art. Dans *Journées Internationales de la polarimétrie Radar*, pages 365–369, Nantes, France, 20-22 mars 1990.

[CAPK05] F. Comblet, M.Y. Ayari, F. Pellen et A. Khenchaf : Bistatic radar imaging system for sea surface target detection. Dans *IEEE OCEANS'05 EUROPE*, Brest, France, 20-23 juin 2005.

[CGM95] W. Carrara, R.S. Goodman et R.M. Majewski : *Spotlight Synthetic Aperture Radar : Signal Processing Algorithms.* Boston : Artech, 1995.

[Cha96] L. Challe : *Caractérisation d'une Cible en Présence de Trajets Multiples par Traitement Polarimétrique.* Thèse de doctorat, Université de Nantes, 1996.

[CM54] C. Cox et W. Munk : Statistics of the sea surface derived from sun glitter. *J. of Marine Research*, 13:198–227, 1954.

[CM91] J. Curlander et R. McDonough : *Synthetic Aperture Radar : Systems and Signal Processing.* New York : Wiley, 1991.

[CM00] N. Cadalli et D.C. Munson : A comparison of omega-k and generalized sar inversion for runway imaging. Dans *International Conference on Image Processing*, pages 693–696, Vancouver, Canada, 10-13 septembre 2000.

[CNW03] I.G. Cumming, Y.L. Neo et F.H. Wong : Interpolations of the omega-k algorithm and comparaisons with other algorithms. Dans *IGARSS*, pages 1455–1458, Toulouse, France, 21-25 juillet 2003.

[Col92] R.E. Collin : *Foundations for Microwave Engineering.* Second edition, Mc Graw-Hill International Editions, 1992.

[CPBK05] F. Comblet, F. Pellen, A. Baussard et A. Khenchaf : Sar processing and resolution for bistatic configuration. Dans *IEEE International Symposium on Antennas and Propagation and USNC/URSI National Radio Science Meeting*, Washington, USA, 3-8 juillet 2005.

[CPK04] F. Comblet, F. Pellen et A. Khenchaf : Simulations and experiments on bistatic imaging radar. Dans *Radar*, Toulouse, France, 18-22 octobre 2004.

[CPK05] F. Comblet, F. Pellen et A. Khenchaf : Bistatic sar : simulation and experiments on complex objects. Dans *European Conference on Propagation and Systems*, Brest, France, 15-18 mars 2005.

[CPR91] C. Cafforio, C. Prati et E. Rocca : Sar data focusing using seismic migration techniques. *IEEE Trans. on Aerospace and Electronic Systems*, 27(2):194–207, mars 1991.

[CT04] F. Tupin H. Maître C. Tison, J.M. Nicolas : A new statistical model of urban areas in high resolution sar images for markovian segmentation. *IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing*, 42(10):2046–2057, 2004.

[CZP03a] M. Cherniakov, T. Zeng et E. Plakidis : Analysis of space-surface interferometric bistatic radar. Dans *IGARSS*, pages 778–780, Toulouse, France, 21-25 juillet 2003.

[CZP03b] M. Cherniakov, T. Zeng et E. Plakidis : Galileo signal based bistatic system for avalanche prediction. Dans *IGARSS*, pages 784–786, Toulouse, France, 21-25 juillet 2003.

[Dao96] F. Daout : *Etude de la dépolarisation des ondes centimétriques par une surface rugueuse - Application au domaine maritime.* Thèse de doctorat, Université de Nantes, novembre 1996.

[Dar93] J. Darricau : *Physique et Théorie du Radar.* Edition Sodipe, 1993.

[Dar96] J. Darricau : *Radar : principes et éléments de base.* Technique de l'ingénieur, 1996.

[DC97] G.W. Davidson et I.G. Cumming : Signal properties of spaceborne squint-mode sar. *IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing*, 35(3):611–617, mai 1997.

[DCI96] G.W. Davidson, I.G. Cumming et M.R. Ito : A chirp scaling approach for processing squint mode sar data. *IEEE Trans. on Aerospace and Electronic Systems*, 32(1):121–133, janvier 1996.

