HAL
open science

Signature électromagnétique bi-statique d'une cible complexe intégrée dans son environnement : Application à l'imagerie ISAR d'une scène maritime

Yacine Bennani

To cite this version:

Yacine Bennani. Signature électromagnétique bi-statique d'une cible complexe intégrée dans son environnement : Application à l'imagerie ISAR d'une scène maritime. Physique [physics]. Université de Bretagne occidentale - Brest, 2012. Français. NNT : 2012BRES0065 . tel-00839370

HAL Id: tel-00839370

https://theses.hal.science/tel-00839370

Submitted on 30 Sep 2015

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 / UNIVERSITÉ DE BRETAGNE OCCIDENTALE
sous le sceau de l'Université européenne de Bretagne

pour obtenir le titre de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE BRETAGNE OCCIDENTALE
Mention : Electronique
École Doctorale EDSM

Présentée par
Yacine BENNANI
Préparée au laboratoire E3I2 de l'ENSTA-BRETAGNE, Brest.

Signature Electromagnétique Bi-statique d'une cible complexe intégrée dans son environnement. Application à l'imagerie ISAR d'une scène maritime

Date de soutenance le 22 Mai 2012
devant le jury composé de :

Christophe CRAEYE
Professeur à l'Université Catholiquede Louvain / Rapporteur

Jihad ZALLAT
Professeur des Universités, Universitéde Strasbourg /Rapporteur

Fabrice COMBLET
MC, ENSTA Bretagne / Examinateur

François DEMONTOUX
MC (HDR), Université de Bordeaux1 / Examinateur

Ali KHENCHAF
Professeur des Universités, ENSTABretagne / Directeur de thèse

Ammar SHARAIHA
Professeur des Universités, ENIB,Brest / Examinateur

Mehrez ZRIBI
Chargé de Recherche CNRS, CETP/CNRS/ Examinateur

Remerciements

Table des matières

Table des matières 1

Glossaire : Abréviations 5

Liste des figures 7

Liste des tableaux 11

Introduction 13

1 Propagation des ondes EM et signature EM 19

1.1 Introduction 19

1.2 Ondes EM, méthodes de résolution 20

1.2.1 Équations de base 20

1.2.1.1 Équations de Maxwell 20

1.2.1.2 Équation de propagation 21

1.2.1.3 Conditions aux limites 23

1.3 Représentation Intégrale des champs 24

1.3.1 Fonction et théorème de Green 24

1.3.1.1 Principe de Huygens et théorème d'extinction 25

1.3.1.2 Approximation champ lointain 25

1.4 Signature EM d'une cible 26

1.4.1 Équation Radar et définition de la SER 26

1.4.2 Caractéristiques générales de la SER 27

1.4.2.1 Définition de la SER 27

1.4.2.2 Régions fréquentielles (zones de rayonnement) 27

1.4.2.3 Variation de la SER en fonction de la fréquence et de l'angle d'incidence 29

1.5 Méthodes de résolution 32

1.5.1 Méthodes exactes 32

1.5.1.1 Méthode des moments (MoM) 33
1.5.1.2 Méthode des différences finies 33
1.5.1.3 Méthode Multi-Level Fast Multipole (MLFMM) 34
1.5.2 Méthodes asymptotiques 34
1.5.2.1 Méthodes de rayons (OG, TGD, TUD) 35
1.5.2.1.a Optique Géométrique (OG) 35
1.5.2.1.b Théorie Géométrique de la Diffraction (TGD) 37
1.5.2.1.c Théorie Uniforme de la Diffraction (TUD) 40
1.5.2.1.d Conclusion 42
1.5.2.2 Méthodes de courants (OP, MCE, TPD) 42
1.5.2.2.a Optique Physique (OP) 42
1.5.2.2.b Théorie Physique de la Diffraction (TPD) 43
1.5.2.2.c Méthode des Courants Équivalents (MCE) 44
1.6 Synthèse sur les méthodes de calcul du champ diffusé 45
1.7 Approches pour le calcul de la SER de cibles complexes 46
1.7.1 Méthode de décomposition en cibles élémentaires 46
1.7.2 Approche de maillage 47
1.7.3 Conclusion 47
1.8 Conclusion 47

2 Calcul de la SER bi-statique d'une cible complexe 49
2.1 Introduction 49
2.2 Problématique et Méthodologie 51
2.3 Modélisation géométrique d'une cible complexe 51
2.3.1 Conception et maillage d'une cible 51
2.3.2 Mécanismes de dispersion 52
2.3.2.1 Réflexion spéculaire 53
2.3.2.2 Réflexions multiples 54
2.3.2.3 Diffraction aux arêtes 54
2.3.2.4 Effets d'ombrage 54
2.4 Méthodes asymptotiques retenues (OG, OP, MCE) 55
2.4.1 Application de l'Optique Géométrique (OG) 56
2.4.1.1 Polarisation de l'onde électromagnétique 58
2.4.1.2 Coefficients de réflexion 58
2.4.1.3 Formulation générale de l'Optique Physique (OP) 59
2.4.2 Modélisation électromagnétique du champs diffusé par une facette triangulaire 61
2.4.2.1 Modélisation du champ diffusé par simple reflexion 61

2.4.2.2 Matrice de passage 63
2.4.2.3 Modélisation de la double reflexion 65
2.4.2.3.a Détermination des surfaces éclairées 66
2.4.3 Modélisation de la diffraction 66
2.4.3.1 Détection des arêtes 66
2.4.3.2 Exemple de validation 67
2.4.3.3 Diffraction par une arête (application de la MCE) 68
2.5 Résultats de simulation 71
2.5.1 Plaque carrée : première configuration 71
2.5.2 Plaque carrée : deuxième configuration 72
2.5.3 Plaque carrée : troisième configuration 73
2.5.4 Dièdre parfaitement conducteur 73
2.5.5 Cibles complexes 75
2.6 Conclusion 76

3 Application au cas d'une surface maritime en présence d'une cible 79
3.1 Etat de l'art et positionnement du probème 79
3.2 Caractérisation physique de la surface de mer 81
3.2.1 Perméabilité de l'eau de mer 81
3.2.2 Permittivité de l'eau de mer 81
3.3 Caractérisation géométrique de la surface de mer 84
3.4 Modèles de spectre de la mer 85
3.4.1 Spectre Gaussien 86
3.4.2 Spectre de Pierson-Moskowitz 87
3.4.3 Spectre d'Elfouhaily 88
3.5 Génération d'une surface maritime $2D$ aléatoire 91
3.6 Calcul de la SER d'une surface maritime 94
3.6.1 Maillage triangulaire de la surface de mer $2D$ 94
3.6.2 Approximation de Kirchhoff (KA) 94
3.6.3 Méthode des petites perturbations (SPM) 96
3.6.4 Evaluation du processus de calcul de SER proposé 97
3.6.4.1 Analyses des résultats numériques 98
3.7 Simulations numériques d'une scène complexe 99
3.7.1 SER monostatique d'un cube présent sur une surface plane 99
3.7.2 SER mono-statique et bi-statique d'un cube sur une surface maritime 101
3.7.3 SER bi-statique d'un Bateau générique posé sur une surface de mer . 102
3.8 Conclusion 102

4 Validations expérimentales et application à l'imagerie ISAR 105
4.1 Introduction 105
4.2 Equiments de mesure 106
4.3 Surface Equivalent Radar (SER) du bateau 107
4.3.1 Configuration géométrique du bateau générique 107
4.3.2 Validation du test de visibilité pour le bateau générique 108
4.3.3 Validation OP-MCE pour des cibles canoniques 109
4.3.4 Représentation parallélépipédique de la cible et calcul de la SER . . . 110
4.3.4.1 Génération des parallélépipèdes 110
4.3.4.2 Découpage parallélipipédique de cible et effet d'ombrage . . . 111
4.3.5 Résultats expérimentaux 111
4.4 Imagerie ISAR 113
4.4.1 Principe de l'imagerie ISAR 115
4.4.2 Algorithme ISAR 116
4.4.3 Simulation et données expérimentales 116
4.4.3.1 Description de la cible 116
4.4.3.2 Configuration de l'acquisition 117
4.4.3.3 Imagerie ISAR obtenue 118
4.5 Conclusion 119

Annexes 120

A Tableau comparatif des différentes méthodes 123

B Calcul de l'intégrale de l'OP physique pour une plaque carrée 127

C Intersection rayon-triangle 131
Production Scientifique liée à la thèse 133

Bibliographie 135

Glossaire : Abréviations

Abréviations

BSA	BackScattering Alignment
CAO	Conception Assistée par Ordinateur.
CATIA	Conception Assistée Tridimensionnelle Interactive Appliquée.
CEM	Compatibilité ElectroMagnétique.
CFIE	Combined Field Integral Equation.
CSTB	Centre Scientifique et Technique du Bâtiment.
D	Diffraction.
DBS	Doppler Beam Sharpening.
DR	Double Réflexion.
CSF	Compagnie de télégraphie sans fil.
ECD	Extraction de Connaissances dans les Données.
EFIE	Electric Field Integral Equation.
EM	ElectroMagnétique.
FDTD	Finite Difference Time Domain.
FERMAT	Fonctionnalités pour l'Electromagnétisme et le Radar par les Méthodes Asympto-Tiques.
FFT	Fast Fourier Transform.
FMCW	Frequency Modulated Continous Wave.
FMM	Fast Multipole Method.
FSA	ForwardScattering Alignment.
GSM	Global System Microwave.
GRECO	graphical electromagnetic computing for RCS prediction in real time.
ISAR	Inverse Synthetic Aperture Radar.
KA	Approximation de Kirchhoff.
LHI	Linéaire Homogène et Isotrope .
MCE	Méthode des Courants Equivalents.
MFIE	Magnetic Field Integral Equation.
MLFMM	Multi-Level Fast Multipole Methode.
MODENA	Modélisation de l'Observation à Distance de l'ENvironnement mAritime.
MoM	Méthode des Moments.
NRL	Naval research Laboratory.
OG	Optique Géométrique.
ONERA	Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales.
RADAR	Radio Detection And Ranging.
RCS	Radar Cross Section.

OP	Optique Physique.
SAR	Synthetic Aperture Radar.
SER	Surface Equivalente Radar.
SLAR	Side Looking Airbone Radar.
SR	Simple Reflexion.
TGD	Théorie Géométrique de la Diffraction.
TFI	Transformée de Fourier Inverse.
TLM	Transmission Line Matrix.
TPD	Théorie Physique de la Diffraction.
TSF	Télégraphie Sans Fil.
TUD	Théorie Uniforme de la Diffraction.
TR	Triple Reflexion.
WP	WorkPackage.

Liste des figures

1.1 Interface entre deux milieux LHI semi-infinis Ω_1 (milieu incident) et Ω_2 . . . 23

1.2 Illustration de l'approximation en champ lointain pour un problème 3D . . . 25

1.3 Configuration géométrique de l'observation 26

1.4 Zones de rayonnement autour d'une antenne émettrice 28

1.5 Surface Équivalente Radar d'une Sphère 29

1.6 SER en fonction de l'angle de la cible par rapport au radar 30

1.7 Variation de la SER en fonction de l'angle d'observation. 31

1.8 SER en fonction de la fréquence. 31

1.9 Variation de la SER en fonction de la fréquence (espacement entre deux points 0.25 m) 31

1.10 Variation de la SER en fonction de la fréquence (espacement entre deux points 0.75 m) 32

1.11 Principe de la Méthode MLFMM [MLF]. 34

1.12 Faisceau astigmatique 37

1.13 SER d'une plaque carrée (Comparaison entre l'OG et la FDTD) 38

1.14 Représentation des angles intervenant dans le calcul du coefficient de diffraction de Keller 38

1.15 Diffraction par une arête et cône de Keller 39

1.16 SER d'une plaque carrée avec la TGD. 41

1.17 SER d'une plaque carrée en fonction de l'angle d'observation θ 43

1.18 Méthode de composantes géométriques pour un avion. 46

1.19 Exemple d'une cible maillée 47

2.1 Modèle CAO d'une cible et son maillage surfacique 52

2.2 Exemple de fichier *.dat récupéré sous CATIA 52

2.3 Exemple de fichier *.mat généré sous MATLAB (qui représentent les coordonnées da chaque facette, ainsi que son positionnement) 52

2.4 Mécanismes de dispersion 53

2.5 Mécanismes de dispersion pris en compte dans la méthodologie de calcul de la SER . . . 53
2.6 Principe de test de visibilité . . . 55
2.7 Test de visibilité pour $(\theta,\ \phi) = (45°, 45°)$ . . . 56
2.8 Réflexion spéculaire d'une onde plane par une surface plane . . . 57
2.9 Base de polarisation et coéfficients de Réflexion . . . 58
2.10 Application de l'Optique Physique à une facette triangulaire . . . 62
2.11 Rotation du repère locale par rapport au repère global . . . 64
2.12 Sélection des facettes candidates à une double réflexions . . . 66
2.13 Projection spéculaire et subdivision linéaire . . . 67
2.14 Arête définie à partir de deux facettes . . . 67
2.15 Détection des arêtes d'une cible complexe . . . 68
2.16 Configuration de la diffraction par une arête . . . 68
2.17 SER monostatique d'une plaque parfaitement conductrice pour $(a = b = 1\,m)$ et $f = 3\,GHz$ . . . 72
2.18 SER monostatique d'une plaque parfaitement conductrice pour $\phi = 1°$ . . . 73
2.19 SER monostatique d'une plaque parfaitement conductrice pour $\phi = 30°$ . . . 73
2.20 Observation d'une plaque en configuration bistatique . . . 74
2.21 Comparaison des méthodes OP et OP+MEC pour le calcul la SER bistatique d'une plaque carrée parfaitement conductrice $a = b = 1m$ . . . 74
2.22 SER monostatique d'un dièdre parfaitement conducteur . . . 74
2.23 SER monostatique d'un dièdre parfaitement conducteur$a = b = 0.179\,m$ et $f = 9.4\,GHz$ . . . 75
2.24 SER monostatique d'une plaque parfaitement conductrice pour $a = b = 0.165\,m$ et $f = 10\,GHz$ . . . 76
2.25 SER monostatique d'un missile générique $f = 12\,GHz$ . . . 76

3.1 Configuration générale du problème . . . 80
3.2 Comportement de la permittivité électrique de l'eau de mer en fonction de la fréquence . . . 83
3.3 Comportement de la partie imaginaire de la permittivité en bande L . . . 83
3.4 Illustration de la notion du Fetch . . . 85
3.5 Formation de la mer par superposition de vagues indépendantes . . . 86
3.6 Variation de l'amplitude du spectre en fonction du nombre d'onde K pour différentes valeurs de σ et L . . . 87
3.7 Variation de l'amplitude du spectre de Pierson-Moskowitz pour une direction du vent $(\phi = 0)$ et pour differentes vitesses du vent : $5\,m.s^{-1}$, $10\,m.s^{-1}$ et $15\,m.s^{-1}$ . . . 88
3.8 Direction du vent dans le plan (x, y) . . . 90

3.9 Comportement du spectre d'Elfouhaily pour différentes valeurs de la vitesse du ventU_{10} 90
3.10 Variation du spectre d'Elfouhaily pour différentes valeurs du fetch avec $U_{10} = 10\,m/s$ 91
3.11 Spectre monodirectionnel d'une surface maritime pour différentes vitesses du vent 92
3.12 Surface maritime $2D$ générée pour une vitesse du vent de $20\,m.s^{-1}$ 93
3.13 Maillage triangulaire d'une scène maritime complexe 95
3.14 Coefficients de diffusion monostatique en utilisant l'approximation de Kirchhoff(KA) 95
3.15 Coefficients de diffusion bistatique en utilisant l'approximation de Kirchhoff(KA) 96
3.16 Coefficients de diffusion monostatique en utilisant la méthode des petites perturbations (SPM) 97
3.17 Coefficients de diffusion bistatique en utilisant la méthode des petites perturbations (SPM) 97
3.18 Comparaison de l'OP par rapport à l'approximation de Kirchhoff et la méthode des petites perturbations dans le cas monostatique 98
3.19 Comparaison de l'OP par rapport à l'approximation de Kirchhoff et la méthode des petites perturbations dans le cas bi-statique 98
3.20 Interaction entre la surface de mer et la cible 99
3.21 Configuration d'un cube présent sur une surface plane 100
3.22 SER mono-statique d'un cube parfaitement conducteur posé sur une surface plane et illuminé à une fréquence de $10\,GHz$ 100
3.23 SER bi-statique d'un cube parfaitement conducteur posé sur une surface plane à $10\,GHz$ 101
3.24 SER monostatique d'un cube parfaitement conducteur posé sur une surface de mer 101
3.25 Géométrie d'observation (a) et SER bi-statique d'un cube parfaitement conducteur posé sur une surface de mer 102
3.26 Configuration d'observation (a) et SER bi-statique d'un modèle générique d'un bateau présent sur surface de mer 102

4.1 Configuration du système de mesure(chambre anéchoïque) 107
4.2 Photographie de la maquette de bateau utilisé dans l'experimentation 107
4.3 Géométrie d'observation de la cible 108
4.4 Ombrage et visibilité pour un modèle générique d'un bateau pour une position donnée du radar ($\theta = 45°$,$\phi = 45°$) 108
4.5 SER monostatique d'une plaque carrée (a) et d'un dièdre (b) en utilsant OP-MCE et FEKO 109
4.6 Comparaison de la SER monostatique calculée par l'approche proposée et les données éxpérimentales (Chambre Anéchoïque) 110
4.7 Représentation parallélipipédique d'une cible complexe 111

4.8 Visibilité des parallelepipèdes pour une configuration mono-statique $\theta_i = \phi_i = 45°$ 112
4.9 Forme géométrique du bateau considéré 112
4.10 Rotation du bateau dans la chambre anéchoïque 112
4.11 Comparaison de la SER monostatique issue de l'approche développée, FEKO et les données réelles 113
4.12 Representation polaire de la SER pour le modèl générique du bateau (comparaison entre les résultats de notre approche FEKO et données Expérimentales) 114
4.13 Géométrie d'observation ISAR. (Le radar est stationnaire et la cible tourne autour d'un angle donné) 115
4.14 Modèle de points brillants et la résolution d'une image ISAR 117
4.15 Imagerie ISAR pour la premiere acquisition 118
4.16 Imagerie ISAR pour la deuxième acquisition 119

B.1 Géométrie de la plaque rectangulaire et son positionnement 128

C.1 Intersection rayon-triangle 131

Liste des tableaux

3.1 Echelle de Beaufort [Khe00] 93

A.1 Comparaison entre les différentes méthodes de calcul de la SER 124
A.2 Simulateurs électromagnétiques spécialisés dévéloppés dans la littérature. . . 125

Introduction

L'invention du RADAR (Radio Detection and Ranging) est le plus souvent attribuée dans la littérature scientifique au technicien allemand Christian Hulsmeyer. Mais en rélaité, nous devons plutot considérer cette invention comme le résultat de l'accumulation de plusieurs recherches menées antérieurement dans plusieurs pays, et auquelles différents scientifiques ont parallèlement contribué. Néanmoins, il existe des points de repères correspondant à la découverte de quelques grands principes de base et à des inventions importantes.

Le physicien anglais James Clerk Maxwell développa sa théorie de la lumière électromagnétique en 1865 qui décrit la propagation de l'onde électromagnétique. Quelques années plus tard, cette théorie se fut ensuite confirmer par le physicien allemand Heinrich Rudolf Hertz où il démontra en 1886 l'existence physique des ondes électromagnétiques. Deux ans plus tard, le même Hertz montre que les surfaces métalliques réfléchissent les ondes électromagnétiques. À cette base théorique vient au tournant du siècle s'ajouter l'apport technique entraîné par le développement de la télégraphie sans fil (TSF). C'est en 1904 que le premier système de type radar voit le jour par l'intermediaire du technicien allemand Christian Hulsmeyer qui inventa un appareil de prévention des collisions en mer. Cet instrument mesure le temps de parcours de l'onde électromagéntique sur un trajet aller-retour entre l'antenne et un objet métallique, cet appreil est baptisé **Telemobiloskop** [radb]. Hulsmeyer dépose alors un brevet de son invention en Allemagne, en France et au Royaume Uni.

Ensuite, l'année 1922 a vu le développement d'un oscillateur à haut rendement par l'américain Albert Wallace Hull baptisé **magnétron**. Cet oscillateur servira plus tard comme source de l'onde radar. En 1922 aux Etats-Unis Albert Hoyt Taylor et Leo Clifford Young du Naval research Laboratory (NRL), ont détecté pour la première fois un navire en bois dans une expérience assez similaire à celle de Hulsmeyer. Huit ans plus tard, le chercheur Lawrence «Pat» Hyland de même laboratoire réalise la première détection d'un aéronef dans un faisceau d'ondes radio ($\lambda = 9\,m$). Ces résultats entrainent une période active d'expérimentations de la détection radio menées par les trois chercheurs de NRL, où ils parviennent à détecter la présence d'avions jusqu'à 80 km de distance. En 1934, des chercheurs de la compagnie générale de télégraphie sans fil (CSF) faisant des essais sur des systèmes de détection par ondes courtes ($\lambda = 16\,cm$ et $\lambda = 80\,cm$), dépose un brevet pour un système de détection radar (brevet français $n°788795$) [radb]. Ce qui a permis d'en équiper certains navires, on peut citer le premier équipa le cargo Orégon en 1934, suivi par celui de paquebot Normandie de détecteurs de collision anti-iceberg permettant une détection à une distance d'environ dix kilomètres. C'est en 1935 que le britanique Robert Watson-Watt l'inventeur(officiel) du radar dépose un brevet anglais de son mémorandum fondateur par Détection et localisation d'avions par méthodes radio, qui propose l'utilisation d'ondes métriques ainsi que l'émission d'impulsions de courte durée et répétées dans le temps. Le premier réseau de radars est com-

mandé par les Britaniques, il porte le nom de code Chain Home. Il permettait de détecter et localiser un avion à 150 km de distance.

Le principe du radar repose sur le principe de l'écholocation : il émet une onde électromagnétique et reçoit une partie de son écho en retour. L'analyse de cet écho permet de localiser et de connaître la vitesse d'un objet, voire de l'identifier. Le Radar utilise les propriétés des ondes électromagnétiques, qui se réfléchissent sur tout obstacle. Le comportement de ces ondes électromagnétiques est décrit par la théorie de Maxwell, qui demeure la base des télécommunications hertiziennes. Cette onde réfléchie est susceptible d'être décelée par un récepteur adapté à ce signal. L'ensemble comporte un émetteur engendrant le signal, une antenne le focalisant dans l'espace, un récepteur recueillant l'onde réfléchie et un système d'exploitation pour adapter l'information recueillie à l'opérateur. Dans les radars classiques, l'onde émise est une suite d'impulsions électromagnétiques. Chaque impulsion a une durée très courte de l'ordre de quelques microsecondes, et ces impulsions se propagent dans l'atmosphère à la vitesse de la lumière $c = 3 \times 10^8 m/s$.

Ce Système qui n'a pas cessé de se développé depuis son apparition en 1904, notamment pendant la seconde guerre mondiale, où de nouvelles techniques radar ont été améliorées à savoir la mise au point des radars aeroportés permettant le bombardement ainsi que la chasse de nuit. D'autre part, le radar fait son apparition dans le domaine civil. En premier, c'est le domaine de l'aviation civile permettant un rapide développement du contrôle aérien. Il se répand ensuite dans plusieurs domaines qui sont la détection des précipitations en météorologie, en astronomie,....

Les premiers radars opérationnels connus sont des systèmes appelés radar monostatique, où l'émetteur et le récepteur partage la même antenne. Par la suite les progrès technologiques ont apporté une certaine souplesse au niveau des systèmes électroniques. Ces progrès ont permis de délocaliser l'émétteur et le récepteur, on parle alors de radar bistatique ou multistatique. En réalité, ce sont ces derniers qui ont été proposés dans un premier temps.

Malgré les progrès rapides dans l'après-guerre, il reste limité à des champs d'exercice orientés vers le domaine militaire. La confidentialité des méthodes ainsi que la nécessité de l'envergure des partenaires technologiques constituer un frein au développement des techniques utilisées. Cependant, le glissement vers des applications industrielles civiles et universitaires se fait progressivement. C'est avec le lancement de programmes satellitaires civils tels que SEASAT lancé en 1978 ou ERS (1991 et 1995) que la démocratisation de l'utilisation de l'imagerie radar s'opère. Le système radar est utilisé dans plusieurs champs d'application, notamment dans le cadre de la surveillance martime (la présence d'un objet et sa distance (avion, bateau, réflecteur, pluie...etc). La surveillance maritime (caractérisation et détection des navires) est de plus en plus exigente en terme de connaissance précise de la surface maritime et les objets se trouvant sur cette surface. L'enjeu est crucial, d'abord du point de vue scientifique, ensuite du point de vue économique, par exemple faire face à la pêche illégale, le trafic de drogue..etc, et aussi sur le plan politique en s'attachant à maitriser la sécurité terrotoriale, combattre la piratrie, ainsi que la maitrise des frontières maritimes. Ces besoins de la surveillance en milieu marin porte sur l'identification et la détection des cibles radars tel que les navires directement ou à travers leur sillage. La détection des objets flottant non identifiés, ainsi que la détection des aéronefs volant à basse altitude.

Dans ce contexte, la détection se fait à travers l'onde électromagéntique diffusée par la cible présente sur la surface maritime. Cette diffusion est un phénomène complexe du point de vue modélisation électromagntique. Cette complexité est liée d'un coté à la nature physique et géométrique des cibles présentes sur la surface maritime, et d'autre part aux interactions

multiples entre les cibles et la surface maritime qui sont difficiles à quantifier. C'est dans ce contexte que nous avons mené notre travail de recherche. En particulier, nous nous sommes focalisés dans un premier temps sur l'étude et la cactérisation de la diffusion par une cible complexe isolée dans l'éspace. Cette étude nous a permis d'effectuer un état de l'art sur les travaux menés dans la littérature ainsi que sur les outils de calcul de SER associés (annexe A). L'objectif de ces travaux et outils est de modéliser l'interaction entre une onde électromagéntique et un obstacle (une cible) et d'éstimer par la suite le champ diffusé et/ou la Surface Equivalente Radar (SER). L'interaction de l'onde électromagntique avec l'obstacle donne naissance à des courants induits sur la surface de l'ostacle. Ces courants générent à leurs tour un champ électromagéntique. Donc nous sommes face à un phénomène électromagnétique bien prédit par les équations de Maxwell qui sont le point de départ de la modélisation de tout problème électromagnétique. La plupart des modélisations réalisées dans le domaine traité ici utilsent au moins deux types de méthodes pour calculer le champ rayonné par un obstacle. D'abord les méthodes exactes ou les méthodes asymptotiques, ainsi qu'une hybridation entre les deux. Les méthodes exactes n'utilisent aucune hypothèse sur les équations de Maxwell et peuvent donc être appliquées à tout problème électromagnétique. Elles reposent sur la discrétisation en fréquence et en espace des systèmes d'équations. Les méthodes asymptotiques quant à elles, se sont basées sur des hypothèses simplificatrices qui peuvent porter, sur l'aspect géométrique ou la fréquence choisie. Les travaux présentés couvrents trois volets, le premier volet concerne l'étude et la modélisation de l'interaction électromagnétique Onde-Cible. Cette modélisation porte sur le calcul du champ électromagnétique (par conséquent la SER) en configuration monostatique et bistatique avec prise en compte des phénomènes électromagéntiques (EM) (Ombrage, simple réflexion (SR), double réflexions (DR), triple réflexions (TR), diffraction (D)). Le deuxième volet traite l'interaction entre Onde-Cible+Environnement. De ce fait nous allons étudier l'influence de l'environnement marin sur la réponse électromagéntique de la cible. Le dernier volet porte sur une application de notre étude qui est l'imagerie Radar de type ISAR. Nous trouvons dans la littérature scientifque de nombreux travaux similaires qui ont été consacrés au problème de modélisation de la signature électromagnétique de cibles complexes, nous citons à titre d'exemple les travaux de Sarah Laybros [Lay04] et de F.Weinmann [Wei06]. Plus récemment, les chercheurs se sont penchés sur l'influence de l'environnement sur la signature électromagnétique d'une cible. Dans ce domaine, nous pouvons citer entre autres les travaux de Awada [Awa07], Burkholder [BPK99], où encore les travaux de Xu, F. et Jin, Y.Q. [XJ09]. Le travail présenté dans ce manuscrit s'inscrit aussi dans le cadre des travaux de recherche développés depuis plusieurs années au sein du groupe **Radar, Electromagnétisme et Télédétection** de l'ENSTA Bretagne. On peut citer notamment les travaux de thèse sur les aspects interaction des ondes EM avec les surfaces rugueuses (et notamment maritime) de Awada [Awa07], Sajjad [Saj11], Rochdi [BRK11]. Ainsi que sur les aspects observation et imagerie radar de scènes maritimes Comblet [Com05], Arnold-Bos [AB10]. A l'instar de ces trois volets, notre travail va s'orienter principalement sur la modélisation en haute fréquence du champ électromagnétique diffusé par des cibles radars.

Une modélisation électromagnétique d'une telle scène réaliste semble inenvisageable par des méthodes rigoureuses, compte tenu de l'espace mémoire et du temps de calcul nécessaire (domaine des hautes fréquences). De ce fait, la mise en oeuvre de méthodes asymptotiques analytiques s'avère être une solution. Les objectifs du présent travail sont de répondre aux besoins et exigences actuels, tant dans le domaine civil que militaire, en proposant l'étude de la diffusion d'une onde électromagnétique par une cible complexe, notamment un navire situé au-dessus d'une surface maritime rugueuse. Pour répondre à une telle problématique, nous avons adopté une modélisation électromagnétique basée sur une combinaison de trois

méthodes asymptotiques qui sont l'Optique Physique (OP) pour traiter et évaluer le champ diffusé par simple reflexion (SR) et la méthode de l'Optqiue Géométrique (OG) combinée avec l'Optique Physique (OP) (OP-OG) pour évaluer le champ diffusé par double reflexions (DR) et enfin, pour tenir compte de la diffraction par les bords de la cible nous avons adopté la Méthode des Courants Equivalents (MCE).

D'une façons plus générale la démarche adoptée pour le calcul de la SER d'une cible complexe (cible navale) intégrée dans son environnement marin représenté par une surface de mer rugueuse. La complexité de la scène (cible complexe+surface de mer) ainsi que des interactions multiples entre la cible et la surface rugueuse [XJ09] rendent le modèle plus difficile à établir. Par conséquent avant de passer au calcul de la SER d'une scène (cible+mer), nous devons caractériser et générer la surface de mer $2D$. Ce travail de génération de la surface maritime $2D$ a été réalisée en utilisant le spectre d'Elfouhaily [ECK97]. Ensuite, nous avons effectué un maillage triangulaire de la surface maritime en projetons une grille triangulaire sur la surface.

Enfin, nous avons utilisé un algorithme d'assemblage pour introduire la cible sur la surface de la mer permettant de constituer un ensemble (surface de mer + cible). Un point important dans le calcul de la diffusion par la surface de mer est la connaissance de ses paramètres physiques et géométriques [BKCAY10]. Les paramètres physiques sont la perméabilité magnétique (prise égale à l'unité) et la constante diélectrique qui a été calculée à partir de la formulation de Debye [Deb29]. Finalement, l'ensemble surface-cible est ensuite traité comme une seule cible complexe représntée par un ensemble de facettes triangulaires.

Organisation de la thèse

En dehors d'une introduction générale, et d'une conclusion générale et de 3 annexes, qui présentent notamment la motivation et les objectifs du travail réalisé, le présent manuscrit de thèse est organisé en 4 chapitres.

Le **chapitre** 1 est consacré à un état de l'art sur la modélisation électromagnétique et les différentes méthodes utilisées pour le calcul de la surface équivalente radar (SER). La première partie du chapitre 1 présente un rappel sur la propagation des ondes électromagnétiques (équations de Maxwell, Equation de propagation, conditions aux limites, représentation intégrale du champ électromagnétique...etc). Puis nous présentons la définition de la Surface Equivalente Radar (SER) et les différents paramètres intervenants dans le calcul de la SER d'une cible radar. La troisième partie est consactrée aux méthodes de résolution des équations intégrales du champ électromagnétique, permettant d'éstimer la Surface Equivalente Radar (SER).

Dans le **chapitre** 2, nous exposons la modélisation géométrique d'une cible complexe de forme arbitraire, ainsi que les différents mécanismes de dispersion mis en jeu lors de l'interaction d'une onde électromagnétique avec une cible complexe qui sont notammentles phénomènes d'ombrage, la reflexion spéculaire, les interactions multiples, et la diffractions par les arêtes. Nous verrons que la représention de la cible par une collection de facettes triangulaires est bien adaptée et elle permet ainsi de faciliter le calcul du champ diffusé par une cible complexe. Après avoir présenté la modélisation géométrique de la cible, nous exposons la modélisation électromagnétique pour l'étude de l'interaction entre une onde électromagnétique et une cible complexe. Le calucl est réalisé en utilisant la méthode de l'Optique Physique (OP) et l'Optique Géométrique (OG), ainsi que la Méthode des Courants Equivalents (MCE). Par conséquent, nous présentons l'implémentation des méthodes présentées au

début de ce chapitre en considérant une facette triangulaire. Nous terminons le **chapitre** 2 par des simulations de calcul la SER de cibles canoniques et complexes.

Nous exposons dans le **chapitre** 3 la démarche adoptée pour intégrer la cible dans son environnement marin. Pour cela, nous commençons par une caractérisation physique et géométrique de la surface maritime. La caractérisation physique et géométrique jouent un rôle important dans la génération de la surface de mer $2D$. Afin d'avoir une meilleure représentation de la surface de mer, nous avons étudié différents spectres de mer qui sont le modèle Gaussien, le spectre de Pierson-Moskowitz ainsi que le spectre d'Elfouhaily. Dans le cadre de notre étude, pour la génération de la surface de mer $2D$ aléatoire, nous avons opté pour le spectre d'Elfouhaily. Nous terminons ce chapitre par une comparaison entre l'Optique Physique et d'autres modèles de diffusion par la surface de mer. Ceci afin de justifier l'utilisation de l'Optique Physique (OP) qui est retenue pour l'estimation de la reflexion des ondes par les surfaces de la cible considérée. Finalement les résultats de simulation sont présentés et commentés.

Le **chapitre** 4 est dédié à l'application du processus de calcul de la SER d'une scène complexe et qui est développé et présenté dans les chapitres précédents. L'application porte sur l'imagerie radar ISAR d'une scène maritime en présence d'une cible. Nous commençons par donner les principes de l'imagerie radar et les modes d'acquisition associés. Dans un second temps, nous appliquons le processus de calcul de la SER de la cible navale en la décomposant en cube parallélipipédique. En appliquant la méthode des points brillants, nous effectuons des comparaisons entre résultats de simulation et d'expérimentation. Nous terminons ce chapitre par le traitement d'une maquette de bateau générique placé sur la surface de mer. Enfin nous dressons un bilan des travaux réalisés et des perspectives offertes par le présent travail de recherche.

CHAPITRE 1

Propagation des ondes EM et signature EM

Sommaire

1.1	**Introduction**	**19**
1.2	**Ondes EM, méthodes de résolution**	**20**
1.3	**Représentation Intégrale des champs**	**24**
1.4	**Signature EM d'une cible**	**26**
1.5	**Méthodes de résolution**	**32**
1.6	**Synthèse sur les méthodes de calcul du champ diffusé**	**45**
1.7	**Approches pour le calcul de la SER de cibles complexes**	**46**
1.8	**Conclusion**	**47**

Ce premier chapitre est consacré aux principes et aux bases théoriques nécessaires au calcul du champ électromagnétique diffusé par une cible radar. Nous présentons ensuite les principales méthodes de calcul de la signature EM de cibles à la fois exactes et aussi asymptotiques retenues dans le cadre du travail présenté ici. Ce premier chapitre se termine par la représentation du choix de méthodes adoptées à la modélisation géométrique d'une cible de forme arbitraire, ainsi que la justification de combinaison de méthodes asymptotiques utilisées dans le cadre de notre travail.

1.1 Introduction

Les progrès technologiques dans le domaine du radar, se sont accompagnés du développement accru d'outils de modélisation, permettant d'appréhender au mieux, les phénomènes d'interactions des ondes électromagnétiques avec les milieux naturels. Les applications de ces outils de modélisation sont le calcul de la Surface Équivalente Radar (SER) de cibles complexes, en vue de leur détection, la réalisation d'images radar...etc. Dans le domaine des ondes millimétriques et centimétriques, lorsque les dimensions des cibles deviennent grandes devant la longueur d'onde (région optique,$k \gg 1$), k est le nombre d'onde donné par $k = 2\pi/\lambda$, la modélisation de ces interactions par des méthodes rigoureuses est très coûteuse en temps de calcul.

Dans cette première partie du manuscrit nous présentons un état de l'art sur les méthodes de résolution des équations de Maxwell, en mettant en évidence les avantages et les limites de chacune de ces méthodes. Dans un premier temps, nous faisons un rappel des bases de l'électromagnétisme qui sont nécessaires pour la suite des travaux présentés dans ce manuscrit. Ensuite, nous présentons les différentes méthodes utilisées dans le calcul du champ diffusé

par une cible quelconque, nous méttons l'accent sur les méthodes asymptotiques à savoir l'Optique Géométrique (OG), l'Optique Physique (OP),la Méthode des Courants Equivalents (MCE). Enfin, le chapitre se termine par une synthèse sur les méthodes étudiées permettant de justifier le choix de celles adoptées pour le développement de notre processus de calcul de la signature électromagnétique (EM) d'une cible radar (notamment complexe).

1.2 Ondes EM, méthodes de résolution

1.2.1 Équations de base

La théorie de l'électromagnétisme repose principalement sur les équations de Maxwell établies en 1870. Nous rappelons dans cette section ces équations et nous présentons le formalisme qui en découle et notamment les équations de propagation et de continuité, également nous aborderons la représentation intégrale du champ électromagnétique.

1.2.1.1 Équations de Maxwell

Historique

C'est au 19eme siècle qu'une théorie unifiant électricité et magnétisme a vu le jour. En 1819, grâce à une petite expérience [1]Hans Oersted démontra alors la présence d'un champ magnétique. A partir de cette expérience, André-Marie Ampère élabora par la suite une théorie où l'électricité et le magnétisme étaient présentés comme deux phénomènes corrélés par le biais d'un théorème qui porte son nom. Michael Faraday, introduisit alors le concept de *champ*. En 1864, Isaac Newton avait uni les phénomènes en mécanique classique, James Clerk Maxwell parvint à unifier mathématiquement les diverses relations entre champs magnétique et électrique. A partir de cette nouvelle théorie, Maxwell pressentit que la lumière n'était qu'un type particulier d'onde électromagnétique [2] unifiant ainsi optique et électromagnétisme. Le système d'équations fut simplifiée en 1884 par les physiciens Heaviside et Gibbs en quatre équations. Les phénomènes électromagnétiques sont régis par les équations de Maxwell. Ces équations relient les quatre vecteurs caractéristiques du champ électromagnétique [Con05], dans un milieu homogène isotrope, les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \tag{1.1}$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \tag{1.2}$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \tag{1.3}$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \tag{1.4}$$

1. $\vec{E}$ vecteur champ électrique exprimé (V/m)
2. $\vec{H}$ vecteur champ magnétique exprimé (A/m)
3. $\vec{D}$ vecteur champ induction électrique (c/m^2)
4. $\vec{B}$ vecteur champ induction magnétique (T)

1. En faisant circuler un courant électrique dans un fil, l'aiguille d'une boussole située à proximité est déviée
2. Ceci fut ensuite confirmé expérimentalement en 1888 par l'allemand Heinrich Rudolf Hertz

5. ρ densité de charge électrique (c/m)
6. $\vec{J}$ vecteur densité du courant électrique (A/m^2)

Le symbole ∇ est l'opérateur *nabla* défini dans le système de coordonnées curvilignes orthogonales (coordonnées cartésiennes, cylindriques, sphériques ...) associé au repère dans lequel les équations de Maxwell sont appliquées. Les vecteurs $\vec{D}$ et $\vec{B}$ désignent respectivement les vecteurs induction électrique et magnétique, exprimés en $C/m2$ et en Tesla. Les équations 1.1 et 1.2 relient le champ électromagnétique $(\vec{E}, \vec{H})$ aux sources $(\rho,\ \vec{J})$, qui représentent respectivement les densités de charge (en C/m^3) et de courant (en A/m^2), en tenant compte du milieu matériel. Les équations 1.3 et 1.4 quant à elles, expriment la loi de l'induction, elles donnent les relations de structure des champs indépendamment du milieu matériel. En effet, les vecteurs d'induction électrique $\vec{D}$ et d'induction magnétique $\vec{B}$ sont liés aux champs électrique et magnétique par des relations constitutives tenant compte du milieu. Si le milieu est considéré linéaire homogène et isotrope (LHI) [3], ces relations s'expriment [BW59] :

$$\vec{D} = \epsilon\vec{E} = \epsilon_0\epsilon_r\vec{E} \tag{1.5}$$
$$\vec{B} = \mu\vec{H} = \mu_0\mu_r\vec{H} \tag{1.6}$$
$$\vec{J} = \sigma\vec{E} \tag{1.7}$$

Où ϵ_0 et μ_0 sont respectivement la permittivité et la perméabilité du vide ($\epsilon_0 = 8,854 \times 10^{12} F/m$ et $\mu_0 = 1,256 \times 10^6 H/m$), ϵ_r, μ_r et σ, sont respectivement la permittivité relative, la perméabilité relative et la conductivité du milieu.

1.2.1.2 Équation de propagation

Nous considérons un milieu LHI (Linéaire Homogène et Isotrope) en présence de charges et de courant ($\rho \neq 0$ et $\vec{J} \neq 0$), en écrivant le Rotationnel des deux premières équations de Maxwell (équations 1.1et 1.2), on construit les équations de propagation qui décrivent la propagation des ondes électromagnétiques [Kon90, PCF01] :

$$\nabla \wedge \nabla \times \vec{E} - k^2\vec{E} = -i\omega\mu\vec{J} \tag{1.8}$$
$$\nabla \wedge \nabla \times \vec{H} - k^2\vec{H} = -i\nabla \times \vec{J} \tag{1.9}$$

Avec k le nombre d'onde défini par $k = \omega\sqrt{\mu\epsilon}$ et i telque $i^2 = -1$. Ces équations peuvent être écrites d'une manière plus explicite :

$$\nabla^2\vec{E} - \epsilon\mu\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon}\nabla\rho + \mu\frac{\partial\vec{J}}{\partial t} \tag{1.10}$$
$$\nabla^2\vec{H} - \epsilon\mu\frac{\partial^2\vec{H}}{\partial t^2} = -\nabla \times \vec{J} \tag{1.11}$$

Dans le cas où il n'y a pas de charge dans le milieu de propagation ($\rho = 0$)(milieu parfaite-

3. La linéarité caractérise le fait que les grandeurs ϵ et μ sont indépendantes de la puissance $\vec{E}$ et $\vec{H}$ et l'homogénéité que ϵ et μ ne dépendent pas du point considéré, et l'isotropie que ϵ et μ sont scalaires.

ment conducteur [4]), les équations de propagation (équations d'onde électrique et magnétique) deviennent :

$$\nabla^2\vec{E} - \epsilon\mu\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial^2 t^2} - \mu\sigma\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} = 0 \tag{1.12}$$

$$\nabla^2\vec{H} - \epsilon\mu\frac{\partial^2\vec{H}}{\partial^2 t^2} - \mu\sigma\frac{\partial\vec{H}}{\partial t} = 0 \tag{1.13}$$

L'onde peut être représentée soit par le champ électrique soit par le champ magnétique, puisque ces deux champs sont liés par les équations de Maxwell. Nous nous intéressons à la solution de l'onde plane progressive monochromatique [5], si nous prenons l'équation d'onde en champ électrique, cette équation est donnée par l'expression réelle suivante :

$$\Psi\left(r,t\right) = \Re\left(\vec{E}\left(r,t\right)\right) = \Re(\vec{E}_0 \exp \pm i(\omega t - \vec{k}\dot{r} - \phi)) = \Re\left(\vec{E}(r)\exp \pm i\omega t\right) \tag{1.14}$$

Où $\vec{E}_0$ est un vecteur complexe qui donne la polarisation de l'onde, ω la pulsation, avec $\vec{k} = \sqrt{\epsilon\mu}\omega\vec{u} = \frac{2\pi}{\lambda}\vec{u}$ est le vecteur d'onde dans le milieu, et $\vec{u}$ un vecteur unitaire orienté dans le sens de la propagation de l'onde plane, λ est la longueur d'onde dans le milieu.

Nous appliquons la solution de l'onde plane progressive à l'équation de propagation en présence d'une source $\rho = 0$ et $\vec{J} \neq 0$, cette équation devient alors :

$$-\left(\nabla\times\nabla\times\vec{E} - k^2\vec{E}\right) = \left(\nabla^2 + k^2\right)\vec{E} = -i\omega\mu\vec{J} \tag{1.15}$$

Dans le cas ou il y a absence de charge($\rho = 0$) et($\vec{J} = 0$) cette équation devient :

$$-\left(\nabla\times\nabla\times\vec{E} - k^2\vec{E}\right) = \left(\nabla^2 + k^2\right)\vec{E} = 0 \tag{1.16}$$

Si nous notons une des trois composantes du champ $\vec{E}$ par ψ qui vérifie l'équation de propagation dite aussi de Helmholtz (équation de Helmholtz scalaire) :

$$\left(\Delta + k^2\right)\psi = 0 \tag{1.17}$$

Où Δ représente l'opérateur laplacien défini dans le système de coordonnées curvilignes orthogonales associé au repère dans lequel le calcul est effectué. Comme les champs $\vec{E}$ et $\vec{H}$ sont orthogonaux à la direction de la propagation portée par le vecteur $\vec{k}$ et forment ainsi un trièdre direct $(\vec{E}, \vec{H}, \vec{k})$. Il est ensuite possible d'écrire, pour la propagation dans un milieu LHI assimilé au vide, que :

$$\left\|\vec{H}\right\|\left\|\vec{k_0}\right\| = \omega\epsilon_0\left\|\vec{E}\right\| \tag{1.18}$$

Ce qui nous permis d'écrire l'impédance d'onde du vide :

4. Un milieu parfaitement conducteur est caractérisé par une conductivité $\sigma \to \infty$.

5. Ici elle est donnée sous forme vectorielle, l'onde est donc supposée polarisée et correspond à un champ vectoriel

$$Z_0 = \frac{\left\|\vec{E}\right\|}{\left\|\vec{H}\right\|} = \frac{E}{H} = \frac{\left\|\vec{k_0}\right\|}{\omega\epsilon_0} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \tag{1.19}$$

1.2.1.3 Conditions aux limites

Tout milieu est par nature fini, borné par au moins un milieu différent. Il est donc important de caractériser le comportement des ondes à la frontière des deux milieux. Pour cela, de nouvelles équations valides au niveau de l'interface avec un autre milieu doivent être établies. Ces équations, obtenues à partir des équations de Maxwell, sont les conditions aux limites. Considérons la scène présentée sur la figure 1.1. Une surface S sépare un milieu (1) d'un milieu (2) et $\hat{n}$, la normale à S, est orientée de (2) vers (1).

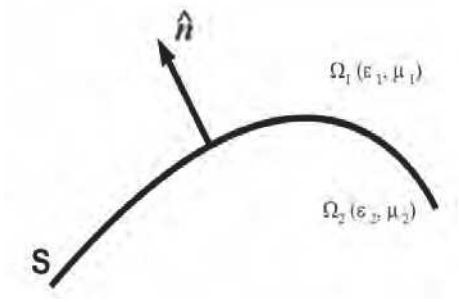


Figure 1.1 — Interface entre deux milieux LHI semi-infinis Ω_1 (milieu incident) et Ω_2

$$\vec{n} \cdot \left(\vec{B_1} - \vec{B_2}\right) = 0 \tag{1.20}$$

$$\vec{n} \cdot \left(\vec{D_1} - \vec{D_2}\right) = \rho_s \tag{1.21}$$

$$\vec{n} \cdot \left(\vec{E_1} - \vec{E_2}\right) = 0 \tag{1.22}$$

$$\vec{n} \cdot \left(\vec{H_1} - \vec{H_2}\right) = \vec{J_s} \tag{1.23}$$

Où $\vec{J_s}$ est le vecteur de la densité surfacique de courant électrique et ρ_s la densité surfacique de charge électrique. Ces équations imposent la continuité de la composante tangentielle du champ électrique $\vec{E}$ et de la composante normale de l'induction magnétique $\vec{B}$. Elles imposent également la discontinuité de la composante normale de l'induction électrique $\vec{D}$ (mesurée par ρ_s) et de la composante tangentielle du champ magnétique $\vec{H}$ (mesurée par $\vec{J_s}$). Si les milieux 1 et 2 sont des diélectriques parfaits alors $\vec{J_s} = 0$ et $\rho_s = 0$. Si le milieu inférieur est parfaitement conducteur, les conditions aux limites deviennent :

$$\vec{n} \cdot \vec{H_0} = 0 \tag{1.24}$$

$$\vec{n} \cdot \vec{E_0} = \frac{\rho_s}{\epsilon_1} \tag{1.25}$$

$$\vec{n} \times \vec{E_0} = 0 \tag{1.26}$$

$$\vec{n} \times \vec{H_0} = \vec{J_s} \tag{1.27}$$

Précisons que le comportement du champ à l'infini peut être vu comme une condition aux limites [MKM90] et cette condition doit être satisfaite pour que le problème soit bien posé. La condition de rayonnement à l'infini est que l'onde doit s'éloigner des sources et s'annuler à l'infini.

1.3 Représentation Intégrale des champs

A l'aide des conditions aux limites et de l'équation de propagation, le problème de la diffraction peut être résolu. En effet, le phénomène de propagation d'une onde ainsi que son comportement à la frontière de deux milieux ont été décrits. Nous verrons plus loin les différentes méthodes existantes pour résoudre ce problème, cependant il convient de décrire dans un premier temps la représentation intégrale des champs, nécessaire pour introduire les méthodes étudiées dans le cadre de ce travail. Pour obtenir la représentation intégrale, présentons tout d'abord deux outils : la fonction de Green ainsi que le théorème de Green. Nous allons abordé en détails la représentation intégrale du champ dans le chapitre 3 permettant l'obtention les équations intégrales du champs électromagnétique et leurs résolution en utilisant l'Optique Physique(OP).

1.3.1 Fonction et théorème de Green

Pour obtenir la solution de l'équation de Helmholtz avec un terme source, nous introduisons une fonction auxiliaire appelée fonction de Green. Nous appelons fonction de*Green*, la solution élémentaire d'une équation différentielle linéaire à coefficients constants, ou d'une équation aux dérivées partielles linéaires à coefficients constants. Connue pour un grand nombre d'opérateurs intégro-différentiels linéaires [Tri05, AW05], elle a un grand rôle en mathématiques et en physique. Tout d'abord, soit $\delta_{r'}(r) = \delta\left(r - r'\right)$ la fonction de *Dirac* telle que pour toute fonction continue f, nous avons :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f\left(r\right)\delta_{r'}(r)dr = \int_{r\to r'} f\left(r\right)\delta_{r'}(r)dr = f\left(r'\right) \tag{1.28}$$

Où la source est répartis sur un domaine fini se rapproche de la limite, la source est appliquée au point $r = r'$. Comme la fonction de Green représente l'inverse de l'opérateur différentiel Helmholtz $\left[\nabla^2 + k^2\right]$ qui a la fonction de *Dirac* comme source. Comme nous l'avons vu, chaque composante du champ $\vec{E}$ vérifie l'équation de propagation scalaire où l'opérateur intégro-différentiel est $(\Delta + k^2)$. La fonction de Green associée à cet opérateur vérifie par conséquent :

$$\left(\Delta + k^2\right) g(\vec{r}, \vec{r}') = -\delta\left(\vec{r} - \vec{r}'\right) \tag{1.29}$$

La fonction de *Green* dépend toujours de deux vecteurs positions $\vec{r}$ et $\vec{r}'$ qui représentent respectivement le point source et le point observation. Physiquement, ces deux positions correspondent au rayonnement d'une source ponctuelle. Finalement, d'après [Kon90] [AW05], la solution de l'équation 1.29 est donnée par :

$$g\left(r, r'\right) = \frac{\exp(ik\left\|\vec{r} - \vec{r}'\right\|)}{4\pi\left\|\vec{r} - \vec{r}'\right\|} \tag{1.30}$$

Dans le but d'obtenir une représentation intégrale, il est nécessaire de transformer une intégrale de volume en une intégrale de surface. Cette démarche est réalisée avec l'écriture vectorielle du second théorème de Green [SC39, Str61], basé sur le théorème d'Ostrogradski.

$$\int\int\int_V [Q \cdot (\nabla \times \nabla \times P) - P \cdot (\nabla \times \nabla \times Q)]\, dv = \int\int_S [\nabla \times (\nabla \times Q) - Q\nabla \times (\nabla \times P)] \cdot \vec{n} ds \tag{1.31}$$

Dans laquelle S est la surface délimitant un volume V et $\vec{n}$ est le vecteur unitaire normale dirigée vers l'extérieur du volume V. Q et P représentent le champ vectoriel quelconque [6].

1.3.1.1 Principe de Huygens et théorème d'extinction

Le principe de Huygens [Som54, Pér04] s'énonce : [Far93] *Chaque point d'une surface d'onde* [7] S_0 *atteinte par la lumière à l'instant* t_0 *peut être considéré comme une source secondaire qui émet des ondelettes sphériques. A l'instant* t *postérieur à* t_0*, la surface d'onde* S *est l'enveloppe des surfaces d'ondes émises par les sources secondaires convenablement réparties sur* S_0. Ce principe très intuitif qui permet de retrouver les lois de l'OG a été complété par le postulat de Fresnel en 1818 :*Chaque point* M *d'une surface* S *atteinte par la lumière peut être considéré comme une source secondaire émettant une onde sphérique dont l'amplitude et la phase sont celles de l'onde incidente au point* M.

1.3.1.2 Approximation champ lointain

La figure 1.2 illustre un schéma pour une approximation en champ lointain dans le cas d'un problème en $3D$. Quand le récepteur est situé à grande distance de la cible diffusante, l'hypothèse de champ lointain permet de simplifier les équations intégrales.

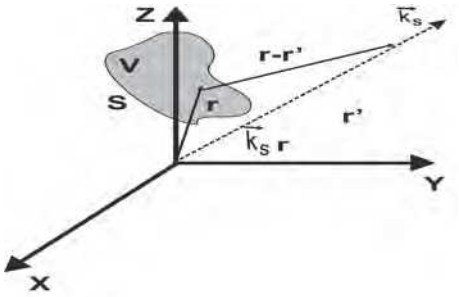


Figure 1.2 — Illustration de l'approximation en champ lointain pour un problème 3D

.

Cette hypothèse de champ lointain suppose les vecteurs $\vec{r'}$ et $(\vec{r} - \vec{r'})$ parallèles lorsque $\left\|\vec{r'}\right\| = r' >> \|\vec{r}\| = r$, au niveau locale(au niveau du récepteur) le champ se comporte comme une onde plane. Dans ce cas la fonction de *Green* peut etre simplifiée :

$$\frac{\exp(ik\,\|\vec{r} - \vec{r'}\|)}{4\pi\,\|\vec{r} - \vec{r'}\|} = \frac{\exp(ikr')}{4\pi r'} \exp(-ik\vec{k}_s.r) \tag{1.32}$$

6. Appelés aussi champ de vecteur, continues et de dérivées premières et secondes continues (fonctions de classe C^2) en tout point appartenant au volume V ou à la surface S

7. Une surface d'onde est l'ensemble des points d'égale perturbation lumineuse. Si la surface d'onde est un plan, l'onde est dite plane (on l'appelle alors communément plan d'onde) ; si cette surface est sphérique, l'onde est dite sphérique.

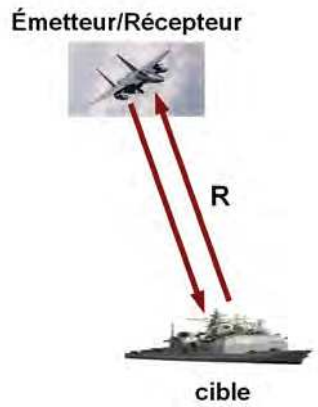
1.4 Signature EM d'une cible

Le radar est un capteur électromagnétique qui compte dans l'étude de l'interaction entre le signal radar (i.e. onde EM), et l'objet(i.e. cible). Cette interaction est caractérisée via la réflectivité de la cible, et elle est donnée par le terme anglais (RCS, Radar Cross Section) surface équivalente radar (SER) [Kno85] [Sko80]. Les cibles généralement considérées sont variées, cibles maritimes (bateaux, des navires-citernes, des bateaux de vitesse(Zodiac)), des avions, surface de végétation, courants de surface de la mer, nuages, pluie,..etc. L'information que donne la SER est utilisée pour de nombreux buts tels que : la détection, l'image de surface, l'analyse des risques. Et la SER d'un objet n'est pas toujours proportionnelle à sa dimension, elle dépend aussi de sa composition et de sa forme géométrique.

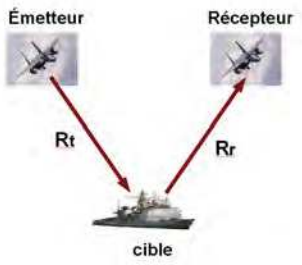
La voie la moins utilisée pour déterminer la SER d'une cible est d'effectuer des mesures. En effet, le plus souvent il est peu pratique de mesurer la SER pour tous les angles d'azimut et d'élévation. Souvent la SER d'une cible est liée à sa taille physique, mais sous certain circonstances cela peut être beaucoup plus grande. Par exemple un cornet réflecteur a une SER extrêmement grande par rapport à sa taille, tandis que le $B2$ [8] a une SER très petite par rapport à sa taille. Les valeurs pratiques de la SER des cibles réelles varient entre $-40dbm^2$ et $+50dbm^2$ [RJPJ69].

1.4.1 Équation Radar et définition de la SER

L'équation du radar décrit le bilan de puissance d'une liaison radar pour un ensemble donné de paramètres de fonctionnement, l'environnement, et la cible. Dans le cas le plus général, l'émetteur et le récepteur radar, se trouvent à différents endroits par rapport à la cible comme le montre la figure 1.3-(b), ce qui correspond à une configuration *bi-statique*. Dans la plupart des applications, l'émetteur et le récepteur sont colocalisés sur la même plate forme et l'onde est générée ou reçue par la même antenne. Dans ce cas, le radar est dit *monostatique*, figure 1.3-(a). L'équation radar est un bilan des puissances sur un trajet



(a) Radar mono-statiqueRadar



(b) Radar Bi-statique

Figure 1.3 — Configuration géométrique de l'observation

émetteur-cible-récepteur. Ainsi, la puissance reçue par le récepteur est donnée par l'équation radar [EJM03]. Cette équation s'exprime en fonction de plusieurs termes qui sont dus à la

8. Un bombardier stratégique et l'un des plus célèbres avions furtifs actuels des États-Unis

propagation de l'onde dans l'atmosphère, aux caractéristiques de la cible ainsi qu'aux antennes d'émission et de réception. Son expression en bi-statique est donnée par l'équation 1.33.

$$P_r = \frac{P_t G_t}{L_t} \frac{1}{4\pi r_t^2 . L_{mt}} \times \sigma \frac{1}{4\pi R^2 . L_{mr}} \times \frac{G_r \lambda_0^2}{4\pi . L_r} \times \frac{1}{L_p} \tag{1.33}$$

Avec :P_t : Puissance émise en Watts,G_t : Gain de l'antenne d'émission dans la direction de la cibe,L_t : Facteur de pertes systèmes d'émission, L_r : Facteur équivalent système de réception, r_t : Distance antenne d'émission-cible, σ : SER en m^2, L_{mt}, L_{mr} : facteurs de perte dans le milieu, R : Distance entre la cible et l'antenne de réception, G_r : Gain de l'antenne de réception dans la direction de la cible L_p : Facteur de pertes de polarisation.

1.4.2 Caractéristiques générales de la SER

1.4.2.1 Définition de la SER

La quantité d'énergie rétro-diffusée par un objet éclairé par une onde électromagnétique est définie par sa SER notée σ . Cette surface σ dépend de la géométrie d'observation, des caractéristiques géométriques et physiques de la cible et aussi de la longueur de d'onde λ de l'onde électromagnétique à l'émission. D'une manière plus générale peut être donné par :

$$\sigma = \lim_{R \to \infty} 4\pi R^2 \frac{\left\| \vec{W}_s \right\|}{\left\| \vec{W}_i \right\|} \tag{1.34}$$

Cette expression peut être ré-écrite en fonction des intensités du champ électrique incident et réfléchi $\vec{E}_i$ et $\vec{E}_s$:

$$\sigma = \lim_{R \to \infty} 4\pi R^2 \frac{\left\| \vec{E}_s \right\|^2}{\left\| \vec{E}_i \right\|^2} \tag{1.35}$$

Où E_s désigne le champ diffusé, et E_i le champ incident. R la distance entre le radar la cible.

Le calcul de la SER est issue du calcul du champ électrique diffusé par la cible. Si le courant induit sur la cible par une onde plane incidente peut être déterminé, nous pouvons appliqué la même intégrale de rayonnement que celle utilisée dans l'analyse des antennes, pour calculer le champ diffusé. L'unité de la SER la plus couramment utilisée est décibels par rapport à un mètre carré $dBsm$:

$$\sigma_{dBsm} = 10 log_{10}(\sigma_{m^2}) \tag{1.36}$$

1.4.2.2 Régions fréquentielles (zones de rayonnement)

L'onde électromagnétique n'a pas les mêmes propriétés de propagation dans tout l'espace entourant une source. Pour modéliser la propagation d'une onde dans un environnement global, il convient donc de découper l'espace en différentes zones. Classiquement, en s'éloignant de l'antenne émettrice, on distingue quatre zones de propagation, figure 1.4, ce qui entraine que les caractéristiques de diffusion d'une cible sont fortement dépendantes de la fréquence

de l'onde incidente. Pour le calcul de la SER nous nous intéressons uniquement aux trois zone suivantes : *Région basses fréquences*, *région de résonance*, *Région Optique (hautes fréquences)*.

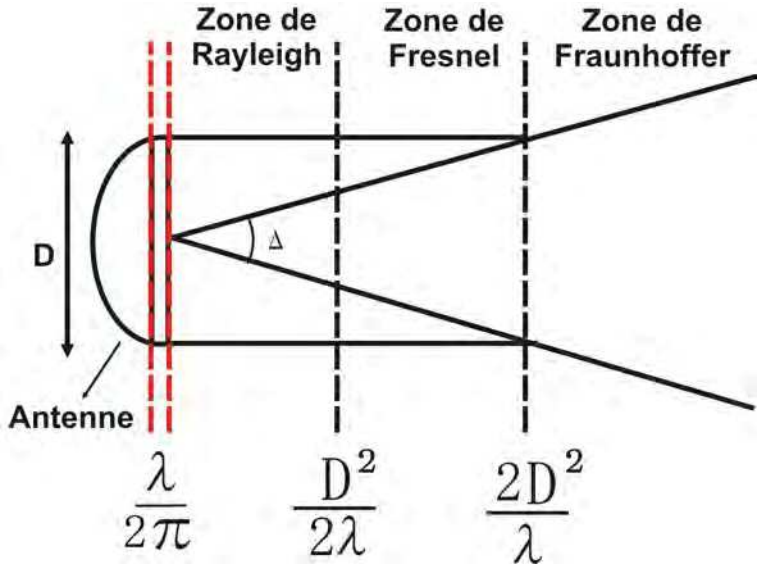


Figure 1.4 — Zones de rayonnement autour d'une antenne émettrice

.

La zone de champ réactif

Elle se situe à une fraction de longueur d'onde de la source, géneralement elle tourne immediatement la source ou la structure rayonnante $\leq \lambda/2\pi$. Dans cette zone, les ondes sont évanescentes et les phénomènes de propagation sont négligeables devant les phénomènes radiatifs. Cette zone peut donc ne pas être spécifiquement prise dans un outil de simulation et ceci sans porter atteinte à sa globalité ou à sa fiabilité.

La zone de Rayleigh

Elle se situe à des distances de l'antenne comprises entre $\lambda/2\pi$ et $D^2/2\lambda$, D étant la plus grande dimension de l'antenne. L'énergie électromagnétique est confinée dans un cylindre autour de l'ouverture rayonnante. Il y a peu de divergence de l'onde.

La zone de Fresnel

C'est une zone intermédiaire située entre $D^2/2\lambda$ et $2D^2/2\lambda$. L'onde diverge naturellement. A la limite supérieure de la zone de Fresnel, l'ouverture vue de l'antenne est égale à la largeur angulaire du lobe principal $2\lambda/D$. Cette règle permet de déterminer la limite supérieure L de la zone de Fresnel :

$$\tan(\Delta/2) = \frac{D}{2L} \approx \frac{\Delta}{2} = \frac{\lambda}{D} \Rightarrow L = \frac{2D^2}{\lambda}. \tag{1.37}$$

Associée à la zone de Rayleigh, ces deux zones constituent la zone de champ proche de l'antenne.

La zone de Fraunhoffer

Elle se situe au de là de $2D^2/\lambda$ et elle constitue ce que l'on appelle la zone de champ lointain de l'antenne. L'énergie rayonnée est confinée dans un faisceau conique et les ondes sont localement planes.

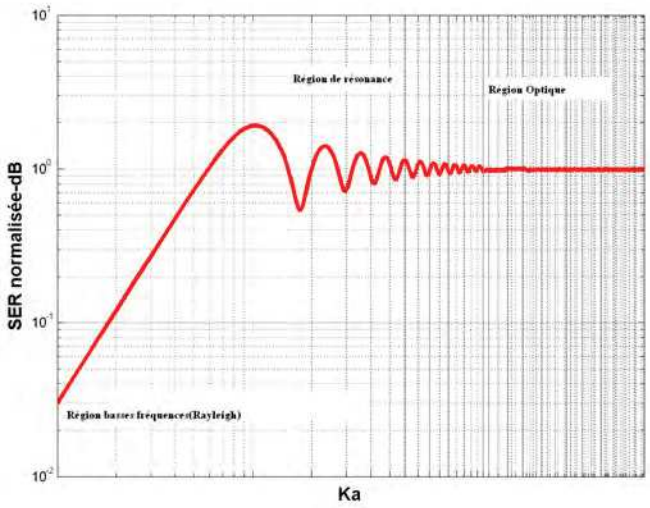


Figure 1.5 — Surface Équivalente Radar d'une Sphère

La SER d'une sphère parfaitement conductrice (figure 1.5), montre clairement ces trois régions. Pour $ka < 0.5$, où a représente le rayon de la sphère et k la constante d'onde, nous remarquons une linéarité de la courbe, mais au-dessus de 0.5, la courbe commence à osciller, cette zone correspond à la région de résonance. Pour des valeurs de $ka \geq 10$, les oscillations deviennent constantes et elles sont égale à πa^2. Les propriétés de diffusion de la cible ne sont qu'une partie des critères qui entrent dans la sélection de la fréquence de fonctionnement du radar. D'autre contraintes influençant sur la SER, ou on peut citer : *la taille et la géométrie de la cible, le gain de l'antenne et de la largeur de faisceau, puissance de l'émetteur, bruit ambiant, effet Doplller ainsi que l'atténuation atmosphérique.*

Les outils de la zone de champ lointain

Dans la zone de champ lointain, ce sont les méthodes asymptotiques qui prédominent [Con05]. Ces méthodes peuvent être appliquées lorsque les dimensions des objets sont grandes devant la longueur d'onde. Ces outils sont donc valables pour des hautes fréquences typiquement supérieures à 300 MHz ($\lambda = 1m$). Cette hypothèse hautes fréquences associée à celle des ondes localement planes permet de calculer le champ électromagnétique à l'aide de méthodes asymptotiques de rayons.

Les outils de la zone de champ proche

Cette zone est proche des antennes émettrices, l'hypothèse d'onde localement plane n'est plus valable et les méthodes asymptotiques de rayons ne prennent pas correctement en compte les objets du champ proche. Le calcul du champ électromagnétique requiert alors la mise en oeuvre de résolution numérique directe des équations différentielles de Maxwell. Parmi ces méthodes, on peut citer la méthode des moments (MoM) présentée au chapitre 2 qui est la plus adaptée à la résolution des équations de Maxwell en milieu infini.

1.4.2.3 Variation de la SER en fonction de la fréquence et de l'angle d'incidence

La Surface Équivalente Radar (SER) est définie par le secteur d'une cible qui devrait occuper pour produire la quantité de puissance reflétée (écho) qu'est détectée par le radar [ME04]. Elle est classée par rapport au type du radar. Pour un radar mono-statique où

l'émetteur et le récepteur sont co-localisés, et l'angle de l'illumination et celui d'observation sont les mêmes, on a une SER mono-statique. Pour le radar bi-statique où l'émetteur et le récepteur sont localisés l'un loin de l'autre figure 1.3-b, on est en présence d'une SER bi-statique, et dans ce cas, l'angle de l'illumination est différente de l'angle d'observation.

Variation en fonction de l'angle d'observation

Comme nous l'avons cité plus haut, les variations de la surface équivalente radar, dépendent de la fréquence de l'onde incidente, et de sa polarisation. Pour illustrer ces variations on considère deux points isotropes d'une SER ($1m^2$). Comme le montre la figure 1.6, on considère deux points isotropes alignés et placés le long de la ligne de visée du radar à une distance R assez grande (champ lointain) et l'espacement entre les deux points est égal à $1m$.

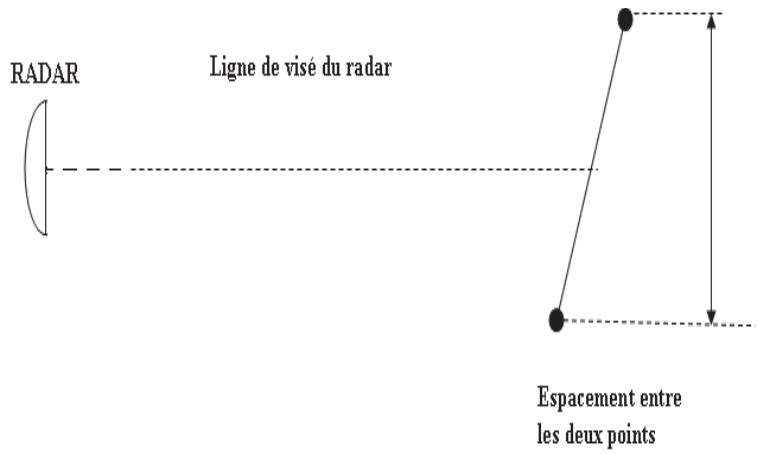


Figure 1.6 — SER en fonction de l'angle de la cible par rapport au radar

Le principe de calcul de la SER dans ce cas consiste en la superposition de deux surfaces équivalentes radar correspondantes à chaque point. Quand l'angle d'incidence change, la phase qui correspond à l'espacement électrique entre les deux points modifie la SER. Par exemple pour un angle d'incidence $\theta = 10°$, l'espacement électrique entre deux points est donné par [ME04] :

$$esp.elec = \frac{2 \times (1 \times \cos\theta)}{\lambda} \tag{1.38}$$

La Figure 1.7, montre que la SER dépend des caractéristiques de la géométrie d'observation du radar, ainsi que la connaissance de cette interférence constructive et destructive entre les points individuels peut être très importante quand un radar essaye d'extraire la SER des cibles complexes. La position du radar peut être rangé d'une façon continue et la prédiction de la SER des objets complexes peut être faite à partir de la contribution de plusieurs points de dispersion distribué sur la surface de la cible.

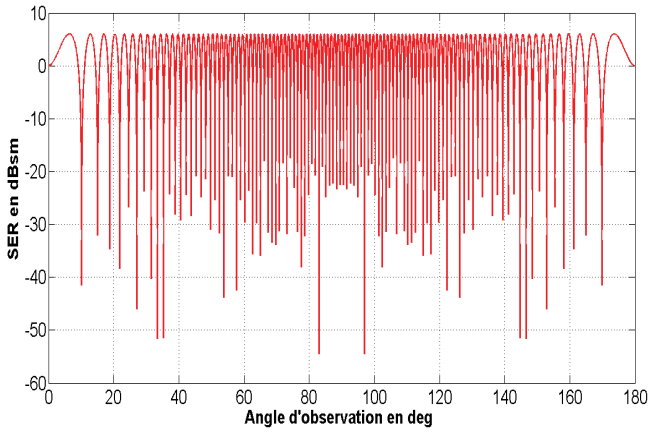


Figure 1.7 — Variation de la SER en fonction de l'angle d'observation.

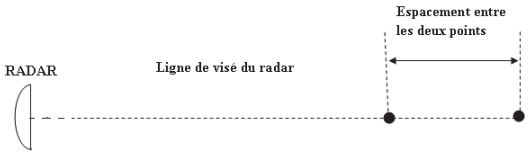


Figure 1.8 — SER en fonction de la fréquence.

Variation en fonction de la fréquence

Pour montrer la dépendance de la SER en fonction de la fréquence, on considère l'expérience illustrée sur la figure 1.8. Comme le montre cette figure nous avons considéré deux points alignés avec la ligne de visé du radar. La SER est mesurée par le radar dans la bande de fréquence allant de 8 GHz à 12 GHz (Bande X), la figure 1.9 illustre les variations de la SER en fonction de la fréquence de l'onde.

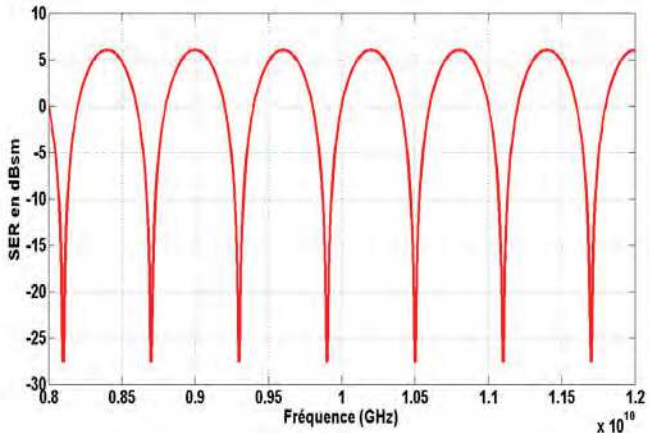


Figure 1.9 — Variation de la SER en fonction de la fréquence (espacement entre deux points 0.25 m)

.

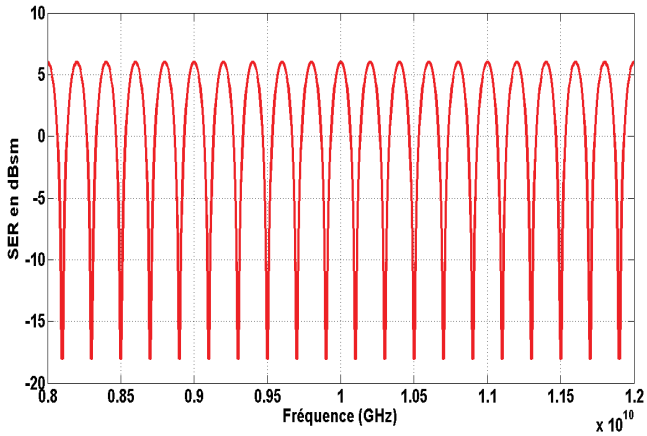


Figure 1.10 — Variation de la SER en fonction de la fréquence (espacement entre deux points 0.75 m)

.

1.5 Méthodes de résolution

Nous avons définis dans les sections précédentes les bases permettant de poser convenablement le problème de la diffusion. Mais une difficulté demeure : le champ diffusé ou total sont reliés au travers des équations intégrales. Pour résoudre un tel problème, deux familles de modèles peuvent être utilisées : les modèles asymptotiques ou les méthodes numériques. Nous présentons dans ce qui suit les différentes méthodes numériques et asymptotiques, ainsi que leur domaine d'application et leurs avantages et inconvénients.

1.5.1 Méthodes exactes

Les méthodes numériques en électromagnétisme jouent un rôle essentiel dans la caractérisation et la compréhension des interactions onde-matière, que ce soit dans le domaine des antennes, la compatibilité électromagnétique (CEM), la modélisation de la diffraction par des objets de petite taille par rapport à la longueur d'onde et/ou de formes complexes. Parmi les méthodes numériques, nous pouvons répertorier des méthodes surfaciques ($2D$) ou volumiques ($3D$). Par exemple, la Méthode des Moments (MoM) [Jen95] est une méthode surfacique : elle sert à résoudre les équations intégrales surfaciques et est basée sur le développement de leurs solutions sur des fonctions de bases [Har68]. Les équations intégrales surfaciques sont les EFIE (Electric Field Integral Equation), MFIE (Magnetic Field Integral Equation) et CFIE (Combined Field Integral Equation) [EJM03]. Elles sont très utilisées pour modéliser le comportement électromagnétique d'objets homogènes et de grande taille - pouvant alors être maillés surfaciquement - mais deviennent inadaptées pour des matériaux hétérogènes et des objets complexes.Dans ce cas, les méthodes utilisées sont des méthodes $3D$. La résolution des EFIE (Electric Field Integral Equation) est parfois coûteuse car l'inversion des matrices devient délicate lorsque le nombre d'inconnues est important. Pour palier ce problème, des méthodes multipoles ont dues être mises en place (transformation des matrices pleines en matrices creuses). La FMM (Fast Multipole Method) est à ce titre largement présentée dans la littérature comme étant très efficace pour résoudre rapidement les EFIE (Electric Field Integral Equations). Les méthodes 3D les plus utilisées sont les FEM (Finite Elements Method), la TLM (Transmission Line Matrix) et la FDTD (Finite Difference Time Domain) [GLZ09]. La

FEM est une méthode fréquentielle très utilisée pour l'analyse des structures électromagnétiques complexes à quelques fréquences. Cependant, les ressources mémoires et calculatoires croient de façon exponentielle avec la complexité des scènes à étudier. Les méthodes TLM et FDTD sont deux méthodes temporelles. Elles sont très intéressantes lorsque l'on effectue des simulations pour des réponses large bande, puisque l'on obtient toutes les informations par un seul passage temporel (par transformée de Fourier). L'handicap majeur est leur limitation aux objets de taille moyenne (quelques dizaines de longueurs d'onde), encombrement mémoire, temps de calcul très important pour des cibles de grandes taille.

1.5.1.1 Méthode des moments (MoM)

La méthode des moments (MoM Method of Moments) est une procédure numérique qui transforme une fonction (équation différentiel, intégrale, etc.) en un système d'équations linéaires. La MoM est connue depuis longtemps dans d'autres disciplines de la physique. En 1915 déjà, un ingénieur mécanicien russe nommé Galerkin propose une procédure numérique pour résoudre des équations où l'inconnue est une fonction. Plus tard, les mathématiciens ont démontré que l'approche Galerkin n'est qu'une spécialisation d'une classe de procédures dont le nom générique est la méthode des moments. La MoM a été introduite pour la résolution des problèmes liés aux antennes et à la diffusion électromagnétique d'objets dans les années 1960 par Harrington [Har68]. En électromagnétisme [BP81], elle s'applique typiquement à la formulation intégrale du champ électrique (EFIE Electric Field Integral Equation) pour laquelle les inconnues sont la distribution de courant circulant sur les conducteurs ou, dans le cas de structures planaires multicouches, sur les rubans placés aux interfaces. Le fondement de la MoM consiste à proposer une solution sous la forme d'une somme de fonctions connues auxquelles sont associées des coefficients inconnus. Il s'agit ensuite d'appliquer une procédure de minimisation de l'erreur résiduelle pour générer un système matriciel et de déterminer les coefficients inconnus et les valeurs propres pour les problèmes aux valeurs propres.

1.5.1.2 Méthode des différences finies

Les différences finies [WS60] sont basées sur l'approximation d'opérateurs différentiels. Les équations aux dérivées partielles sont exprimées sous forme de différences finies. Elles peuvent être formulées soit dans le domaine fréquentiel, soit dans le domaine temporel. Dans le premier cas, la solution se trouve par inversion de matrice alors que dans le deuxième cas, une procédure itérative peut s'appliquer puisqu'une forme explicite de la solution peut être dérivée. Beaucoup de variations sur le thème des différences finies ont été proposées. La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) a pris beaucoup d'ampleur et est devenue très populaire parmi les utilisateurs de logiciels électromagnétiques. Ces techniques de résolution numérique ont l'avantage d'avoir un algorithme très simple et, par leur formulation s'appliquent aux structures les plus générales. De plus, pour les problèmes dynamiques, elles sont très majoritairement appliquées dans le domaine temporel avec tous les avantages que cette approche apporte, notamment la forme explicite de la solution. En revanche, elles sont de type volumique dans le cas général ce qui les classent parmi les méthodes très gourmandes en termes de temps de calcul.

1.5.1.3 Méthode Multi-Level Fast Multipole (MLFMM)

La MLFMM [MLF] est une méthode numérique permettant de calculer des intégrales de convolution. Son application aux équations de Maxwell et Helmholtz fut initiée par V.Rokhlin et Greengard en 1985. C'est une manière rapide de calculer les produits matrice-vecteur mais les résultats sont approchés. Ce qui est intéressant c'est que grâce à cette méthode, le temps de calcul croît comme $n.log(n)$ au lieu de n^2 pour un produit matrice vecteur classique. L'utilisation de la MLFMM devient alors rentable à partir de quelques milliers d'inconnues. Cependant, elle introduit un écart relatif de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-4} par rapport à un produit matrice-vecteur exact. L'intérêt de cette approche est de diminuer le nombre d'interactions à calculer entre points distants. La figure 1.11 présente successivement les calculs sans la méthode MLFMM puis avec cette dernière. Dans notre cas, cela pourra être très intéressant afin de calculer la SER de structures assez importantes devant la longueur d'onde.

MLFMM $3D$ est basé sur la partition de l'objet dans des boîtes comme le montre la Figure 1.11. L'objet est placé dans une boîte qui est divisées en 8 petites boîtes. Chacune des boîtes sont ensuite à nouveau divisée de manière récursive jusqu'à ce que la taille de la plus petite boîte ne contient qu'un peu de fonctions de base.

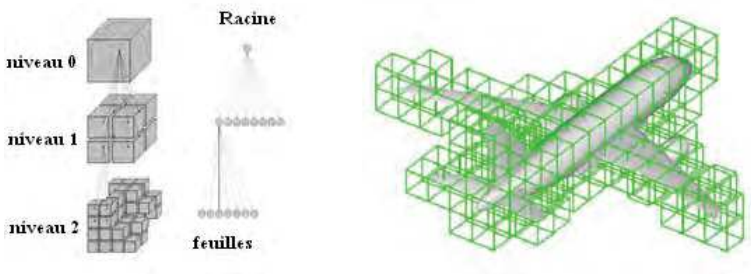


Figure 1.11 — Principe de la Méthode MLFMM [MLF].

1.5.2 Méthodes asymptotiques

La prédiction de la diffusion d'une cible complexe présente sur la surface de la mer est sujet d'intérêt de récentes études, notamment dans le domaine de la reconnaissance de cible radar [BKCAY10, EJM03] [XJ09, BPK99]. Le calcul de la SER d'une cible complexe comporte plusieurs types de mécanismes de dispersion, telles que les multi-trajets, la réflexion spéculaire ou la diffraction par des arêtes [Mic86a]. Les méthodes asymptotiques tiennent compte de ces phénomènes et peuvent être regroupées en deux familles : la première appelée **méthodes asymptotiques de rayons** qui sont basées sur l'expression asymptotique du champ diffusé (comme l'OG [EJM03]) complétée par la Théorie Uniforme de la Diffraction (TUD) [EJM03]. L'autre famille est connue par **méthodes asymptotiques de courants** qui sont basées sur l'expression asymptotique du courant induit sur la surface illuminée. Dans ce cas, le champ diffusé est calculé en fonction de ces courants. Ainsi, la réflexion spéculaire de la surface illuminée est calculée avec l'OP et la diffraction par une arête est calculée par MCE [Mic86a]. Face à la difficulté associée aux méthodes numériques (exactes), les méthodes asymptotiques sont devenues une alternative fiable [ME04]. La majorité de ces méthodes sont valables, et chacune de ces méthodes a ses propres avantages et limitations. Les méthodes approximatives sont habituellement le moyen de base pour la prédiction de la surface équivalente radar (SER) des objets complexes tels que les avions, les navires, les bateaux , un cargo, les missiles...

Quand des résultats expérimentaux sont disponibles, ils peuvent être utilisés pour evaluer et vérifier et valider les méthodes approchées.

Pour donner l'expression du champ réfléchi ou diffusé par une surface, les méthodes asymptotiques s'appuient sur les solutions données par les équations de Maxwell, dont on utilise le développement asymptotique aux premiers ordres pour les hautes fréquences. Elles sont donc typiquement valables pour les objets dont les dimensions sont grandes devant la longueur d'onde λ. Le premier type est basé sur le développement asymptotique du champ rayonné lorsque $ka \gg 1$(a, représente la plus grande dimension de la cible, et $k = 2\pi/\lambda$, représente le nombre d'onde), le second sur le développement asymptotique des courants induits sur la surface de diffusion.

1.5.2.1 Méthodes de rayons (OG, TGD, TUD)

Les méthodes asymptotiques de rayons sont basées sur le développement asymptotiques du champ rayonné lorsque $ka \gg 1$.

Comme nous l'avons déjà cité dans la section précédente, nous avons donné un aperçu sur les différentes méthodes de prédiction de la SER, notre objectif et d'estimer cette SER en utilisant une méthode de tracé de rayons précise en tenant compte des mécanismes de dispersion suivants :

1. La réflexion spéculaire par une large surface.
2. La diffraction par les bords.
3. Les interactions entre surfaces et arêtes.

L'Optique Géométrique (OG), et l'Optique Physique (OP) sont capables de satisfaire la première condition, et dans certaines cas, la troisième condition (étude de la réflexion entre les surfaces). Le phénomène de diffraction par les bords exige un modèle mathématique pour la diffraction. Le modèle de la diffraction par les bords, qui est proche de l'Optique Géométrique (OG), est la théorie géométrique de la diffraction(TGD) [Kel62]. Le modèle correspondant utilisé en conjonction avec l'Optique Physique (OP) est la théorie physique de la diffraction(TPD) [SV96].

1.5.2.1.a Optique Géométrique (OG)

La méthode de l'Optique Géométrique (OG) repose sur un développement asymptotique des solutions des équations de Maxwell. En se basant sur le principe de Fermat, il a été établi qu'en espace libre, l'onde électromagnétique se propage selon des rayons rectilignes. De plus, la résolution de l'équation eikonal et de l'équation de transport [Wia95], respectivement vérifiées par la fonction de phase et par l'amplitude des champs de la solution asymptotique proposée, a permis de déterminer l'expression des champs électromagnétiques en tout point d'un rayon dès qu'on connaît le champ en un point de ce rayon. Cette expression est donnée par [Sil49] :

$$\vec{U}(R) = \exp(-jkr)\sqrt{\frac{\rho_1\rho_2}{(\rho_1 + r)(\rho_2 + r)}}\vec{U}_0 \tag{1.39}$$

r est la distance entre les points O et R sur le rayon considéré. ρ_1 et ρ_2 sont les rayons de courbures du front d'onde au point O.

Lorsqu'un pinceau de rayons incidents intercepte une surface S, il donne naissance à un pinceau de rayons réfléchis. Le principe de Fermat a permis de déterminer la direction de ces rayons réfléchis.

De plus, il a été démontré par le principe de localité que l'on peut déterminer le champ $\vec{U}_r(Q)$ associé au rayon réfléchi en un point de la surface en fonction du champ $\vec{U}_i\,(Q)$ associé au rayon incident en ce même point. Le principe de localité stipule que si l'obstacle réfléchissant a des dimensions grandes devant la longueur d'onde λ (en particulier les rayons de courbure principaux), le champ réfléchi ne dépend que du champ au voisinage du point de réflexion, c'est-à-dire de la géométrie locale, de la nature de la surface et de la configuration locale du champ incident [Con05].

Le principe de Fermat

La lumière se propage d'un point à un autre suivant une trajectoire telle que la durée du parcours soit stationnaire [Con05]. Ce principe permet de déterminer les trajectoires des rayons. Ainsi, dans un milieu homogène, les rayons se propagent suivant des lignes droites. Il permet également de retrouver les lois de Snell-Descartes établies en 1637 qui régissent la réflexion et la réfraction d'une onde. Considérons une interface entre deux milieux homogènes de permittivités relatives ϵ_1 et ϵ_2 et d'indices de réfraction $n_1 = \sqrt{\epsilon_1}$ et $n_2 = \sqrt{\epsilon_2}$, et un rayon incident suivant la direction $\vec{n}_i$. On définit la normale $\vec{n}$ à l'interface au point d'interaction, la direction de propagation du rayon réfléchi $\vec{n}_r$ et la direction du rayon réfracté $\vec{n_t}$. Ces notations permettent d'introduire les plans d'incidence, de réflexion et de réfraction définis par la normale à l'interface au point d'interaction et respectivement le rayon incident, le rayon réfléchi et le rayon réfracté.