[DFCdP+04] P. Dubois-Fernandez, H. Cantalloube, O. Ruault du Plessis, M. Wendler, R. Horn, B. Vaizan, C. Coulombeix, D. Heuzé et G. Krieger : Analysis of bistatic scattering behavior of natural surfaces. Dans *Radar*, Toulouse, France, 18-22 octobre 2004.

[DKS94] F. Daout, A. Khenchaf et J. Saillard : Effect of the salinity and temperature on the electromagnetic field scattered by the sea surface. Dans *OCEANS'94*, Brest, France, 13-16 septembre 1994.

[ECK97] T. Elfouhaily, B. Charpon et K. Katsaros : A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves. *Journal of Geophysical Research*, 102:15781–15796, 1997.

[ECT+00] R.L. Eigel, P.J. Collins, A.T. Terzuoli, G. Nesti et J. Fortuny : Bistatic scattering characterization of complex objects. *IEEE Trans. Geoscience and Remote Sensing*, 38(5):2078–2092, 2000.

[EKKK04] I. Erer, S. Kent, M. Kartal et S. Kargin : Superresolution bistatic spotlight sar imaging using image fusion. Dans *EUSAR*, pages 787–790, Ulm, Allemagne, 25-27 mai 2004.

[ELS93] S. El Assad, I. Lakkis et J. Saillard : Holographic sar image formation by coherent summation of impulse response derivatives. *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, 41(5):620–624, mai 1993.

[End02] J.H.G Ender : Spacebased sar/mti using multistatic satellite configurations. Dans *EUSAR*, pages 337–340, Cologne, Allemagne, 2002.

[End04] J.H.G Ender : A step to bistatic sar processing. Dans *EUSAR*, pages 359–363, Ulm, Allemagne, 25-27 mai 2004.

[FE81] A.K. Fung et H.J. Eom : Multiple scattering and depolarization by a randomly rough kirchhoff surface. *IEEE Trans. on Antennas and Propagations*, 29(3):463–471, 1981.

[FGS02] P. Ferrazzoli, L. Guerriero et D. Solimini : Could bistatic observations contribue to forest biomass monitoring. Dans *IGARSS*, pages 447–448, Toronto, Canada, 24-28 juin 2002.

[FL82] A.K. Fung et K.K. Lee : A semi-empirical sea-spectrum model for scattering coefficient estimation. *J. Geophys. Res.*, OE-7(4), octobre 1982.

[FP98] B. Friedlander et B. Porat : Vsar : A high resolution radar system for ocean imaging. *IEEE Trans. on Aerospace and Electronic Systems*, 34(3):755–775, juillet 1998.

[FSSH82] V.S. Frost, J.A. Stiles, K.S. Shanmugan et J.C. Holtzman : A model for radar images and its application to adaptive digital filtering of multiplicative noise. *IEEE Trans. Pattern Anal. Machine Intell.*, 4:157–165, 1982.

[Fun84] A.K. Fung : Surface scattering effects at different spectral regions. Dans Ed. INRA Publ., éditeur : *Coll. int. Signatures Spectrales d'objets en télédétection*, pages 693–707, Bordeaux, France, 12-16 septembre 1984.

[Gal93] G. Galati : *Advenced radar techniques and systems.* Peregrinus, 1993.

[GBC+03] L. Gurel, H. Bagci, J.C. Castelli, A. Cheraly et F. Tardivel : Validation through comparison : measurement and calculation of the bistatic radar cross section (brcs) of a stealth target. *Radio science*, 38(3):12.1–12.10, 2003.

[Goo63] N.R. Goodman : Statistical analysis based on a certain multivariate complex gaussian distribution (an introduction). *Annals of Mathematical Statistics*, 34:152–177, 1963.

[Goo76a] J.W. Goodman : Some fundamental properties of speckle. *Journal of the Optical Society of America*, 66:1145–1149, 1976.

[Goo76b] J.W. Goodman : *Statistical Optics*. John Wiley and Sons, 1976.

[GS03] C.H. Gierull et I.C. Sikaneta : Raw data based two-aperture sar ground moving target indication. Dans *IGARSS*, pages 1032–1034, Toulouse, France, 21-25 juillet 2003.

[Her00] E. Hervet : *Appariement d'images Radar à Synthèse d'ouverture en condition radargrammétriques*. Thèse de doctorat, Institut national polytechnique de Toulouse, juillet 2000.

[HGP96] W. Hughes, K. Gault et G.J. Princz : A comparaison of the range-doppler and chirp scaling algorithms with reference to radarsat. Dans *IGARSS*, pages 1221–1223, Lincoln, Nebraska, 27-31 mai 1996.

[HL95] J.P. Hardange et P. Lacomme : *Radars aéroportés et spatiaux*. Cl-loection scientifique et technique Thomson-csf, éditions Masson, 1995.

[HVLH03] J. Horstmann, P. Vachon, S. Lehner et D. Hoja : Sar measurements of ocean wind and wave fields in hurricanes. Dans *IGARSS*, pages 230–232, Toulouse, France, 21-25 juillet 2003.

[HXWX03] Y. He, J.J. Xiu, G.H. Wang et J.H. Xiu : Theorem for the combinaison of bistatic radar measurements using least squares. *IEEE Trans. on Aerospace and Electronic Systems*, 39(4):1441–1445, octobre 2003.

[Ish78] A. Ishimaru : *Wave propagation and scattering in random media*. Academic Press, 1978.

[Jam76] G.L. James : *Geometrical theory of electromagnetic waves*. Third edition revised Peter Peregrinus, 1976.

[Jon94] D.S. Jones : *Methods in Electromagnetic Wave Propagation*. Second edition, Oxford Science Publications, 1994.

[KA00] A. Khenchaf et O. Airiau : Bistatic radar moving returns from sea surface. *IEICE Trans. on Electronics*, E83-c(12):1827–1835, decembre 2000.

[KDS95] A. Khenchaf, F. Daout et J. Saillard : Bistatique polarized scattering by rough surfaces. Dans *Proc. of the third International workshop on radar polarimetry*, pages 175–186, Nantes, France, 21-23 mars 1995.

[KDS96] A. Khenchaf, F. Daout et J. Saillard : The two scales model for random rough surface scattering. Dans *OCEANS'96*, Floride, USA, 23-26 septembre 1996.

[Kel62] J.B. Keller : Geometrical theory of diffraction. *Journal of the Optical Society of America*, 52(2):116–130, février 1962.

[KFM04] G. Krieger, H. Fielder et A. Moriera : Bi- and multistatic sar : Potentials and challenges. Dans *EUSAR*, pages 365–369, Ulm, Allemagne, 25-27 mai 2004.

[Khe99] A. Khenchak : Sea surface scattering for near-grazing incidence. Dans *OCEANS'99*, Seattle, 13-16 septembre 1999.

[Khe00] A. Khenchaf : *Modélisation électromagnétique, Radar bistatique et Traitement de l'information.* HDR, 2000.

[Khe01] A. Khenchaf : Bistatic scattering and depolarization by randomly rough surfaces : application to the natural rough surfaces in x-band. *Wave Random Media*, 11(2):61–89, avril 2001.

[Kli51] M. Kline : An asymptotic solution of maxwell's equations. *The theory of Electromagnetic Waves*, 4:225–262, 1951.

[KP74] R.G. Kouyoumjian et P.H. Pathak : A uniform geometrical theory of diffraction for edge in a perfectly conducting surface. *IEEE*, 62(11): 1448–1461, novembre 1974.

[KRB+94] R. Keith Raney, H. Runge, R. Blamer, I.G. Cumming et F.H. Wong : Precision sar processing using chirp scaling. *IEEE Trans. Geoscience and Remote Sensing*, 32(4):786–799, juillet 1994.

[KS77] L.A. Klein et C.T. Swift : An improved model for the dielectric constant of sea water at microwave frequencies. *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, 25(1):104–111, 1977.