Lois de Snell-Descartes (1637)

Pour un rayon incident, il existe un seul rayon réfléchi et, au plus, un seul rayon réfracté et, les plans d'incidence, de réflexion et de réfraction sont confondus [Con05]. Les angles de réflexion et de réfraction vérifient :

$$\sin(\theta_i) = \sin(\theta_s) \tag{1.40}$$

$$n_1 \sin(\theta_i) = n_2 \sin(\theta_s) \tag{1.41}$$

La loi de conservation de l'énergie

Sur la figure 1.12, nous avons représenté un faisceau astigmatique quelconque formé de quatre rayons notés r_1, r_2, r_3 et r_4. L'axe de ce faisceau est en pointillé sur la figure 1.12, et le front d'onde a été représenté en gris pour deux positions différentes P_0 et P séparées d'une abscisse curviligne s. Le faisceau est dit astigmatique car il n'est pas issu d'un point focal qui serait situé sur l'axe du faisceau mais de deux caustiques $(F1,\ F2)$ et $(F3,\ F4)$. Le faisceau est caractérisé par ses deux distances caustiques ρ_1 et ρ_2. La conservation de l'énergie du champ $\vec{U}$ (qui représente indifféremment le champ électrique $\vec{E}$ ou le champ magnétique $\vec{H}$) dans le faisceau se traduit par :

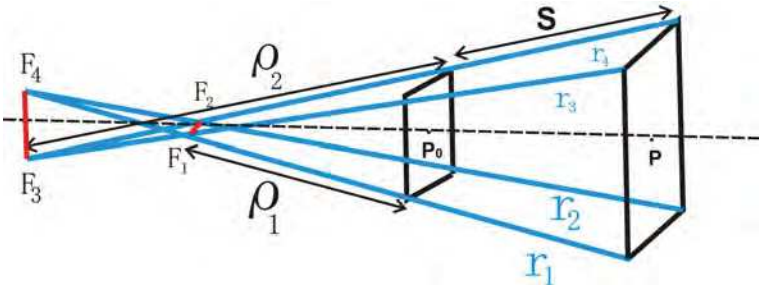


Figure 1.12 — Faisceau astigmatique

$$\left|\vec{U}\left(P\right)\right|^2 dS(P) = \left|\vec{U}\left(P_0\right)\right|^2 dS(P_0) \tag{1.42}$$

Où $dS(P_0)$ et $dS(P)$ représentent les aires du front d'onde aux points P_0 et P. Le rapport entre les surfaces du front d'onde permet d'établir le facteur de divergence géométrique A associé à la propagation du champ $\vec{U}(P)$ en espace libre.

$$A\left(P_0, P\right) = \frac{\vec{U}(P)}{\vec{U}(P_0)} = \sqrt{\frac{\rho_1\rho_2}{(\rho_1+s)(\rho_2+s)}} \tag{1.43}$$

Par l'évidence que l'énergie contenant (entrée) dans le tube va être transmise vers l'autre, on va trouver que le rapport entre l'énergie sortante et celle rentrante est donnée par :

$$\frac{|U(P)|^2}{|U(P_0)|^2} = \frac{\rho_1\rho_2}{(s+\rho_1)(s+\rho_2)}. \tag{1.44}$$

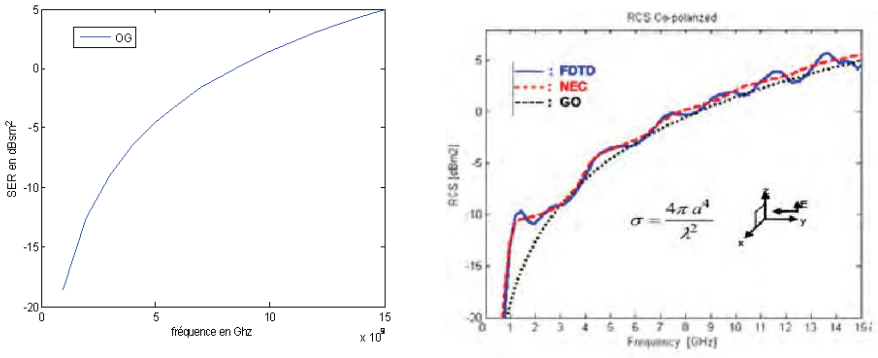
Tel que $U(P)$ et $U(P_0)$, sont les intensités des champs incident et diffusé, respectivement, s est la distance le long de tube entre deux front d'onde, et ρ_1, ρ_2, sont les rayons de courbure des fronts d'onde [Wia95].

Afin de donner un exemple d'utilisation de l'Optique Géométrique (OG), la figure 1.13, représente la SER d'une plaque carrée de coté $a = 10\ cm$, donnée par l'équation 1.45, la courbe en bleue représente notre résultat sous MATLAB, et celles représentées sur la figure 1.13-(b) sont obtenues par [Sev04].

$$\sigma = \frac{4\pi a^2}{\lambda^2} \tag{1.45}$$

1.5.2.1.b Théorie Géométrique de la Diffraction (TGD)

La théorie géométrique de la diffraction (TGD), a été développée par Keller [Kel62], elle prolonge la théorie de l'Optique Géométrique (OG) en prenant en compte le phénomène de diffraction sur les arêtes. Ainsi, une des faiblesses de l'OG qui prévoit un champ nul dans l'ombre géométrique d'un obstacle est rectifiée. Pour cela, de nouveaux rayons viennent s'ajouter aux rayons de l'OG : il s'agit des rayons diffractés. Première approche à introduire le coefficient de diffraction, par analogie avec le coefficient de réflexion. Elle est utilisée pour le calcul du signal écho dans des domaines angulaires très larges, en configuration monostatique. Néanmoins son utilisation est limitée, car elle ne prend pas en compte ni la rugosité



(a) (b)

Figure 1.13 — SER d'une plaque carrée (Comparaison entre l'OG et la FDTD)

des surfaces ni les zones d'ombre. Il n'est pas possible de prédire la composante de polarisation croisée et les résultats obtenus ne respectent pas les conditions aux limites au niveau des arêtes.

Pour bâtir sa théorie, Keller [Kel62] a formulé trois postulats afin de décrire le comportement d'un rayon diffracté :

postulat 1 **:** ***En haute fréquence, la diffraction est un phénomène local*** Keller émet l'hypothèse que la diffraction ne dépend, au voisinage du corps diffractant, que de la surface de celui-ci et de la nature du champ incident. Ainsi, on peut approcher la structure par une géométrie plus simple (dièdre, cylindre, sphère ou cône [EVY00]) appelée géométrie canonique.

postulat 2 **:** ***Les rayons diffractés satisfont le principe de Fermat généralisé*** Cette généralisation indique que le chemin optique entre un point source S et un point d'observation P, en passant par un point de l'obstacle, est stationnaire pour des variations infinitésimales de ce chemin.

postulat 3 **:** ***Le rayon diffracté satisfait les lois de l'Optique Géométrique (OG) loin de la surface*** loin de la structure les rayons diffractés obéissent aux règles de l'Optique Géométrique (OG), l'équation du champ diffracté peut donc se mettre sous la forme suivante :

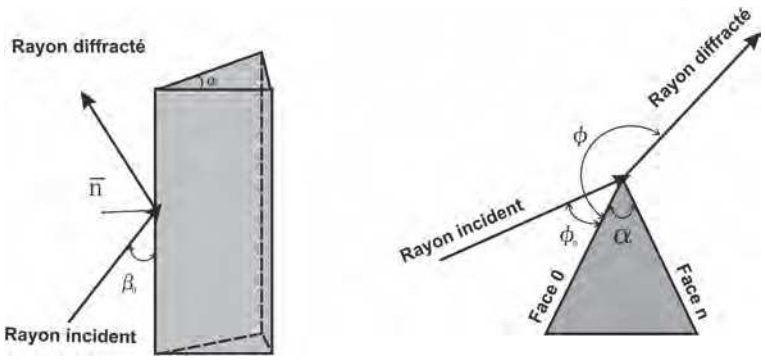


Figure 1.14 — Représentation des angles intervenant dans le calcul du coefficient de diffraction de Keller

.

$$\begin{bmatrix} E_{\parallel}^{d} \\ E_{\perp}^{d} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} D^{\parallel} & 0 \\ 0 & D^{\perp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{\parallel}^{i} \\ E_{\perp}^{i} \end{bmatrix} .A\left(s\right) \exp\left(-iks\right).$$

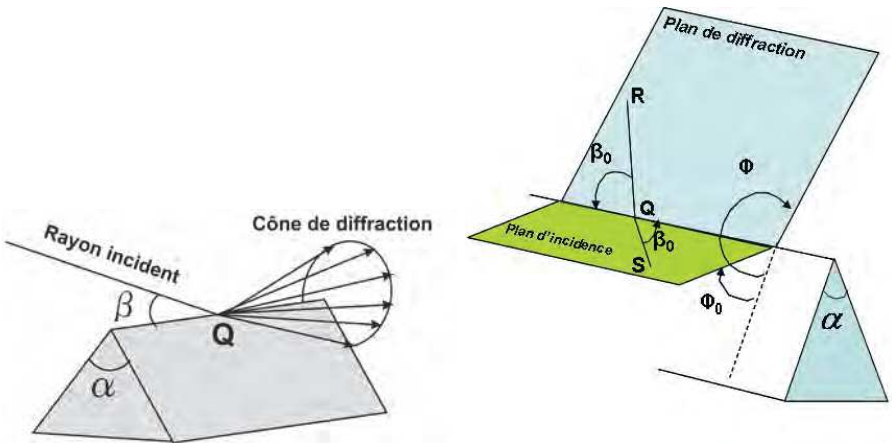
Ou s représente la distance entre le bord et le point d'observation, et $\parallel$, et $\perp$, font respectivement référence aux champs électrique parallèle et perpendiculaire au plan d'incidence. ρ est une distance particulière [KP74], s est la distance entre le point de diffraction Q et le point d'observation P, $[D]$ est la matrice des coefficients de diffraction relatifs à l'obstacle canonique considéré,$A(s) = \sqrt{\rho/s\left(\rho+s\right)}$ est le facteur de divergence.

Deux points importants sont à noter, d'une part, l'objet diffractant constitue une caustique puisque le champ diffracté apparaît comme en étant issu, d'autre part, la définition des polarisations est différente de celle se rapportant à la réflexion. En effet, pour la diffraction, le plan d'incidence est défini par la direction de l'onde incidente et la tangente à l'obstacle, et le plan de diffraction contient cette même tangente et le vecteur indiquant la direction de propagation de l'onde diffractée.

Par analogie aux réflexion et aux transmission, Keller a introduit le terme coefficient de diffraction et rayons diffractés, et il a donné l'expression approximative des coefficients de diffraction par :

$$D^{\parallel,\perp} \approx \frac{(2/n)\sin(\pi/n)}{\sqrt{(8/\pi k)}\sin\beta_0}\left\{\left[\cos\left(\frac{\pi}{n}\right) - \cos\left(\frac{\varphi-\varphi_0}{n}\right)\right]^{-1} \mp \left[\cos\left(\frac{\pi}{n}\right) - \cos\left(\frac{\varphi+\varphi_0}{n}\right)\right]^{-1}\right\}. \tag{1.46}$$

Ou $n = (2\pi - \alpha)/\pi$, et α est l'angle intérieur de l'arête (figure 1.15), et β_0 est le petit angle entre la direction d'incidence et le tangent au point d'incidence. Les angles φ, φ_0, sont respectivement l'angle de diffusion et l'angle d'incidence.



(a) Le cône de Keller (b) Diffraction par une arête

Figure 1.15 — Diffraction par une arête et cône de Keller

Les champs diffractés sont linéairement liés aux champs incidents par la matrice des coefficients de diffraction au point de diffraction, les rayons diffractés émergent radialement du bord.

Cette méthode tient compte des diffractions aux arêtes, elle introduit le coefficient de

diffraction pour le calcul du champ dispersé, et prend en compte la polarisation de l'onde incidente. La théorie géométrique de la diffraction(TGD) présente des limites aux singularités des coefficients de diffraction et aux caustiques, et l'inclusion d'une onde de surface est difficile pour des surfaces complexes. Enfin le point d'observation est limité au cône de Keller. Cette méthode donne de bons résultats pour le calcul de SER lorsqu'il n'y a pas de singularité dans les coefficients de diffraction et le point d'observation est dans le cône de Keller.

Aprés avoir présenté les différents aspets théoriques de la Théorie Géométrique de la Diffraction(TGD), nous donnons dans ce qui suit un exemple d'application de la TGD pour calculer la SER d'une plaque carrée bassé sur les travaux de [Ros66].

SER d'une plaque carrée par la TGD

La figure 1.16, représente une simulation sous MATLAB de la surface équivalent radar obtenu par la théorie géométrique de la diffraction (TGD), d'une plaque carrée, parfaitement conductrice.

En s'appuyant sur ce qui précede, Ross [Ros66] a exprimé les deux composantes du champ diffusé par une plaque carrée. Dans ce cadre, Ross à utilisé un ruban infini pour calculer dans un premier temps la SER d'une plaque rectangulaire. Ainsi, Il a obtenu les champs diffractés en considérant un ruban infini placé dans le plan XOY, de largeur $2a$ suivant X et une hauteur infinie suivant Y. Les expressions des coefficients obtenues sont données par $(I.47)$ et $(I.48)$, à la fois en polarisation VV et en polarisation HH.

$$\begin{aligned}
\sigma_{VV} &= \frac{4b^2}{\pi}\Bigg|\left[\cos 2ka\sin\theta - \frac{i\sin 2ka\sin\theta}{\sin\theta}\right] - \frac{\exp i2ka - i(\pi/4)}{\sqrt{2\pi}(2ka)^{1.5}}\left[\frac{1}{\cos\theta} + \frac{\exp i2ka - i(\pi/4)}{4\sqrt{2\pi}(2ka)^{1.5}}\right.\\
&\left.\left(\frac{(1+\sin\theta)\exp i2ka\sin\theta}{(1-\sin\theta)^2} + \frac{(1-\sin\theta)\exp i2ka\sin\theta}{(1+\sin\theta)^2}\right)\right]\\
&\left[1 - \frac{\exp i4ka - i(\pi/2)}{8\pi(2ka)^3}\right]^{-1}\Bigg|^2 \qquad (1.47)\\
\sigma_{HH} &= \frac{4b^2}{\pi}\Bigg|\left[\cos 2ka\sin\theta + \frac{i\sin 2ka\sin\theta}{\sin\theta}\right] - \frac{\exp i2ka - i(\pi/4)}{\sqrt{2\pi}(2ka)^{1.5}}\\
&\left[\frac{1}{\cos\theta} - \frac{\exp i2ka + i(\pi/4)}{2\sqrt{2\pi}(2ka)^{1/5}}\left(\frac{\exp -i2ka\sin\theta}{(1-\sin\theta)} + \frac{\exp i2ka\sin\theta}{(1+\sin\theta)^2}\right)\right]\\
&\left[1 - \frac{\exp i4ka + i(\pi/2)}{2\pi(2ka)^3}\right]^{-1}\Bigg|^2 \qquad (1.48)
\end{aligned}$$

Signalons que pour un angle d'incidence $\theta = 90°$, l'expression de la SER devient infinie, notons que les singularités apparaissent au niveau du second et du troisième terme i.e le premier et le second terme entre parenthèse, respectivement. Nous remarquons que les coefficients de diffusion sont infinis pour des angles d'observation allant de 80° jusqu'à 90°.

1.5.2.1.c Théorie Uniforme de la Diffraction (TUD)

En 1974, Kouyoumjian et Pathak [KP74] éliminent le problème de divergence de la TGD au voisinage des frontières optiques en mettant au point la théorie uniforme de la diffraction (TUD). C'est un modèle asymptotique uniformément valide au voisinage et sur les frontières

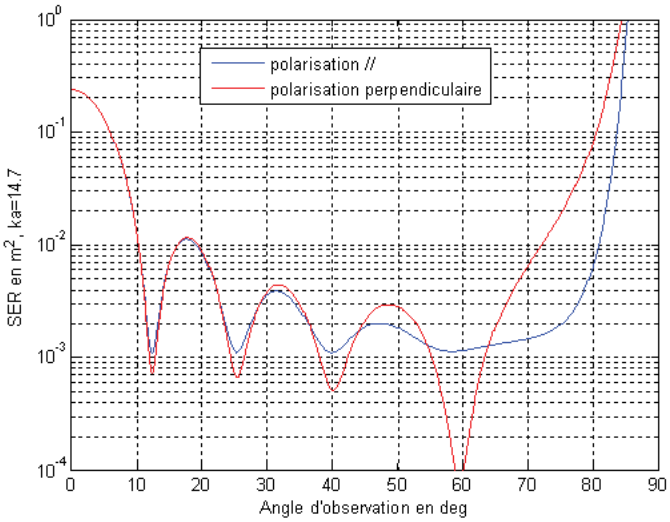


Figure 1.16 — SER d'une plaque carrée avec la TGD.

de l'Optique Géométrique (OG). Ils ont écrit leurs coefficients de diffraction $D_{\|}$ et $D_{\perp}$ sous la forme de quatre termes pour un dièdre parfaitement conducteur à faces planes :

$$D_{\|,\perp}\left(L,\phi,\phi_0,n\right) = D1 + D2 \pm \left(D3 + D4\right). \tag{1.49}$$

Avec

$$D_1 = \frac{-\exp\left(-i\pi/4\right)}{2n\sqrt{2\pi k}\sin\beta_0}\cot\left[\frac{\pi+\left(\phi_0-\phi\right)}{2n}\right]F\left[kLa^{+}\left(\phi_0-\phi\right)\right] \tag{1.50}$$

$$D_2 = \frac{-\exp\left(-i\pi/4\right)}{2n\sqrt{2\pi k}\sin\beta_0}\cot\left[\frac{\pi-\left(\phi_0-\phi\right)}{2n}\right]F\left[kLa^{-}\left(\phi_0-\phi\right)\right] \tag{1.51}$$

$$D_3 = \frac{-\exp\left(-i\pi/4\right)}{2n\sqrt{2\pi k}\sin\beta_0}\cot\left[\frac{\pi+\left(\phi_0+\phi\right)}{2n}\right]F\left[kLa^{+}\left(\phi_0+\phi\right)\right] \tag{1.52}$$

$$D_4 = \frac{-\exp\left(-i\pi/4\right)}{2n\sqrt{2\pi k}\sin\beta_0}\cot\left[\frac{\pi-\left(\phi_0+\phi\right)}{2n}\right]F\left[kLa^{-}\left(\phi_0+\phi\right)\right] \tag{1.53}$$

La fonction $F\left(x\right)$, appelée fonction de transition, désigne l'intégrale de Fresnel modifiée :

$$F\left(x\right) = 2i\sqrt{x}e^{ix}\int_{\sqrt{x}}^{\infty}\exp\left(-it^2\right)dt \tag{1.54}$$

Cette fonction joue un rôle indispensable dans les zones de transition : elle permet d'y obtenir la continuité du champ total. En dehors de ces zones, l'intégrale converge rapidement vers 1 et, de ce fait, les coefficients de diffraction élaborés par Kouyoumjian et Pathak se réduisent à ceux de Keller [Kel62].

La variable x de la fonction de transition $F(x)$ dépend de plusieurs paramètres : k, L, $a^{\pm}$, $\vec{k}$ est le vecteur d'onde, L est un paramètre de distance dépendant de la nature de l'onde et a dépend de l'angle intérieur α ($\alpha = (2-n)\pi$) du dièdre ainsi que des angles ϕ_0 et ϕ.

Les coefficients de diffraction ainsi obtenus permettent d'avoir une valeur finie du champ diffracté dans tout l'espace à la différence des coefficients de la TGD. Notons que dans le cas d'un dièdre diélectrique de permittivité relative ϵ_r et de conductivité σ, des coefficients heuristiques de diffraction ont été proposés par Luebbers [Lue89]

$$D_{\|,\perp}\left(L,\phi,\phi_0,n\right) = D1 + D2 + R_{\|,\perp}\left(D3 + D4\right). \tag{1.55}$$

La théorie uniforme de la diffraction (TUD) donne un champ total continu quel que soit la direction d'observation. Cependant, la TUD est une méthode de rayons, qui ne s'applique qu'à des arêtes de longueur infinie. Il en résulte que les rayons diffractés sont localisés sur le cône de Keller, il faut donc se restreindre à ce cône pour les directions d'observation. Enfin, la théorie uniforme de la diffraction (TUD) donne de bons résultats pour le calcul de la surface équivalente radar (SER), si le point d'observation n'est pas dans la direction du cône de Keller, ainsi que cette méthode de rayons, limitée à l'origine à la représentation des champs diffractés par les discontinuités des surfaces (arêtes), s'est ensuite considérablement développée pour modéliser les phénomènes d'ondes rampantes sur des surfaces courbes [BM94].

1.5.2.1.d Conclusion

Dans cette section nous avons présenté le principe des méthodes asymptotiques de rayons (OG,TGD,TUD), leurs avantages et inconvénients. La théorie géométrique de la diffraction (TGD) qui complète l'Optique Géométrique (OG), permet la modélisation de la diffraction d'une onde électromagnétique par une arête de longueur infinie. Cependant, le champ total diffracté par une cible présente des discontinuités, dans les directions proches des frontières ombre lumière. Face à cette limite de la TGD, Pathak et Kouyoumjian [KP74] ont amélioré la théorie géométrique de la diffraction (TGD), et ils l'ont nommé théorie uniforme de la diffraction (TUD), cette méthode donne un champ total uniforme.

Dans la section suivante nous allons présenté les méthodes asymptotiques de courants.

1.5.2.2 Méthodes de courants (OP, MCE, TPD)

Les méthodes asymptotiques de courants sont basées sur la détermination de courant induit sur la surface de diffusion ou de diffraction, afin de le remplacer dans l'intégrale de radiation pour obtenir le champ total (diffusé+diffracté).

1.5.2.2.a Optique Physique (OP)

La méthode de l'Optique Physique (OP) a résolu le problème des infinités dans les surfaces courbées, en introduisant l'approximation des courants induits sur la surface illuminée. Ainsi, le champ diffusé est obtenu en intégrant les courants induits sur toute la surface illuminée par l'onde incidente. Le champ diffusé calculé avec cette méthode reste fini du fait que les courants induits sur la surface sont finis [Kno85]. L'Optique Physique (OP) est basée sur les hypothèses suivantes : Les dimensions de la cible sont très grande par rapport à la longueur d'onde λ, il est du même pour les rayons de courbure de la surface directement illuminée. La cible est suffisamment éloignée du point d'observation pour que le front d'onde soit plan (approximation du champ lointain).

En vue de son application dans les chapitres suivants (II, III, IV), cette méthode de l'Optique Physique (OP) est détaillée dans le 2ème chapitre (section II.4.1.3).

Afin d'illustrer les conditions d'utilisation de l'Optique Physique (OP,)nous considérons dans ce paragraphe une plaque rectangulaire parfaitement conductrice placée dans le plan (xoy), tel que $-a/2 \leq x \leq a/2$ et $-b/2 \leq y \leq b/2$. aprés simplification de l'équation intégrale permettant le calcul du champ diffusé en utilisant l'OP, la SER monostatique d'une telle plaque est donnée par l'expression 1.56 (annexe B).

$$\sigma_{op} = 4\pi \left(\frac{ab}{\lambda}\right)^2 \cos^2\theta \left[\frac{\sin\left(ka\sin\theta\cos\phi\right)}{\left(ka\sin\theta\cos\phi\right)}\right]^2 \left[\frac{\sin\left(kb\sin\theta\sin\phi\right)}{\left(kb\sin\theta\sin\phi\right)}\right]^2 \tag{1.56}$$

Cette expression est valable pour des angles d'incidence prés de l'incidence normale ainsi que pour des dimensions grandes devant la longueur d'onde, ainsi que pour les deux cas de polarisation

Dans la figure 1.17, nous avons tracé les variations de la SER en fonction de l'angle d'observation, pour une plaque carrée $ka = 14.7$, comparée avec le résultat obtenu par la théorie géométrique de la diffraction (TGD) donné par [Ros66], dans les deux cas de polarisation parallèle et perpendiculaire.

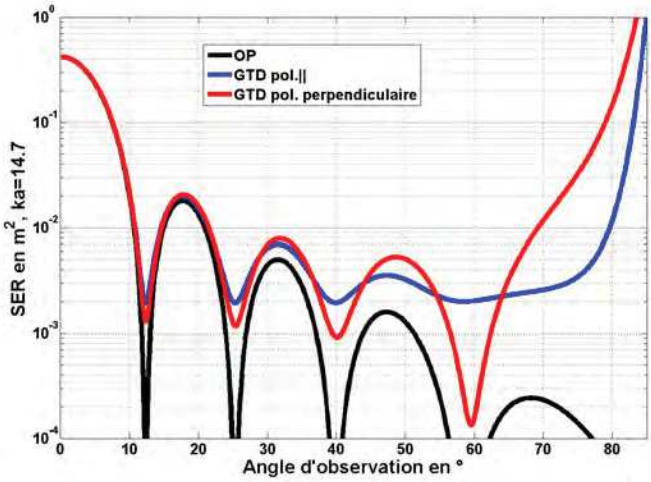


Figure 1.17 — SER d'une plaque carrée en fonction de l'angle d'observation θ

.

L'annexe C, présente le calcul détaillé des résultats présentés sur la figure 1.17. Un autre résultat important concerne la SER bistatique d'une plaque carrée de cotés $a = b = 5 \times \lambda$ parfaitement conductrice à une fréquence $f = 3\,GHz$

1.5.2.2.b Théorie Physique de la Diffraction (TPD)

La théorie physique de la diffraction (TPD) a été développé par Ufimtsev [Ufi07] pour pallier à la limitation de l'Optique Physique (OP) au niveau des aêtes et les discontinuités. En se basant sur la solution exacte du champ diffusé par un demi-plan infini ou d'un dièdre infini [BRK11]. La La théorie physique de la diffraction (TPD) considère deux type de courants, un courant induit sur la surface du demi-plan dit "'uniforme"', et un courant "'non uniforme"' induit sur l'arête. Donc, l'idée de base de cette technique est qu'elle considère le champ diffusé par un demi-plan comme la somme du champ crée par les deux type de courants que nous venons de citer. Le premier est évalué en utilisant l'Optique Physique (OP), et

le second (champ diffracté par l'aeĉte ou le bord d'une manière générale) par une soustraction du champ de l'Optique Physique (OP) de la solution exacte [Ufi07] [Joh96]. La figure **??** présente les contributions de l'Optique Physique (OP) pour le cas d'un dièdre infini. Ces contributions sont à soustraire dans de la solution exacte du champ diffusé. Les expressions du champ obtenus par Ufimtsev [Ufi07] sont donnés par les équations 1.57 et 1.58.

$$E_s = E_i f \frac{e^{i(kr+\frac{\pi}{4})}}{\sqrt{2\pi kr}} \tag{1.57}$$

$$H_s = H_i g \frac{e^{i(kr+\frac{\pi}{4})}}{\sqrt{2\pi kr}} \tag{1.58}$$

où f et g sont des coefficients qui dépendent des angles d'incidence et d'observation , et ils ont donnés par les équations 1.59 et 1.60.

$$f = \begin{cases} (X-Y)-(X_1-Y_1) & 0 \leq \psi_i \leq \alpha - \pi \\ (X-Y)-(X_1-Y_1)-(X_2-Y_2) & \alpha - \pi \leq \psi_i \leq \pi \\ (X-Y)-(X_2-Y_2) & \pi \leq \psi_i \leq \alpha \end{cases} \tag{1.59}$$

$$g = \begin{cases} (X+Y)-(X_1+Y_1) & 0 \leq \psi_i \leq \alpha - \pi \\ (X+Y)-(X_1+Y_1)-(X_2+Y_2) & \alpha - \pi \leq \psi_i \leq \pi \\ (X+Y)-(X_2+Y_2) & \pi \leq \psi_i \leq \alpha \end{cases} \tag{1.60}$$

Avec les expressions mathématiques de $(X, Y, X_1, Y_1, X_2, Y_2)$ qui sont données par :

$$\begin{cases} X = \frac{(\frac{1}{n})\sin(\frac{\pi}{n})}{\cos(\frac{\pi}{n})-\cos\left[\frac{\psi_s-\psi_i}{n}\right]} \\ Y = \frac{(\frac{1}{n})\sin(\frac{\pi}{n})}{\cos(\frac{\pi}{n})-\cos\left[\frac{\psi_s+\psi_i}{n}\right]} \end{cases} \tag{1.61}$$

$$\begin{cases} X_1 = \frac{-1}{2}\tan\left[\frac{\psi_s-\psi_i}{2}\right] \\ Y_1 = \frac{-1}{2}\tan\left[\frac{\psi_s+\psi_i}{2}\right] \end{cases} \tag{1.62}$$

$$\begin{cases} X_2 = \frac{1}{2}\tan\left[\frac{\psi_s-\psi_i}{2}\right] \\ Y_2 = \frac{1}{2}\tan\left[\frac{\psi_s+\psi_i}{2}\right] \end{cases} \tag{1.63}$$

Où n est un entier compris entre $0 \leq n \leq 2$. L'analyse de ces relations montre qu'il y a une similitude entre les coefficeints de diffraction de la TGD et la TPD. En effet, les coefficients de la TPD sont modifiés par la contribution de l'Optique Physique (OP). Par conséquant, la TPD aussi reste valable uniquement dans la direction du cône de Keller. Pour pallier à cette limitation, Michaeli a développé la méthode des courants équivalents (MCE) [Mic86b] [Mic86a].

1.5.2.2.c Méthode des Courants Équivalents (MCE)

La Méthode des Courants Equivalents (MCE) a été proposée par Millar [Mil57], à partir des travaux sur le rayonnement des ouvertures circulaires dans les années 50, en considérant que le champ rayonné par une arête vive pouvait être du à la contribution d'une ligne de courant distribuée le long de la ligne de discontinuité. Selon la Méthode des Courants

Equivalents (MCE), le champ diffracté par un dièdre est représenté par le rayonnement de courants équivalents linèiques, électrique et magnétique, distribués sur la discontinuité C du dièdre. La Méthode des Courants Equivalents (MCE), permet de résoudre les problèmes aux caustiques et les singularités des coefficients de diffraction. Elle est très utilisée pour modéliser la diffraction par les arêtes. La méthode des courants équivalents fait partie des modèles retenus pour effectuer le calcul de la SER de cibles complexes, elle sera étudiée d'une façon détaillée avec des résultats de simulation dans le 2ème chapitre.

1.6 Synthèse sur les méthodes de calcul du champ diffusé

L'étude a porté sur les méthodes de calcul de la réponse électromagnétique (SER) d'une cible canonique, et complexe, nous distinguons deux types de méthodes asymptotiques à savoir : *les méthodes asymptotiques de rayons* et *les méthodes asymptotiques de courants.*

Les méthodes exactes (numériques) sont basées sur la résolution numérique de l'une des équations intégrales de l'électromagnétisme dont l'inconnu est la densité de courant de surface (EFIE,MFIE,CFIE), la résolution de ces équations se fait soit par la méthode des moments (MoM) [BP81], ou par la méthode des différences finies [Har68]. Cependant, l'handicap majeur des méthodes numériques est leurs limitation aux objets de taille moyenne (quelques dizaines de longueur d'onde), encombrement mémoire, temps de calcul très important pour des cibles complexes de grandes taille (Scène réelles).

Les méthodes hautes fréquences sont applicables seulement pour des géométries de forme simple, qui sont facilement descriptibles mathématiquement (tels que les surfaces élémentaires et les courbures simples qui représentent les bords). Si les surfaces ou les bords ne peuvent pas être représentés par un modèle mathématique simple, il faut donc les remplacer par des géométries mathématiquement représentables. Donc, nous sommes obligé de modéliser les cibles complexes par une combinaison de cibles élémentaires de surfaces simples.

Probablement la méthode la plus simple et la plus ancienne est la méthode de l'Optique Géométrique (OG) [Wia95], développée il y a plusieurs années dans les premières études sur la lumière (l'optique). La surface équivalente radar (SER) est donnée par une formule simple qui implique seulement les rayons locales de la courbure près du point spéculaire. Cependant, cette simple formulation devient limitée si un ou les deux rayons de courbure deviennent infinis, comme le cas d'un cylindre ou d'une plaque.

La méthode de l'Optique Physique (OP) donne un résultat correct pour cette faille de l'Optique Géométrique (OG) si la surface n'est pas aussi petite, et si la direction de diffusion n'est pas loin de la direction spéculaire. Cependant, l'Optique Physique (OP) est limitée pour les angles loin de la direction spéculaire. La raison de la défaillance de l'Optique Physique (OP) est qu'elle ignore la contribution des bords. Pour prendre en compte cette contribution, nous faisons appel à la théorie géométrique de la diffraction (TGD) [Kel62], qui donne des résultats remarquables pour une large variété de problèmes de diffraction, notons que la TGD est basée sur des solutions canoniques pour la diffraction par une arête. Cependant, la TGD est limitée aux régions de transition d'ombre et la réflexion aux limites, et aux caustiques (discontinuité du champ). La Méthode des Courants Equivalents (MCE) a été développée pour surmonter les limites de la TGD prés des caustiques [Mic84], mais cette méthode ne s'adresse pas aux singularités dans les coefficients de diffraction. Ufimtsev a développé la

théorie physique de diffraction (TPD) pour le traitement des problèmes des bords [Ufi57, Ufi71]. La Théorie Physique de la Diffraction est une combinaison entre l'Optique Physique (OP) et la Méthode des Courants Equivalents (MCE).

1.7 Approches pour le calcul de la SER de cibles complexes

Dans les sections précédentes, différentes méthodes asymptotiques ont été présentées et appliquées pour des cibles simples à savoir (une plaque triangulaire, circulaire, triangulaire, sphère...), mais la plus part des cibles radar ont une géométrie complexe ce qui implique plusieurs phénomènes d'interaction entre les les différents objets diffractant de la géométrie. L'interaction entre les différents objets diffractant cause des variations rapides dans la SER en fonction de l'angle d'observation. Pour calculer la SER d'une cible complexe, il existe plusieurs approches, parmi ces approches : la méthode de composantes géométriques, et l'approche de maillage triangulaire d'une cible de géométrie complexe.

1.7.1 Méthode de décomposition en cibles élémentaires

La méthode de décomposition en cibles élémentaires [Jen95] est parmi les approches les plus efficaces pour la prédiction de la SER. Une cible complexe dans la plupart des cas peut être décomposer en formes canoniques (plaque carrée, sphère, ellipsoïde,...), comme le montre la figure 1.18. L'estimation de la SER totale de la cible s'obtient en faisant la somme de la contribution de toute les primitives, en négligeant les interactions entre elles. Quand la contribution de chacun des composants de la cible est ajoutée, l'addition peut être faite d'une façon cohérente ou non-cohérente, dans le premier cas, la phase relative de chaque terme est prise en compte dans la somme, tandis que dans le deuxième cas, seulement les amplitudes de chaque terme sont additionnées. Pour un nombre N, de primitives, le champ diffusé cohérent est :

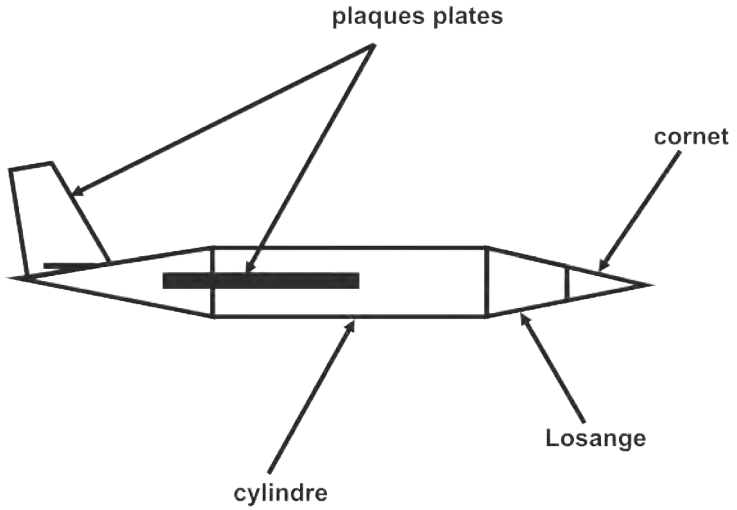


Figure 1.18 — Méthode de composantes géométriques pour un avion.

$$\vec{E_s} = \sum_{N}^{n=1} \left(\vec{E_s}\right)_n \tag{1.64}$$

1.7.2 Approche de maillage

Une autre approche pour améliorer le modèle d'une cible de géométrie complexe est la représentation avec des facettes (patches), comme celle qu'on utilise dans la méthode des moment (MoM). Le maillage triangulaire d'une cible, est plus flexible pour modéliser une cible de géométrie arbitraire. La figure 1.19, représente un modèle d'une cible maillée avec des facettes triangulaires.

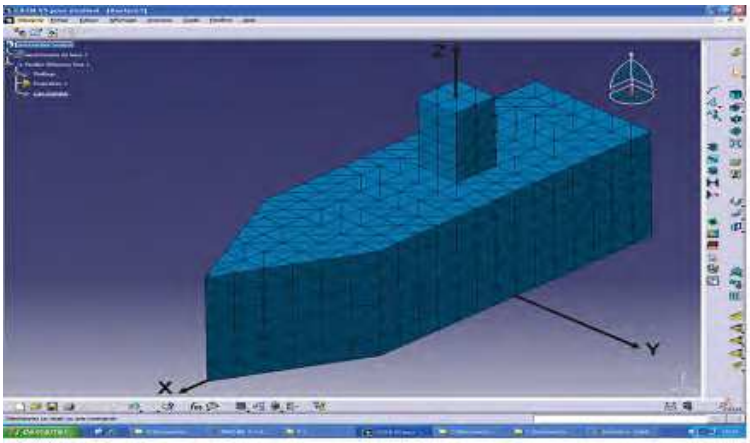


Figure 1.19 — Exemple d'une cible maillée

.

1.7.3 Conclusion

Nous avons présenté, deux techniques pour la modélisation géométrique d'une cible complexe, la première est la technique de décomposition en cibles élémentaires qui consiste à décomposer une cible complexe en plusieurs cibles canoniques, ce qui permet de calculer le champ électromagnétique diffusé par la cible. Ce champ est la contribution des champs diffusés par chacune des cibles canoniques, cette technique ne tient pas compte des interactions entre les différentes parties de la cible, ce qui représente une limitation, si nous voulons modéliser une scène réaliste et s'approcher le plus possible de scène réaliste. Une autre technique, plus utilisée et plus efficace, qui consiste à décomposer la cible en plusieurs facettes (triangulaires, carrées,..). Dans ce cas le champ diffusé est obtenu par la sommation de la contribution de toutes les facettes visibles. Dans le cadre des travaux présentés dans ce manuscrit, nous avons opté pour cette technique, qui nous a permis une trés bonne réprésentation ou modélisation géométrique de la cible et de tenir compte de plusieurs mécanismes de dispersion mis en jeu lors de l'interaction d'une onde électromagnétique avec une cible complexe.

1.8 Conclusion

Nous avons brièvement rappelé dans ce chapitre quelques éléments de l'électromagnétisme nécessaire à la résolution de notre problème. En commençant par présenter le fonctionnement fondamentale du système radar. Nous avons également introduit des notions et définitions permettant de caractériser la propagation des ondes électromagnétiques et leurs diffusion par des obstacles, ainsi que par des surfaces. Ensuite, une synthèse a été présentée sur les méthodes les plus connues pour résoudre les problèmes de diffusion et de diffraction d'ondes

EM telles que les méthodes exactes (numériques) et les méthodes asymptotiques en haute fréquence ont été présentées et classifiées.

Le choix d'une méthode dépends essentiellement des caractéristiques de la surface et la géométrie de la cible, la fréquence de l'onde incidente ainsi qu'un bon compromis entre la précision des résultats et le temps de calcul désiré (CPU).

Ce travail nous a permis de réaliser la modélisation de la diffusion EM par une cible integrée dans son environnement marin (cible+surface maritime) et d'opter pour les méthodes asymptotiques qui présentent l'avantage de réduire considérablement le temps de calcul et l'éspace mémoire.

L'étude et synthèse présentées dans ce chapitre nous a conduit retenir la combinaison des méthodes asymptotiques les mieux adaptées à notre problématique que nous allons exposé et détailler dans le chapitre suivant.

CHAPITRE 2

Calcul de la SER bi-statique d'une cible complexe

Sommaire

2.1 Introduction **49**
2.2 Problématique et Méthodologie **51**
2.3 Modélisation géométrique d'une cible complexe **51**
2.4 Méthodes asymptotiques retenues (OG, OP, MCE) **55**
2.5 Résultats de simulation **71**
2.6 Conclusion **76**

Aprés avoir présenté dans le chapitre précédent le formalisme électromagnétique et les différentes méthodes utilisées dans l'éstimation du champ diffusé par une cible quelconque. Nous allons aborder dans ce chapitre plus en détails l'application des méthodes asymptotiques retenue pour modéliser et calculer le champ diffusé par une cible complexe.

2.1 Introduction

La détection et l'identification de cibles complexes sur la surface de mer sont parmi les problèmes les plus difficiles en télédétection [XJ09] [UE90]. Ainsi, afin d'aider à répondre à cette problématique, la maîtrise des phénomènes électromagnétiques mis en jeux est essentiel. L'un des phénomènes important concerne les interactions entre une onde électromagnétique et une cible radar (notamment complexe). Ces interactions sont traduites via l'estimation et l'analyse de la signature électromagnétique de cibles (champ électromagnétique et/ou SER). Pendant de nombreuses années, les ingénieurs ont étudié comment les propriétés géométriques et physiques des objets complexes affectent le comportement de la réponse électromagnétique rétro-diffusée.

Le problème du calcul de la Surface Équivalente Radar (SER) d'une cible complexe peut être réduit, dans des cas particuliers, à un ensemble de problèmes portant sur le calcul de la SER de formes relativement simples, avec laquelle les différentes parties de la cible sont rapprochées, et puis les résultats sont additionnés d'une façon vectorielle [You89].

Les méthodes asymptotiques en haute fréquence telles que la théorie géométrique de la diffraction (TGD) et la théorie uniforme de la diffraction (UTD), l'Optique Physique (OP) et la théorie physique de la diffraction (TPD) demeurent une des solutions pour les problèmes

de diffusion impliquant de grandes cibles de formes arbitraires comme les avions, hélicoptères, missiles, des chars et des navires, à des hautes fréquences radar. Mais à l'heure actuelle leur mise en oeuvre sur ordinateur est en évolution rapide en raison des modélisations utilisées. En particulier, les formes pour lesquelles des techniques à haute fréquence sont appliquées sont d'une complexité croissante et nécessite des outils et codes informatiques permettant de gérer automatiquement la modélisation et la conception géométrique [CJS69].

La détermination analytique de la diffusion par de cibles complexes telles que les aéronefs, les navires est extrêmement difficile, voir impossible. Certains codes informatiques capables de fournir des solutions numériques dans des configurations et situations particulières sont disponibles [BP81] [CJS69]. D'autre part selon la direction d'incidence et d'observation, des réponses électromagnétiques élevées d'une cible complexe peuvent être considérées comme étant composées de contributions d'un certain nombre de centres de diffusion [BS91].

La cible complexe est représentée par une série de facettes triangulaires et d'arêtes dans un modèle tridimensionnel $3D$. Un front d'onde plane est lancé vers la cible. L'étude de la propagation de ce front d'onde permet de simuler la propagation de l'onde plane. Chaque intersection entre l'onde plane incidente et la cible génère de multiples rayons secondaires (rayons réfléchis, rayons diffractés). Ces interactions consomment environ 90% du temps de calcul des logiciels pour les identifier. Il existe plusieurs techniques développées en haute fréquence pour l'accélération des calculs du champ diffusé par une cible parfaitement conductrice. Nous citons par exemple la technique GRECO [RFJ93, RVlA95] qui utilise les modules d'accélération des calculs d'une station de travail $3D$.

Dans ce chapitre, nous traitons l'interaction entre une onde électromagnétique et une cible complexe $3D$, cette interaction est traduite par le calcul de la SER. Les phénomènes pris en compte lors de cette interaction sont la diffusion spéculaire des surfaces illuminées par l'utilisation de l'Optique Physique (OP), la diffraction par les arêtes calculée par le Méthode des Courants Équivalents, et les doubles réflexions calculées par l'utilisation de l'Optique Géométrique (OG) suivie de l'Optique Physique (OP) pour la dernière réflexion.

Notre but est de développer une méthodologie de calcul de la SER de cibles complexes $3D$, quelques soit l'orientation et la forme de la cible en la modélisant avec une série de facettes triangulaires et d'arêtes.

Tout d'abord commençons par la problématique et la méthodologie, puis nous exposons la modélisation géométrique d'une cible complexe et les différents mécanismes de dispersion présents lors de l'interaction d'une onde électromagnétique et une cible complexe. Nous mettons l'accent sur le test de visibilité qui nous a permis de sélectionner les facettes visibles pour une position donnée du radar (à l'émission et à la reception). Nous présentons ensuite, les méthodes asymptotiques adoptées en commençant par l'Optique Géométrique (OG). Puis, nous présentons l'implémentation de l'Optique Physique (OP) pour une facette triangulaire orientée arbitrairement dans l'espace $3D$ et les différents outils nécessaires à cette modélisation. Avant de présenter les résultats de simulation, nous traitons le problème de la diffraction par les arêtes, dont l'application de la méthode des courants équivalents pour une arête parfaitement conductrice. Finalement nous exposerons les résultats de simulation obtenues en appliquant les différentes méthodes étudiées et retenues .

2.2 Problématique et Méthodologie

Nous avons abordé brièvement dans le chapitre précédent la problématique de calcul du champ diffusé par une cible complexe de forme arbitraire, ainsi nous avons présenté deux approches pour le calucl de la SER de cibles complexes à savoir la méthodes des composants géométrique (section II.7.1, du chapitre 2), et l'approche du maillage triangulaire surfacique de la cible (section II.7.2, du chapitre 2).

Dans la suite de notre travail, nous avons opté pour l'approche du maillage triangulaire puisqu'elle présente l'avantage de ramener le problème de calcul du champ diffusé par la cible au calcule de la diffusion par un seul type de géométrie (triangle). Le point de départ de notre travail est basé sur le logiciel POFACET [Cha04] développé sous MATLAB à l'école naval de Monterey en 2004. Ce logiciel utilise un maillage triangulaire pour la description de la cible, et l'Optique Physique (OP) pour calculer le champ diffusé au premier ordre. Il ne tient pas compte de la diffraction par les arêtes et les réflexions multiples. Afin de réaliser un modèle plus réaliste nous avons étendu notre application à la prise en compte de réflexions multiples, ainsi que la diffraction par les arêtes.