[KSSC85] D.T. Kuan, A.A. Sawchuk, T.C. Strand et P. Chavel : Adaptative noise smoothing filter for images with signal-dependent noise. *IEEE Trans. Pattern Anal. Machine Intell.*, 7:165–177, 1985.

[KWF+02] G. Krieger, M. Wendler, H. Fieldler, J. Mittermayer et A. Moreira : Performance analysis for bistatic interferometric sar configurations. Dans *IGARSS*, pages 650–652, Toronto, Canada, 24-28 juin 2002.

[LBMS03] M. Ludwig, C.H. Buck, C. Mangenot et M. Suess : Impact of new technologies on future space-borne radar design. Dans *IGARSS*, pages 2137–2139, Toulouse, France, 21-25 juillet 2003.

[LD76] S.W. Lee et G.A. Deschamps : A uniform asymptotic theory of electromagnetic diffraction by a curved wedge. *IEEE Trans. on Antennas Propagation*, 24:25–34, 1976.

[Le 89] F. Le Chevalier : *Principes de traitements des signaux radar et sonar.* Collection technique et scientifique des télécommunications, éditions Masson, 1989.

[Lee80] J.S. Lee : Digital image enhancement and noise filtering by use of local statistics. *IEEE Trans. Pattern Anal. Machine Intell.*, 2:165–168, 1980.

[LNPK04] O. Loffeld, H. Nies, V. Peters et S. Knedlik : Models and useful relations for bistatic sar processing. *IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing*, 42(10):2031–2038, 2004.

[LSSN02] S. Lehner, J. Schulz-Stellenfleth et A. Niedermeier : Detection of extreme waves using synthetic aperture radar images. Dans *IGARSS*, pages 1893–1895, Toronto, Canada, 24-28 juin 2002.

[Mai01] H. Maitre : *Traitement des images RSO*. Hermes, 2001.

[MF53] P.M. Morse et H. Feshbach : *Methods of theorical Physics*. Volume II, McGraw-Hill, New York, 1953.

[MHKL02] B. Mojarrabi, J. Homer, K. Kubik et I.D. Longstaff : Power budget study for passive target detection and imaging using secondary applications of gps signals in bistatic radar systems. Dans *IGARSS*, pages 449–451, Toronto, Canada, 24-28 juin 2002.

[Mil93] A.S. Milman : Sar imaging by w-k migration. *International Journal Remote Sensing*, 14(10):1965–1979, 1993.

[MK03] A. Moreira et G. Krieger : Spaceborne synthetic aperture radar (sar) systems : State of the art and future developments. Dans *11th GAAS Symposium*, pages 385–388, Munich, 2003.

[MKC02] H.J. Mametsa, F. Koudogbo et P.F. Combes : Application of iem and radiative transfer formulations for bistatic scattering of rough surfaces. Dans *IGARSS*, pages 662–664, Toronto, Canada, 24-28 juin 2002.

[MMS96] A. Moreira, J. Mittermayer et R. Scheiber : Extended chirp scaling algorithm for air- and spaceborne sar data processing in stripmap and scansar imaging modes. *IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing*, 34(5):1123–1136, septembre 1996.

[Mor93] W. Morchin : *Radar Engineer's sourcebook*. Artech House, 1993.

[MPM90] D.A. McMamara, G. Pistorius et J. Malherbe : *Introduction to uniform theory of diffraction*. Artech House, 1990.

[MR00] M.M. Mienecke et H. Rohling : Combination of lfmcw and fsk modulation principles for automotive radar systems. Dans *GRS*, Berlin,Germany, 11-12 octobre 2000.

[MRA01] A. Moccia, G. Rufino et M. Aragri : *BISSAT : A Bistatic SAR for Earth Observation*. Science Small Missions Program, Second Cycle, Final Report, 2001.

[MRL03] A. Moccia, G. Rufino et M. De Luce : Oceanographic application of spaceborne bistatic sar. Dans *IGARSS*, pages 1452–1454, Toulouse, France, 21-25 juillet 2003.

[NB90] L.M. Novak et M.C. Burl : Optimal speckle reduction in polarimetric sar imagery. *IEEE Trans. on Aerospace and Electronic Systems*, 26(2):293–305, mars 1990.

[NKC03] M. Nomula, D. Kasilingam et S. Cloude : Estimating vegetation bias in polarimetric sar interferometry. Dans *IGARSS*, pages 693–695, Toulouse, France, 21-25 juillet 2003.

[Noc96] L. Nocera : *Reconstruction du relief en imagerie radar à ouverture de synthèse : stéréoscopie et ombrage*. Thèse de doctorat, Université de Paris 7 Jussieue, 1996.

[NRT04] H. Nguyen, H. Roussel et W. Tabbara : Simulation of sar images of a forested area based on a 3d full wave model of wave scattering. Dans *IGARSS*, pages 885–887, Anchorage, USA, 2004.

[NU03] A.Y. Nashashidi et F.T. Ulaby : Millimeter-wave polarimetric bistatic radar scattering from rough soil surfaces. Dans *IGARSS*, pages 788–790, Toulouse, France, 21-25 juillet 2003.

[Ogi91] J.A. Ogilvy : *Theory of Wave Scattering from Random Surfaces.* Bristol : Hilger, 1991.

[Ogo97] B. Ogor : *Etude comparative de méthodes de filtrage de speckle et de segmentation en imagerie radar à synthèse d'ouverture : application à la région des polders du Mont St. Michel.* Thèse de doctorat, INSA de Rennes, décembre 1997.

[OQ98] C. Olivier et S. Quegan : *Understanding Synthetic Aperture Radar Images.* Artech House, 1998.

[Pap91] A. Papoulis : *Probability, Random Variables and Stochastic Processes.* MC Graw-Hill, New York, 1991.

[Pie91] W.J. Pierson : The theory and applications of ocean wave measuring systems at and below the sea surface, on land, from aircraft and from spacecraft. *NASA contract report*, (CR-2646n) : N76-17775 1991.

[Pot90] E. Pottier : *Contribution de la polarimétrie dans la Discrimination de Cibles Radar. Application à l'Imagerie Electromagnétique.* Thèse de doctorat, Université de Rennes, 1990.

[PPAH03] J. Praks, J. Pulliainen, P. Ahtonen et M. Hallikainen : Examination of forest plarimetric backscattering with coherent cylinder model. Dans *IGARSS*, pages 923–925, Toulouse, France, 21-25 juillet 2003.

[PRA+03] A. Potsis, A. Reigber, E. Alivizatos, A. Moriera et N. Uzunoglu : Comparison of chirp scaling and wavenumber domain algorithms for airborne low frequency sar data processing. *Proceedings of SPIE*, 4883:11–19, mars 2003.

[Pro99] C. Proisy : *Apport des données radar à synthèse d'ouverture pour l'étude de la dynamique des écosystèmes forestiers.* Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier Toulouse III, mars 1999.

[PS92] E. Pottier et J. Saillard : Fondements mathématiques de la polarimétrie et son application au domaine radar. *Annales des Télécommunications*, 47(7-8):163–177, 1992.

[PSP99] J.M. Park, W.J. Song et W.A. Pearlman : Speckle filtering of sar images based on adaptative windowing. *IEE Proceedings Vision, Image and Signal Processing*, 146:191–197, 1999.

[Ray77] L. Rayleigh : *Theory of Sound.* volume 1, London : Macmillan, 1877.

[RBSK70] G.T. Ruck, D.E. Barrick, W.D. Stuart et C.K. Kirchbaum : *Radar Cross Section Handbook.* Plenum Press, 1970.

[RFAG85] C.L. Rufenach, L.S. Fedor, J.R. Apel et F.I. Gonzalez : *Surface and Internal Ocean Wave Observations in Satellite Oceanic Remote Sensing.* B. Saltzmann ed., Academic Press, 1985.

[Rig03] B.D. Rigling : *Signal Processing Strategies for Bistatic Synthetic Aperture.* Thèse de doctorat, The Ohio State University, 2003.