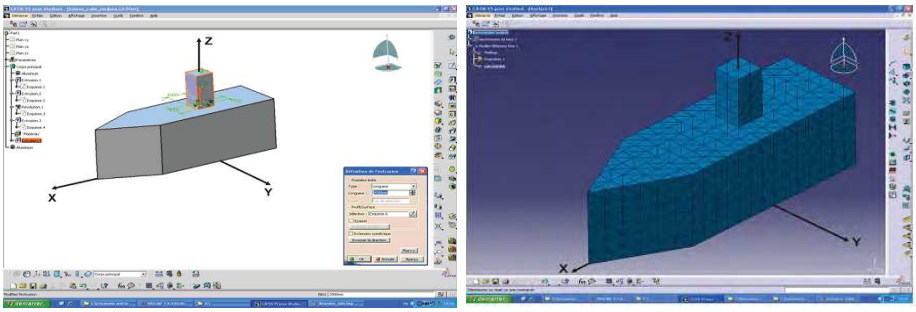
Comme nous avons opté pour les méthodes asymptotiques, l'une des hypothèses de base de ces méthodes consiste à prendre en compte les courants surfaciques sur les surfaces illuminées par l'onde incidente. Ce qui revient à identifier les facettes visibles par l'émétteur et le récepteur avant de passer au calcul du champ diffusé. Ceci nous a permis de diviser notre travail en deux parties bien distinctes : la première partie consiste en une analyse de la géométrique de la cible, et la deuxième partie porte sur le calcul du champ diffusé.

2.3 Modélisation géométrique d'une cible complexe

La plupart des simulateurs de calcul électromagnétiques présents dans la litterature (annexe A) XPatch, FEKO, SAF, FISC, POFACET utilisent de manière systématique la conception assistée par ordinateur pour concevoir des objets complexes. Dans notre travail, nous avons adopté le logiciel CATIA V5, qui est généralement utilisé dans le domaine mécanique. La figure 2.1-a présente un modèle réalisé et qui correspond à un simple petit bateau de $10\,m$ de longueur, $5\,m$ de hauteur et $3\,m$ de largeur, dans le repère (XYZ). La longueur est orientée selon l'axe (OX), la largeur selon l'axe (OY) et la hauteur selon l'axe (OZ). La connaissance des dimensions d'une cible ainsi que son positionnement dans le repère $3D$ (XYZ) sont nécessaires pour le calcul de la SER [BkC10].

2.3.1 Conception et maillage d'une cible

La première étape dans le calcul de la surface équivalente radar SER d'une cible est de bien définir et positionner la cible dans son repère comme nous l'avons déjà citée plus haut (figure 2.1-a). Dans le cadre de développement de notre méthodologie, le calcul analytique et numérique devient de plus en plus complexe en fonction de la complexité de la cible. Afin de traiter les cibles complexes, nous avons eu recours au logiciel CATIA V5 pour réaliser le maillage surfacique en facettes triangulaires comme le montre la figure 2.1-b. En sortie le logiciel CATIA V5 nous fournit un fichier (*.dat) qui contient le tableau de coordonnées des trois sommets de toutes les facettes triangulaires (figure 2.2). Afin de pouvoir lire ce fichier nous avons assuré une conversion de format et de structure de ce dernier que nous avons intégré dans notre plateforme de calcul, un exemple est illustré par la figure 2.3. Il est à



(a) Un modèle CAO d'une cible (b) Cible maillée sous CATIA

Figure 2.1 — Modèle CAO d'une cible et son maillage surfacique

noter que d'autres logiciels et outils permettrons aussi la conception et le maillage de cibles complexes, on peut citer notamment ABAQUS, AUTOCAD, FEKO.

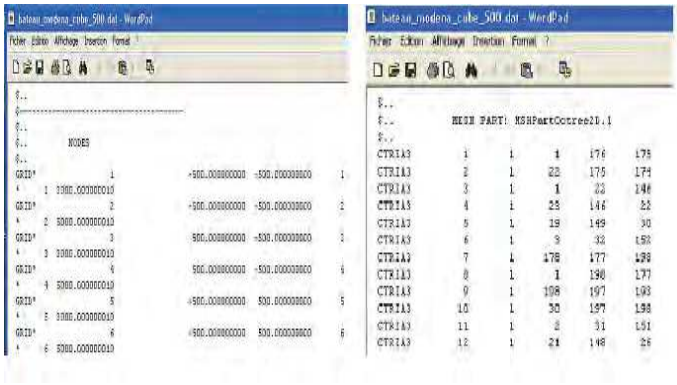


Figure 2.2 — Exemple de fichier *.dat récupéré sous CATIA

.

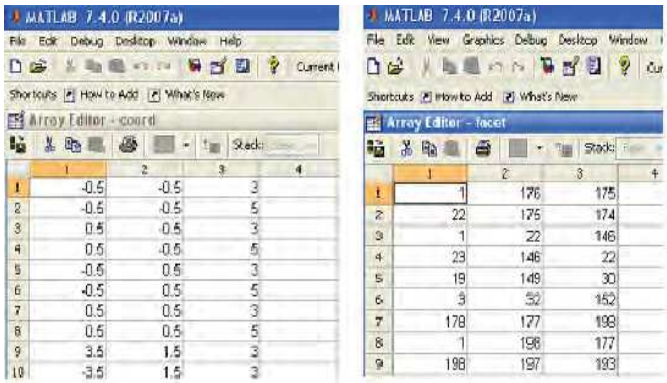


Figure 2.3 — Exemple de fichier *.mat généré sous MATLAB (qui représentent les coordonnées da chaque facette, ainsi que son positionnement)

.

2.3.2 Mécanismes de dispersion

Le calcul de la SER d'une cible complexe $3D$, implique différents mécanismes de dispersion. Quelques mécanismes sont représentés sur la figure 2.4 tels que : la réflexion spéculaire

par les surfaces, la réflexion au niveau des cavités, les réflexions multiples (l'écho d'interaction), la diffraction par les arêtes, les échos de discontinuités, la diffraction par un coin, les ondes de surface, la diffraction par une discontinuité de courbure...etc.

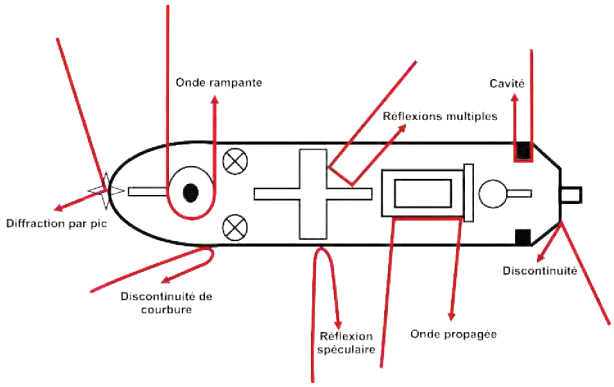
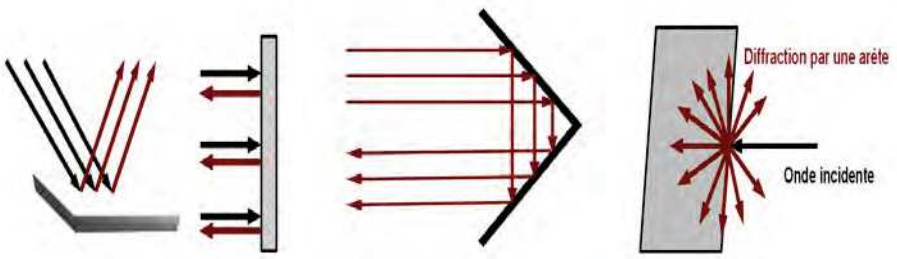


Figure 2.4 — Mécanismes de dispersion

Comme notre travail dans cemanuscrit est mené principalement dans bande X (ondes centimétriques), les mécanismes de dispersion les plus importants sont : la réflexion spéculaire par la surface, les réflexions multiples, la diffraction par les arêtes, la réflexion au niveau des cavités. Nous considérons les mécanismes suivants : réflexion spéculaire, diffraction par les arêtes [Mic86b, BkC10], les réflexions multiples [BkC10], et les effets d'ombrage [BkC10, TAT97]. Nous explicitons dans ce qui suit ces différentes mécanismes de dispersion qui ont été pris en compte dans notre méthodologie de calcul.

2.3.2.1 Réflexion spéculaire

La réflexion spéculaire se produit lorsque l'on se place dans la direction pour laquelle l'onde électromagnétique diffuse le maximum d'énergie. Afin de mieux illustrer ce phénomène, nous considérons le cas d'une plaque rectangulaire, si l'onde émise est perpendiculaire à la cible l'onde réfléchie se dirige alors vers la source comme le montre la figure 2.5-a.



(a) Reflexion spéculaire (b) Reflexions Mutiples (c) Diffraction aux arêtes

Figure 2.5 — Mécanismes de dispersion pris en compte dans la méthodologie de calcul de la SER

.

2.3.2.2 Réflexions multiples

En fonction de la géométrie de la cible, une onde électromagnétique interceptée par une surface de la cible peut avoir plusieurs réflexions qui dépendent de celle-ci. Il y a alors création d'interférences qui peuvent êtres destructrices ou constructives (elles se retranchent ou s'ajoutent avec d'autres ondes réfléchies). Le cas le plus connu est celui du dièdre et du trièdre qui illustre parfaitement ces réflexions multiples comme le montre la figure 2.5-b.

2.3.2.3 Diffraction aux arêtes

Les champs diffractés sont ceux dispersés dans les discontinuités telles que les bords. Les ondes diffractées à partir de ces discontinuités sont moins intenses que les ondes réfléchies par les surfaces, mais elles peuvent émerger au cours d'une large gamme d'angles. Un exemple est illustré sur la figure 2.5-c.

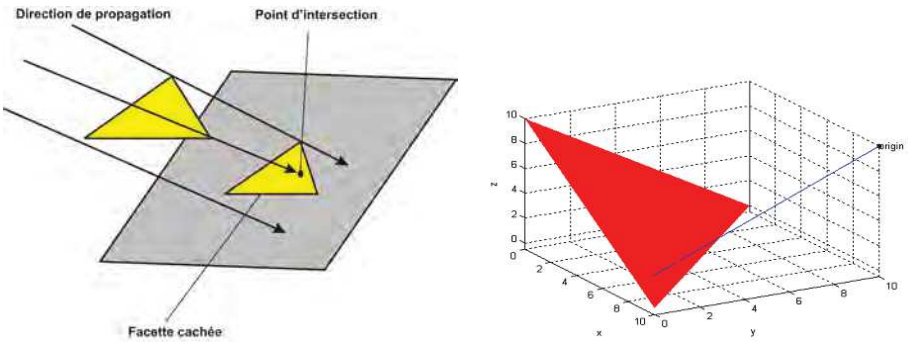
2.3.2.4 Effets d'ombrage

L'observation des effets d'ombrage est introduite pour éliminer les effets des facettes non pertinentes à la diffusion. Ainsi, il faut identifier les facettes (triangles) de la scène qui sont visibles par l'émetteur et le récepteur à chaque moment de l'acquisition.

2.3.2.4.1 Test de visibilité Quand une onde électromagnétique incidente intercepte une cible, une partie de sa surface est éclairée et le reste est sombre, selon la direction de propagation à l'égard de la cible. En outre, certaines parties de la cible peuvent être cachées par d'autres parties. Par exemple les ailes d'un avion cachent certaines parties de l'avion pour certains angles d'illumination. Dans l'approximation de l'Optique Physique, les contributions de ces régions ombrées devraient être éliminées dans le calcul de la SER. Le software POFACET utilise un simple test d'illumination. Ce test a été appliqué à chaque facette triangulaire qui permet de savoir si cette facette est éclairée ou non. Le test consiste à calculer le produit scalaire entre le vecteur unitaire normal à la facette et le vecteur incident. Si le produit scalaire est supérieur à 0, alors cette facette triangulaire est dite éclairée et sa contribution est ajoutée au champ total diffusé. Sinon, la contribution de ce triangle est éliminée.

Dans le cas de développement de notre étude, nous considérons un modèle arbitraire d'une cible complexe discrétisée en facettes triangulaires, dont nous ne connaissons pas la direction de la normale à chaque facette, ni une information préalable sur la visibilité. Autrement dit, nous définissons notre modèle de cible maillée par un ensemble de sommets dont nous connaissons les coordonnées dans le repère globale. A partir de ces coordonnées nous calculons la normale de chaque facette, ainsi que nous utilisons le simple test de visibilité plus l'algorithme du peintre pour déterminer les facettes cachées par d'autres facettes selon la direction d'illumination.

2.3.2.4.2 Principe de l'algorithme du peintre Au début du processus, la première facette est considérée et toutes les autres sont testées pour vérifier si cette facette pointée est ombrée par d'autres ou pas. Un rayon, passant par un certain point de la première facette et dans la direction de propagation, est défini. L'idée principale est basée sur le principe d'intersection entre un rayon et un triangle. La situation est illustrée dans la figure 2.6 et explicitée en annexe C



(a) Visibilité d'une facette (b) Intersection rayon triangle

Figure 2.6 — Principe de test de visibilité

.

Pour une position donnée de l'émetteur, une par une, chaque facette triangulaire est testée, en utilisant le même triangle pris initialement. Les facettes illuminées pas sont enregistrées dans un tableau. En calculant la distance à partir de chaque facette cachée au point d'observation, la facette la plus proche sera illuminée et les autres seront des facettes cachées (non illuminées). De cette façon, l'imprécision dans le calcul de la SER en raison de l'effet de l'ombrage est réduite au minimum.

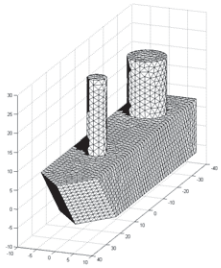
Ce test utilise la normale de chaque facette de l'objet. Si l'angle entre cette normale et le vecteur allant d'un point de la facette jusqu'au récepteur est inférieur à 90 degrés, alors la facette est visible sinon elle n'est pas visible. Pour implémenter cet algorithme, nous avons accompli les tâches suivantes :

1. Nous avons calculé les normales de toutes les facettes.
2. Nous avons calculé le vecteur de direction entre la position du radar et le centre de la première facette.
3. Nous avons calculé le produit scalaire entre la normale et ce vecteur. Si ce produit scalaire est supérieur à zéro, la facette est visible.
4. Nous avons cherché si ce vecteur n'intercepte pas d'autres facettes, si oui nous calculons la distance entre la position du radar et le centre de la première facette et le point d'intersection de la deuxième facette, la facette la plus proche du radar sera la facette illuminée.

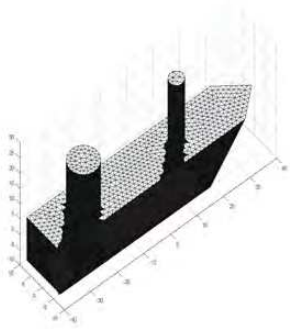
2.3.2.4.3 Exemple de validation de l'algorithme du peintre Afin de valider l'application de ce test de visibilité, une configuration mono-statique définie par $(\theta,\ \phi) = (45°, 45°)$ est réalisée. Le résultat obtenu est illustré sur la figure 2.7 par un bateau générique qui a été retenu pour l'application concernant l'imagerie radar d'une scène en présence d'une cible complexe (chapitre 5). Nous avons attribué la couleur blanche aux facettes visibles et la couleur noir aux facettes cachées. Ce test montre bien le bon déroulement du critère de visibilité adopté.

2.4 Méthodes asymptotiques retenues (OG, OP, MCE)

L'étude effectuée au chapitre 2 précédent nous a permis de connaître les caractéristiques des ondes électromagnétiques, ainsi que les différentes méthodes généralement utilisées pour



(a) Facettes visibles en blanc



(b) Facettes cachées en noir

Figure 2.7 — Test de visibilité pour $(\theta,\ \phi) = (45°, 45°)$

.

le calcul du champ électromagnétique diffusé par un objet de forme arbitraire.

Dans l'objectif d'exprimer le champ réfléchi ou diffusé par une surface d'un objet complexe, nous avons opté pour les méthodes asymptotiques, ces méthodes s'appuient sur les solutions données par les équations de Maxwell, dont nous utilisons le développement asymptotique aux premiers ordres en hautes fréquences. Elles sont typiquement valables pour des objets dont les dimensions sont grandes devant la longueur d'onde λ. L'Optique Géométrique (OG) est adoptée dans notre stratégie de calcul pour la modélisation des réflexions multiples entres les facettes. Nous présentons dans ce qui suit l'application de l'OG à ces fins, notamment la détermination de la direction spéculaire qui permet par la suite le calcul exacte des surfaces qui contribentt aux doubles réflexions. Ensuite, nous passons à la formulation générale de l'Optique Physique (OP) ainsi que son application à une facette triangulaire, puis nous traitons le phénomène de la diffraction via la Méthode des Courants Equivalents (MCE).

2.4.1 Application de l'Optique Géométrique (OG)

L'Optique Géométrique(OG) est basée sur le principe de Fermat, elle sera utilisée dans le développement de notre modèle de calcul de la SER d'une cible complexe de forme arbitraire et orientée de façon arbitraire dans l'espace $3D$. Elle permet notamment la prise en compte des interactions multiples qui sont exposées dans ce chapitre. dans ce sens, un petit rappel sur la propagation des rayons est nécessaire pour notre modélisation. Lorsque un rayon incident intercepte une surface S, il donne automatiquement naissance à un rayon réfléchi dans la direction spéculaire selon les lois de Snell descartes, comme le montre la figure 2.8. Il a été démontré par le principe de localité que l'on peut déterminer le champ réfléchi au point Q associé au rayon réfléchi en ce même point en fonction de champ incident. Ainsi, nous introduisons un système de coordonnées locales [MPM90], exprimé dans les bases orthonormées incidente et réfléchie liées respectivement aux rayons incident et réfléchi. B_i est la base de décomposition incidente définie par :

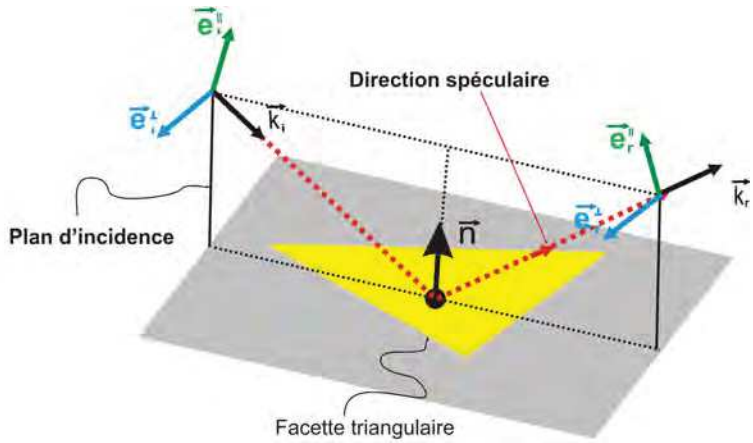


Figure 2.8 — Réflexion spéculaire d'une onde plane par une surface plane

$$\begin{aligned} \vec{e_i^{\parallel}} &= \frac{\vec{k_i} \times (\vec{n} \times \vec{k_i})}{\left\| \vec{k_i} \times (\vec{n} \times \vec{k_i}) \right\|} \\ \vec{e_i^{\perp}} &= \vec{k_i} \times \vec{e_i^{\parallel}} \end{aligned} \tag{2.1}$$

Où $\vec{e_i^{\parallel}}$ représente le vecteur unitaire contenu dans le plan d'incidence formé par les vecteurs $(\vec{k_i}, \vec{n})$ et perpendiculaire à $\vec{k_i}$. $\vec{e_i^{\perp}}$ est un vecteur unitaire perpendiculaire au plan d'incidence. B_r est la base de décomposition réfléchie définie par :

$$\begin{aligned} \vec{e_r^{\parallel}} &= \frac{\vec{k_r} \times (\vec{n} \times \vec{k_r})}{\left\| \vec{k_r} \times (\vec{n} \times) \vec{k_r} \right\|} \\ \vec{e_r^{\perp}} &= \vec{k_r} \times \vec{e_r^{\parallel}} \end{aligned} \tag{2.2}$$

Où $\vec{e_r^{\parallel}}$ représente le vecteur unitaire contenu dans le plan de réflexion formé par les vecteurs $(\vec{k_r}, \vec{n})$ et perpendiculaire à $\vec{k_r}$. $\vec{e_r^{\perp}}$ est un vecteur unitaire perpendiculaire au plan d'incidence. Nous considérons dans notre modèle que le maximum d'énergie est dans la direction de réflexion spéculaire définie par la relation suivante :

$$\vec{k_{sp}} = \vec{k_i} - 2(\vec{n} \cdot \vec{k_i})\vec{n} \tag{2.3}$$

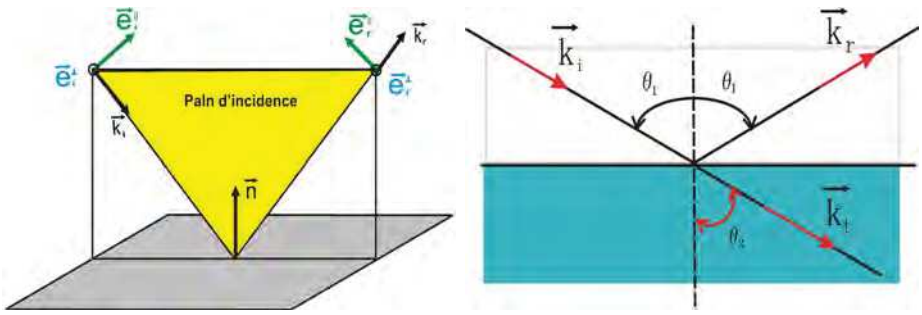
Finalement, nous pouvons écrire les champs incident et réfléchi dans ces bases comme suit :

$$\begin{aligned} \vec{U_i} &= \vec{U_i}^{\parallel} \vec{e_r^{\parallel}} + \vec{U_i}^{\perp} \vec{e_r^{\perp}} \\ \vec{U_r} &= \vec{U_r}^{\parallel} \vec{e_r^{\parallel}} + \vec{U_r}^{\perp} \vec{e_r^{\perp}} \end{aligned} \tag{2.4}$$

Où $\vec{U_i}$ et $\vec{U_r}$ représente d'une manière générale respectivement le champs incident et le champ réfléchi.

2.4.1.1 Polarisation de l'onde électromagnétique

Le comportement des vecteurs électrique et magnétique (consitituant l'onde incidente et réfléchie), au cours de la propagation de l'onde est décrit par la polarisation de cette onde. Cette polarisation indique les directions que prend le vecteur champ électrique dans le plan orthogonal au vecteur d'onde $\vec{k_i}$ comme l'indique la figure 2.9-a. La composante normale



(a) Base de polarisation de l'onde incidente et reflichie respectivement

(b) Réflexion et transmission d'une onde électromagnétique entre deux milieux

Figure 2.9 — Base de polarisation et coéfficients de Réflexion

.

du champ électrique au plan d'incidence est appelée la composante Transverse Electrique (TE), ou encore composante perpendiculaire. Elle est portée par le vecteur $\vec{e}_i^{\perp}$, son expresion est donnée par 2.1. A l'inverse, la composante du champ electrique appartenant au plan d'incidence est appelée Transverse Magnetique (TM) ou parallèle.

2.4.1.2 Coefficients de réflexion

Afin d'établir les coefficents de réflexion entre deux milieux (1) et (2) caracterisés respectivement par la permittivité relative (ϵ_{r1}, ϵ_{r2}) et la permeabilité relative (μ_{r1}, μ_{r2}) respictivement comme le montre la figure 2.9-b. Une onde incidente donne naissance à deux ondes, une onde transmise et une onde réfléchie. Ainsi, le champ total dans le milieu (1) est la somme du champ incident et du champ réfléchi. La continuité des composantes tangentielles imposée par la condition de continuité (voir chapitre 1, section (I.2.1.3.Conditions aux limites), débouche sur la loi de Snell-Descartes donnée au paragraphe (I.5.2.1.a L'Optique Géométrique (OG), du chapitre 2)

$$\sqrt{\epsilon_{r1}\mu_{r1}}\sin\theta_1 = \sqrt{\epsilon_{r2}\mu_{r2}}\sin\theta_2 \tag{2.5}$$

Considérons le cas où les milieux (1) et (2) sont de nature dielectrique, alors $\mu_{r1} = \mu_{r2} = 1$. Les coefficients de Fresnel permettent d'exprimer l'onde réflechie à l'interface entre l'air (milieu (1), $\epsilon_{r1} = 1$) vers un diélectrique (milieu (2)) sont exprimés par :

$$R_{\perp} = \frac{\cos\theta_1 - \sqrt{\epsilon_{r2} - \sin\theta_1^2}}{\epsilon_{r2}\cos\theta_1 + \sqrt{\epsilon_{r2} - \sin\theta_1^2}} \tag{2.6}$$

$$R_{//} = \frac{\epsilon_{r2}\cos\theta_1 - \sqrt{\epsilon_{r2} - \sin\theta_1^2}}{\epsilon_{r2}\cos\theta_1 + \sqrt{\epsilon_{r2} - \sin\theta_1^2}} \tag{2.7}$$

où $R_{\perp}$ et $R_{//}$ representent les coefficients de Fresnel pour les deux cas de polarisation (perpendiculaire et parallèle). Pour des milieux non magnétiques, linéaires, homogènes et isotropes. Dans le cas où le milieu (2) est un conducteur parfait, ces coefficients de réflexion sont donnés par :

$$\begin{aligned} R_{\perp} &= 1 \\ R_{//} &= -1 \end{aligned} \tag{2.8}$$

Ces expressions sont utilisées dans le cas des surfaces dièlectriques du type la surface maritime dans le chapitre 4.

2.4.1.3 Formulation générale de l'Optique Physique (OP)

Nous souhaitons calculer le champ rayonné par une surface quelconque S en un point P quelconque de l'éspace [1]. Nous pouvons exprimer les champs diffusés ($\vec{E}_s$, $\vec{H}_s$) en fonction des potentiels vecteurs électrique et magnétique ($\vec{A}_e$, $\vec{A}_m$) et des potentiels scalaire électrique et magnétique(V_e, V_m) comme suit :

$$\vec{E}_s = -j\omega\vec{A}_e - \vec{\nabla}V_e - \frac{1}{\epsilon_0}\vec{\nabla}\times\vec{A}_m \tag{2.9}$$

$$\vec{H}_s = -j\omega\vec{A}_m - \vec{\nabla}V_m + \frac{1}{\mu_0}\vec{\nabla}\times\vec{A}_e \tag{2.10}$$

Le rayonnement des courants surfaciques au point P, permettent d'écrire les expressions des potentiels vecteurs comme suit :

$$\vec{A}_e = \frac{\mu_0}{4\pi}\int_S \vec{J}\psi dS \tag{2.11}$$

$$\vec{A}_m = \frac{\epsilon_0}{4\pi}\int_S \vec{M}\psi dS \tag{2.12}$$

Avec ψ est la fonction d'onde donnée par :

$$\psi = \frac{e^{-jkr}}{r} \tag{2.13}$$

Les potentiels scalaires V_e et V_m s'écrivent à leur tour comme suit :

1. Afin d'alléger les écritures des équations, nous avons supprimé le point P dans nos équations

$$V_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\int_S \rho_e \psi dS \tag{2.14}$$

$$V_m = \frac{1}{4\pi\mu_0}\int_S \rho_m \psi dS \tag{2.15}$$

Les potentiels vecteurs et scalaires sont liés par la relation de Lorentz :

$$\nabla \cdot \vec{A} = -j\omega\epsilon_0\mu_0 V \tag{2.16}$$

la substitution des équation 2.11, 2.12 et 2.14, 2.15 dans les équation 2.9 et 2.10, nous donne la représentation intégrale des champs diffusés :

$$\vec{E}_s = -\frac{-j\omega\mu_0}{4\pi}\int_S \vec{J}\psi dS - \frac{-j}{4\pi\epsilon_0\omega}\int_S \vec{\nabla}\left(\vec{\nabla}\cdot\vec{J}\psi\right) - \frac{1}{4\pi}\int_S \vec{\nabla}\times\vec{M}\psi \tag{2.17}$$

$$\vec{H}_s = -\frac{-j\omega\epsilon_0}{4\pi}\int_S \vec{M}\psi dS - \frac{-j}{4\pi\mu_0\omega}\int_S \vec{\nabla}\left(\vec{\nabla}\cdot\vec{M}\psi\right) + \frac{1}{4\pi}\int_S \vec{\nabla}\times\vec{J}\psi \tag{2.18}$$

Les courants électriques et magnétiques s'écrivent en fonction du champ électrique et magnétique total à la surface :

$$\vec{J} = \vec{n}\times\vec{H}_T \tag{2.19}$$

$$\vec{M} = -\vec{n}\times\vec{E}_T \tag{2.20}$$

La substitution des équations 2.19 et 2.20 dans les équations 2.17 et 2.18, nous donne les nouvelles expressions du champ électrique et magnétique, connues par les équations de Kotller [Lay04].

$$\vec{E}_s = \frac{j\omega\mu_0}{4\pi}\int_S (\vec{n}\times\vec{H}_T)\psi dS + \frac{j}{4\pi\epsilon_0\omega}\int_S \left((\vec{n}\times\vec{H}_T)\vec{\nabla}\right)\vec{\nabla}\psi - \frac{1}{4\pi}\int_S (\vec{n}\times\vec{H}_T)\times\vec{\nabla}\psi \tag{2.21}$$

$$\vec{H}_s = -\frac{j\omega\mu_0}{4\pi}\int_S (\vec{n}\times\vec{E}_T)\psi dS - \frac{j}{4\pi\mu_0\omega}\int_S \left((\vec{n}\times\vec{E}_T)\vec{\nabla}\right)\vec{\nabla}\psi - \frac{1}{4\pi}\int_S (\vec{n}\times\vec{H}_T)\times\vec{\nabla}\psi \tag{2.22}$$

Il est clair que la représentation intégrale des champs diffusés donnée par le système 2.21 et 2.22, n'a pas de solution analytique pour une surface quelconque. De même le calcul rigoureux des courants surfacique donnés par l'équation 2.19 et 2.20, nécessite la résolution d'une équation intégrale. L'Optique Physique consiste à déterminer asymptotiquement, les courants induits sur la surface par l'onde incidente. Une fois que ces courants sont déterminés, il suffit de les remplacer dans le système 2.21 et 2.22 pour calculer le champ diffusé par ces courants.

Après une série de simplification basée sur l'approximation champ lointain, les expressions du champ 2.21 et 2.22 deviennent alors :

$$\vec{E}_s = \frac{jke^{-jkr}}{4\pi r}\int_{S_i}\left[Z_0\vec{r}_s\times\left(\vec{r}_s\times\vec{J}\right) - \vec{r}_s\times\vec{M}\right]e^{jk\vec{r}_s\vec{r}}dS \tag{2.23}$$

$$\vec{H}_s = \frac{-jke^{-jkr}}{4\pi r} \int_{S_i} \left[-\frac{1}{Z_0} \vec{r}_s \times \left(\vec{r}_s \times \vec{M} \right) + \vec{r}_s \times \vec{J} \right] e^{jk\vec{r}_s \vec{r}} dS \tag{2.24}$$

Où Z_0 est l'impédance du vide, $\vec{r}$ est le vecteur pointant vers un point quelconque de l'espace, et $\vec{r}_s$ est le vecteur unitaire dans la direction d'observation. Ces équations seront utilisée dans la section suivante pour calculer le champ diffusé par une facette triangulaire.

2.4.2 Modélisation électromagnétique du champs diffusé par une facette triangulaire

Dans ce qui suit nous allons présenter l'application de l'Optique Physique(OP) pour évaluer le champ directement diffusé vers le recepteur par simple et double réflexions. Pour cela, nous avons choisi une facette arbitraire pour laquelle nous allons exprimer le champ total en un point Q_1, qui permettra de calculer le champ diffusé vers le récepteur (figure 2.10). Par la suite nous allons exprimer le phénomène de double réflexions entre deux facettes traingulaires.

2.4.2.1 Modélisation du champ diffusé par simple reflexion

Nous nous sommes basé dans le développement qui suit sur les travaux de Filippos Chatzigeorgiadis [Cha04] qui a développé le logiciel POFACET. Nous avons étendu le concept à un cas plus générale(bi-statique + cas diélectrique).

Nous avons choisi de modéliser la cible par une collection de facettes triangulaires (maillage triangulaire surfacique 2.3.1). Ainsi, nous considérons que l'amplitude du champ incident sur la surface de la facette triangulaire est constante. En considérant la géométrie représentée sur la figure 2.10, les expressions du champ électrique $\vec{E}_i$ et magnétique $\vec{H}_i$ incidents en un point Q_1 de la facette sont :

$$\begin{cases} \vec{E}_i\left(Q_1\right) = \left(E_i^{\perp} \vec{e}_{\perp}^{\,i} + E_i^{\parallel} \vec{e}_{\parallel}^{\,i} \right) e^{-jk\vec{r}_i \cdot \vec{EQ}_1} \\ \vec{H}_i\left(Q_1\right) = \left(H_i^{\perp} \vec{e}_{\perp}^{\,i} + H_i^{\parallel} \vec{e}_{\parallel}^{\,i} \right) e^{-jk\vec{r}_i \cdot \vec{EQ}_1} \end{cases} \tag{2.25}$$

La position de l'émetteur est donnée par le point E sur la figure 2.10, le point E est pris comme origine des phases, ainsi le vecteur $\vec{EQ}_1$ peut s'écrire comme suit :

$$\vec{EQ}_1 = \vec{EO} + \vec{OQ}_1 \tag{2.26}$$

Nous remplaçant l'équation 2.26 dans l'équation 2.25, il en résulte que le champ incident au point Q_1 se décompose en produit de deux termes, le premier terme indépendant du point Q_1 et le deuxième dépendant de ce point :

$$\begin{cases} \vec{E}_i\left(Q_1\right) = \left(E_i^{\perp} \vec{e}_{\perp}^{\,i} + E_i^{\parallel} \vec{e}_{\parallel}^{\,i} \right) e^{-jk\vec{r}_i \cdot \left(\vec{EO} + \vec{OQ}_1\right)} \\ \vec{H}_i\left(Q_1\right) = \left(H_i^{\perp} \vec{e}_{\perp}^{\,i} + H_i^{\parallel} \vec{e}_{\parallel}^{\,i} \right) e^{-jk\vec{r}_i \cdot \left(\vec{EO} + \vec{OQ}_1\right)} \end{cases} \tag{2.27}$$

Le réarrangement de l'équation 2.27, nous mène à l'équation 2.28 donnant les nouvelles expressions des champs électrique et magnétique incidents sur un point Q_1 d'une facette donnée :

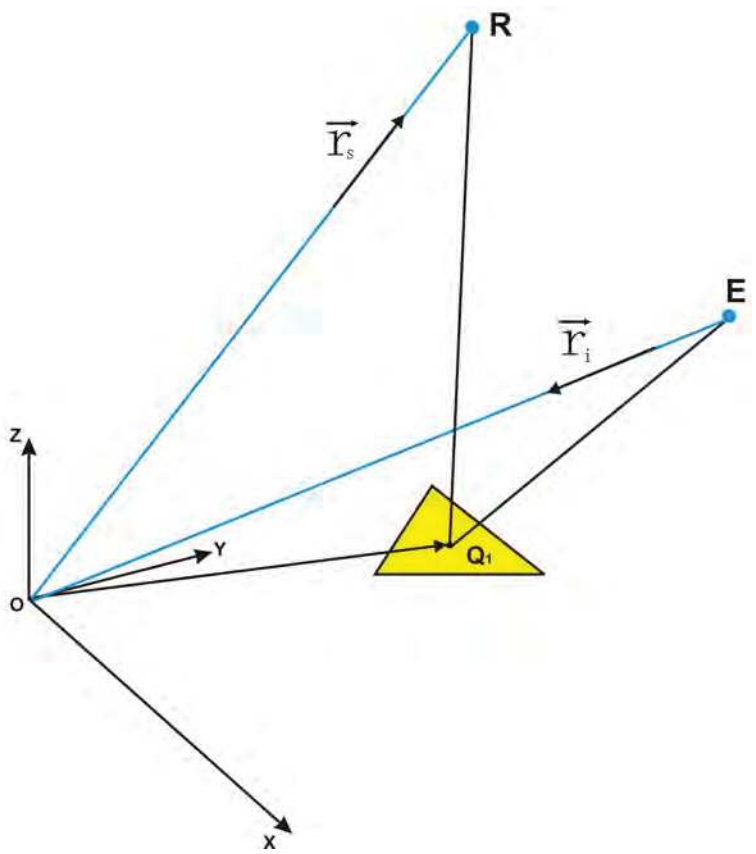


Figure 2.10 — Application de l'Optique Physique à une facette triangulaire

$$\begin{cases} \vec{E}_i\left(Q_1\right) = \left[\left(E_i^{\perp}\vec{e}_{\perp}^{\,i} + E_i^{\parallel}\vec{e}_{\parallel}^{\,i}\right)e^{-jk\vec{r}_i\cdot\vec{EO}}\right]e^{-jk\vec{r}_i\cdot\vec{OQ}_1} \\ \vec{H}_i\left(Q_1\right) = \left[\left(H_i^{\perp}\vec{e}_{\perp}^{\,i} + H_i^{\parallel}\vec{e}_{\parallel}^{\,i}\right)e^{-jk\vec{r}_i\cdot\vec{EO}}\right]e^{-jk\vec{r}_i\cdot\vec{OQ}_1} \end{cases} \tag{2.28}$$

Nous savons que lors de l'interaction de l'onde électromagnétique avec la facette triangulaire, le champ électromagnétique total à la surface de la facette est égal à la somme du champ réfléchi et le champ incident sur la surface au point Q_1 :

$$\begin{cases} \vec{E}_T\left(Q_1\right) = \left[\left(E_i^{\perp}\vec{e}_{\perp}^{\,i} + E_i^{\parallel}\vec{e}_{\parallel}^{\,i}\right) + \left(R_{\parallel}E_r^{\parallel}\vec{e}_{\parallel}^{\,r} + R_{\perp}E_r^{\perp}\vec{e}_{\perp}^{\,r}\right)e^{-jk\vec{r}_i\cdot\vec{EO}}\right]e^{-jk\vec{r}_i\cdot\vec{OQ}_1} \\ \vec{H}_T\left(Q_1\right) = \left[\left(H_i^{\perp}\vec{e}_{\perp}^{\,i} + H_i^{\parallel}\vec{e}_{\parallel}^{\,i}\right) + \left(R_{\parallel}H_r^{\parallel}\vec{e}_{\parallel}^{\,r} + R_{\perp}H_r^{\perp}\vec{e}_{\perp}^{\,r}\right)e^{-jk\vec{r}_i\cdot\vec{EO}}\right]e^{-jk\vec{r}_i\cdot\vec{OQ}_1} \end{cases} \tag{2.29}$$

L'expression de champ électrique diffusé dans la direction du récepteur (point R) sur la figure 2.10 est donnée par :

$$\vec{E}_s = \frac{jke^{-jkr}}{4\pi\, r}\int\int_S \left[Z_0\vec{r_s}\times\left(\vec{r_s}\times\vec{J}\right) + \left(\vec{r_s}\times\vec{M}\right)\right]e^{-jk\vec{r_s}\cdot\vec{Q_1R}}dS. \tag{2.30}$$

Où S désigne la surface illuminée. La position du récepteur est donnée par le point R sur la figure 2.10, ainsi le vecteur $Q_1R(\vec{Q_1R})$ peut s'écrire comme suit :

$$\vec{Q_1R} = \vec{Q_1O} + \vec{OR} \tag{2.31}$$

Nous remplaçons le vecteur $\vec{Q_1R}, (\vec{Q_1R})$ par son expression 2.31, ainsi que les courants électrique et magnétique par leur expressions (2.19 et 2.20) dans l'équation 2.30, nous obtenons l'expressions du champ diffusé suivante :

$$\vec{E}_s = \frac{jke^{-jkr}}{4\pi\, r} \int\int_S \left[Z_0 \vec{r}_s \times \left(\vec{r}_s \times (\vec{n} \times \vec{H}_T) \right) + \left(\vec{r}_s \times (-\vec{n} \times \vec{E}_T) \right) \right] e^{-jk\vec{r}_s \cdot (\vec{Q_1O} + \vec{OR})} dS. \tag{2.32}$$

$$\begin{aligned} \vec{E}_s = \frac{-jke^{-jkr}}{4\pi r} e^{-jk\vec{r}_s \cdot \vec{OR}} (Z_0 \vec{r}_s \times \left[\vec{r}_s \times \left[\vec{n} \times \left(H_i^{\perp} \vec{e}_{\perp}^{\,i} + H_i^{\parallel} \vec{e}_{\parallel}^{\,i} + R_{\parallel} H_r^{\parallel} \vec{e}_{\parallel}^{\,r} + R_{\perp} H_r^{\perp} \vec{e}_{\perp}^{\,r} \right) \right] \right] \\ - \vec{r}_s \times \left[\vec{n} \times \left(E^{\perp} \vec{e}_{\perp}^{\,i} + E^{\parallel} \vec{e}_{\parallel}^{\,i} + R_{\parallel} E_r^{\parallel} \vec{e}_{\parallel}^{\,r} + R_{\perp} E_r^{\perp} \vec{e}_{\perp}^{\,r} \right) \right]) \int\int_s e^{jk(\vec{r}_s + \vec{r}_i)\vec{OQ}_1} ds \end{aligned} \tag{2.33}$$

Cette expression permet de calculer la valeur du champ électrique diffusé en bi-statique. L'intensité du champ magnétique est donnée en fonction du champ électrique par la relation suivante :

$$\vec{H}_s = \frac{\vec{r}_i \times \vec{E}_s}{Z_0} \tag{2.34}$$

Cette relation entre le champ électrique et le champ magnétique nous permet d'écrire le champ magnétique diffusé par :

$$\begin{aligned} \vec{H}_s = \frac{-jke^{-jkr}}{4\pi r} e^{-jk\vec{r}_s \cdot \vec{OR}} ((1/Z_0) \vec{r}_s \times \left[\vec{r}_s \times \left[\vec{n} \times \left(H_i^{\perp} \vec{e}_{\perp}^{\,i} + H_i^{\parallel} \vec{e}_{\parallel}^{\,i} + R_{\parallel} H_r^{\parallel} \vec{e}_{\parallel}^{\,r} + R_{\perp} H_r^{\perp} \vec{e}_{\perp}^{\,r} \right) \right] \right] \\ + \vec{r}_s \times \left[\vec{n} \times \left(E^{\perp} \vec{e}_{\perp}^{\,i} + E^{\parallel} \vec{e}_{\parallel}^{\,i} + R_{\parallel} E_r^{\parallel} \vec{e}_{\parallel}^{\,r} + R_{\perp} E_r^{\perp} \vec{e}_{\perp}^{\,r} \right) \right]) \int\int_s e^{jk(\vec{r}_s + \vec{r}_i)\vec{OQ}_1} ds \end{aligned} \tag{2.35}$$

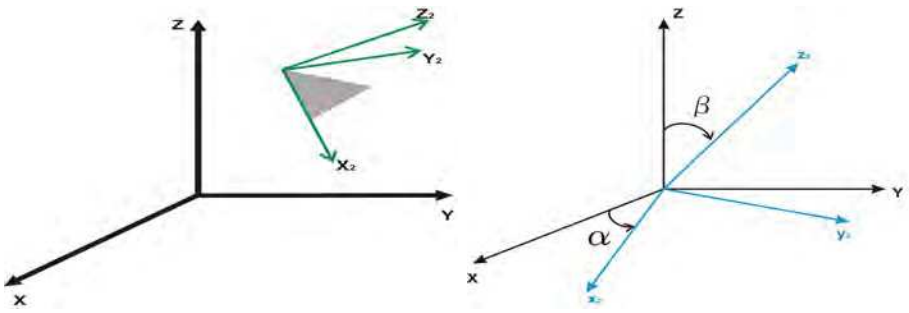
A partir des équation 2.33 et 2.35, nous constatons que le calcul du champ diffusé par la surface de la facette triangulaire revient donc à calculer l'intégrale I_c donné par l'équation 2.36. Dans le cadre de développement de notre processus de calcul de la SER d'une cible complexe, l'intégrale I_c doit être calculée sur une facette triangulaire.

$$I_c = \int\int_S e^{jk(\vec{r}_s + \vec{r}_i) \cdot \vec{OQ}_1} dS \tag{2.36}$$

Pour se faire, nous exposerons dans la section suivante le système de transformation de coordonnées qui permet le passage entre les repères utilisés dans le développement de notre processus de calcul. Ce système permet d'obtenir le champ diffusé dans le repère global de la cible après l'avoir calculé dans le repère local de la facette grâce à deux rotations.

2.4.2.2 Matrice de passage

Comme nous l'avons cité dans la section 2.3, la représentation géométrique est une étape primordiale dans le calcul de la SER d'une cible complexe. Dans un cas général, le système de coordonnées local d'une facette triangulaire n'est pas aligné avec le système de coordonnées global. Pour ce la on se place dans le repère local à la facette de telle sorte que l'origine du repère coïncide avec l'un des sommets de la facette et l'axe z_2 est perpendiculaire à la facette.



(a) (b)

Figure 2.11 — Rotation du repère locale par rapport au repère global

La matrice de passage permettant la transition entre les repères s'obtient via deux rotations. La première rotation se fait autour de l'axe Z avec un angle α, et la deuxième rotation se fait autour autour de l'axe X avec un angle β. Ces deux rotations permettent de simplifier le calcul de l'intégrale I_c donné par l'équation 2.36. Les expressions des matrices de rotation sont données par les équations 2.37 et 2.38

$$T_1 = \begin{bmatrix} \cos\alpha & \sin\alpha & 0 \\ -\sin\alpha & \cos\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \tag{2.37}$$

Et

$$T_2 = \begin{bmatrix} \cos\beta & 0 & -\sin\beta \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin\beta & 0 & \cos\beta \end{bmatrix} \tag{2.38}$$

En utilisant ces deux matrices, le système de coordonnées global peut etre transformé en un système de coordonnées local et vice versa comme l'indiquent les expressions suivantes :

$$\begin{bmatrix} x_2 \\ y_2 \\ z_2 \end{bmatrix} = T_2 T_1 \begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{bmatrix} \tag{2.39}$$

$$\begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{bmatrix} = (T_2 T_1)^{-1} \begin{bmatrix} x_2 \\ y_2 \\ z_2 \end{bmatrix} \tag{2.40}$$

Cette matrice de passage permet de transformer la valeur du champ diffusé dans la base locale de la facette triangulaire à la base globale de la cible, et par conséquent la déduction de la valeur de la SER.

L'intégrale de l'équation 2.38 a été evalué par Dos Santos et Nilson [SR86]. Son expression est donnée par l'équation 2.41.

$$I_c = 2Se^{jD_0}\left\{e^{jD_p}\left[\frac{C_0}{D_p\left(D_q - D_p\right)}\right] - e^{jD_q}\left[\frac{C_0}{D_q\left(D_q - D_p\right)}\right] - \frac{C_0}{D_q D_p}\right\} \tag{2.41}$$

Avec

$$\begin{aligned} D_p &= k\left[(x_1 - x_3)(u_i + u_s) + (y_1 - y_3)(v_i + v_s) + (z_1 - z_3)(w_i + w_s)\right] \\ D_q &= k\left[(x_2 - x_3)(u_i + u_s) + (y_2 - y_3)(v_i + v_s) + (z_2 - z_3)(w_i + w_s)\right] \\ D_0 &= k\left[x_3(u_i + u_s) + y_3(v_i + v_s) + z_3(w_i + w_s)\right] \end{aligned} \tag{2.42}$$

Où (x_1, x_2, x_3) et (y_1, y_2, y_3) et (z_1, z_2, z_3), représentent les coordonnées des trois sommets de la facette triangulaire dans le repère local.

Afin d'éviter les erreurs numériques qui se produisent au voisinage des singularités (dénominateurs tendent vers zéro), on utilise un développement en série de Taylo, ce qui nous donne quatre cas à traiter.

Cas 1 : $|D_p| < L_t$ et $|D_q| \geq L_t$

$$I_c = \frac{2Se^{jD_0}}{jD_0} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(jD_p)^n}{n!} \left\{ \frac{-C_0}{n+1} + e^{jD_q} C_0 G(n, D_q) \right\} \tag{2.43}$$

Cas 2 : $|D_p| < L_t$ et $|D_q| < L_t$

$$I_c = 2Se^{jD_0} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{C_0 (jD_p)^n (jD_q)^m}{(m+n+2)!} \tag{2.44}$$

Cas 3 : $|D_p| \geq L_t$ et $|D_q| < L_t$

$$I_c = 2Se^{jD_0} e^{jD_p} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(jD_q)^n}{n!} \left(\frac{C_0}{n+1} \right) G(n+1, D_q) \tag{2.45}$$

Cas 4 : $|D_p| \geq L_t$, $|D_q| \geq L_t$ et $|D_q - D_p| < L_t$

$$I_c = \frac{2Se^{jD_0}}{jD_q} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(jD_p - jD_q)^n}{n!} \left\{ C_0 G(n, D_q) + \frac{e^{jD_0} C_0}{n+1} \right\} \tag{2.46}$$

Où L_t est la longueur de la série de Taylor. La fonction G est définie par :

$$G(n, \gamma) = \int_0^1 s^n e^{j\gamma s} dS \tag{2.47}$$

Et G est évaluée en utilisant la relation de récurrence suivante :

$$G(n, \gamma) = \frac{e^{j\gamma} - nG(n-1, \gamma)}{j\gamma}, \; n \geq 1 \tag{2.48}$$

Avec :

$$G(0, \gamma) = \frac{e^{j\gamma} - 1}{j\gamma} \tag{2.49}$$

2.4.2.3 Modélisation de la double reflexion

Afin d'obtenir un modèle approprié, les mécanismes possibles de la diffusion multiple doivent être évaluée. Pour tenir compte des phénomènes de double réflexions telle que le montre la figure 2.12, nous avons opté pour une combinaison de l'OP et l'OG [GB87], cette

combinaison adopte l'OP pour la dernière réflexion et l'OG pour les autres réflexions. Cette technique nécessite un système de cordonnées local pour chaque réflexion pour expliquer les phénomènes de polarisation causés par une simple réflexion ou par des réflexions multiples sur une surface diélectrique telle que la surface de mer ou sur une surface parfaitement conductrice. Avant d'utiliser cette combinaison OP-OG, nous avons implémenté un algorithme permettant de sélectionner les facettes candidates à une double réflexions en effectuant un produit scalaire entre la normale à la facette et le vecteur de la direction d'incidence en coordonnées locales comme le montre la figure 2.12.

2.4.2.3.a Détermination des surfaces éclairées

Après la sélection des facettes candidates à la double réflexions. Une projection des trois sommets de la facette éclairée par l'onde incidente suivant la direction spéculaire déterminée par l'équation 2.3 donnée à la section 2.4.1 sur la facette candidate à une double réflexion. Si la projection réalisée donne une facette de dimensions grandes devant celle de la facette candidate, une subdivision linéaire est réalisée afin d'obtenir la taille réelle de la facette contribuant à la double réflexions, la situation globale est illustrée sur la figure 2.13.

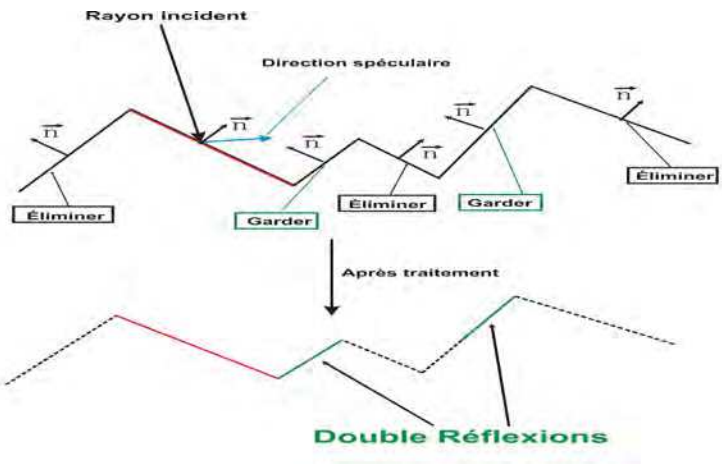


Figure 2.12 — Sélection des facettes candidates à une double réflexions

.

2.4.3 Modélisation de la diffraction

Dans le paragraphe précedent nous avons modélisé le champ diffusé par simple et double réflexions. Et aussi nous avons introduit la notion de la diffraction par les arêtes (paragraphe 2.3.2.3). Avant de calculer le champ diffracté par les arêtes nous devons détecter et identifier ces arêtes. L'objectif de la section suivante est de présenter la technique que nous avons utilisé pour la détection des arêtes, puis nous allons présenter l'application de la Méthode des Courants Equivalents pour une arête parfaitement conductrice.

2.4.3.1 Détection des arêtes

Nous avons supposé au début de ce chapitre que la cible est modélisé par un ensemble de facettes triangualires présentées par un tableau (section 2.3.1) contenant les coordonnées des sommets de toutes les facettes composant la cible. Sur le modèle de cible maillée présenté au

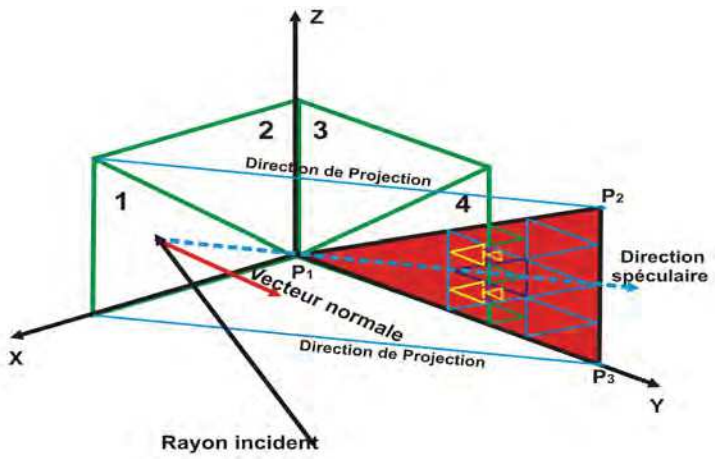


Figure 2.13 — Projection spéculaire et subdivision linéaire

.

paragraphe 2.3.1, nous pouvons rencontrer deux types d'arêtes, les arêtes vives qui sont de vraies discontinuités de la cible, et les arêtes dues au maillage de surfaces courbées. Afin de pouvoir dire quenous sommes face à une vraie discontinuité de la cible, nous devons éliminer les arêtes dues au maillage de surfaces courbées en imposant un angle seuil entre deux facettes adjacentes.

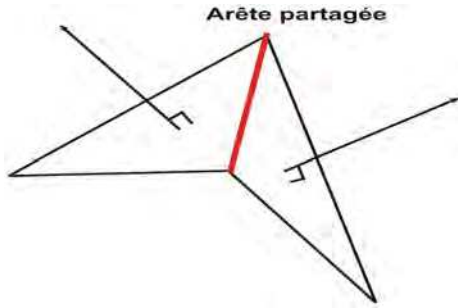


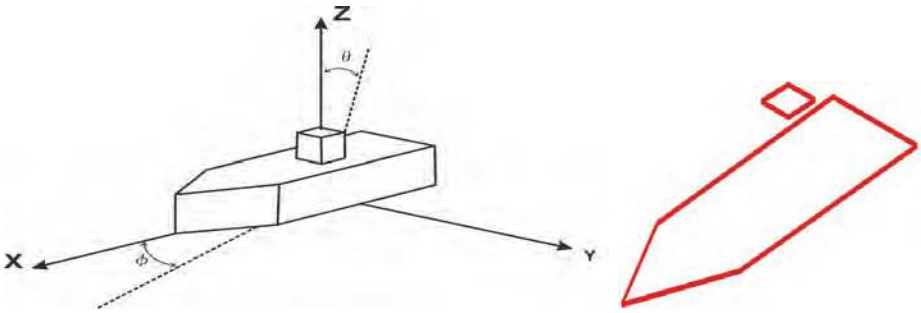
Figure 2.14 — Arête définie à partir de deux facettes

.

Le principe de cet algorithme consiste à parcourir le tableau des facettes pour une facette courante et vérifier si cette dérnière partage un bord avec une autre facette. La situation est illustrée sur la figure 2.14. Pour cette situation, nous cherchons un angle entre les normales des deux facettes. Si cet angle est inférieur à un angle seuil fixé, alors nous sommes face à une discontinuité due au maillage. Dans le cas contraire, nous sommes face à une discontinuité de la surface de la cible.

2.4.3.2 Exemple de validation

Afin de valider l'algorithme de détéctions d'arêtes, et le problème lié au choix de l'angle seuil permettant de différencier une arête vive de la surface de la cible d'une arête due au maillage. Un premier exemple consiste à détecter les arêtes d'une cible relativement complexe qui présente la spécifité d'avoir des surfaces parfaitements planes (figure 2.15-a), avec une position du radar donnée par les angles $\theta = 0°$, $\phi = 0°$ (incidence normale). Comme le montre la figure 2.15-b, nous constatons une parfaite détection des arêtes.



(a) (b)

Figure 2.15 — Détection des arêtes d'une cible complexe

.

Ce résultats confirme la robustesse de la démarche et nous l'avons valider par une comparaison aux travaux réalisés dans [BRK11].

2.4.3.3 Diffraction par une arête (application de la MCE)

Nous avons opté pour la Méthode des Courants Equivalents (MCE) pour modéliser la diffraction par les arêtes. A cette fin, nous avons adopté pour la configuration géométrique présentée sur la figure 2.16.

Les bases d'incidence ($\vec{r}_i$, $\vec{\beta}'$, $\vec{\phi}'$) et de la diffraction ($\vec{r}_s$, $\vec{\beta}$, $\vec{\phi}$) sont liées à la configuration géométrique de la figure 2.16.

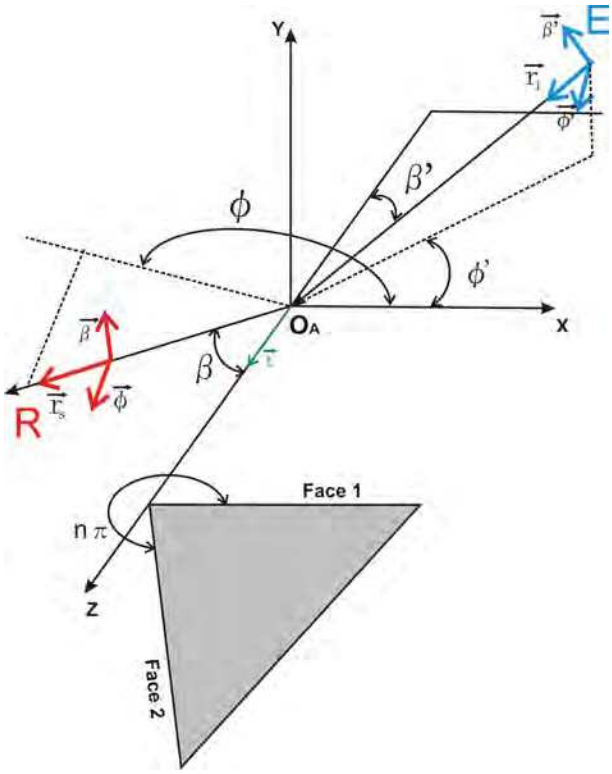


Figure 2.16 — Configuration de la diffraction par une arête

.

Par analogie à l'Optique physique (OP), le champ incident en un point Q sur l'arête est le produit de deux termes le premier indépendant du point de diffraction et le deuxième dépendant de ce point.

$$\vec{E}_i(Q) = \left[\left(E_i^{\beta'}\,\vec{\beta}' + E_i^{\phi'}\,\vec{\phi}' e^{-jk\vec{r}_i\cdot\vec{OO}_A} e^{-jk\vec{r}_i\cdot\vec{EO}}\right)\right] e^{-jk\vec{r}_i\cdot\vec{O_AQ}} \tag{2.50}$$

Avec

$$\begin{cases} E_i^{\beta'} = \vec{E}_i \cdot \vec{\beta}' \\ E_i^{\phi'} = \vec{E}_i \cdot \vec{\phi}' \end{cases} \tag{2.51}$$

$$\begin{cases} \phi' = \frac{\vec{r}_i \times \vec{t}}{\|\vec{r}_i \times \vec{t}\|} \\ \beta' = \vec{\phi}' \times \vec{r}_i \end{cases} \tag{2.52}$$

Selon la méthode des courants équivalents (MCE), le champ diffracté par une arête est représenté par le rayonnement des courants équivalents linéiques, électrique et magnétique, distribués sur la discontinuité C du dièdre. L'expression du champ diffracté est donnée par :

$$\vec{E}_d = jk \int_C \left[Z_0 I \vec{r}_s \times \left(\vec{r}_s \times \vec{t}\right) + M \vec{r}_s \times \vec{t}\right] e^{\frac{jk\vec{r}_s\cdot\vec{r}}{2\pi r}} dl \tag{2.53}$$

Où I et M, représentent les courants électriques et magnétiques induits sur l'arête. r est la distance entre le point de diffraction sur l'arête et le point d'observation R. $\vec{t}$ est le vecteur tangent à l'arête. $\vec{r}_s$ est le vecteur dans la direction d'observation. Et Z_0 est l'impédance du vide.

L'expressions de ces courants en un point Q de l'arête (représenté par le vecteur $\vec{r}$), sont données par l'expression suivante :

$$\begin{aligned} I &= -\frac{2j}{kZ_0 \sin^2(\beta')}\left[D_e - \tilde{D}_e\right]\vec{t}.\vec{E}_i - \frac{2j}{kZ_0 \sin\beta'}\left[D_{em} - \tilde{D}_{em}\right]\vec{t}.\vec{H}_i \\ M &= -\frac{2jZ_0}{k\sin(\beta')}\left[D_e - \tilde{D}_e'\right]\vec{t}.\vec{E}_i - \frac{2jZ_0}{k\sin\beta\sin\beta'}\left[D_m - \tilde{D}_m\right]\vec{t}.\vec{H}_i \end{aligned} \tag{2.54}$$

Avec D_e, $\tilde{D}_e$, D_{em}, $\tilde{D}_{em}$, D_m, $\tilde{D}_m$ représentent les coefficients de diffraction de frange. Ils sont donnés par les expressions suivantes :

$$D_e = \frac{1}{N}\frac{\sin\phi'/N}{\cos\left[(\pi-\alpha_1)/N\right] - \cos\left(\phi'/N\right)} + \frac{1}{N}\frac{\sin\phi'/N}{\cos\left[(\pi-\alpha_2)/N\right] + \cos\left(\phi'/N\right)} \tag{2.55}$$

$$\tilde{D}_e = -U\left[\pi - \phi'\right]\frac{\sin\phi'}{\cos\phi' + \mu_1} - U\left[\phi' - (N-1)\pi\right]\frac{\sin\left(N\pi - \phi'\right)}{\cos\left(N\pi - \phi'\right) + \mu_2} \tag{2.56}$$

$$\begin{aligned} D_{em} &= \frac{\mu_1 \cot\beta' - \cot\beta\cos\phi}{sin\alpha_1} \frac{\sin\left[(\pi-\alpha_1)/N\right]}{N\cos\left[(\pi-\alpha_1)/N\right] - \cos(\phi'/N)} \\ &- \frac{\mu_2 \cot\beta' - \cot\beta\cos(N\pi-\phi)}{\sin\alpha_2} \frac{\sin\left[(\pi-\alpha_2)/N\right]}{N\cos\left[(\pi-\alpha_2)/N\right] - cos(\phi'/N)} \end{aligned} \tag{2.57}$$

$$\begin{aligned} \tilde{D}_{em} &= U\left[\pi-\phi'\right] \frac{\cot\beta'\cos\phi' + \cot\beta\cos\phi}{\cos\phi' + \mu_1} \\ &- U\left[\phi' - (N-1)\pi\right] \frac{\cot\beta'\cos(N\pi-\phi') + \cot\beta\cos(N\pi-\phi)}{\cos(N\pi-\phi') + \mu_2} \end{aligned} \tag{2.58}$$

$$\begin{aligned} D_m &= \frac{\sin\phi}{N\sin\alpha_1} \frac{\sin\left[(\pi-\alpha_1)/N\right]}{\cos\left[(\pi-\alpha_1)/N\right] - \cos\left(\phi'/N\right)} \\ &+ \frac{\sin\left(N\pi-\phi\right)}{N\sin\alpha_2} \frac{\sin\left[(\pi-\alpha_2)/N\right]}{\cos\left[(\pi-\alpha_2)/N\right] + \cos\left(\phi'/N\right)} \end{aligned} \tag{2.59}$$

$$\tilde{D}_m = -U\left[\pi-\phi'\right] \frac{\sin\phi}{\cos\phi' + \mu_1} - U\left[\phi' - (N-1)\pi\right] \frac{\sin\left(N\pi-\phi\right)}{\cos\left(N\pi-\phi'\right) + \mu_2} \tag{2.60}$$

Où

$$\mu_1 = \frac{\sin\beta'\sin\beta\cos\phi + \cos\beta\cos\beta' - \cos^2\beta'}{\sin^2\beta'} \tag{2.61}$$

$$\mu_2 = \frac{\sin\beta'\sin\beta\cos\left(N\pi-\phi\right) + \cos\beta\cos\beta' - \cos^2\beta'}{\sin^2\beta'} \tag{2.62}$$

$$\alpha = \arccos\mu = \begin{cases} \mu \geq 1 & \alpha = -j\arg\cosh\mu \\ -1 \leq \mu \leq 1 & \alpha = \arccos\mu \\ \mu \leq 1 & \alpha = \pi + j\arg\cosh|\mu| \end{cases}$$

Et $U(x)$ est la fonction de Heaviside :

$$U\left(x\right) = 1 \quad pour \quad x \geq 0 \tag{2.63}$$

$$U\left(x\right) = 0 \quad pour \quad x \leq 1 \tag{2.64}$$

L'approximation du champ lointain permet l'approximation de la distance r entre le récepteur et le point de diffraction dans le le terme d'amplitude par la distance entre le récepteur et le centre de l'arête $r = O_AR$. Le champ diffracté en un point de réception R, peut être présenté sous forme matricielle en exprimant les champs dans les bases de liées au centre de l'arête par :

$$\begin{bmatrix} d\vec{E}_s^{\beta} \\ d\vec{E}_s^{\phi} \end{bmatrix} = [D_E] \begin{bmatrix} d\vec{E}_i^{\beta'} \\ d\vec{E}_i^{\phi'} \end{bmatrix} \frac{e^{-jkOR} e^{-jk(\vec{r}_s-\vec{r}_i)\vec{OO_A}} e^{-jk\vec{r}_i\cdot\vec{EO}}}{2\pi O_AR} \int_C e^{jk(\vec{r}_s-\vec{r}_i)\cdot\vec{O_AQ}} dl \tag{2.65}$$

Avec :

$$[D_E] = \begin{bmatrix} -(D_e - \tilde{D}_e)\frac{\sin\beta}{\sin\beta'} & (D_{em} - \tilde{D}_{em})\sin\beta \\ 0 & D_m - \tilde{D}_m \end{bmatrix}$$

L'intégrale linéique dans l'expression du champ électrique diffracté est calculée en remplaçant $\vec{O_AQ} = l.\vec{t}$:

$$I_C = \int_C e^{jk(\vec{r}_s - \vec{r}_i)\cdot\vec{O_AQ}} dl = \int_{-L/2}^{L/2} \exp(jk(\vec{r}_s - \vec{r}_i)l\vec{t})dl = Lsinc\left((kL/2)(\vec{s}_s - \vec{r}_i).\vec{t}\right) \quad (2.66)$$

Finalement on obtient l'expression du champ électrique diffracté par une arête métallique de longueur finie L

$$\begin{pmatrix} \vec{E}_s^{\beta}(R) \\ \vec{E}_s^{\phi}(R) \end{pmatrix} = [D_E] \begin{pmatrix} \vec{E}_i^{\beta'}(O_A) \\ \vec{E}_i^{\phi'}(O_A) \end{pmatrix} \frac{e^{-jkOR} e^{-jk(\vec{r}_s - \vec{r}_i)\vec{OO_A}} e^{-jk\vec{r}_i\cdot\vec{EO}}}{2\pi O_A R} Lsinc\left((kL/2)(\vec{r}_s - \vec{r}_i).\vec{t}\right)$$

Cette expression est utilisée pour le calcul du champ diffracté par une arête, elle présente l'avantage de tenir compte de la finitude de l'arête et permet de calculer le champ diffracté dans toutes les directions de l'espace, quelle que soit la direction de l'onde incidente.

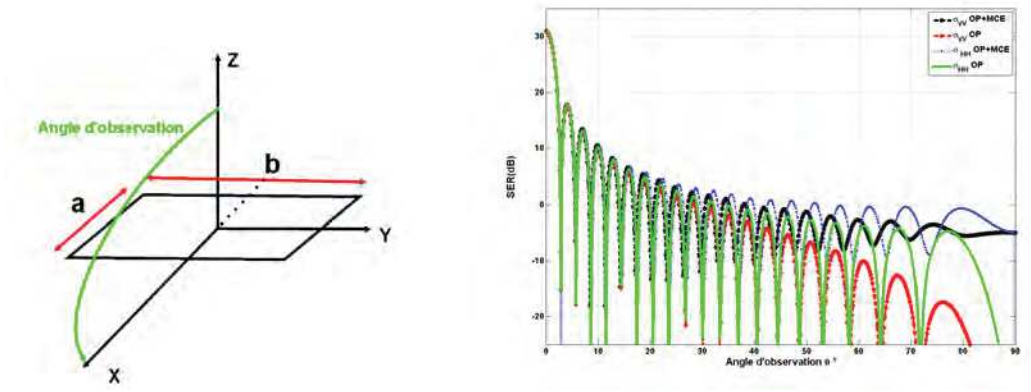
2.5 Résultats de simulation

Dans le but de vérifier et de valider notre modèle de calcul de la SER de cibles complexes. Nous avons effectué dans cette section des simulations de calcul de la SER en configuration d'abord mono-statique et ensuite en bi-statique.

2.5.1 Plaque carrée : première configuration

La première géométrie étudiée est la plaque rectangulaire, la diffusion par une plaque est étudiée et comparée avec la solution exacte obtenue par la méthode des moments (MoM). La plaque est carrée, de coté 10λ ($a = 1\,m$ et $f = 3\,GHz$) et d'une épaisseure nulle. La figure 2.17-b présente la SER mono-statique pour la configuration présentée sur la figure 2.17-a. Nous constatons sur les courbes présentées sur cette figure 2.17-b, que nous avons a bien le maximum de l'énergie réfléchie dans la direction spéculaire donnée par $\vec{k}_{sp} = (0, 0, -1)$) qui correspond à un angle $\theta = 90°$ pour les deux cas de polarisation, et que la SER (σ) décroit en séloignant de cette position, ce qui est verifié par nos resultats de simulation par rapport à l'expression théorique donnée au chapitre 2 par l'équation (II.64).

Dans le but de montrer la contribution de la diffraction par les bords de la plaque, nous avons présenté sur la figure 2.17-b, une comparaison entre la contribution de l'OP(SR)(courbes en vert et rouge) et les autres montrant la contribution de l'OP ainsi que la diffraction par les arêtes de la plaque calculée par la MCE (OP(SR)+MCE(D))(courbes en noir et bleu). Sur cette figure nous remarquons que la contribution de la diffraction par les bords de la plaque apparait à partir de l'angle d'observation $\theta \approx 80°$. Cette première configuration a été choisie afin de pouvoir comparer nos résultats avec ceux publiés dans [Wei06].



(a) Configuration géométrique (b) SER monostatique

Figure 2.17 — SER monostatique d'une plaque parfaitement conductrice pour ($a = b = 1\,m$) et $f = 3\,GHz$

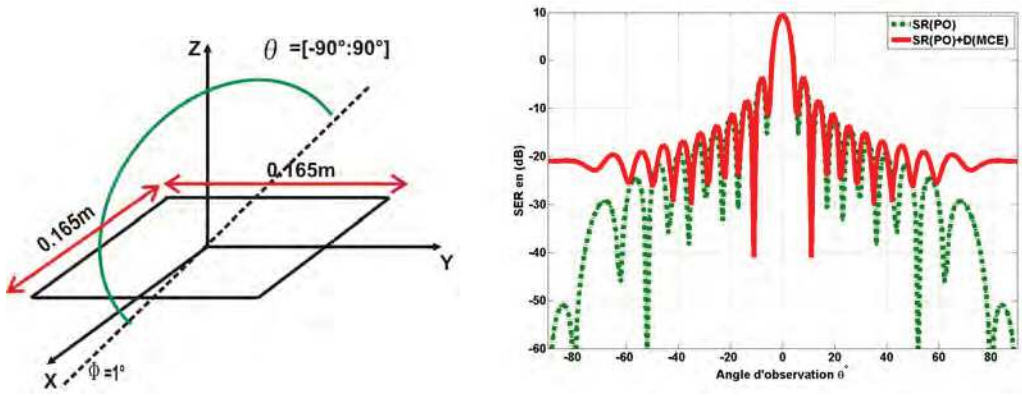
.

2.5.2 Plaque carrée : deuxième configuration

Cette deuxième configuration a pour but de comparer les limites de la TGD par rapport à la MCE. Quand les courants équivalents ont été utilisés pour le problème de rétro-diffusion (SER mono-statique), le problème principal rencontré était du aux singularités des coefficients de diffraction de la TGD pour une incidence normale. En incidence normale à l'une des deux surfaces qui intercepte avec le bord diffractant(arête), les courants deviennent infinis et ne peuvent pas être toujours déterminés. Les plaques planes de forme triangulaire et trapézoïdale sont considérées comme exemples de cibles qui sont prévus pour avoir, en incidence normale, une SER infinie, et ceci lorsque les courants équivalents sont introduits pour chaque arête (bord). Cependant, pour les cibles formées de couples d'arêtes parallèles, la SER de la cible converge vers une valeur finie en incidence normale. Mais, cette valeur égale au double de la valeur calculée par l'OP. Parmi les cibles planes où ce phénomène apparaît nous trouvons, la plaque carrée, la plaque rectangulaire, le parallélogramme, l'hexagone et l'octogones régulier. La source de ce problème provient de l'extension de la TGD dérivée d'un problème $2D$ à un problème $3D$. Le champ diffracté de la TGD inclu la contribution des champs diffusés en zone lointaine de la TPD et l'OP en incidence normale. Pour les surfaces planes, le champ de l'OP est proportionnel à l'aire de la surface illuminée.

Néanmoins, dans le cas d'une incidence oblique, la contribution de la MCE est nécessaire pour obtenir le champ diffusé (par conséquant la SER) loin de l'incidence normale.

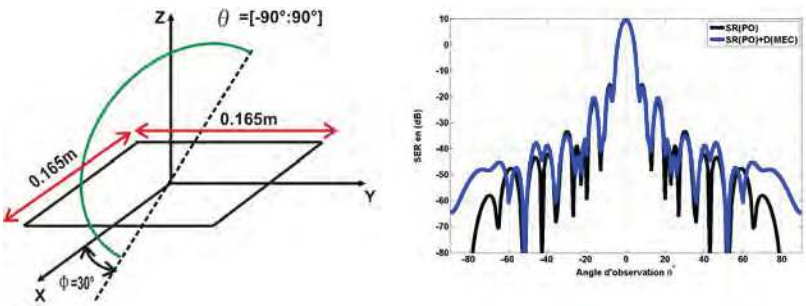
Considérons les résultats présentés sur les figures 2.18-b et 2.19-b, une comparaison entre l'OP et l'OP+MCE est donnée pour une plaque carrée. La plaque se situe dans le plan XOY, et les bords sont parallèles aux axes OX et OY. Conformément à la configuration géométrique présentée par la figure 2.18-b et 2.19-b, la SER monostatique est calculée pour les angles $\phi = 1°$, $\phi = 30°$ et $\theta = [-90° : 90°]$. Les cotés de la plaque sont 5.0785λ où $\lambda = c/f$ et $f = 9.228\,GHz$). Pour la première configuration($\phi = 1°$), la contribution des arêtes apparaît entre $\theta = [-90° : -60°]$ et de $\theta = [60° : 90°]$, il est de même pour la deuxième configuration ($\phi = 30°$) où nous constatons la contribution des arêtes pour $\theta = [-90° : -40°]$ et de $\theta = [40° : 90°]$.



(a) Configuration géométrique (b) SER monostatique

Figure 2.18 — SER monostatique d'une plaque parfaitement conductrice pour $\phi = 1°$

.



(a) Configuration géométrique de l'observation (b) SER monostatique

Figure 2.19 — SER monostatique d'une plaque parfaitement conductrice pour $\phi = 30°$

.

2.5.3 Plaque carrée : troisième configuration

Après avoir validé, les premiers résultats pour deux configurations choisies en monostatique, nous rappelons que nous avons opté pour ces configurations afin de les comparer aux résultats publiés dans la littérature [**?**]. Nous présentons dans la figure 2.21 un résultat de simulation en configuration bistatique pour une plaque carrée de $1m^2$ et pour une fréquence $f = 10\,GHz$. Nous avons considéré l'émetteur définie par la position les angles $\theta_i = 45°, \phi_i = 90°$, et le récepteur évolue dans le plan $\phi_s = 90°$ avec l'angle d'observation évoluant dans l'intervalle $[-90°,\ 90°]$, comme le montre la figure 2.20. Nous constatons que le champ réfléchie est prédominant dans la direction spéculaire définie par $\theta_s = -45°$ et que la contribution des bords apprait près des angles rasants.

2.5.4 Dièdre parfaitement conducteur

À présent nous allons mettre en exergue la contribution de chaque phénomène de diffusion pour un dièdre parfaitement conducteur en configuration mono-statique.

La figure 2.22, présente les variations de la SER monostatique d'un dièdre parfaitement conducteur, qui est un élément adapté pour illustrer les phénomènes de la double réflexions.

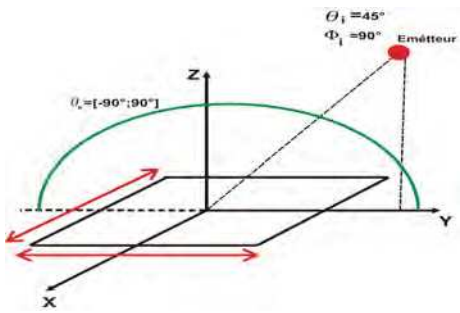
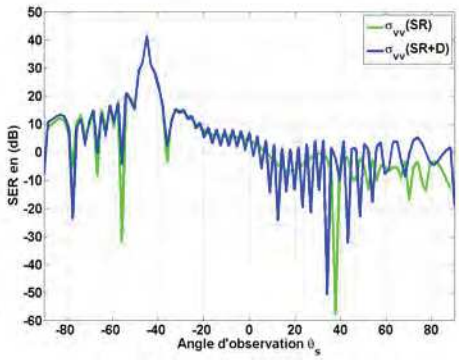
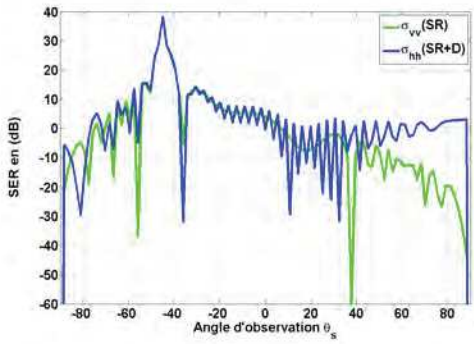


Figure 2.20 — Observation d'une plaque en configuration bistatique

.



(a) Polarisation VV



(b) Polarisation HH

Figure 2.21 — Comparaison des méthodes OP et OP+MEC pour le calcul la SER bistatique d'une plaque carrée parfaitement conductrice $a = b = 1m$

.

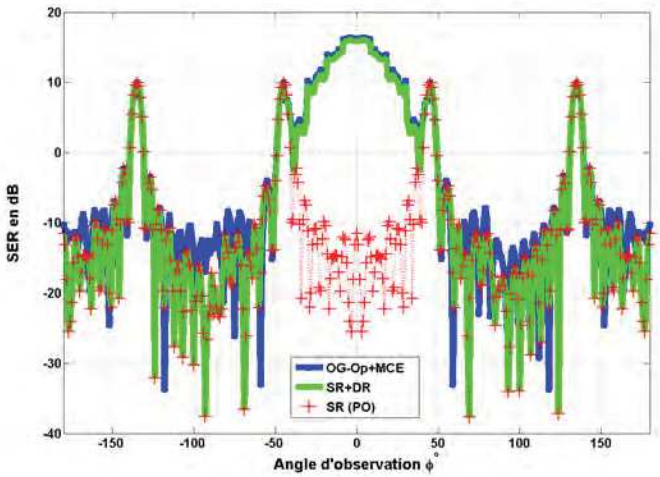
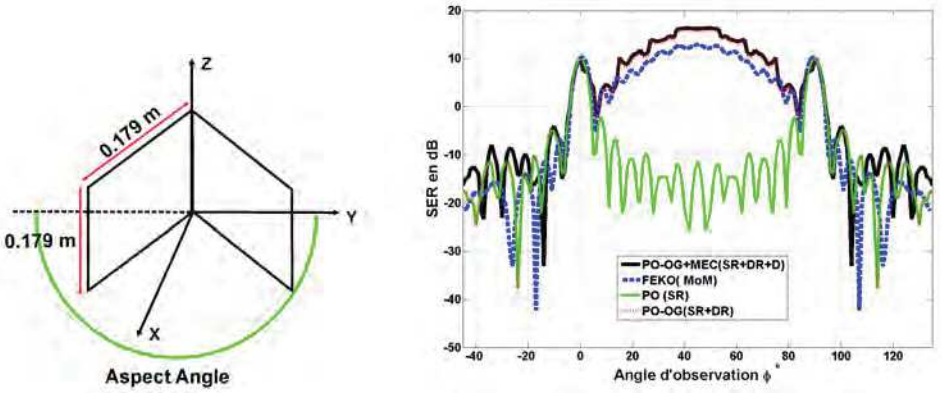


Figure 2.22 — SER monostatique d'un dièdre parfaitement conducteur

.

Il est constitué de deux plaques carrées parfaitement conductrices, il engendre les différents phénomènes considérés dans ce chapitre à savoir la simple réflexion (OP), la double réflexion (OG+OP) et la diffraction par les arêtes (OG+OP+MCE), le dièdre a 5.6088λ de coté. Les variations de la SER sont présentées pour un angle $\theta = 90°$ et ϕ évoluant dans l'intervalle $[-180° : 180°]$, ces résultats sont comparés avec ceux obtenus par la théorie uniforme de la diffraction (TUD) présentés dans [TC87].



(a) Configuration géométrique (b) SER monostatique

Figure 2.23 — SER monostatique d'un dièdre parfaitement conducteur$a = b = 0.179\,m$ et $f = 9.4\,GHz$

.

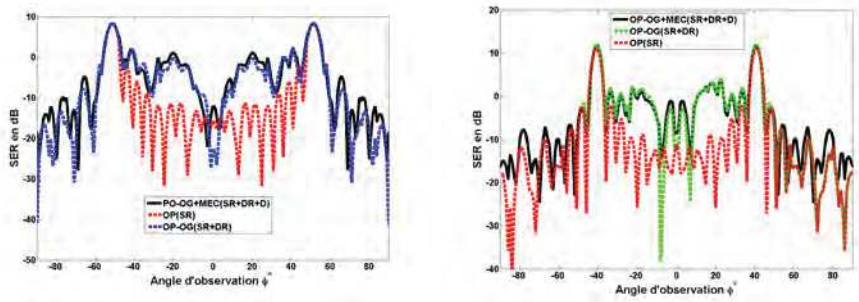
Sur la figure 2.23 la SER monostatique d'un dièdre parfaitement conducteur est donnée pour une fréquence de $9,4\,GHz$. Pour ce résultat nous avons placé le radar dans le plan fixé par $\theta = 90°$ et nous faisons varier ϕ entre $-45°$ et $135°$.

Nous remarquons que la contribution des arêtes est plus significative lorsqu'on se rapproche du plan qui contient les arêtes. Quant aux interactions multiples elles n'ont lieu que lorsque le radar voit les deux faces intérieures du dièdre. Le résultat montre aussi une comparaison entre la contribution de la double réflexions (DR) sans tenir compte de la diffraction (D) par les arêtes (courbe en rouge) et celui de la simple réflexion sans tenir compte de la diffraction par les arêtes (courbe en vert), ainsi nous remarquons clairement la contribution de la diffraction (D) par les arêtes des deux plaques constituant le dièdre (courbe en noir). Le résultat obtenu est en bon accord avec [GB87], ainsi que celui obtenu à l'aide le logiciel FEKO utilisant la méthode des moments (MoM).

La figure 2.24 représente la SER monostatqiue d'un dièdre dont lequel l'angle entre les plaques qui le forment est de 98° et 77°, il est clair que les résultats présentés sur ces figures montrent l'accord de la combinaison de l'OP+OG et la MCE avec de nombreux détails de la valeur de la SER mesurée [GB87].

2.5.5 Cibles complexes

Dans les sections précédentes, nous avons étudié et présenté la SER pour des cibles relativement simples. Cependant, l'objectif de notre processus de calcul est de modéliser et calculer le champ diffusé par des cibles complexes de formes arbitraires. Dans ce contexte, le terme «complexe» est utilisé pour des cibles dont les dimensions sont plus grandes devant la longueur d'onde λ, ainsi que pour des cibles avec des structures présentant de multiples



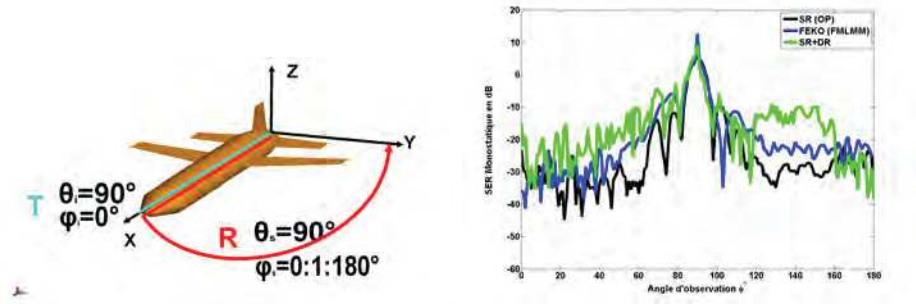
(a) SER d'un dièdre à 77° (b) SER d'un dièdre à 98°

Figure 2.24 — SER monostatique d'une plaque parfaitement conductrice pour $a = b = 0.165\,m$ et $f = 10\,GHz$

.

réflexions.

Le premier objet présenté dans cette section est un missile générique qui a été largement étudié dans [You89] [DRP+95]. Toutefois, seules les données géométriques de base de l'objet sont disponibles dans la littérature, tandis que certains détails tels que les profils d'ailes restent inconnus. Ainsi, un nouveau modèle a été conçu sur la base de la géométrie donnée sur la figure 2.25 [You89]. Le missile générique considéré pour ce cas de simulation n'est pas complètement identique avec le missile utilisé pour les mesures dans [You89].



(a) Configuration géométrique d'observation (b) La SER du missile observé en configuration monostatique

Figure 2.25 — SER monostatique d'un missile générique $f = 12\,GHz$

.

Les ailes sont modélisées comme des plaques plates. Le missile dans la figure 2.25-a fait une longueur de 990.6 mm et un diamètre de 127 mm et les angles des ailes ont été adoptés comme ceux présentés dans la littérature [You89]. Considérant les résultats des simulations antérieures [You89] [DRP+95], qui sont comparés avec les résultats de mesure donnés dans [You89], notre modèle basé sur une combinaison de l'OP, l'OG et la MCE montre un bon accord avec la solution de référence [You89].

2.6 Conclusion

Nous avons atteint dans ce chapitre le premier objectif concernant la modélisation des interactions onde/Objet avec la prise en compte des phénomènes de diffusion et diffraction par

une cible complexe qui se traduit par le calcul de la SER de cible $3D$ canoniques et complexe de type parfaitement conducteur. Le calcul est effectué grâce à une combinaison entre trois méthodes asymptotiques, une méthode de rayon qui est l'Optique Géométrique (OG), et deux méthodes de courants (Optique Physique (OP) et Méthode des Courants Équivalents (MCE)). Nous avons utilisé l'Optique Physique (OP) pour modéliser et calculer la réflexion par les surfaces, et l'Optique Géométrique (OG) pour modéliser et calculer les doubles réflexions et enfin la Méthodes des Courants Équivalents (MCE) pour la diffraction des ondes aux arêtes. L'objectif initial de cette partie des travaux de thèse, étaient de tenir compte de plus de phénomènes de dispersion pour une modélisation fiable, nous nous sommes limité à trois phénomènes essentiels : réflexion spéculaire, réflexion multiples (double réflexions), et diffraction aux arêtes. D'autres travaux disponibles dans la littérature traitent plus de phénomènes électromagnétiques tels que la réflexion-diffraction, diffraction-diffraction pour plus de détails nous renvoyons le lecture vers [RVlA95, RCMP00]. La plupart des travaux disponibles dans la littérature, traitant uniquement le cas monostatique de calcul de la SER de cible complexe $3D$ orientée arbitrairement dans le repère $3D$, nous avons réussi à obtenir des résultats pour une configuration bi-statique, par contre nous nous sommes limité dans cette configuration à deux phénomènes électromagnétiques : réflexion spéculaire et diffraction par les bords.

Par ailleurs, le travail présenté dans ce chapitre a constitué aux travaux réalisés par l'Ensta Bretagne dans le projet MODENA. Notamment la prise en compte de la signature EM d'un bateau observé dans son environnement par un radar monostatique. Une perspective de ce travail est d'affiner notre modèle pour tenir compte de plus de phénomènes de dispersion pour la configuration bi-statique à savoir les réflexions multiples (supérieur à l'ordre 3), ainsi que de traiter d'avantage le cas de cibles diélectriques. Le chapitre 3 consiste d'avantage à présenter une application de cette modélisation, qui traite un problème difficile en télédétection qui est la détection et l'identification de cibles complexes sur la surface de mer.

CHAPITRE 3

Application au cas d'une surface maritime en présence d'une cible

Sommaire

3.1 Etat de l'art et positionnement du probème **79**
3.2 Caractérisation physique de la surface de mer **81**
3.3 Caractérisation géométrique de la surface de mer **84**
3.4 Modèles de spectre de la mer **85**
3.5 Génération d'une surface maritime $2D$ aléatoire **91**
3.6 Calcul de la SER d'une surface maritime **94**
3.7 Simulations numériques d'une scène complexe **99**
3.8 Conclusion **102**

Dans le chapitre précédent l'étude a porté sur la diffusion en configuration bi-statique par une cible complexe en éspace libre. Dans ce chapitre nous présentons comment prendre en compte la présence de la surface maritime dans le processus de calcul dévéloppé dans le chapitre 2. A cette fin, nous commencerons tout d'abord par présenter les caractérisatques physiques et géométriques d'une surface de mer. Nous rappellerons ainsi les différentes descriptions spectrales de la surface de mer. Nous terminons ce chapitre par la présentation de différents simulations effectuées en considérant une cible dans son environnement maritime.