[RM04] B.D. Rigling et R.L. Moses : Gtd-based scattering models for bistatic sar. Dans *SPIE, Algorithms for Synthetic Aperture Radar Imagerie XI, G. Zelnio and F.D. Garber editors*, volume 5427, pages 208–219, septembre 2004.

[Sil47] S. Silver : *Microwave Antenna theory and design.* Mc Gray-Hill, 1947.

[Sin50] G. Sinclair : The transmission and reception of elliptically polarized waves. *Proc. IRE*, 38:148–151, février 1950.

[Sko70] M.I. Skolnik : *Radar Handbook.* McGray-Hill Book Company, New York, 1970.

[SLGS02] H.B. Sun, G.S. Liu, H. Gu et W.M. Su : Application of the fractional fourier transform to moving target detection in airborne sar. *IEEE Trans. on Aerospace and Electronic Systems*, 38(4):1416–1424, octobre 2002.

[Soh02] L.K. Soh : Image processing techniques for describing sea ice features. Dans *IGARSS*, pages 309–311, Toronto, Canada, 24-28 juin 2002.

[Som96] A. Sommerfeld : A mathematische theorie der diffraction. *Mathematical Annal*, 47:317–374, 1896.

[Sou91] M. Soumekh : Bistatic synthetic aperture radar inversion with application in dynamic object imaging. *IEEE Trans. on Signal Processing*, 39(9):2044–2055, septembre 1991.

[Sou98] M. Soumekh : Wide-bandwidth continuous-wave monostatic/bistatic synthetic aperture radar imaging. Dans *International conference on image processing*, pages 361–365, Chicago, Illinois, 04-07 octobre 1998.

[Sou99] M. Soumekh : *Synthetic Aperture Radar Signal Processing.* Wiley-Interscience, (http ://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange), 1999.

[STF01] J.S. Son, G. Thomas et B.C. Flores : *Range-Doppler Radar Imaging and Motion Compensation.* Artech House, 2001.

[Sto78] R. Stolt : Migration by fourier transform. *Geophysics*, 43:23–48, 1978.

[Str41] J.A. Stratton : *Electromagnetic Theory.* Mc Gray-Hill, 1941.

[SW53] E.K. Smith et S. Weintraub : The constants in the equation for atmospheric refractive index at the radio frequencies. *Proc. IRE*, 41: 1035–1037, 1953.

[TC02] R. Touzi et F. Charbonneau : Characterisation of symmetric scattering using polarimetric sars. Dans *IGARSS*, pages 414–416, Toronto, Canada, 24-28 juin 2002.

[TCG82] M. Tur, K.C. Chin et J.W. Goodman : When is speckle noise multiplicative ? *Applied Optics*, 21:1157–1165, 1982.

[Tom81] K. Tomiyasu : Conceptual performance of a satellite borne, wide swath synthetic aperture radar. *IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing*, 19(2):108–116, 1981.

[TVG+05] E. Trouvé, G. Vasile, M. Gay, P. Grussenmeyer et J.M. Nicolas : Combining optical and sar data to monitor temperate glaciers. Dans *IGARSS*, Seoul, juillet 2005.

[UE80] F.T. Ulaby et C. Elachi : *Radar Polarimetry for geoscience application.* Artech House, 1980.

[UHA88] F.T. Ulaby, T.F. Haddock et R.T. Austin : Fluctuation statistics of milimeter-wave scattering from distributed targets. *IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing*, 26:268–281, 1988.

[UHS03] L.M.H Ulander, H. Hellsten et G. Stenström : Synthetic-aperture radar processing using fast factorized back-projection. *IEEE Trans. on Aerospace and Electronic Systems*, 39(3):760–776, juillet 2003.

[UKBW86] F.T. Ulaby, F. Kouyate, B. Brisco et T. Williams : Textural information in sar images. *IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing*, 20:235–245, 1986.

[UMF86] F.T. Ulaby, R.K. Moore et A.K. Fung : *Microwave Remote Sensing Active and Passive volume II.* Addison-Wesley publishing compagny, 1986.