3.1 Etat de l'art et positionnement du probème

L'étude de la diffusion d'une onde électromagnétique (EM) par un modèle composé d'une cible en trois dimensions ($3D$) posée sur une surface rugueuse à deux dimensions ($2D$) a été ces dernières années sujet d'intérêt d'un grand nombre de chercheurs. C'est un problème typique dans l'étude des caractéristiques de diffusion EM d'un objet intégré dans son environnement, tels que les navires sur la mer, des chars sur le terrain...etc. Certaines études antérieures ont porté sur le modèle du demi-espace de la fonction de Green [LC01]. Cependant, le modèle demi-espace de la fonction de Green simplifie le problème de diffusion par une surface rugueuse. Certains travaux ont simplifié ce problème $3D$ à un problème $2D$ c'est-à-dire simplifier le modèle $3D$ pour un modèle avec un objet $2D$ sur une surface rugueuse mono-dimensionnelle ($1D$) [GWM09] [WL09]. Cependant, ce modèle simplifié ne correspond pas à un problème de diffusion réaliste dans ce domaine d'ingénierie. De nombreuses méthodes ont été testée dans l'étude de la diffusion par un modèle composite. Un algorithme

itératif numérique a été appliqué pour calculer la diffusion par un modèle composite (surface de mer + cible) dans [Joh02], où le modèle de quatre chemins (four-path) a été introduit afin d'illustrer le mécanisme d'interaction entre la cible et son environnement (la surface de mer). Basé sur le modèle (quatres-chemin), Jin et Ye [YJ07] ont introduit un algorithme analytique-numérique hybride pour la diffusion par un objet $2D$ au-dessus d'une surface rugueuse $1D$, et la règle de troncature de longueur pour le cas $1D$ a été traitée. Elle peut résoudre le problème de diffusion par une surface rugueuse $1D$. Mais il est difficile de traiter efficacement le problème de la diffusion par une surface rugueuse $2D$ en raison du temps de calcul coûteux. Dans [GLZ09], la FDTD parallèle a été utilisée pour étudier le modèle composite $3D$. La FDTD n'est pas assez efficace pour ce problème, puisqu'elle est plus dédiée traitement des surfaces. En particulier, lorsque la surface de la mer est réelle (grande échelle). Une méthode itérative hybride basée sur l'approximation de Kirchhoff (KA) [Tho88] et la MLFMA [YZN09] [TAB+10] a été introduite pour analyser la diffusion par un modèle composite (objet $3D$ sur une surface rugueuse $2D$) [YZ11]. Récemment, les méthodes asymptotiques [XJ09] ont été introduites pour calculer la diffusion par une cible $3D$ présente sur la surface maritime. Le modèle dévéloppé dans le cadre de nos travaux de thèse considère un cas plus général d'une scène complexe (cible+surface de mer) d'une configuration quelconque, permettant ainsi de calculer la réponse électromagnétique de cette scène en tenant compte des différents phénomènes de dispersion présentés au chapitre précédent.

Notre problématique porte sur la modélisation des interactions entre l'objet et l'environnement. Nous nous sommes intéressé ici à la modélisation de ces interactions pour une configuration plus réaliste surtout que la plupart des travaux similaires traitent le problème des objets indépendamment de la modélisation de l'environnement marin. Ce chapitre mettra en évidence les relations entre la cible et son milieu lors de l'observation par un radar, la situation est illustrée sur la figure 3.1.

L'état de la surface maritime n'intervient pas seulement au niveau des propriétés du fouillis mais a aussi une influence directe sur le mouvement et la visibilité géométrique de la cible. Pour un état de mer donné, le degré de visibilité géométrique de l'objet flottant est principalement déterminé notamment par ses dimensions et ses caractéristiques dièlectriques.

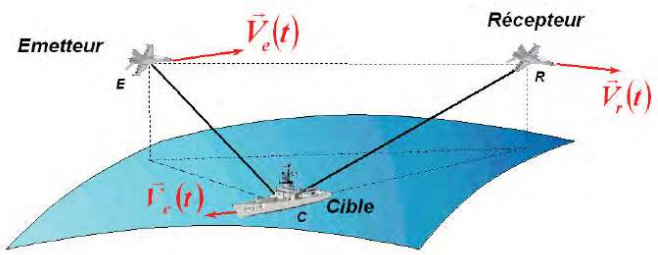


Figure 3.1 — Configuration générale du problème

.

Dans ce chapitre, nous proposons le traitement d'une application de modèle développé pour le calcul de la SER d'une scène maritime composée d'une cible complexe intégrée dans son environnement marin. Dans un premièr temps, nous décrivons les propriétés physiques et électromagnétiques, ainsi que la caractérisation géométrique de la surface de mer en rappellons les différentes descriptions spectrales de la surface de mer. Cette étude servira par la suite à modéliser l'interaction locale entre la scène maritime et l'onde électromagnétique incidente.

Puis on s'attachera à expliciter la technique adoptée pour la génération d'une surface de mer $2D$, on finira par une comparaison entre les résultats obtenus par notre processus globale et ceux obtenus par d'autres modèles de diffusion par une surface de mer rugueuse. Nous terminons ce chapitre en présentant différentes simulations effectuées en considérant une scène complexe.

3.2 Caractérisation physique de la surface de mer

L'eau de mer occupe 360 millions de kilomètres caré sur la surface de la Terre, ce qui représente environ 70% de la surface de la terre. Cette eau est dite salée car elle contient des éléments dissout sous forme ionique, principalement du chlore et du sodium. La présence de ce sel fait que la masse volumique de l'eau de mer en surface est d'environ $1,025\ g.mL^{-}1$, ce qui la rend plus dense que l'eau douce, et lui confère également des caractéristiques électromagnétiques particulières. Dans cette section on présente les principales caractéristiques dièlectriques de l'eau de mer.

3.2.1 Perméabilité de l'eau de mer

L'eau de mer étant un milieu non magnétique, alors nous avons considéré sa perméabilité ($\mu = 1$). Par conséquant, seule sa permittivité électrique relative ϵ_r sera prise en compte.

3.2.2 Permittivité de l'eau de mer

La permittivité, ou constante diélectrique, est une propriété physique qui décrit la réponse d'un milieu donné à un champ électrique.

La constante diélectrique relative ϵ_r est définie comme étant le rapport de la constante diélectrique de la surface ϵ par la permittivité de l'espace libre ϵ_0. Dans ce travail nous avons opté pour la formulation de Debye [Deb29]. Cette constante diélectrique dépend de la fréquence $f = \omega/2\pi$, de la température T et de la salinité de l'eau de mer S [1], elle est donnée par l'équation 3.1.

$$\epsilon_r = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + (j\omega\tau)^{1-\alpha}} - j\frac{\sigma}{\omega\epsilon_0}. \tag{3.1}$$

Où :

- α est un paramètre empirique qui décrit la distribution des temps de relaxation.
- $\epsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12}\,[F/m]$, représente la permittivité de l'espace libre.
- $\epsilon_\infty = 4.8$, représente la permittivité électrique haute fréquence.
- ϵ_s représente la permittivité statique, elle dépend de la salinité S et de la température de l'eau T.

Lorsque la salinité de la mer est comprise entre 4 et $35ppm$, la constante diélectrique statique s'écrit sous la forme [Awa07] [Aya06] :

$$\epsilon_s\,(T, S) = \epsilon_s\,(T, 0)\,a_s\,(T, S) \tag{3.2}$$

Avec :

1. Correspond à la quantité en g de sel dissout dans un $1kg$ de la solution

$$\epsilon_s(T,0) = 87.134 - 1.949 \times 10^{-1}T - 1.276 \times 10^{-2}T^2 + 2.491 \times^{-4} T^3 \tag{3.3}$$

Et

$$a_s(T,0) = 1.0 + 1.613 \times 10^{-5}ST - 3.656 \times 10^{-3}S + 3.210 \times 10^{-5}S^2 - 4.232 \times 10^{-7}S^3 \tag{3.4}$$

Avec :

τ représente le temps de relaxation. Lorsque $0 \leq S \leq 157\ ppm$ et $0 \leq T \leq 40^0C$, il s'exprime de la manière suivante :

$$\tau(T,S) = \tau(T,0)\, b(T,S) \tag{3.5}$$

Avec :

$$\tau(T,0) = 1.768 \times 10^{-11} - 6.086 \times 10^{-13}T + 1.104 \times 10^{-14}T^2 - 8.111 \times 10^{-17}T^3. \tag{3.6}$$

Et

$$b(T,S) = 1 + 2.282 \times 10^{-5}ST - 7.638 \times 10^{-4}S - 7.76 \times 10^{-6}S^2 + 1.105 \times 10^{-8}S^3. \tag{3.7}$$

σ représente la conductivité ionique de l'eau de mer. Lorsque $0 \leq S \leq 40\ ppm$, elle est donnée par l'expression suivante :

$$\sigma(T,S) = \sigma(25,S)\exp(-\Delta\beta) \tag{3.8}$$

Avec :

$$\sigma(25,S) = S\left(0.182521 - 1.46192 \times 10^3S + 2.09324 \times 10^{-5}S^2 - 1.28205 \times 10^{-7}S^3\right). \tag{3.9}$$

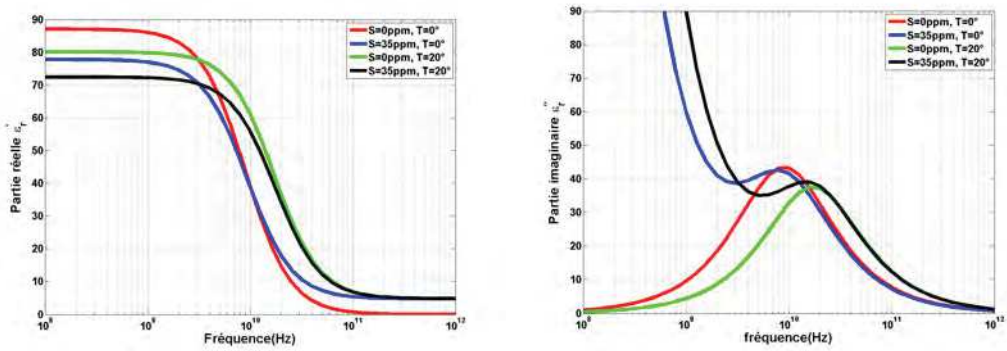
$$\Delta = 25 - T. \tag{3.10}$$

Et

$$\beta = 2.033 \times 10^{-2} + 1.266 \times 10^{-4}\Delta + 2.464 \times 10^{-6}\Delta^2 - S\left(1.849 \times 10^{-5} - 2.551 \times 10^{-7}\delta + 2.551 \times 10^{-8}\Delta^2\right). \tag{3.11}$$

Afin d'illustrer le comportement dela permittivité de l'eau de mer, nous représentons les variations de la partie réelle (figure 3.2(a)), et celle de la partie imaginaire (figure 3.2(b)), en fonction de la fréquence, et pour différentes valeurs de la température et de la salinité. Nous constatons d'après la courbe de la figure 3.2(a), que la variation de la partie réelle peut se décomposer en trois domaines en fonction de la fréquence. Le premier domaine correspond à la zone basses fréquences, où ϵ_r est environ égale à la permittivité ϵ_{s0}. Une partie de transition correspondant à la fréquence de coupure de la constante diélectrique. Enfin, la dernière zone correspondant sensiblement à la valeur limite de la constante diélectrique ϵ_{ir}. Cette dernière

zone est qualifiée de haute fréquence.

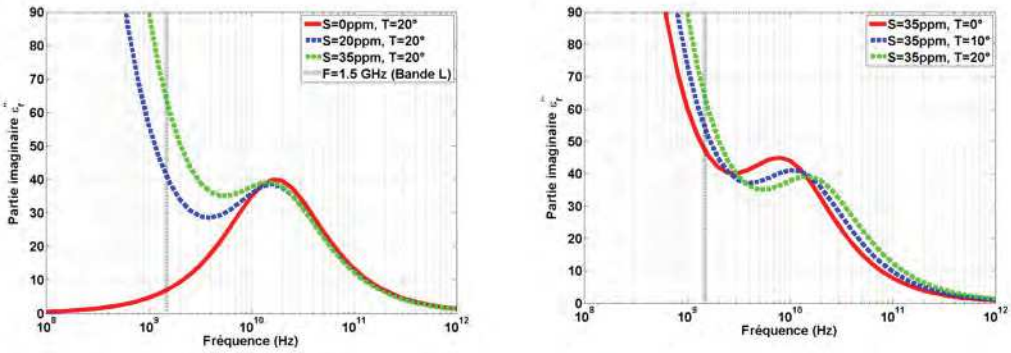


(a) Partie réelle (b) Partie imaginaire

Figure 3.2 — Comportement de la permittivité électrique de l'eau de mer en fonction de la fréquence

.

À l'examen de la figure 3.2, on peut remarquer que le comportement de chaqu'une des zones évoquées précédemment est différent selon la température. Ainsi, l'effet de la température est marqué par une translation des courbes vers l'axe des abscisses dans la première zone. Ce qui explique la prédominance du terme *permittivité statique*. La zone de transition est marquée par un déplacement de la fréquence de coupure vers les hautes fréquences lorsque la température augmente. Pour la zone qualifiée de haute fréquence, l'influence de la température est négligeable.



(a) Influence de la salinité en bande L (b) Influence de la température en bande L

Figure 3.3 — Comportement de la partie imaginaire de la permittivité en bande L

.

Pour la partie imaginaire (figure 3.2(b)), il s'avère, qu'il y a trois régions de variation pour la constante diélectrique en fonction de la fréquence. La première est marquée par une diminution rapide pour des fréquences faibles ce qui traduit la translation des courbes vers les valeurs les plus élevées, et ceci pour une augmentation de la température. La deuxième zone, appelée aussi zone de transition, avec un maximum relatif dont le comportement est inversement proportionnel à la température. La troisième zone, se caractérise par une diminution de la partie imaginaire pour des fréquence importantes avec un comportement vis-à-vis de la température identique à la première zone. On note aussi que pour la partie imaginaire est caractérisée par une forte variation en fonction de la salinité dans la bande L, ce comportement

est illustré par la figure 3.3.

3.3 Caractérisation géométrique de la surface de mer

L'état de la mer à un instant donné résulte d'origine variée (mer de vent, houle, réaction du fond pour des profondeurs faibles, effet de la cote), ainsi que, des agitations hydrodynamiques de direction de propagation et d'amplitude différentes. Vu la présence de l'aspect aléatoire de la surface de la mer qui doit être décrite par une représentation statistique. La surface de la mer est considérée comme un système aléatoire à quatre dimensions *(trois spatiales et une temporelle* x, y, z, t*)* [Awa07], dont l'évolution est essentiellement gouvernée par le vent et la gravité. Avant d'aborder la génération de la surface de mer $2D$ qui est nécessaire à notre application, nous décrivons dans ce qui suit (une caractérisation géométrique de la surface de mer), le mécanisme de génération des vagues, la notion de Fetch, le type de vagues, la houle théorique et enfin la mer du vent.

Génération des vagues

Le principal créateur des vagues de la surface de la mer est la force du vent. La phase de génération des vagues se caractérise par des instabilités hydrodynamiques, la non-linéarité des mécanismes ainsi que la turbulence qui ont une place prépondérante dans cette phase. En plus de la durée d'action du vent, le degré d'organisation et les caractéristiques du champ de vagues crées par le vent dépendent de la distance horizontale appelé *fetch* [Awa07], le long de laquelle il s'est manifesté.

Le Fetch

On désigne par le fetch la distance d'action du vent sur la mer et par extension sa durée d'action [ECK97]. On parle de mer jeune lorsque le fetch est court, dans ce cas les vagues sont en stade de croissance du vent. Ainsi, leurs caractéristiques dépendent à la fois de la vitesse de vent et du fetch. Pour un vent donné, l'augmentation du fetch entraîne une augmentation de l'amplitude et la longueur d'onde dominante des vagues.

La figure 3.4 représente une illustration graphique de la notion du fetch.

Type de vagues

En fonction de leurs l'ongueurs d'onde, il existe deux types de vagues :

Vagues de capillarité Ces vagues se produisent quand le vent commence à souffler sur une mer calme, donnant naissance à des vagues de courte longueur d'onde, connue par vagues de capillarité. La longueur d'onde de ces vagues varient entre quelques millimètres à quelques centimètres. L'autre type est les **vagues de gravité** qui se caractérise par le fait qu'après leurs formation, leur longueur d'onde et leur amplitude augmentent par transfert d'énergie non linéaire et par recouvrement. Ces ondes sont connues par vagues de gravité, parce qu'elles se propagent à cause de la force de la pesanteur [Awa07]. Leur longueur d'onde varie d'une dizaine de centimètres à quelques dizaines de mètres.

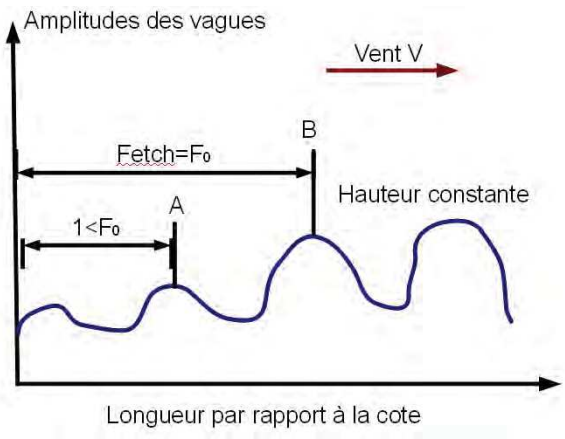


Figure 3.4 — Illustration de la notion du Fetch

.

Houle théorique

La houle théorique est simplement définie par une vague qui a quittée sa zone de génération. Ces vagues sont caractérisées par une amplitude et une période sensiblement constantes [Awa07]. En outre, leur période est toujours plus grande que celle de la mer de vent.

Surface de Mer

La mer de vent est l'ensemble des vagues levées par le vent dans leur aire de genèse. L'ensemble des ondulations de longueurs d'ondes différentes qui se chevauchent entre elles constitue cette mer, un exemple est illustré dans la figure 3.5. La surface de mer peut être décrite comme une superposition de vagues de longueur d'onde, de hauteur et de direction de propagation différente comme le montre la figure 3.5. La surface de mer que l'on modélise est une mer de vent c'est-à-dire une mer générée par le vent local. Lorsque ce vent souffle depuis suffisamment longtemps et sur une distance suffisamment grande alors la surface de mer atteint son état d'équilibre, on parle d'une mer totalement développée. En pleine mer, ces hypothèses sont raisonnables. il est important de ne pas confondre une mer de vent avec une houle qui est générée par les grandes échelles issues d'une mer de vent qui se propagent au de là de la zone venté.

Après avoir présenté les deux types de caractérisation de la surface de mer, nous décrivons dans ce qui suit les modèles de spectre de la mer qui sont nécessaires à la génération de la surface de mer.

3.4 Modèles de spectre de la mer

Les développements théoriques sur les différents spectres de la mer ont commencé dans les années 70, afin de permettre l'estimation des coefficients de rétro-diffusion d'une surface maritime entre 2 et 18 GHz c'est-à-dire dans les bandes L et Ku, le spectre de Pierson-Moskowitz [FL82] est l'un des premiers spectres apparus, après le spectre Gaussien. Le spectre de Pierson-Moskowitz [FL82] décrit les deux régimes de gravité et de capillarité. Ensuite, JONSWAP proposât une modification pour le spectre de Pierson-Moskowitz en introduisant

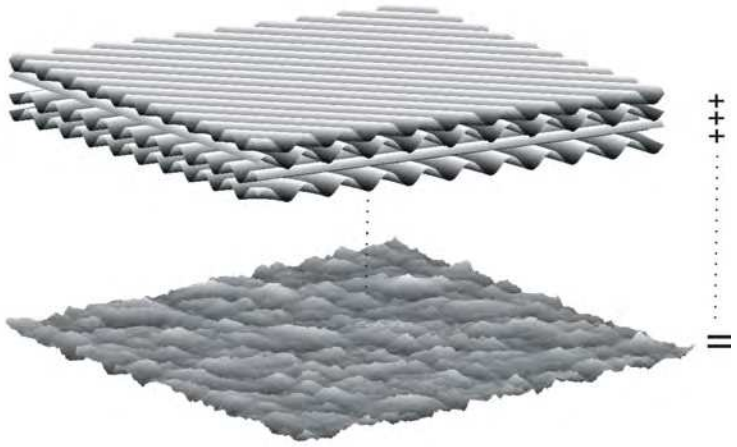


Figure 3.5 — Formation de la mer par superposition de vagues indépendantes

.

l'effet du Fetch. Le spectre de Apel représente une synthèse des travaux effectués dans les années 1980 − 1990. Le spectre développé par Elfouhaily et coll. en [ECK97] est un spectre omnidirectionnel défini pour tous les nombres d'onde. Nous nous limitons notre étude dans ce chapitre à trois spectres qui sont le spectre Gaussien, le spectre de Pierson-Moskowitz et le spectre d'Elfouhaily.

3.4.1 Spectre Gaussien

Le modèle Gaussien est le spectre utilisé le plus souvent dans la littérature pour caractériser une surface aléatoire. Sa fonction de densité de probabilité est donnée par :

$$pr(z) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{\frac{-z^2}{2\sigma^2}} \tag{3.12}$$

Où σ est l'écart type des hauteurs et σ^2 désigne la variance. Ainsi la fonction d'autocorrélation du spectre gaussien s'écrit [YII95] :

$$\rho(R) = e^{\frac{-R^2}{L^2}} \tag{3.13}$$

Où L présente la longueur de corrélation. La transformée de Fourier de $\rho(R)$ donne l'expression du spectre :

$$W(K) = \frac{L^2}{2} e^{\frac{-L^2}{4}K^2} \tag{3.14}$$

Dans cette expression K désigne la fréquence spatiale dans le cas mono-dimensionnel. D'après la formule de normalisation du spectre :

$$S(K) = K\sigma^2 W(K) \tag{3.15}$$

Ce qui nous a permis d'écrire que :

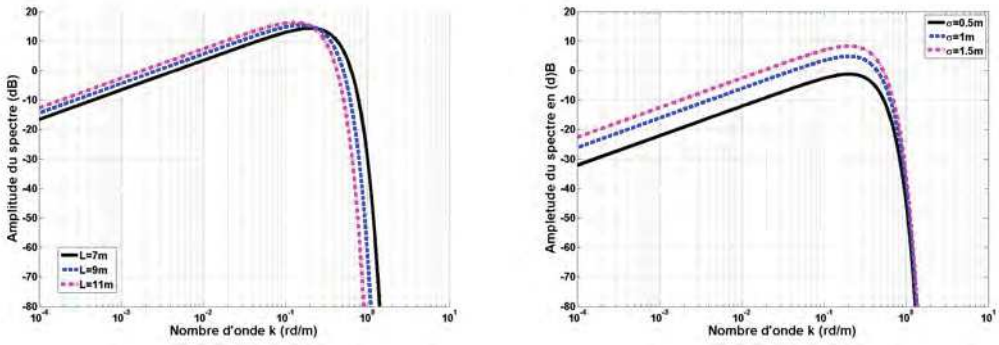
$$S(K) = \frac{L^2\sigma^2 K}{2} e^{\frac{-L^2}{4}K^2} \tag{3.16}$$

Pour le cas bidirectionnel, il suffit de remplacer K par son expression en fonction de K_x et K_y, ce qui revient à écrire :

$$S(K_x, K_y) = \frac{L^2\sigma^2\sqrt{K_x^2 + K_y^2}}{2} e^{\frac{-L^2}{4}(K_x+K_y)^2} \tag{3.17}$$

Le comportement du spectre Gaussien $S(K)$ est représenté sur la figure 3.6 suivant la variation de la longueur L, ainsi que pour différentes valeurs de l'écart type σ.

Nous constatons que la variance favorise le déplacement horizontal du spectre de surface suivant la fréquence spatiale, alors que la distance de corrélation L présente un effet direct sur l'amplitude du spectre.



(a) Variation du spectre pour différentes valeurs de la longueur L

(b) Variation du spectre pour différentes valeurs de l'écart type σ

Figure 3.6 — Variation de l'amplitude du spectre en fonction du nombre d'onde K pour différentes valeurs de σ et L

.

Pour définir le modèle Gaussien, il suffit juste de préciser la longueur de corrélation ainsi que la variance. Ce modèle reste insuffisant pour décrire la réalité de la surface maritime qui dépend essentiellement de la force ainsi que la direction du vent. Pour tenir compte de cette réalité, d'autre modèles plus réalistes ont été élaborés.

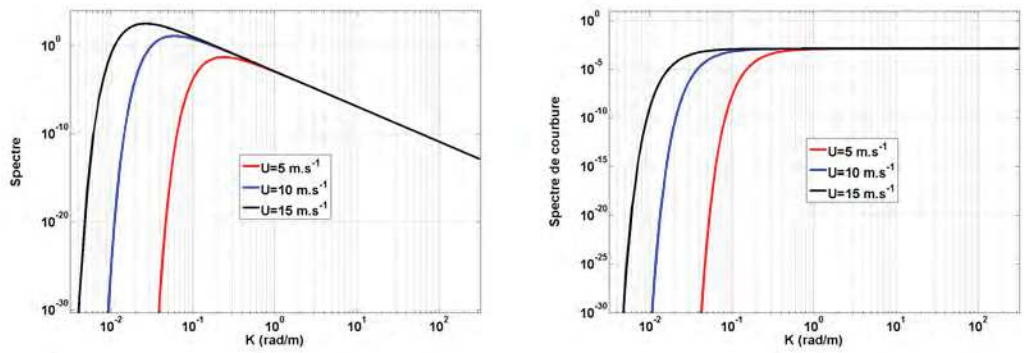
3.4.2 Spectre de Pierson-Moskowitz

Le spectre de Pierson-Moskowitz [PM64] a été élaboré dans les années 70, son expression analytique est donnée par :

$$S(K, \phi) = \frac{4.05 \cdot 10^{-3}}{K^4} e^{-\frac{0.74g^2}{K^2 U_{19.5}^4}} \frac{\cos^2\phi}{\pi} \tag{3.18}$$

Dans l'équation 3.18, $g = 9.81\, m \cdot s^-1$ représente l'accélération de la pesanteur, $U_{19.5}$ est la vitesse du vent à une altitude de $19.5m$ au dessus de la surface de la mer et ϕ est la direction du vent. Nous avons tracé sur la figure 3.7, les spectres de mer d'élévation et de courbure en fonction du nombre d'onde K pour trois vitesses de vents. Pour ces trois courbes présentées

sur la figure 3.7, nous remarquons la présence d'un pic, appelé pic de gravite. La position de ce pic dépend de la vitesse du vent.



(a) Amplitude du spectre de hauteur (b) Amplitude du spectre de courbure

Figure 3.7 — Variation de l'amplitude du spectre de Pierson-Moskowitz pour une direction du vent ($\phi = 0$) et pour differentes vitesses du vent : $5\,m.s^{-1}$, $10\,m.s^{-1}$ et $15\,m.s^{-1}$

.

3.4.3 Spectre d'Elfouhaily

La synthèse de l'ensemble des travaux effectués depuis 1970 sur le comportement des surfaces des océans a donné naissance au spectre d'Elfouhaily [ECK97] qui est un spectre omnidirectionnel défini pour tous les nombres d'onde. Il est élaboré à partir de faits expérimentaux et théoriques qui n'ont pas été pris en compte dans le spectre de Pierson-Moskowitz. Un paramètre intervenant dans le modèle d'Elfouhaily [ECK97] et qui a été défini précédemment est le fetch, qui est homogène à une distance et représente l'étendue de mer sur laquelle l'action du vent est sensible. L'expression analytique bidirectionnelle est définie comme le produit d'une partie isotrope $S(K)$ par une fonction de répartition angulaire $f(K, \phi)$:

$$S\left(K, \phi\right) = S\left(K\right) f\left(K, \phi\right) \tag{3.19}$$

La partie isotrope de spectre d'Elfouhaily est composée de la somme de deux termes, l'un représente le régime de capillarité et l'autre représente le régime de gravité. L'expression analytique est donnée par [ECK97] :

$$S\left(K\right) = K^{-3}\left[B_L\left(K\right) + B_H\left(K\right)\right] \tag{3.20}$$

Où B_L et B_H représentent respectivement la contribution des vagues de gravité et celles des vagues de capillarité. La contribution des vagues de gravité B_L est donnée par :

$$B_L = \alpha_p F_p \frac{c(K_p)}{2c(K)} \tag{3.21}$$

Les paramètres de l'équation 3.21 dépendent de la vitesse du vent à une altitude de $10\,m$ (U_{10}) de la surface de la mer. La fraction $\frac{c(K_p)}{2c(K)} \approx \Omega$ représente l'inverse de l'age de la vague et $c(K)$ est la vitesse de phase et K_p est le nombre d'onde pour une valeur maximale du spectre. $\alpha_p = 0,006\sqrt{\Omega}$. La vitesse de phase $c(k)$ et le nombre d'onde k_P sont exprimés par les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} c(K) &= \sqrt{\frac{g(1+\frac{K^2}{K_m^2})}{K}} \\ K_p &= \frac{g\Omega^{0.5}}{U_{10}^2} \end{aligned} \tag{3.22}$$

Avec $g = 9.81m/s^2$ et Ω est donné par :

$$\Omega = 0.84 \tanh\left[\left(\frac{X}{X_0}\right)^{0.4}\right]^{-0.75} \tag{3.23}$$

Avec $X_0 = 2.2 \cdot 10^4$, X désigne le fetch du vent exprimé en m, et $K_m = 370m^{-1}$.

La fonction F_p de l'équation 3.21 est donnée par l'expression suivante :

$$F_p = \gamma^\Gamma \exp\left[-5\frac{(\frac{K_p}{K})^2}{4}\right] \exp\left\{\frac{-\Omega\left[\sqrt{\frac{K}{K_p}}-1\right]}{\sqrt{10}}\right\} \tag{3.24}$$

Où

$$\gamma = \begin{matrix} 1.7 & 0.84 \leq \Omega \leq 1 \\ 1.7 + 6\log(\Omega) & 1 < \Omega < 5 \end{matrix} \tag{3.25}$$

La contribution des vagues de capillarité est donnée par :

$$B_H(K) = \alpha_m F_m \frac{c(K_m)}{2c(K)} \tag{3.26}$$

Avec :

$$\alpha_m = 0.01 \begin{matrix} 1 + \ln\left[\frac{v_f}{c(K_m)}\right] & v_f \leq c(K_m) \\ 1 + 3\ln\left[\frac{v_f}{c(K_m)}\right] & v_f > c(K_m) \end{matrix} \tag{3.27}$$

Où v_f représente la vitesse de friction, elle est donnée par la relation [ECK97] :

$$v_f = U_{10}\sqrt{C_{10}} \tag{3.28}$$

Avec $C_{10} = (0.8 + 0.065U_{10}) \cdot 10^{-3}$. U_{10} et v_f sont ainsi exprimés en ms^{-1}. Finalement, la fonction F_m de l'équation 3.26 est donnée par :

$$F_m = \exp\left[-\frac{(1-\frac{K}{K_m})^2}{4}\right] \exp\left[-5\frac{(\frac{K_p}{K})^2}{4}\right] \tag{3.29}$$

Sur la figure 3.9, nous avons présenté la variation du spectre d'Elfouhaily en fonction des différentes vitesses du vent. Dans le but de couvrir le cas directionnel, il a fallu introduire une fonction angulaire $f(K, \phi)$. Par conséquent, l'expression du spectre directionnel est donnée par :

$$S(K, \phi) = S(K) f(K, \phi) \tag{3.30}$$

Où ϕ représente l'angle entre la direction de propagation et la direction du vent comme

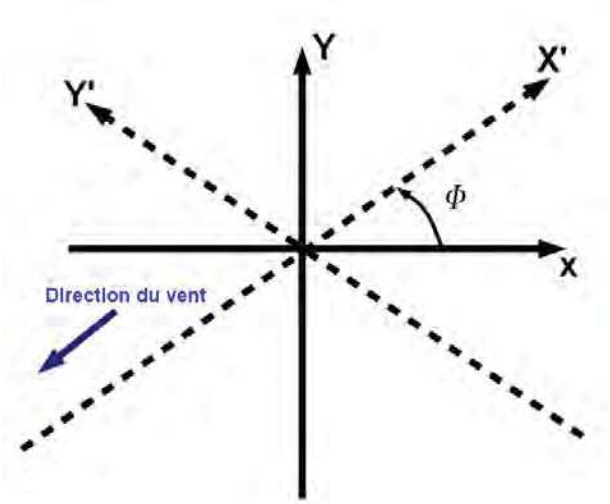


Figure 3.8 — Direction du vent dans le plan (x, y)

le montre la figure 3.8. Par la fonction angulaire d'Elfouhaily proposée dans son modèle que les vagues à grandes longueurs d'ondes sont toujours directionnelles et se propagent principalement dans la direction du vent quelle que soit sa vitesse. Tant dis que les vagues de moyennes et petites longueurs d'ondes qui sont plus dispersées voire même se propagent dans le sens contraire du vent.

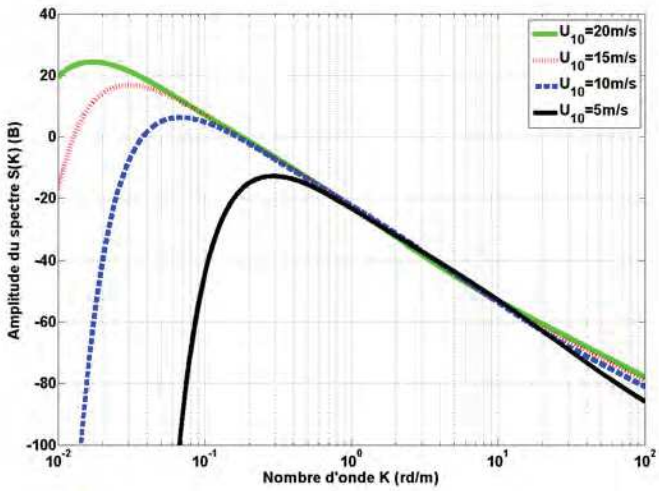
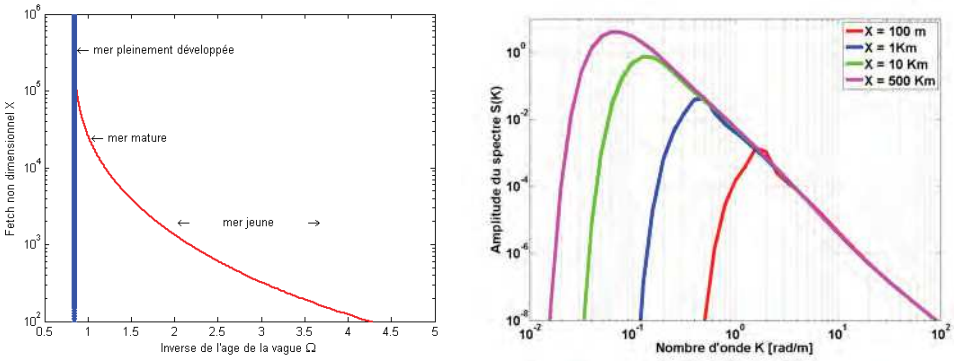


Figure 3.9 — Comportement du spectre d'Elfouhaily pour différentes valeurs de la vitesse du ventU_{10}

Nous avons présenté sur la figure 3.10(a) la variation du fetch en fonction de Ω. Nous remarquons que Ω a une variation inversement proportionnellement à la valeur du fetch. La valeur limite de $\Omega = 0.84$ est atteinte pour une valeur élevée du fetch. Sur la figure 3.10(a), nous avons tracé les variations de l'amplitude du spectre en fonction de différentes valeurs du fetch $X = (O.1, 1, 10, 500)Km$ et pour une vitesse du vent $U_{10} = 10m/s$. Nous constatons que le maximum se déplace vers les courtes longueurs d'ondes, quand le fetch diminue. Ce comportement correspond au régime de capillarité. Par contre, le régime de gravité est com-



(a) Variation du fetch en fonction de Ω (b) Variation du spectre pour différentes valeurs du fetch

Figure 3.10 — Variation du spectre d'Elfouhaily pour différentes valeurs du fetch avec $U_{10} = 10\,m/s$

.

plètement développé pour un fetch élevé dont le spectre est beaucoup plus énergétique. Dans le cas de notre application, nous prenons le cas d'une mer développée $\Omega = 0.84$. Le spectre d'Elfouhaily est retenu pour la suite de nos travaux, notamment pour générer une surface de mer $2D$.

3.5 Génération d'une surface maritime $2D$ aléatoire

L'objectif principal de ce chapitre se focalise autour du calcul de la SER d'une cible intégrée dans l'environnement marin, par conséquent avant de passer au calcul de la SER d'une surface maritime, nous devons caractériser et générer la surface de mer $2D$. Dans ce qui suit nous présentons la procédure adoptée pour générer une surface maritime $2D$, au-dessus de laquelle on simulera la diffusion des ondes électromagnétiques. La surface de mer est complexe à caractériser puisque plusieurs paramètres entrent en jeu dans la description de leur profil. L'étude que nous avons faite concernant les différents spectres de la surface de mer montre qu'il existe une difficulté à connaître précisément et correctement l'évolution d'une surface de mer, ce qui nous a amenée à supposer que cette surface est une surface rugueuse aléatoire. Il convient ainsi de connaître certaines caractéristiques statistiques permettant de décrire son comportement aléatoire.

Le spectre de mer permet de générer une surface de mer, qui sont utilisées pour générer une surface de mer aléatoire (dans les deux cas mono-dimensionnel et bidimensionnel). La technique de génération d'une surface aléatoire est basée sur une méthode spectrale [ABKM07b] [Bou99]. L'idée serait d'appliquer un filtre de réponse impulsionnelle $f(x)$ et de densité spectrale de puissance $S_g(K)$ à un bruit blanc gaussien $b(x)$ centré (contenant toutes les fréquences) de variance unitaire et de densité spectrale de puissance $S_e(K)$. La réponse de ce filtre est donnée par le produit de convolution de $f(x)$ et de $b(x)$:

$$z\,(x) = f\,(x) * b\,(x) \tag{3.31}$$

Où $*$ désigne le produit de convulution. le signal de sortie étant réel on peut alors écrire $f(x)$ sous la forme suivante :

$$f(x) = TF^{-1}\left[S_g(K)\right] = TF^{-1}\left[\sqrt{\frac{S_z(K)}{S_e(K)}}\right] \tag{3.32}$$

Où TF et TF^{-1} représentent respectivement la transformée de Fourier et la Transformée inverse de Fourier. $S_z(K)$ représente la densité spectrale du signal de sortie. La densité spectrale d'un bruit blanc gaussien est égale à 1 donc nous pouvons récrire $f(x)$ sous la forme suivante :

$$f(x) = TF^{-1}\left[\sqrt{S_z(K)}\right] \tag{3.33}$$

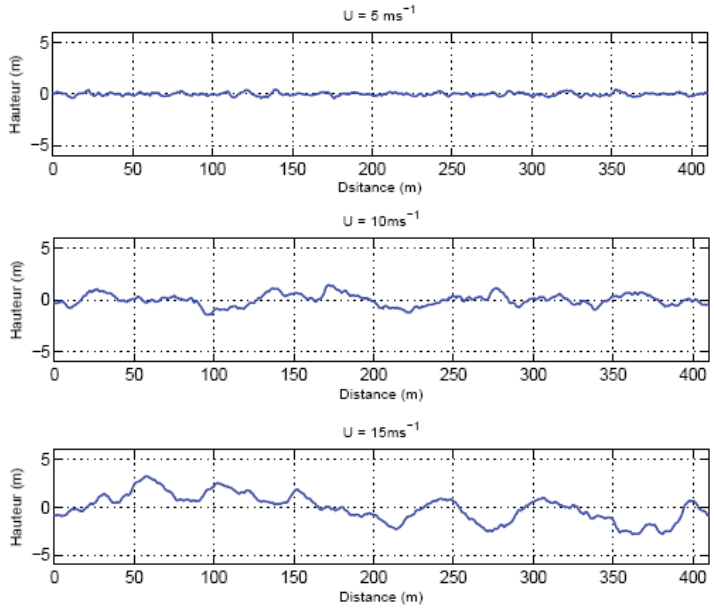


Figure 3.11 — Spectre monodirectionnel d'une surface maritime pour différentes vitesses du vent

.

D'un autre coté l'utilisation de l'équation 3.31 nous permet d'écrire :

$$f(x) = TF\left[f(x)\right]TF\left[b(x)\right] = TF\left[TF^{-1}\left[\sqrt{S_z(K)}TF\left[b(x)\right]\right]\right] \tag{3.34}$$

Donc la hauteur de la surface de mer à un point donné, notée $z(x)$, est donnée par la formule suivante :

$$f(x) = TF^{-1}\left[\sqrt{S_z(K)}TF\left[b(x)\right]\right] \tag{3.35}$$

L'algorithme de génération d'une surface de mer $2D$ utilisé est basé sur une méthode spectrale de [ABKM07a][ABKM07b]. La première étape consiste à générer une matrice B de la taille de la surface que nous souhaitons générer. Cette matrice représente un bruit blanc gaussien. Ensuite, on multiplie terme à terme cette matrice par la racine carrée du spectre d'amplitude d'Elfouhaily.

Nombre de Beaufort	Descriptif	Vitesse de vent (m/s)	Vitesse moyenne en noeuds	Vitesse en km/h	Vitesse de friction cm/s	Hauteur des vagues(m)
0	Calme	0.0-0.2	< 1	< 1	< 1	(-)
1	Trés légère brise	0.3-1.5	1-3	1-5	2-6	0.1(0.1)
2	Légère brise	1.6-3.3	4-6	6-11	7-12	0.2(0.3)
3	petite brise	3.5-5.4	7-10	9-12	13-18	0.6(1)
4	Jolie brise	5.5-7.9	11-16	20-28	19-28	1(1.5)
5	Bonne brise	8-10.7	17-21	29-38	29-43	2(2.5)
6	Vent frais	10.8-13.8	22-27	39-49	44-62	3(4)
7	Grand frais	13.9-17.1	28-33	50-61	63-83	4(5.5)
8	Coup de vent	17.2-20.7	34-40	62-74	84-108	5.5(7.5)
9	Fort coup de vent	20.8-24.4	41-47	75-88	109-136	7(10)
10	Tempête	24.5-28.4	48-55	89-102	137-168	9(12.5)
11	Violente tempête	28.5-32.6	56-63	103-117	169-206	1.5(16)
12	Ouragan	>32.7	>64	>118	> 207	4(-)

Tableau 3.1 — Echelle de Beaufort [Khe00]

.

$$Z = B\sqrt{S} \tag{3.36}$$

La dernière étape à effectuer pour la surface de mer générée, est d'éffectuer une transformée de Fourier inverse :

$$z = cTF^{-1}\left[Z\right] \tag{3.37}$$

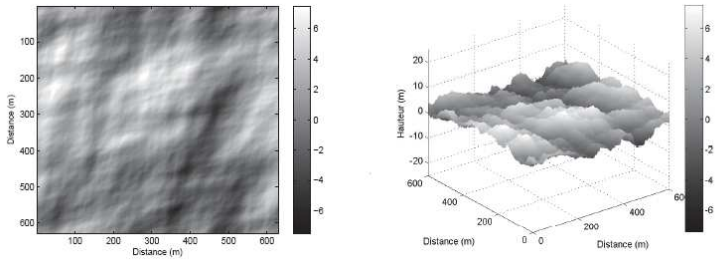


Figure 3.12 — Surface maritime $2D$ générée pour une vitesse du vent de $20\,m.s^{-1}$

.

Les figures 3.11 3.12 représentent des surfaces (monodimensionnelles et bidimensionnelles) générées pour différentes vitesses du vent. Les hauteurs des surfaces respectent bien les valeurs données par l'échelle de Beaufort 3.1.

3.6 Calcul de la SER d'une surface maritime

Dans les sections précédentes nous avons présenté une briève synthèse sur les outils de modélisation de la surface de mer, ainsi quet sur les différents spectres de mer. Ensuite, nous avons présenté la méthode utilisée pour générer une surface de mer $2D$. Ceci dans le but de nous nous sommes intéréssé par la suite au calcul de la diffusion EM par une cible complexe présente au-dessus d'une surface de mer. Par conséquant, dans cette section, nous comparons quelques modèles de diffusion EM par une surface de mer avec les méthodes généralement adopté l'approximation de Kirchhoff et la méthode des petites perturbations, mais avant d'effectuer cette comparaison, il est très important d'adapter la surface de mer $2D$ que nous avons générer dans la section 3.5 à notre représentation en facettes triangulaires ce qui nous permet de garder une homogénéité géométrique de cette cible complexe (Surface de mer+cible complexe).

3.6.1 Maillage triangulaire de la surface de mer $2D$

Dans le but d'avoir une surface de mer maillée avec des facettes triangulaires, nous avons généré le maillage triangulaire d'une surface puis nous avons fait une projection de cette surface pour obtenir une surface de mer en maillage triangulaire 3.13(b). Enfin, nous avons introduit la cible sur la surface de la mer pour obtenir un ensemble (surface de mer + cible), un exemple de surface de la mer et sa surface maillée est donné sur la figure 3.13(b).

La structure résultante est caractérisée par sa diffusion électromagnétique très complexe liée à la rugosité de la surface maritime. En détection radar, les fluctuation rapides des réflexions par les facettes sur la surface de la mer connue par le fouillis de mer (sea clutter), a une grande influence sur calcul de signal diffusé par une cible sur la surface de la mer.

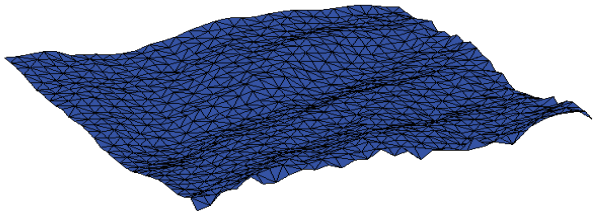
Après avoir présenté la démarche adoptée pour générer une surface de mer $2D$, ainsi que l'intégration de la cible dans son environnement marin, nous présentons dans ce qui suit une comparaison entre les résultats obtenues soit via les méthodes généralement utilisée (AK, SPM), soit par l'Optique Physique (OP) adoptée dans le processus de calcul proposé.

3.6.2 Approximation de Kirchhoff (KA)

Le modèle Kirchhoff est connu par sa capacité à calculer la composante spéculaire (qui satisfont la condition de rayon de courbure grand par rapport à la longueur d'onde, et pour une mer infinie). Les coefficients de diffusion σ_{nm} (les indices n et m font référence aux polarisation H et V) qui sont proportionnelles à la probabilité de trouver des points spéculaires sur une surface éclairée :

$$\sigma_{nm} = \frac{\pi k^2 \|q\|^2}{q_z^4} |U_{mn}|^2 P_r(Z_x, Z_y) \tag{3.38}$$

Où $\vec{q} = k(\vec{k_s} \cdot \vec{k_s}) = [q_x, q_y, q_z]$, U_{mn} est un coefficient de polarisation dépendant des angles de configuration $(\theta_i, \phi_i, \theta_s, \phi_s)$ ainsi que les coefficients de Fresnel [UMF86]. $P_r(Z_x, Z_y)$ est la probabilité de trouver une pente $Z_x = -q_x/q_z$ et $Z_y = -q_y/q_z$ sur la surface de mer. La fonction de probabilité des pentes a été déterminée de manière empirique par Cox et Munk [CM54]. Nous présentons sur les figures 3.14 et 3.15 les résultats de simulation des coefficients de diffusion obtenus à l'aide de l'approximation de Kirchhoff (AK) pour les deux configurations (monostatique et bistatique) avec les paramètres suivants : salinité $S = 35ppm$, température de l'eau $T = 20°C$, ainsi qu'une fréquence $f = 10\,GHz$. Nous avons fixé le



(a) Maillage en cellule triangulaire d'une surface de mer $2D$

(b) Modèle triangulaire de l'ensemble(surface de mer+cible)

Figure 3.13 — Maillage triangulaire d'une scène maritime complexe

.

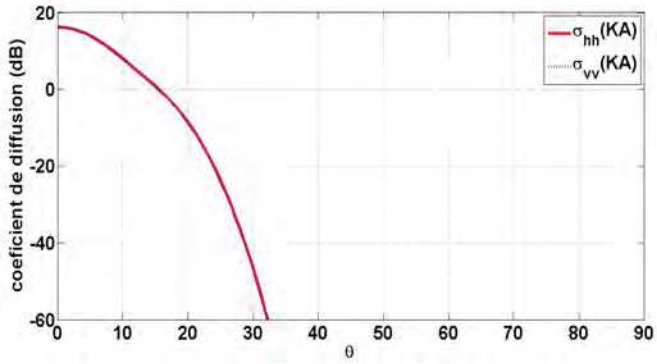


Figure 3.14 — Coefficients de diffusion monostatique en utilisant l'approximation de Kirchhoff(KA)

.

radar dans le plan $\phi = 0°$ et θ entre 0° et 90° pour le cas mono-statique. Ces résultats sont comparés à ceux présentés dans [Awa07]. Nous constatons que les coefficients de diffusion pour le cas monostatique présentent un maximum d'énergie dans la direction spéculaire donnée par $\theta = 0°$. Ce qui est expliqué par le fait que dans cette direction, la probabilité de trouver des pentes perpendiculaires à la direction d'incidence est maximale. Dès qu'on s'éloigne de cette direction, la probabilite de trouver des pentes orientées perpendiculairement a la direction d'incidence diminue. Ceci est confirmé par les courbes de la figure 3.14, où nous remarquons que les coefficients de diffusion sont quasi nuls au-delà de $\theta = 30°$. Dans le cas la configuration

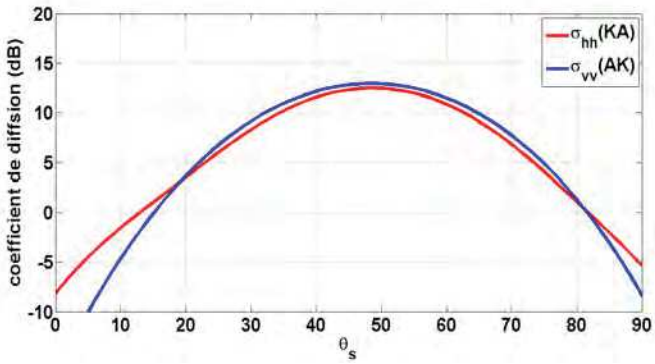


Figure 3.15 — Coefficients de diffusion bistatique en utilisant l'approximation de Kirchhoff(KA)

.

bistatique, la position de l'émetteur est définie par les angles ($\theta_i = 50°$, $\phi_i = 0°$), et le récepteur se déplace dans le plan ($\theta_s = [0° : 90°]$, $\phi_s = 0°$). Comme le montre la figure 3.15 les coefficients de diffusion passent par un maximum d'énergie qui correspond à la direction spéculaire $\theta_s = 50°$ (propagation avant).

3.6.3 Méthode des petites perturbations (SPM)

La méthode des petites perturbations a été introduite pour les ondes radio par Rice [Ric51]. Elle est utilisée pour obtenir le coefficient de diffusion sur une surface légèrement rugueuse, comme son échelle de rugosité verticale est faible comparée à la longueur d'onde incidente, donc la pente de la surface. La méthode des petites perturbations a été récemment étendue au cas bistatique pour les applications de la mer dans [KA00]. Les coefficients de diffusion du premier ordre pour une surface légèrement rugueuse avec une déviation standard de la surface σ_r sont donnés par :

$$\sigma_{mn} = 8\sigma_r^2 k^4 \cos^2(\theta_s) \left|\sigma_{mn}\right|^2 W(k_x + k\sin\theta_i, k_y) \tag{3.39}$$

Où σ_{mn} est un coefficient de polarisation qui dépend des angles bi-statiques et permittivité de la surface de mer [Ish]. W est le spectre de rugosité normalisé qui est la transformée de Fourier du coefficient de corrélation de la surface, $k_x = -k\sin\theta_s\cos\phi_s$ et $k_y = -k\sin\theta_s\sin\phi_s$. Les coefficients de diffusion pour le cas monostatique et bistatique sont tracé sur les figures 3.16 et 3.17 pour une fréquence de l'onde incidente de $10\,GHz$ et une salinité de la mer de $35\,ppm$ ainsi qu'une température de l'eau de mer égale à $20°C$.

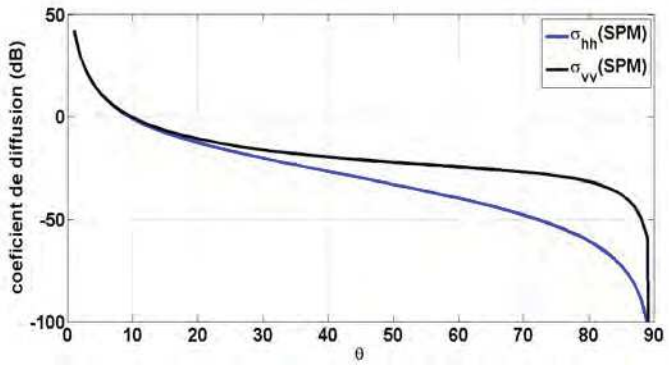


Figure 3.16 — Coefficients de diffusion monostatique en utilisant la méthode des petites perturbations (SPM)

.

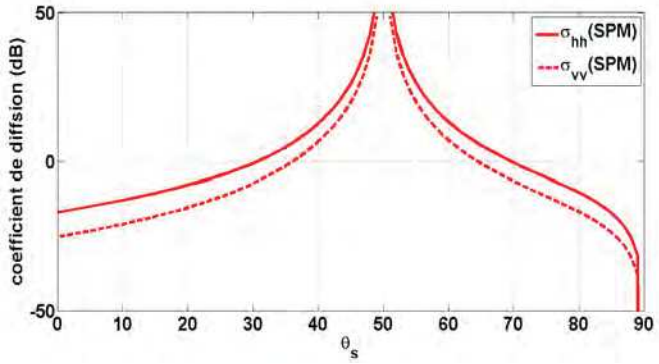


Figure 3.17 — Coefficients de diffusion bistatique en utilisant la méthode des petites perturbations (SPM)

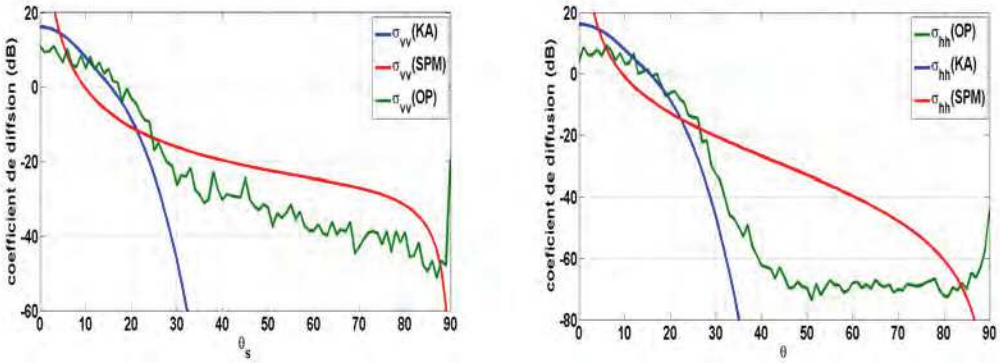
.

3.6.4 Evaluation du processus de calcul de SER proposé

Pour calculer le champ diffusé par une surface de mer, différentes méthodes peuvent être utilisées à savoir les méthodes numériques telle que la méthode des moment par exemple ou les méthodes approchées ou aussi les approches statistiques. Comme nous venons de le citer dans le paragraphe précédent, dans notre processus de calcul nous avons opté pour l'utilisation l'Optique Physique (OP) permettant ainsi de calculer les coefficients de diffusion EM par une surface de mer. L'objectif de cette section consiste à valider notre modèle de calcul du champ diffusé par la surface de mer, pour se faire nous avons choisi de le comparer avec les résultats obtenus en utilisant les deux modèles approchés présentés dans la section précédente (Approximation de Kirchoff et la méthode des petites perturbation(SPM). Nous considérons une surface déterministe, le champ diffusé par cette surface discrétisée en facettes triangulaires est calculé par l'Optique Physique (OP). Chaque facette de la surface est considérée parfaitement plane, et les coordonnées des sommets sont connues. La surface de mer considérée fait ($512 \times 512m^2$), avec les paramètres physiques et géométriques suivants :

- La vitesse du vent $= 5\, m/s$.
- La direction du vent $= 25°$.
- La salinity $= 35\, ppm$.
- La temperature $= 20°C$.

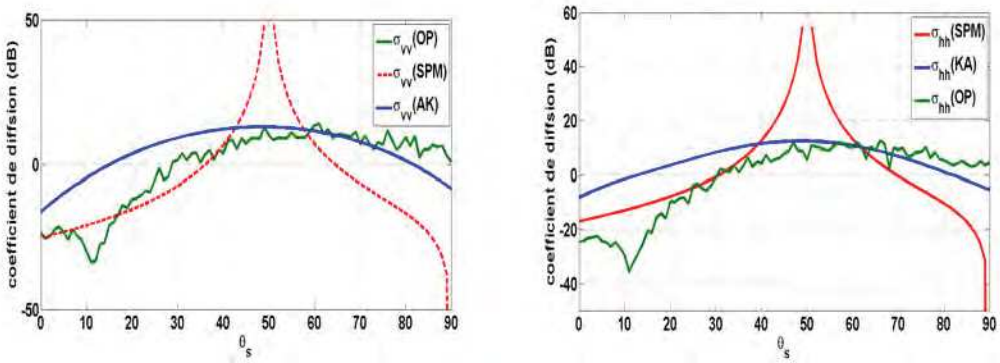
– La direction de propagation des ondes = 0°



(a) Polarisation VV (b) Polarisation HH

Figure 3.18 — Comparaison de l'OP par rapport à l'approximation de Kirchhoff et la méthode des petites perturbations dans le cas monostatique

.



(a) Polarisation VV (b) Polarisation HH

Figure 3.19 — Comparaison de l'OP par rapport à l'approximation de Kirchhoff et la méthode des petites perturbations dans le cas bi-statique

3.6.4.1 Analyses des résultats numériques

Les figures 3.18 et 3.19 , présentent une comparaison des coefficients de diffusion monostatique et bistatique obtenus soit par l'Optique Physique (OP) soit via l'approximation de Kirchhoff (KA) et la méthode des petites perturbations (SPM). Les résultats présentés ici ont été obtenus en considérant une surface déterministe (présentée dans la section 3.6.4). Les coefficients de diffusion obtenus par l'approximation de Kirchhoff et la SPM sont calculés à partir du modèle statistique de la mer, donc ils présentent une moyenne statistique.

Nous remarquons que les coefficients calculés avec l'Optique Physique (OP) pour une réalisation déterministe et pour une incidence proche de la direction spéculaire sont proches des coefficients obtenus par l'approximationde Kirchhoff, et ce malgré qu'ils soient bruités. Généralment, c'est la SPM qui est utilisée pour modéliser la diffusion loin de la direction spéculaire ainsi que pour des angles d'observation plus larges, parce que l'approximation de Kirchhoff ne prévoit pas de diffusion dans cette région. Quant à l'OP, elle prévoit une diffusion avec un écart atteignant les 20 dB par rapport aux résultats de la SPM.

Le résultat de l'Optique Physique semble montrer une bonne précision entre la diffraction spéculaire de modèle de Kirchhoff (KA) et la composante diffuse donnée par la méthode des petites perturbations. Après avoir validé l'Optique Physique pour la diffusion par la surface maritime, nous présentons dans la section suivante quelques résultats de simulation de la SER d'une cible présente sur la surface de mer et observée en configuration mono-statique ou bi-statique.

3.7 Simulations numériques d'une scène complexe

En Modélisation électromagnétique, seule la réponse EM de la cible a été largement étudié. Un modèle fiable doit pouvoir calculer la réponse EM de l'ensemble (cible+surface de mer). Pour cela, Un modèle simplifié de diffusion électromagnétique d'une cible présente sur une surface de mer a été établie, dans laquelle un processus de diffusion entre la cible et la mer est considéré comme double réflexions. Premièrement, l'onde électromagnétique (EM) incidente est projetée sur cible, son onde réfléchie est considérée comme l'onde incidente pour illuminer la surface de la mer, le champ diffusé (l'écho radar) peut être obtenu par le deuxième rebond. Ainsi, l'interaction entre la cible et une surface de mer (figure 3.20) est obtenu en utilisant l'Optique Physique (OP). La figure 3.20 présente les différentes interactions entre la cible et la surface de mer.

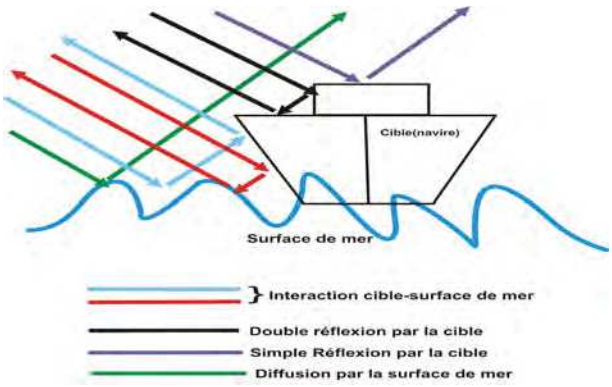


Figure 3.20 — Interaction entre la surface de mer et la cible

.

3.7.1 SER monostatique d'un cube présent sur une surface plane

Les changements de la SER d'une cible complexe sont causés principalement par la rugosité de la surface de la mer. Nous pouvons tenir compte de ces changements, on considérant la SER d'une cible située sur une surface plane [BPK99]. En effet, la surface de la mer au niveau local de la cible a tendance à ressembler à (pour des états de mer faibles). Dans l'objectif de donner un premier résultat concernant l'interaction entre la surface maritime et une cible, nous avons calculé la SER mono-statique et bi-statique pour un cube parfaitement conducteur de dimensions 2λ posé sur une surface plate de dimensions 8λ. La configuration considérée correspond à celle proposée dans [XJ09] est illustré à la figure 3.21. Elle caractérisée par les angles $\phi = 0°$ et $\theta = [0 : 90]°$. Nous constatons pour la SER monostatique présentée par de la figure 3.22(a), que le maximum de l'énergie rétrodiffusée est dans la direction spéculaire définie par $\theta = 0°$, ainsi la contribution de la double réflexions entre le cube et la surface plane

8λ apprait clairement entre $\theta \approx 20°$ et $\theta \approx 80°$. Les résultats obtenus sont en bon accord avec ceux obtenus par le logiciel FEKO (MoM) ainsi comparés avec [BKCAY10] [XJ09].

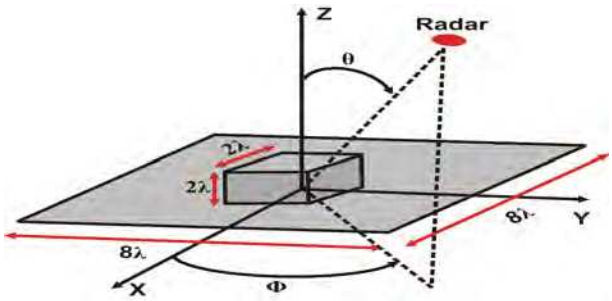
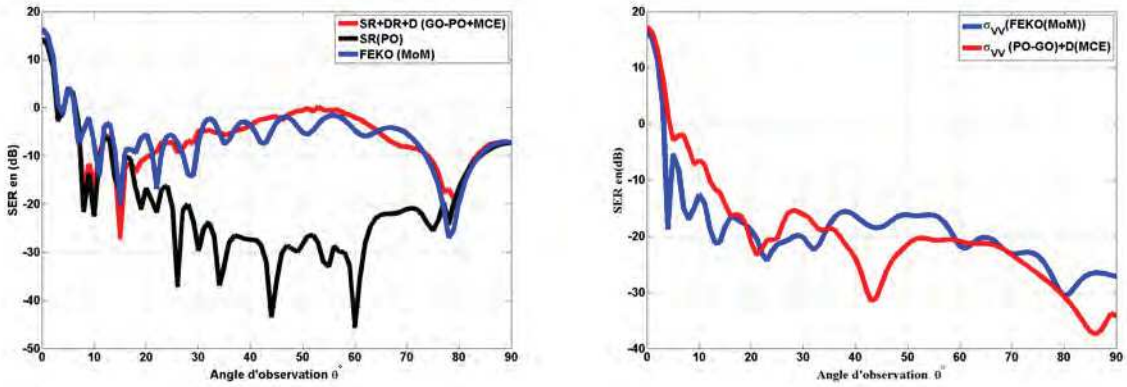


Figure 3.21 — Configuration d'un cube présent sur une surface plane

.



(a) (b)

Figure 3.22 — SER mono-statique d'un cube parfaitement conducteur posé sur une surface plane et illuminé à une fréquence de $10\,GHz$

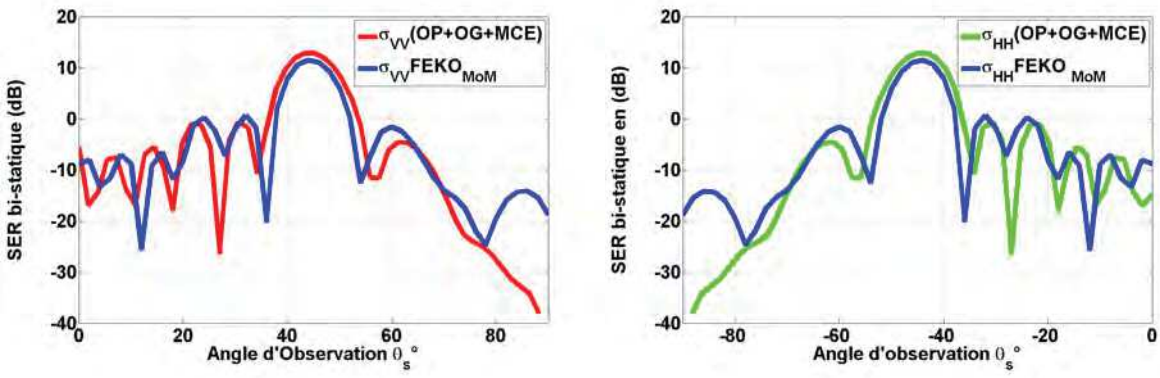
.

Le résultat donné sur la figure 3.23-a est obtenu pour un émetteur localisé par $\theta_i = -45°$ et $\phi_i = 0°$, et une position du récepteur fixée par le plan $\phi_s = 0°$ et qui varie dans l'intérvalle $\theta_s = [0 : 90]°$.

Nous remarquons sur ces deux simulations que le maximum de la SER se trouve bien dans la direction spéculaire donnée par $\theta_s = 45°$ pour la première configuration et $\theta_s = -45°$ pour la deuxième configuration.

Le résultat donné sur la figure 3.23-b est obtenu pour un émetteur localisé par $\theta_i = 45°$ et $\phi_i = 0°$, et une position du récepteur fixée par le plan $\phi_s = 0°$ et qui varie dans l'intérvalle $\theta_s = [-90 : 0]°$.

Nous constatons que le résultat obtenu dans le cadre de nos simulations est en bon accord avec celui obtenu par le logiciel FEKO(MoM), sauf que pour la première configuration où nous remarquons une divergence entre notre résultat et celui obtenu par FEKO pour un angle d'observation allant de 80° à 90°. La même remarque est à signaler pour la deuxième configuration pour un angle d'observation allant de −90° à −80° comme l'indique la figure 3.23-b.



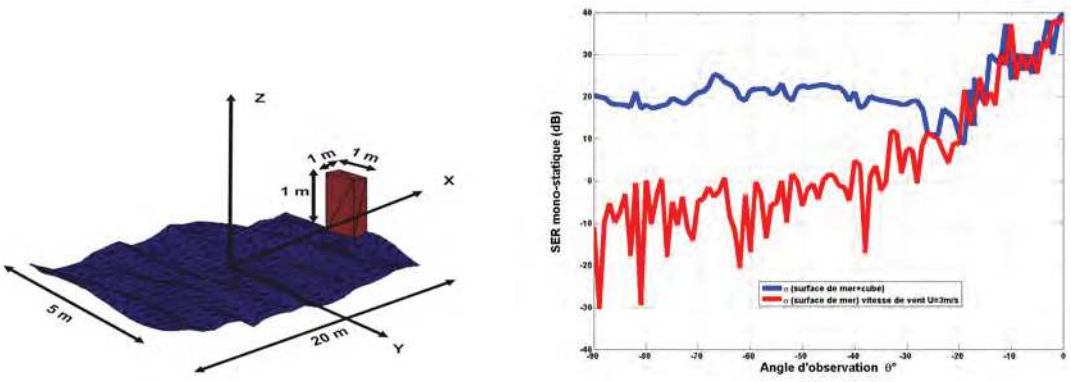
(a) (b)

Figure 3.23 — SER bi-statique d'un cube parfaitement conducteur posé sur une surface plane à $10\,GHz$

.

3.7.2 SER mono-statique et bi-statique d'un cube sur une surface maritime

Une autre simulation a été réalisée en considérant une scène plus complexe. Ainsi, nous avons considéré un cube de $1 \times 1\,m$ posé sur une surface de mer placé et situé à l'extrémité positive de l'axe des X. La surface de la mer fait $5\,m$ de large et $20\,m$ de longueur [BPK99]. L'analyse du résultat obtenu pour cette géométrie représentée sur la figure 3.24-a montre clairement les effets de l'interaction entre la cible et la surface de mer (courbe en bleu) notamment pour un angle d'observation allant de $-90°$ à $-20°$.



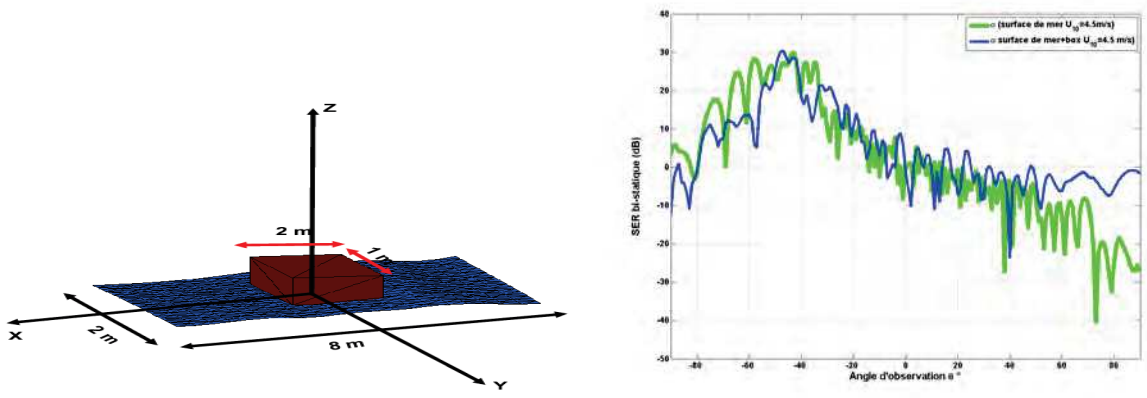
(a) (b)

Figure 3.24 — SER monostatique d'un cube parfaitement conducteur posé sur une surface de mer

.

La deuxième scène concerne un cube de $2\,m$ de longueur suivant l'axe des X et de $1\,m$ de largeur suivant l'axe des Y, $1\,m$ de hauteur centré sur une surface de mer rugueuse de longueur de $8m$ dans la direction des abscisses et de $2m$ de largeur dans la direction des Y. Les caractéristiques physiques de la surface de mer sont la température $T = 20°C$ et la salinité $S = 35\,ppm$. Les figures 3.24(a) et (b)représentent respectivement la SER mono-statique et

bi-statique des deux scènes considérées.



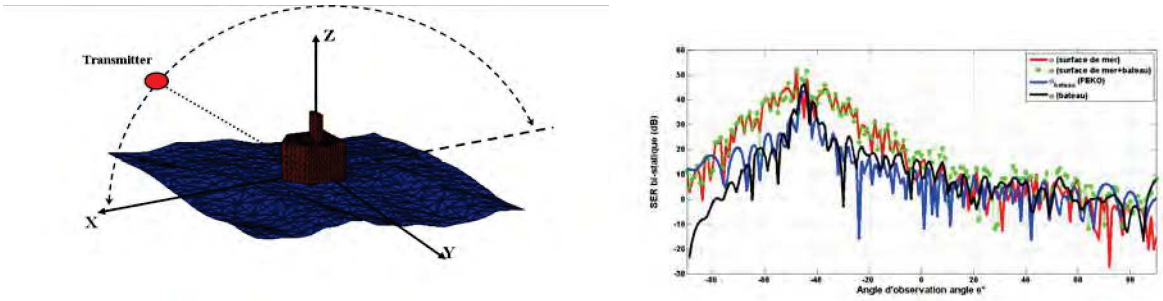
(a) (b)

Figure 3.25 — Géométrie d'observation (a) et SER bi-statique d'un cube parfaitement conducteur posé sur une surface de mer

.

3.7.3 SER bi-statique d'un Bateau générique posé sur une surface de mer

Une autre scène plus complexe présentée par un bateau générique de 10 m de longueur (x-direction) et de 3 m de largeur (y-direction) et de 5 m de hauteur (z-direction), centré sur une surface de mer d'une longueur de 50 m (x-direction) et 50 m de largeur (y-direction). Les paramètres physiques de la surface de la mer sont la température $T = 20°C$ et la salinité $S = 35\,ppm$. La SER bi-statique est représentée sur la figure 3.26. Nous constatons que la réponse de la surface de la mer est prédominante, et ceci s'explique par le choix des dimensions de la surface de mer qui sont assez grandes par rapport à celles du bateau.



(a) (b)

Figure 3.26 — Configuration d'observation (a) et SER bi-statique d'un modèle générique d'un bateau présent sur surface de mer

.

3.8 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons traité la diffusion par une scène complexe. Le modèle adopté combine les méthodes asymptotiques(OP-OG/MCE) et prend en compte les effets d'ombrage,

les interactions multiples jusqu'à l'ordre 2 et la diffraction par les arêtes (non prise en compte pour la surface de mer). Basé sur les propriétés spéculaires de la réflection par des surfaces rugueuses modérées, l'interaction entre la cible et la surface de mer à été traité. Afin de mener cette étude, nous avons modélisée la surface de mer à travers ses caractéristiques physiques et géométriques. Nous avons adopté le modèle de Debye pour la caractérisation physique, qui permet l'estimation de la constante diélectrique de l'eau de mer. Quant à la modélisation géométrique (dans les deux cas mono-dimensionnel et bidimensionnel), nous avons utilisé une technique de génération d'une surface aléatoire $2D$ basée sur une description spectrale [ABKM07b] [ABKM07a]. Cette description a été adoptée afin d'être cohérent avec le modèle de calcul de la SER développé dans le chapitre 2 nous nous sommes intéressé plus particulièrement au cas $2D$. Cette technique exige une représentation spectrale de la surface de mer, pour ceci, nous avons étudié plusieurs modèles de spectre de la mer largement utilisés dans la littérature à savoir le modèle Gaussien, le spectre de Pierson-Moskowiz, et le spectre d'Elfouhaily qui a été établi à partir des essais expérimentaux. Nous avons retenu le spectre d'Elfouhaily, grâce à sa continuité tout au long de la bande de fréquence spatiale et qui fournit une expression simple du spectre de la mer. Les résultats numériques obtenus pour différentes cibles et dans différentes configurations ont été présentés et évalués par rapport aux résultats donnés notamment par le logiciel FEKO. Les résultats présentés dans ce chapitre sont en bon accord avec ceux donnés dans la littérature. Une perspective de ce travail consiste à tenir compte des réflexions multiples jusqu'à l'ordre 3 pour le cas bi-statique.

CHAPITRE 4

Validations expérimentales et application à l'imagerie ISAR

Sommaire

4.1 Introduction **105**
4.2 Equiments de mesure **106**
4.3 Surface Equivalent Radar (SER) du bateau **107**
4.4 Imagerie ISAR **113**
4.5 Conclusion **119**

Dans ce dernier chapitre, nous exposons le dispositif expérimentale en détails. La validation de notre approche est vérifiée en comparant les résultats de simulation de la SER de cibles canoniques et un bateau générique aux mesures réalisées pour les mêmes cibles au sein de la chambre anéchoïque de l'ENSTA Bretagne. Ensuite, nous exposons la démarche adoptée pour tenir compte du processus de calcul de la SER de cibles complexes (développé dans le chapitre 2) dans une application concernant l'imagerie radar ISAR. Nous proposons d'utiliser un découpage parallélépidédique pour estimer la contribution de la SER des différentes parties de la cible et permettant ensuite de générer l'imagerie d'une scène observée. Cette démarche est illustrée en considérant un modèle de bateau générique placé sur une surface maritime.

4.1 Introduction

Dans ce dernier chapitre, nous exposons approche de calcul et de représentation de la SER, basée sur le découpage parallélépidédique de la cible permettant d'estimer la contribution des différentes parties de la cible. Cette approche utilise la même combinaison de méthodes asymptotiques utilisées au chapitre 2 (Optique Physique (OP)-Optique Géométrique (OG)/Méthode des Courants Equivalents (MCE)), et tient compte de l'emsenble des mécanismes de dispersion (effet d'ombrage, réflexion spéculaire, double reflexions, et aussi la diffraction par les arêtes). L'estimation de la surface équivalente radar (SER) des différentes parties de la cible permettent la reconstruction d'image radar de type ISAR (Inverse Synthetic Aperture Radar). Il existe plusieurs techniques de l'imagerie radar, parmi lesquelles l'imagerie radar SAR (Synthétic Aperture Radar) et ISAR sont les plus courantes [Tou07]. Ces deux techniques sont diffèrentes dans leprincipe d'acquisition. L'image

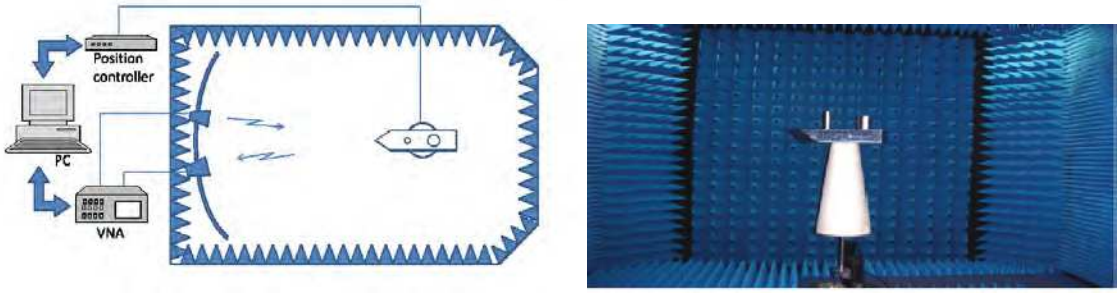
SAR [CGM] [Com05] [Maî01] [OQ98], est obtenue par l'utilisation du mouvement d'un radar. Tandis que l'image ISAR elle est reconstruite en se basant sur le mouvement de la cible. Notre cadre d'application se focalise sur l'imagerie ISAR. Ainsi, le travail présenté dans ce chapitre est essentiellement destiné à présenter et valider, via des mesures effectuées dans la chambre anéchoïque de l'ENSTA Bretagne, la méthodologie adoptée dans le chapitre 2 permettant d'estimer la signature électromagnetique (EM) d'une cible complexe. Les résultats obtenus ont été utilisés dans le processus de reconstruction, et l'analyse de scènes observées (avec ou sans cible complexe). Afin de valider et d'illustrer notre approche, nous avons utilisé dans nos mesures expérimentales ainsi que dans nos simulations le modèle de bateau générique présenté sur la figure 4.2-a. Le bateau exploité est composé d'une coque et de deux cylindres couvert d'aluminum, pour une longueur de $79\,cm$, une largeur de$14\,cm$ et une hauteur de $35\,cm$. Tout d'abord, nous présentons dans ce chapitre les équiments de mesure utilisés pour effectuer les expérimentations. Ensuite nous présentons les caractéristiques de la surface équivalente Radar (SER) de bateau générique utilisé, en mettant l'accent sur la configuration géométrique adoptée pour le calcul de sa réponse électromagnetique. Nous validons ainsi le test de visibilité (chapitre 2) pour le bateau générique de la figure 4.2, puis nous comparons les résultats théoriques pour une plaque carrée et un dièdre par rapport aux mesures effectuées dans la chambre anéchoïque. Nous terminons la validation par une comparaison entre la SER théorique du bateau générique et les mesures effectuées. Ensuite, nous présentons le principe de la représentation parallélépipédique proposé pour la SER d'une cible complexe. Enfin, nous présentons l'application concernant l'imagerie ISAR d'une scène [BCk12]. Nous présentons le concept utilisé pour des simulations ISAR ainsi que les expérimentations réalisées dans la chambre anéchoïque, en rappellant le principe de l'imagerie ISAR. Les premiers résultats de l'imagerie ISAR obtenue sont alors présentés.

4.2 Equiments de mesure

Les mesures ont été effectuées dans la chambre anéchoïque de l'ENSTA Bretagne dont les dimensions $8 \times 5 \times 5\ m$ (figure 4.1-b). La distance entre les antennes et le système de positionnement est de $5\ m$. L'équipement de mesure est constitué d'un analyseur de réseau et d'un positionneur qui sont pilotés par un ordinateur, ainsi que de deux antennes (émission et réception). Les paramètres fixés sont transmis à l'analyseur de réseau vectoriel de type **Anritsu** de référence ($37347D$) dont la bande d'utilisation est $40MHz - 20GHz$. Ce dernier dirige le signal généré vers l'antenne d'émission. L'analyseur de réseau vectoriel détermine le rapport entre le signal émis et le signal reçu. Le positionneur programmable de référence $MM4006$ de marque (NEWPORT) commande les trois moteurs pas à pas de nos axes d'évolutions :

- Moteur azimut (angle ϕ) avec une prècision de 1/100 degrés, variation de $-90°$à$+180°$
- Moteur inclinaison (angle θ), avec une prècision 1/10 degrés, variation de $-40°$à$+40°$
- Moteur élevation permettant l'ajustement de la hauteur de la cible de $\pm 10cm$

Une colonne en polystyrène (permittivite proche de 1) sert de support aux cibles. Le plateau accueillant les cibles se trouve a $2\ m$ de hauteur du sol. La configuration géométrique du dispositif d'expérimentation et la localisation du positionneur sont présentées par la figure 4.1.



(a) (b)

Figure 4.1 — Configuration du système de mesure(chambre anéchoïque)

.

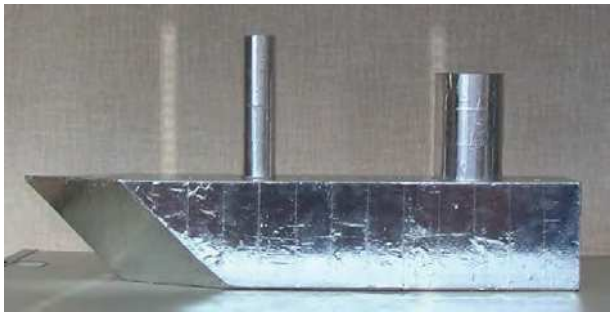


Figure 4.2 — Photographie de la maquette de bateau utilisé dans l'experimentation

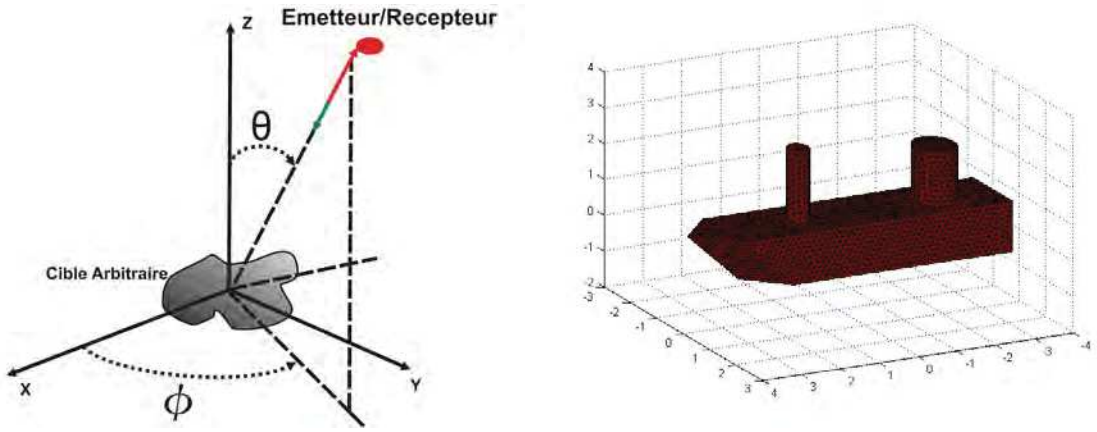
.

4.3 Surface Equivalent Radar (SER) du bateau

Le calcul électromagnétique couvre aujourd'hui beaucoup de recherches et de développements dans différents domaines. Nous nous sommes focalisés dans ce chapitre sur les problèmes de diffusion EM et notamment l'analyse de la SER de grandes et petites structures. Pour ceci, nous présentons la géométrie de diffusion adoptée pour le modèle de bateau présenté sur la figure 4.2, ainsi que son maillage triangulaire surfacique associé (figure 4.3-b).

4.3.1 Configuration géométrique du bateau générique

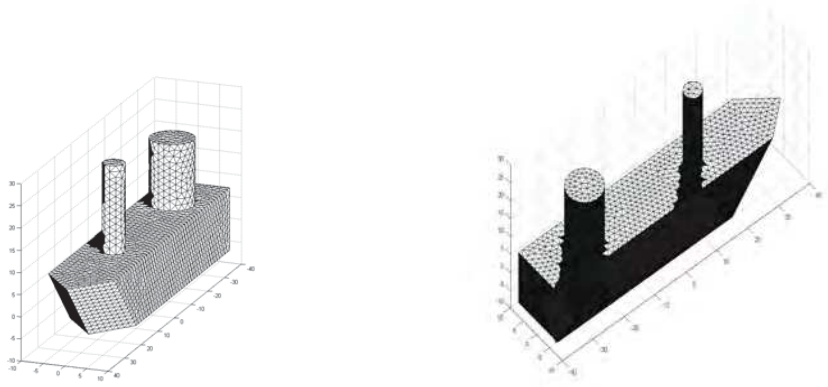
Le positionnement de la cible dans son repère $3D$ est une étape essentielle dans le calcul de la surface équivalente radar (SER) d'une cible de forme arbitraire comme nous l'avons précisé dans le chapitre 3. La figure 4.3-a illustre la géométrie de diffusion que nous avons considéré pour cette application. Le maillage en facettes triangulaires de la cible est généré à l'aide d'un outil de CAO (CATIA). En accord avec l'approximation haute fréquence pour les méthodes asymptotiques adoptées, la taille de cible doit être grande devant la longueur d'onde. Afin de respecter ce critère, les cibles qui ont des surfaces circulaires doivent être discrétisée avec un maillage triangulaire trés fin. La valeur maximale de la facette triangulaire est de l'ordre de $\lambda^2/200$. La figure 4.3-b représente le maillage en facettes triangulaires de la maquette de bateau adoptée pour notre application.



(a) Géométrie de simulation (b) Maillage en facettes triangulaires du bateau

Figure 4.3 — Géométrie d'observation de la cible

.



(a) Facettes Visibles en blanc (b) Facettes cachées en couleur noire

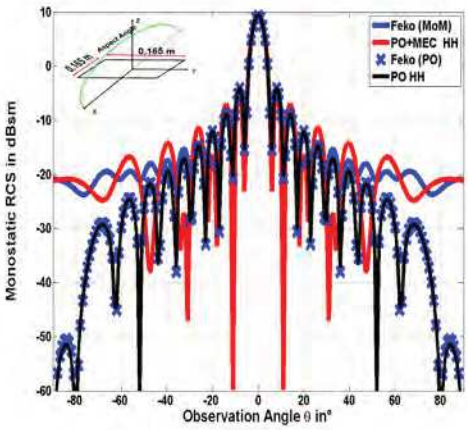
Figure 4.4 — Ombrage et visibilité pour un modèle générique d'un bateau pour une position donnée du radar ($\theta = 45°$,$\phi = 45°$)

.

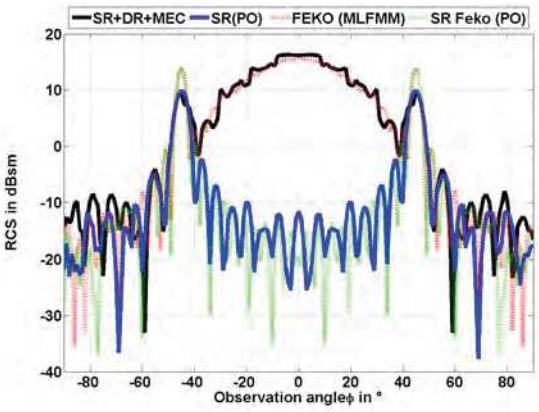
4.3.2 Validation du test de visibilité pour le bateau générique

Le test de visibilité développé au chapitre 2 a été appliqué sur le modèle du bateau générique (4.3-b) adopté pour cette application. La figure 4.4 montre le résultat du test pour une position du radar donnée par $\theta = 45°$ et $\phi = 45°$, dont les facettes visibles sont désignées par la couleur blanche et les facettes cachées par la couleur noire. Nous rappelons que dans la suite nous allons utiliser deux méthodes asymptotiques que nous avons présenté et développé au chapitre 3 (l'Optique Physique(OP) et la Méthode des Courants Equivalents (MCE)).

Après avoir présenté la géométrie d'observation, la section suivante fait l'objet de la validation des résultats de simulation obtenus par notre approche de calcul par rapport aux mesures issues de la champbre anéchoïque de l'ENSTA Bretagne.



(a) SER monostatique d'une plaque carrée par OP-MCE et FEKO



(b) SER monostatique d'un dièdre carré

Figure 4.5 — SER monostatique d'une plaque carrée (a) et d'un dièdre (b) en utilsant OP-MCE et FEKO

.

4.3.3 Validation OP-MCE pour des cibles canoniques

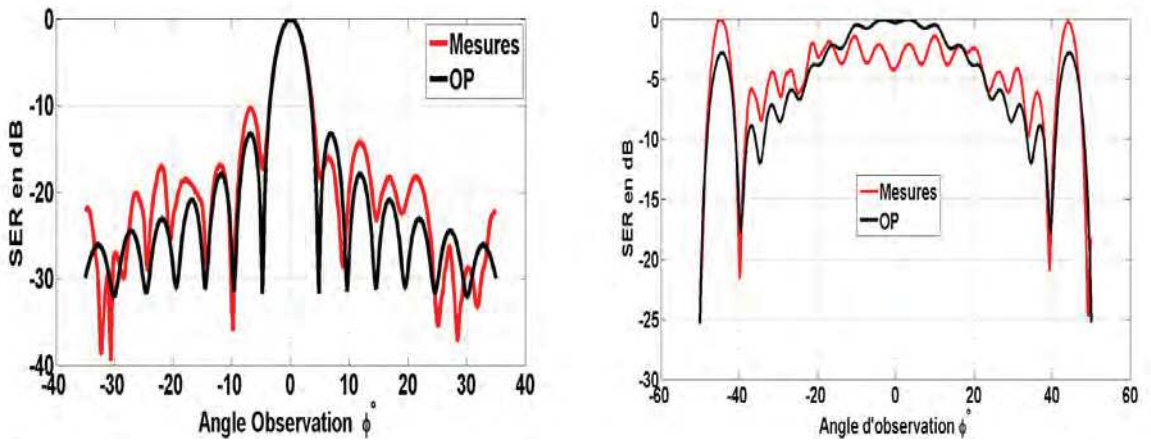
La surface équivalente radar (SER), noté σ correspond à la puissance rétrodiffusée d'un objet éclairé par une onde électromagnétique. Son expression mathématique est donnée par (Cf chapitre 1) :

$$\sigma = \sigma_{pq} = lim_{R \longmapsto \infty} \left[4\pi R^2 \left| \frac{\vec{E_{s,p}}}{\vec{E_{i,q}}} \right|^2 \right] \tag{4.1}$$

Où R représente la distance entre le radar et la cible, $\vec{E}_{i,q}$ et $\vec{E}_{s,p}$ representent respectivement les champs à l'émission (en polarisation q) et réflichi (en polarisation p). Ainsi, le calcul du champ diffusé par la cible permet l'éstimation de la signature électromagntique de la cible illuminée.