[WCJF90] S. Werness, W. Carrara, L. Joyce et D. Franczak : Moving target imaging algorithm for sar data. *IEEE Trans. on Aerospace and Electronic Systems*, 26(1):57–67, janvier 1990.

[Wei99] M. Weib : Ebira : Experimantal bistatic radar for air surveillance. Dans *IGARSS*, pages 115–120, Aussois, France, 11-15 janvier 1999.

[Wil91] N.J. Willis : *Bistatic Radar.* Artech House, 1991.

[WM92] Y. Wu et H. Maitre : Smoothing seckled synthetic aperture radar images by using maximum homogeneous region filters. *Optical Engineering*, 31(8):1785–1792, 1992.

[WMS98] J.L.H. Webb, D.C. Munson et N.J.S. Stacy : High-resolution planetary imaging via spotlight-mode synthetic aperture radar. *IEEE Trans. on Image Processing*, 7(11):1571–1582, novembre 1998.

[XBS03] Z. Xiaoling, Z. Bin et H. Shunji : The analysis of interferometric sar imaging precision in the distributed micro-satellite system. Dans *IGARSS*, pages 4477–4479, Toulouse, France, 21-25 juillet 2003.

[XZR03] L. Xiuqing, Y. Zhen et Y. Ruliang : Improvement research on texture-detection in full-polarization sar image filter. Dans *IGARSS*, pages 3973–3975, Toulouse, France, 21-25 juillet 2003.

[ZMG+03] V. Zavorotny, D. Masters, A. Gasiewski, B. Bartram, S. Katzberg, P. Axelrad et R. Zamora : Seasonal polarimetric measurements of soil moisture using tower-based gps bistatic radar. Dans *IGARSS*, pages 781–783, Toulouse, France, 21-25 juillet 2003.

Titre : Détection, localisation et identification de cibles radar par imagerie électromagnétique bistatique.

Résumé : L'objectif de cette thèse est de développer, caractériser et analyser l'imagerie radar en configuration bistatique. Dans le cadre de notre étude, nous nous plaçons dans le cas général d'une configuration bistatique sans condition sur la configuration d'acquisition. Nous avons alors développé un algorithme de reconstruction d'images tenant compte des polarisations d'émission et de réception. Ainsi, nous avons pu caractériser les images obtenues et donner l'expression des résolutions d'une image bistatique en fonction de la configuration d'acquisition. Ensuite, nous avons étudié les images bistatiques reconstruites lors de l'observation de cibles complexes ainsi que celles obtenues lors de la détection de cibles sur une surface océanique afin de les comparer avec celles d'une configuration monostatique. Les résultats ainsi obtenus permettent de valider l'intérêt de la configuration bistatique et de présenter les nouvelles perspectives qu'offre ce sujet de recherche en imagerie radar.

Mots clés : Modélisation électromagnétique, Imagerie monostatique, Imagerie Bistatique, Résolution bistatique, RDA (Range Doppler Algorithm), Expérimentation en chambre anéchoïde, GTD (Geometrical theory of diffraction), Cibles canoniques, Surfaces rugueuses.

Title : Targets detection, localization and identification by bistatic electromagnetic imagery.

Abstract : The purpose of this work is to develop, characterize and analyze the bistatic imagery radar. In our study, we consider in the general case of a bistatic configuration without configuration condition. Then, we develop an image processing valid in all acquisition configurations and which takes into account the emission and reception polarizations. Thus, we can characterize the obtained images and give the expression of the bistatic image resolutions according to the acquisition configuration. Then, we study the bistatic images obtained for complex targets and target detection on oceanic surface in order to compare the results obtained with those of a monostatic configuration. The results obtained make it possible to validate the bistatic configuration interest and to present new prospects offers by this subject.

Key words : Electromagnetic modeling, Monostatic imagery, Bistatique imagery, Bistatic resolution, RDA (Range Doppler Algorithm), Experiments in anechoic chamber, GTD (Geometrical theory of diffraction), Canonical targets, Rough surfaces.