La SER d'une palque carrée a été calculée pour une fréquence d'émission égale à $f = 9.224\,GHz$. Dans le but de représenter la contribution de la diffraction sur les arêtes, la simulation de la figure 4.5-a présente une comparaison entre différentes méthodes de calcul La courbe en noire montre les résultats obtenus par l'OP comparés à ceux obtenus par le logiciel FEKO utilisant la méthode des moments (MoM)(courbe bleue avec tirets). La courbe en rouge montre un autre résultat avec prise en compte de la diffraction sur les arêtes par une combinaison de l'OP-MCE comparée aux résultats obtenus par FEKO (MoM). Nous constatons qu'il y a un bon accord entre les deux résultats, nous remarquons également que la contribution de la diffraction apparait à partir de $\theta = 70°$. Dans l'objectif d'illustrer la contribution des interactions multiples dans le calucl de la SER, nous considérons un dièdre carré parfaitement conducteur formé par deux plaques carrées de coté 5.6088λ. Cette simulation a déja été présentée au chapitre 3 dans la partie validation à une fréquence de $9.4\,GHz$ [TC87].

Afin de valider notre approche, des mesures ont été effectués dans la chambre anéchoïque de l'ENSTA Bretagnepour une plaque carrée avec des dimensions de $15cm \times 15cm$. Les résultats sont présentés dans la figure 4.6(a). La figure 4.6(b) illustre le résultat obtenu pour un dièdre



(a) SER monostatique d'une plaque carrée (OP) et (Mesures)

(b) SER monostatique d'un dièdre carré (OP) et (Mesures)

Figure 4.6 — Comparaison de la SER monostatique calculée par l'approche proposée et les données éxpérimentales (Chambre Anéchoïque)

.

carré parfaitement conducteur de dimensions $15cm \times 15cm$. Les valeurs théoriques ainsi que celles mesurées sont normalisées pour réaliser une comparaison entre le modèle théorique et l'expérimentation.

Lorsque la plaque du dièdre est normale à l'axe de réception ($\pm 45°$) on retrouve les lobes principaux de la SER d'une plaque plane. Le niveau du signal réfléchi de ces lobes est plus important que les réflexions multiples qui se produisent à l'intérieur du dièdre alors que le modèle théorique contredit cette constatation. Aprés avoir validé notre approche théorique sur des cibles canoniques, nous présentons dans ce qui suit, le principe de décomposition d'une cible complexe en parallélépipédes, ce qui facilite le calcul de la SER de la cible globale.

4.3.4 Représentation parallélépipédique de la cible et calcul de la SER

La modélisation électromagnétique (EM) permet de calculer les caractéristiques EM de cibles canoniques et complexes telles que la réflectivité réelle ou complexe, la distribution de la diffusion et/ou la Surface Équivalente Radar (SER). Toutes ces signatures constituent des informations précieuses pour déterminer les particularités de cibles inconnues. De ce fait, un modèle EM fiable et précis est un élément essentiel. Nous présentons dans cette section, une nouvelle approche pour le calcul de la SER de cibles radar complexes. A partir du maillage de la cible en facettes triangulaires (Chapitre 2), nous proposons de regrouper les contributions des facettes dans des parallélépipèdes ou diffuseur qui englobent la cible. Cette nouvelle approche de maillage permet d'avoir une distribution $3D$ de la SER d'une cible complexe. Ainsi, cette approche permet d'intégrer la cible dans le scénario d'observation (cible intégrée dans son environnement, imagerie radar).

4.3.4.1 Génération des parallélépipèdes

La première étape consiste à générer un parallélépipède englobant la cible. La génération de ce parallélépipède se fait à partir des coordonnées (x, y, z) min. et max. de la cible, puis

le découper en diffuseurs dont la taille dépend de la résolution radar. La deuxième étape consiste à éliminer les parallélépipèdes qui se trouvent en dehors de la frontière de la cible comme le montre la figure 4.7. Cette démarche est similaire de point de vue à la méthode (MLFMM).

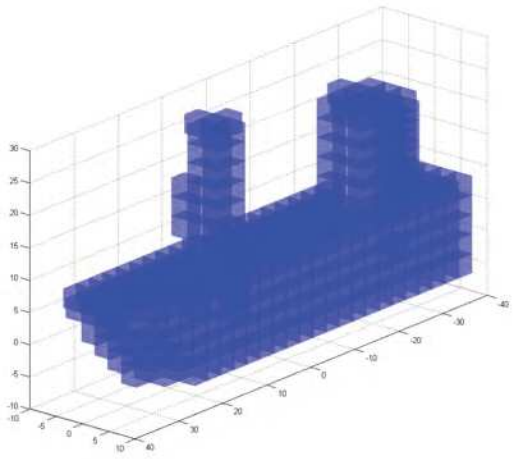


Figure 4.7 — Représentation parallélipipédique d'une cible complexe

.

L'intérêt de cette technique est de pouvoir attribuer les facettes visibles pour chaque position du radar à un diffuseur donné, en utilisant l'identifiant de chaque facette, ainsi que l'identifiant de chaque cube, ce qui permet de localiser les parties de la cible qui ont une forte contribution dans le calcul de la signature EM. Cette démarche permet d'introduire plus finement une cible dans une scène observée par un radar et notamment au niveau de l'intégration du clutter de mer, et de l'imagerie radar.

4.3.4.2 Découpage parallélipipédique de cible et effet d'ombrage

Pour valider et tester la cohérence de notre démarche avec le test de visibilité (Chapitre 3) appliqué à une cible maillée, nous avons testé la visibilité des parallélépipèdes (diffuseurs) après les avoir identifiés par rapport aux facettes visibles. Pour qu'un parallélépipède soit illuminé, il suffit qu'il contient au minimum une facette triangulaire visible, sinon il est considéré comme non visible. Un exemple de réalisation est donné sur la figure 4.8, dans lequel les facettes visibles sont en couleur blanche, de même pour les parallélépipèdes correspondants.

4.3.5 Résultats expérimentaux

L'objectif de cette section est de présenter les résultats de calcul de la Surface Equivalente Radar (SER) de la maquette (figure 4.9) et de les comparer par rapport aux mesures effectuées ainsi que ceux obtenus en utilisant par FEKO. La surface Equivalente Radar (SER) du bateau générique considéré sera mesurée sur 360°.

Pour notre application et dans le but de comparernos résultats de simulation avec les données réelles, nous avons exploité les données issues de la chambre anéchoïque de l'ENSTA Bretagne dont les caractéristiques ont été présentées dans la section 4.2. Le dispositif de

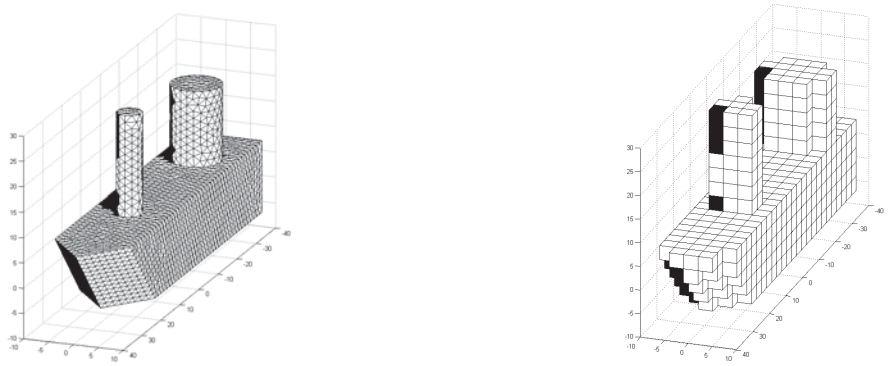


Figure 4.8 — Visibilité des parallelepipèdes pour une configuration mono-statique $\theta_i = \phi_i = 45°$

.

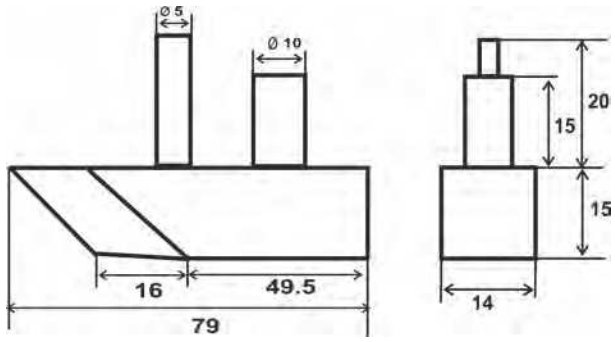


Figure 4.9 — Forme géométrique du bateau considéré

.

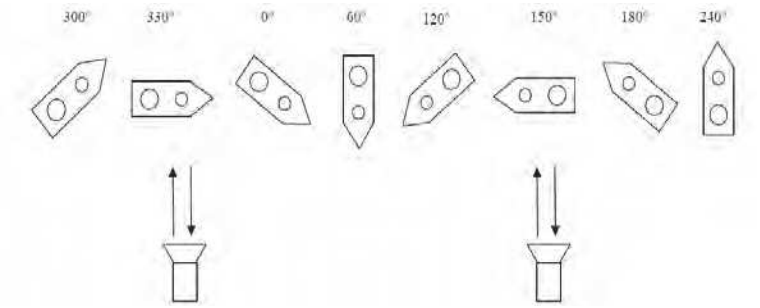


Figure 4.10 — Rotation du bateau dans la chambre anéchoïque

.

mesure utilisé permet l'acquisition des échantillons complexes retrodiffusés (en quadrature et en phase) par le modèle de cible (maquette presentée sur la figure 4.2) utilisé dans notre application, pour toutes les différentes polarisations. La chambre est équipée aussi d'un dispositif de commande du positionnement de la cible permettant d'assurer les mouvements de rotation et élévation.

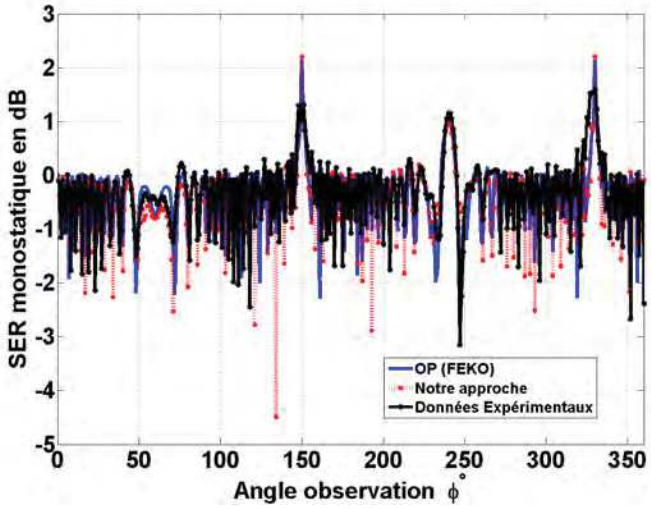


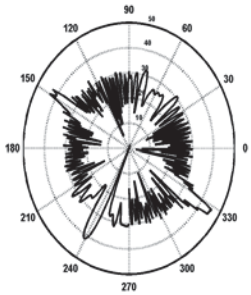
Figure 4.11 — Comparaison de la SER monostatique issue de l'approche développée, FEKO et les données réelles

.

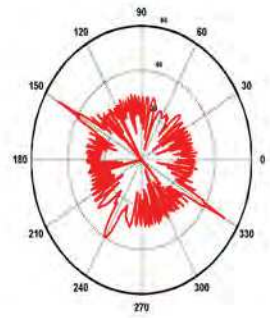
La variation angulaire du positionneur est limitée à 180° ce qui nous a conduit à effectuer les mesures en deux fois afin d'avoir une rotation complète du bateau. La figure 4.10 schématise la rotation du bateau lors des mesures effectuées. Après traitement des données on obtient la représentation sous forme polaire de la SER de la maquette. L'influence de la plaque à la poupe du bateau combinée avec les cylindres a une influence sur une plage angulaire de 60° qui est relativement importante. L'effet de pointe de la proue du bateau et les cylindres ressortent bien et on constate qu'il y a en plus les effets de plaque de l'avant du bateau qui apparaissent. Afin d'illustrer la validité de notre démarche nous avons présenté sur la figure 4.11 la SER mono-statique du bateau générique obtenue par notre approche et celle obtenue par le logiciel FEKO. Sur la figure 4.12, nous avons présenté la SER mono-statique en coordonnées polaires, qui permet une meilleure interprétation des résultats. L'ensemble des figures 4.12-a, 4.12-b et 4.12-c permet de comparer le résultat obtenu par notre approche et celui obtenu par le logiciel FEKO, ainsi que le résultat obtenu par les mesures effectuées dans la chambre anéchoïque de l'ENSTA Bretagne. Cette comparaison montre la fiabilité de notre approche avec les résultats expérimentaux. Les résultats présentés dans cette partie montre la précision de la représentation parallelepipèdique de la SER. En vue de l'intégerer dans le processus de la reconstruction de l'imagerie ISAR, nous présentons dans la section suivante les aspets généraux de l'imagerie ISAR, son principe ainsi que les résultats obtenues pour la maquette du bateau utilisé.

4.4 Imagerie ISAR

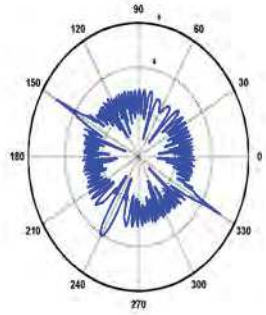
L'utilisation de l'imagerie radar de cibles complexes (navires, avions, vaisseau spatial, ...) pour la classification et la reconnaissance est devenue une exigence essentielle pour les radars,



(a) SER du bateau(données Expérimentaux data)



(b) SER du bateau (Notre approche)



(c) SER du bateau (FEKO)

Figure 4.12 — Representation polaire de la SER pour le modèl générique du bateau (comparaison entre les résultats de notre approche FEKO et données Expérimentales)

.

y compris la surveillance maritime aéroportée. Il existe deux technologies de l'imagerie radar, le SAR (Synthetic Aperture Radar) et ISAR (Inverse Synthetic Aperture Radar) [Men91]. Dans le premier cas l'antenne est en mouvement et la cible est stationnaire. Quant à la deuxième technologie l'antenne est fixe et la cible est en mouvement. L'application présentée dans ce chapitre est principalement consacrée à la technologie ISAR dont la géométrie est présentée dans la figure 4.13. Le principe de l'imagerie ISAR est bien connu et couramment utilisé dans les recherches [MSYZ$^+$08] [PBL10] [SHHTKT10]. Les Radars classiques permettent de détecter des cibles et estimer leur distance. Dans le cas d'un radar monostatique, la distance entre la cible et le radar est donnée par : $d = c.t/2$ avec $c = 3.10^8 m/s$ la célirité de la lumière et t est le temps entre le signal transmis et le signal reçu [Sko90]. Une autre application est d'utiliser le phénomène Doppler pour estimer la vitesse relative (v_r) d'une cible par rapport au radar. L'affinage Doppler (en anglais :*DBS pour Doppler Beam Sharpening*) correspond à une acquisition des images où l'antenne est en rotation et en gisement, avec une vitesse angulaire donnée [Tou07]. Ce mode est adopté par des radars aéroportés afin d'acquérir une image du sol autour du porteur. L'expression du décalage Doppler est donnée par $f_d = 2v_r/\lambda$, avec λ représente la longueur d'onde. Dans cette section, dans un premier temps nous présentons le principe de l'imagerie et le concept d'utilisation des simulations et des expérimentations ISAR. Ensuite, nous décrivons l'algorithme ISAR et les caractéristiques de l'imagerie ISAR. Enfin, nous présentons les résultats de simulation et de l'expérimentation.

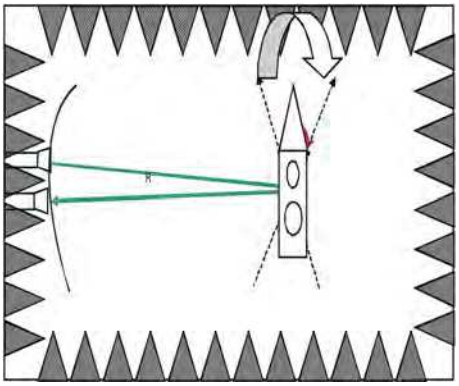


Figure 4.13 — Géométrie d'observation ISAR. (Le radar est stationnaire et la cible tourne autour d'un angle donné)

.

4.4.1 Principe de l'imagerie ISAR

L'intérêt général de l'imagerie ISAR est donné dans [Sou99]. Les images sont obtenues en deux étapes. La premiere est une analyse en distance permettant d'améliorer la résolution. Le signal utilisé dans l'imagerie radar est un signal large-bande, en vue d'améliorer la résolution. En effet, la résolution sera inversement proportionnelle à la bande passante. Le signal transmis peut être un chirp, un signal FMCW, etc. Puis l'effet Doppler dû au mouvement de la cible est utilisé pour améliorer la résolution transverse et d'obtenir une image $2D$. Ainsi, les caractéristiques de la plage de résolution transverse dépendra du domaine d'observation : le pas et la taille.

Dans cette application, le signal transmis $s_e(t)$ est un signal à saut de fréquence définit par sa fréquence porteuse, la bande passante et le saut de fréquence. Le radar émet une séquence de M impulsions. Chaque impulsion est constituée de N bandes d'impulsions étroites. Dans chaque impulsion, la fréquence centrale f_m de chaque impulsion successive est augmentée par un pas constant δf. Afin de simuler le signal reçu il nous faut introduire deux descriptions du temps : temps court et temps long. Le temps court correspond à la durée d'une acquisition et le temps long correspond aux acquisitions successives. Ainsi, le signal peut être donné comme une matrice $S_r(n, m)$ [PC80]. Si l'on considère un seul diffuseur, la réponse impulsionnelle est donnée par :

$$S_r(t) = \sigma\delta(t - t_{AR}) \tag{4.2}$$

Et dans le domaine fréquentiel :

$$S_r(f) = \sigma \exp(-2\pi f t_{AR}) \tag{4.3}$$

Où σ désigne la SER d'un diffuseur, δ est l'impulsion du Dirac et t_{AR} est le temps du retard entre le signal transmis et le signal reçu. Comme le domaine des fréquences est échantillonné en N échantillons, nous obtenons :

$$S_r(n) = \sigma \exp(-2\pi f_n t_{AR}) \quad avec\ n \in \{0, N-1\} \tag{4.4}$$

Si l'on considère non pas un diffuseur mais Q diffuseurs dans la scène observée. Le signal

reçu devient :

$$S_r(n) = \sum_{q=1}^{Q} \sigma_q \exp(-2\pi f_n t_{AR,q}) \tag{4.5}$$

Maintenant nous considérons la matrice obtenue à partir de M acquisitions successives. Dans ce cas la SER de chaque diffuseur ainsi que le temps de propagation seront différent pour deux acquisitions consécutives. Donc, le signal reçu devient alors :

$$S_r(n,m) = \sum_{q=1}^{Q_m} \sigma_{q,m} \exp(-2\pi f_n t_{AR,q,m}) \quad avec\ m \in \{0, M-1\} \tag{4.6}$$

$S_r(n,m)$ est une matrice de données complexes M par N, organizée en somme de rang $2D$, ce qui représente la signature fréquencielle et spatiale de la cible. Ensuite, l'algorithme de traitement radar utilise les signatures fréquentielles comme des lignes de données pour effectuer l'analyse en distance et la compensation standard du mouvement.

4.4.2 Algorithme ISAR

A partir du signal reçu, les algorithmes ISAR classiques permettent d'obtenir une image en trois étapes principales. La première consiste à formaté les données et à réaliser la compensation du mouvement. La deuxième étape est un filtrage adapté qui permet d'améliorer la résolution en distance. La résolution est alors inversement proportionnelle à la bande passante. La bande passante totale de l'impulsion B i.e., M fois le temps de saut de fréquence Δf, détermine la résolution de portée du radar [CKBP06]. La résolution en distance et la fenêtre d'ambiguïté sont données par :

$$\delta_r = \frac{c}{2B} \quad avec\ \Delta_r = \frac{c}{2\Delta f} \tag{4.7}$$

La troisième étape concerne le traitement de la résolution transverse. L'approche de Fourier en imagerie consiste à prendre la transformation de Fourier rapide et générer un spectre Doppler de M points. Ensuite, la résolution transverse et la fenêtre d'ambiguïté sont données par :

$$\delta_{cr} = \frac{\lambda_{mean}}{2\Omega} \quad Avec\ \Delta_{cr} = \frac{\lambda_{mean}}{2\Delta\alpha} \tag{4.8}$$

Où λ_{mean} est la longueur d'onde moyenne, Ω est l'angle d'observation total et $\Delta\alpha$ désigne le pas angulaire d'acquisition.

La fenêtre d'ambiguité et la résolution sont représentée sur la figure 4.14.

4.4.3 Simulation et données expérimentales

4.4.3.1 Description de la cible

Afin de construire l'image ISAR d'une cible, la SER de la cible doit être introduite dans le signal simulé. Cette information est très importante et va influencer directement la qualité et le réalisme de l'image. La cible peut être introduite dans le simulateur avec diverses techniques. Tout d'abord, la cible peut être associée à un seul point brillant, cette approche

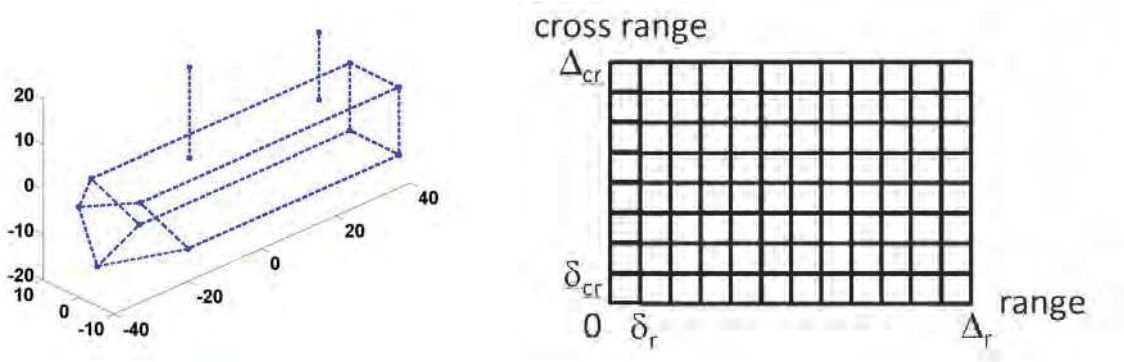


Figure 4.14 — Modèle de points brillants et la résolution d'une image ISAR

.

permet l'introduction d'un niveau correct de la SER dans la simulation, mais la représentation de la cible dans l'image $2D$ sera un seul point. Ainsi, nous n'aurons aucune information sur la géométrie de la cible. La seconde approche, consiste à modéliser la cible avec différents points brillants. Dans ce cas la cible est modélisée par un ensemble de reflecteurs isotropes correspondant aux parties de la cible qui diffusent plus d'énergie comme le montre la figure 4.14. Cette approche fournit une représentation en $2D$ de la cible dans l'image radar, mais ne tient pas compte de la variation de la SER pendant l'observation.

Dans notre approche, le signal est exprimé comme suit :

$$S_r(n,m) = \sum_{q=1}^{Q_m} \sigma_{q,m} \exp(-2\pi f_n t_{AR,q,m}) \tag{4.9}$$

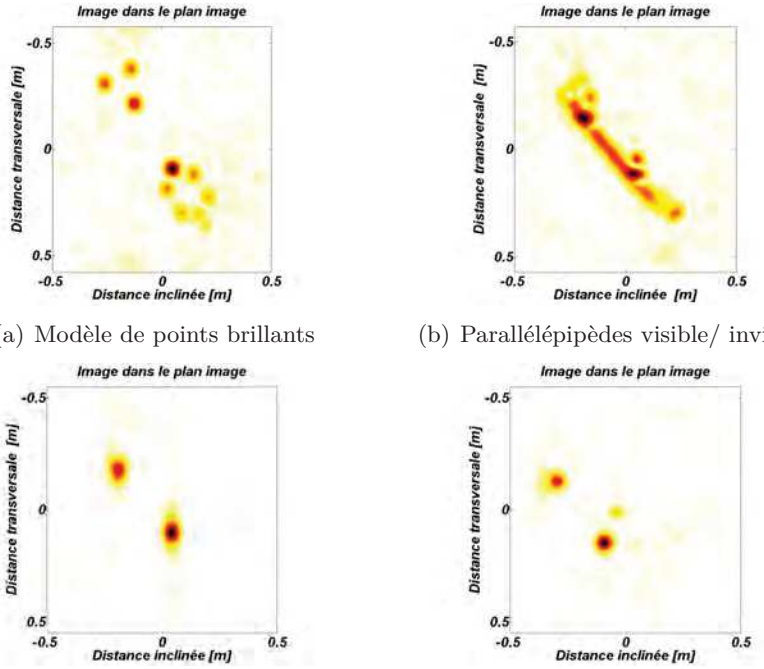
Où les Q_m diffuseurs correspondent aux parallélépipédes. Dans ce cas, il est possible d'obtenir une représentation $2D$ de la cible dans l'image radar, en tenant compte de la variation de la SER pendant l'acquisition.

4.4.3.2 Configuration de l'acquisition

Dans le but de comparer les données de la simulations avec celle issues de l'expérimentation, nous avons choisis la même configuration d'acquisition dans les deux cas. Le signal utilisé dans la phase d'acquisition est un signal à saut de fréquence. Chaque donnée instantanée a été obetenue pour 33 sauts de fréquence de $\Delta f = 150MHz$, répartis uniformément sur la bande $B = [12; 17]GHz$. En conséquence, la résolution en distance-temps et la fenêtre d'ambiguïté sont données par :

$$\delta_r = \frac{c}{2B} = 3\,cm \;\; et \;\; \Delta_r = \frac{c}{2\Delta f} = 1\,m \tag{4.10}$$

$$\delta_{cr} = \frac{\lambda_{mean}}{2\Omega} = 3\,cm \;\; et \;\; \Delta_{cr} = \frac{\lambda_{mean}}{2\Delta\alpha} = 1\,m \tag{4.11}$$



(a) Modèle de points brillants (b) Parallélépipèdes visible/ invisible

(c) Parallélépipèdes avec SER (d) Données de la chambre anéchoïque

Figure 4.15 — Imagerie ISAR pour la premiere acquisition

.

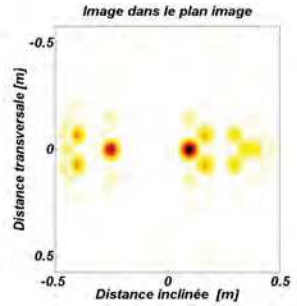
4.4.3.3 Imagerie ISAR obtenue

Les différentes façons d'introduire une cible dans une simulation sont comparées entre elles et avec des données réelles. La cible considérée est présentée sur la figure 4.9. Dans une première simulation, nous avons introduit la cible considérée dans le simulateur comme des points brillants. Puis, nous avons utilisé la représentation parallélépipédique présentée dans la section 4.3.4. Finalement, les résultats obtenus sont comparés avec les données obtenues dans la chambre anéchoïque.

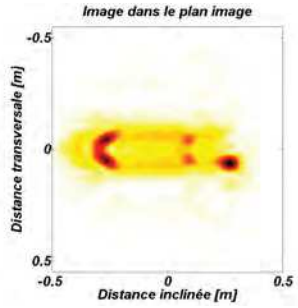
Dans cette première configuration, l'observation de la cible est ralisée pour $\theta = 90°$ et $\phi = -120°$. Dans la figure 4.15-a, nous trouvons la position de chaque point brillant, mais cette image n'est pas réaliste. En effet, nous avons juste la position des points brillants, mais les phénomènes physiques (Ombrage, valeurs de la SER...) ne sont pas présents. La figure 4.15-b tient compte seulement de l'information de visibilité de chaque parallélépipède, donc nous pouvons trouver quelques caractéristiques géométriques du navire considéré. Puis nous introduisons la SER de chaque parallélépipède et l'image obtenue est très proche des données réelles. Nous pouvons voir sur ces deux images (figure 4.15-c et figure 4.15-d), que seulement les deux cylindres du bateau considéré sont visibles et que les autres parties du bateau ne sont pas présents sur l'image ISAR. Il y'a un petit décalage à gauche entre la figure figure 4.15-c et figure 4.15-d, due à l'imprécision du système de positionnement de la chambre anéchoïque.

Dans la deuxième configuration de l'acquisition, nous observons le bateau par l'arrière ($\theta = 90°, \phi = -180°$). Comme la configuration précédente, la représentation de points brillants permet d'obtenir leur position dans l'image ISAR, sans les caractéristiques de propagation.

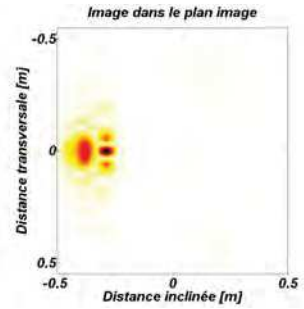
Les figure 4.16-b et 4.16-c, illustrent les effets d'ombrage, en particulier entre les deux



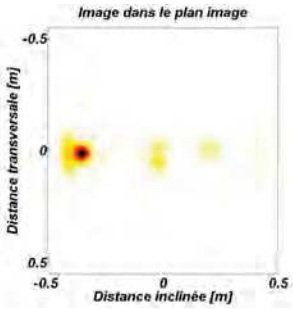
(a) Modèle de points brillants



(b) Parallélépipèdes visible/ invisible



(c) Parallélépipèdes avec SER



(d) Données de la chambre anéchoïque

Figure 4.16 — Imagerie ISAR pour la deuxième acquisition

.

cylindres. L'image présentée dans la figure 4.16-d est obtenue à partir des données de la chambre anéchoïque, le second cylindre est présent en raison des multi-tragets qui ne sont pas prise en compte dans cette application.

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les principes de base et les caractéristiques de l'imagerie radar ISAR qui constitue une application de notre modèle exposé dans la section 4.3.4. Une approche de représentation de la SER mono-statique de cibles complexes sous forme de parallélépipèdes est dévéloppée et présentée. Une application de cette approche est appliquée sur un modèle d'un bateau générique (figure 4.9). Le modèle proposé calcul le champ diffusé par une cible complexe. Le modèle utilise une combinaison des méthodes asymptotiques étudiées dans les chapitres 2 et 3, ainsi que des mécanismes de dispersion présentée dans le chapitre 2. Ce modèle est basé sur une représentation en parallélépipède de la SER. Cette approche est utilisée dans le cadre de l'imagerie ISAR. La comparaison des résultats de la SER obtenus par cette approche avec les résultats obtenus par le logiciel FEKO montrent que l'approche proposée a une précision suffisante pour notre application (imagerie ISAR). Dans cette approche, des données brutes ont été générées et l'image ISAR a été obtenue en utilisant une représentation de la SER en parallélépipède. Les résultats obtenus pour la cible proposée (bateau générique) montre l'adaptabilité de ce modèle. Les images ISAR obtenues avec cette approche ont été comparées avec celles obtenues par le modèle de points brillants et celles obtenues en utilisant les mesures issues de la chambre anéchoïque. Nous constatons que l'approche proposée permet d'obtenir des résultats très proches des données réelles.

Les images ISAR-2D et 3D permettent d'augmenter et d'enrichir la quantité d'informa-

tion recueillie sur les cibles et d'informer ensuite quant à leur structure et forme. De plus, leur variabilité à la rotation est nettement moins importante que celle des profils distance. Cependant, les traitements sont plus complexes. La représentation $2D$ (image ISAR $2D$) est toutefois, une représentation qui permet de réaliser un compromis entre complexité de calcul et contenu informatif des signatures électromagnétiques.

D'autres applications de l'approche de représentation de la cible complexe en parallélépipèdes et ensuite le calcul de la SER pourrait être l'introduction des cibles complexes dans leur environnement (cibles complexes + surface de mer) où de la représentation des images $3D$.

Annexes

ANNEXE

A Tableau comparatif des différentes méthodes

Comparaison entre les différentes méthodes de calcul de la SER

Les différentes méthodes de calcul implémentées dans les logiciels disponibles dans la littérature sont principalement au nombre de six avec chacune des particularités et limites différentes. Ainsi, nous allons les comparer dans le tableau A.1 qui suit afin de montrer leurs avantages et limites ainsi que pour quel genre d'application elles peuvent être utilisées. En effet, les activités de recherche menées au sein du groupe REMS de l'ENSTA Bretagne étant assez spécifiques, il faut être certain que les méthodes choisies pourront répondre aux besoins de l'équipe.

En ce qui concerne la SER, la communauté scientifiques utilise et exploite plusieurs simulateurs de calcul électromagnétiques basés sur différentes méthodes, exactes, asymptotiques et hybrides (combinaison entre les méthodes exactes et asymptotiques) [Bal05]. Pour les applications radars (imagerie, détection et localisation) la modélisation du champ diffusé par des objets complexes à l'aide des méthodes asymptotiques permet de réduire le temps de calcul, d'espace mémoire et offre aussi la possibilité d'analyser la contribution de chaque phénomène de diffusion (diffraction, réflexions multiples...) par rapport aux méthodes exactes. Le tableau A.2 recense les principaux logiciels commerciaux qui proposent les méthodes asymptotiques pour la simulation de la SER de cible.

Méthodes	Avantages et applications	Limitations et commentaires
OG	– Champ lointain – Haute fréquence – Réflexions d'ordre supérieur	– Ne tient pas compte de la diffraction – Rayon de courbure grand devant la longueur d'onde – limité aux caustiques – Difficile pour cible complexe
OP	– Haute fréquence – Réflexion d'ordre 1 en spéculaire – Basé sur le courant de surface – Bonne approximation pour les points éloignés des discontinuités	– Diffraction, réflexions d'ordre supérieur, dispersion et polarisation des ondes de surface ne sont pas pris en compte
TUD	– Diffraction prise en compte – Meilleure précision que l'OG et l'OP	– Difficile pour les surfaces complexes – Temps de calcul plus long
MLFMM	– Très bonne amélioration des résultats de la méthode des moments. – Tous les mécanismes de dispersion sont inclus. – Réduit le temps de calcul et l'espace mémoire	– Augmente les capacités de calcul tout en permettant d'avoir de très bons résultats
FDTD	La cible est discrétisée en cellules où le champ y est calculé par étapes discrètes. Les opérateurs différentiels de l'équation de Maxwell sont approchés par des différences finies. Tous les phénomènes de dispersion sont considérés	Les approximations faites engendrent les incertitudes La dimension de la cellule détermine le pas temporel et la fréquence limite de calcul
MoM	Toute gamme de fréquences. Tous les phénomènes de dispersion sont considérés. L'équation intégrale est ramenée à un problème matriciel dont la taille de la matrice dépende de celle de l'objet par rapport à la longueur d'onde Résultat précis dans toutes les directions, mais pour des configurations limitées	L'erreur croit avec la taille de la matrice. En haute fréquence il faut des ordinateurs très puissants

Tableau A.1 — Comparaison entre les différentes méthodes de calcul de la SER

Simulateur	Méthodes utilisées	Domaines d'application
CADRCS [CAD]	OP+TPD	calcul du champ en zone lointaine pour les applications en SER et en imagerie radar
RADBASE [RADA]	OP+techniquede Sommerfeld [Ruc70]	calcul du champ en zone lointaine pour les applications en SER et en imagerie radar
EPSILON [EPS]	OP+TPD+OG	calcul du champ en zone lointaine pour les applications en SER et en imagerie radar
XPATCH [XPA]	OP+TID	calcul du champ en zone lointaine pour les applications en SER et en imagerie radar
FEKO [FEK]	OP+TUD+OG+methodes numériques	calcul de SER, modélisation de circuit RF, modélisation des antennes...
FACETS [GAL98]	OG+TUD	calcul de SER
RAPPORT [HE97]	OG+TUD	calcul de SER
SPEC-RAY-EM [SPE]	OP+OG+MEC	calcul de SER et imagerie radar

Tableau A.2 — Simulateurs électromagnétiques spécialisés dévéloppés dans la littérature.

ANNEXE

B Calcul de l'intégrale de l'OP physique pour une plaque carrée

L'objet de cette annexe est de présenter le résultat concernant, l'évaluation de l'intégrale de l'optique physique analytiquement pour le cas de cible canonique

Considérons une plaque rectangulaire de coté a et b comme le montre la figure B.1. Une onde plane avec une polarisation arbitraire, émise dans la direction définie par (θ, ϕ). Le champ incident est donné par l'expression B.1 en fonction de polarisation incident.

$$\vec{E^i} = \left(E_v^i.\vec{v}_i + E_h^i.\vec{h}_i\right) \exp\left(-jk\vec{r}_i.\bar{r}\right) \tag{B.1}$$

Avec $\left(\vec{r}_i, \vec{v}_i, \vec{h}_i\right)$, sont les coordonnées sphériques de la source et $\left(\vec{r}_i, \vec{v}_i, \vec{h}_i\right)$, représentent les vecteurs unitaires.

Le champ magnétique incident est donné par :

$$\vec{H^i} = \frac{1}{\eta}\vec{k} \times E^i \tag{B.2}$$

$$\left(E_v^i.\vec{h}_i - E_h^i\vec{v}_i\right) \exp\left(-jk\vec{r}_i.\bar{r}\right) \tag{B.3}$$

.

Pour le champ diffuse, le potentiel vecteur est donné par :

$$\bar{A}^s = \frac{\mu}{4\pi r_s} \exp\left(-jkr_s\right) \oint_S \bar{J}. \exp\left(jk\vec{r}_s.\bar{r}\right) dS \tag{B.4}$$

Le champ diffusé E^s est donné en fonction du potentiel vecteur par :

$$\vec{E^s} = -j\omega A^s \tag{B.5}$$

$$\frac{j\omega\mu}{4\pi r_s} \exp\left(-jkr_s\right) \oint_S \bar{J} \exp\left(jk\vec{r}_s.\bar{r}\right) dS \tag{B.6}$$

. Dans le cas d'une surface parfaitement conductrice, le courant de surface est $\bar{J} = 2\vec{n} \times \bar{H}_i$, et l'expression du champ diffusé devient :

$$\vec{E}^s = \frac{j\omega\mu}{2\pi r_s} \exp\left(-jkr_s\right) \oint_S \vec{n} \times \bar{H}_i \exp\left(jk\vec{r}_s.\bar{r}\right) dS \tag{B.7}$$

. En utilisant l'équation B.7 on obtient le champ diffusé donné par :

$$\vec{E}^s = \left(\frac{-j}{\lambda}\right) \frac{\exp\left(-jkr_s\right)}{r_s} \left[\left(E_h^i \cos\theta\cos\varphi - E_v^i\right)\vec{x} + \left(E_v^i \cos\varphi + E_h^i \cos\theta\sin\varphi\right)\vec{y}\right)\right] \oint_S \exp\left(jk\left(\vec{r}_s - \vec{r}_i\right)\right) \bar{r} dS \tag{B.8}$$

Afin de faciliter les calcul on pose

$$I = \oint_S \exp\left(jk\left(\vec{r}_s - \vec{r}_i\right)\right).\bar{r}.dS \tag{B.9}$$

Evaluation de I

Cas Bi-statique

Nous avons $\bar{r} = x\vec{x} + y\vec{y}$

$$\left(\vec{r}_s - \vec{r}_i\right).\bar{r} = \left(\sin\theta_s\cos\varphi_s - \sin\theta\cos\varphi\right)x\vec{x} + \left(\sin\theta_s\sin\varphi_s - \sin\theta\sin\varphi\right)y\vec{y} \tag{B.10}$$

Pour une plaque rectangulaire de cotés (figure B.1) et en remplaçant l'équation B.10 dans l'expression de l'intégrale I, on obtient

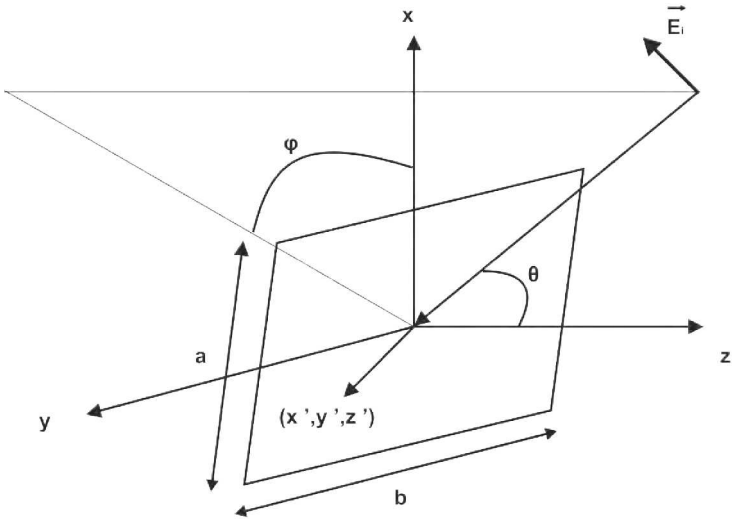


Figure B.1 — Géométrie de la plaque rectangulaire et son positionnement

$$I = ab\frac{\sin\left(ka/2\right)\left(\sin\theta_s\cos\phi_s - \sin\theta\cos\phi\right)}{\left(ka/2\right)\left(\sin\theta_s\cos\phi_s - \sin\theta\cos\phi\right)}.\frac{\sin\left(kb/2\right)\left(\sin\theta_s\sin\phi_s - \sin\theta\sin\phi\right)}{\left(kb/2\right)\left(\sin\theta_s\sin\phi_s - \sin\theta\sin\phi\right)} \tag{B.11}$$

Pour déterminer l'expression de la surface équivalente radar (SER), il suffit de remplacer l'équation B.12 dans l'equation du champ diffusé $\vec{E}_s$, et en utilisant la définition de la surface

équivalente radr (SER) :

$$SER = \lim 4\pi R_2^s \frac{\left|\vec{E}_s^2\right|}{\left|\vec{E}_i^2\right|} \tag{B.12}$$

Cas mono-statique

Dans le cas mono-statique $\theta = \theta_s$ et $\varphi_s = \varphi + \pi$, ce qui permet d'obtenir l'expression de la SER monostatique après simplification

$$I_{mono} = ab \frac{\sin\left(ka \sin\theta \cos\phi\right)}{\left(ka \sin\theta \cos\phi\right))} \frac{\sin\left(kb \sin\theta \sin\phi\right)}{\left(kb \sin\theta \sin\phi\right)} \tag{B.13}$$

Ainsi, l'expression de la SER d'une plaque rectangulaire dans le cas mono-statique est donnée par :

$$SER_{mono} = 4\pi \left(\frac{ab}{\lambda}\right)^2 \cos^2\theta \left[\frac{\sin\left(ka \sin\theta \cos\phi\right)}{\left(ka \sin\theta \cos\phi\right)}\right]^2 \left[\frac{\sin\left(kb \sin\theta \sin\phi\right)}{\left(kb \sin\theta \sin\phi\right)}\right]^2 \tag{B.14}$$

ANNEXE C

Intersection rayon-triangle

L'objectif de cette annexe est de présenter le principe d'intersection entre un rayon et un triangle que nous avons appliqué dans le test de visibilité pour ce qui permet de déterminer les facettes visibles par le radar. Nous considérons un triangle T défini par ses trois sommets (V_0, V_1, V_2) appartenant au plan P, et un rayon qui a P_0 comme origine. La configuration est illustrée par la figure C.1.

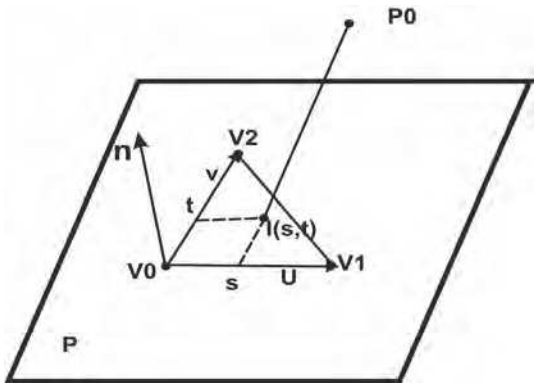


Figure C.1 — Intersection rayon-triangle

.

L'équation paramétrique du plan P relatif aux trois points s'écrit sous la forme suivante :

$$P(s,t) = V_0 + sU + tV \tag{C.1}$$

avec $U = V_1 - V_0$ et $V = V_2 - V_0$. s et t sont les coordonnées paramétriques du plan P par rapport à un point d'origine V_0 et avec deux vecteurs U et V. Un point $I(s,t)$ appartient au triangle $T = V_0V_1V_2$ si et seulement si les coordonnées paramétriques vérifient les conditions suivantes :

$$\begin{cases} s \geq 0 \\ t \geq 0 \\ t + s \leq 1 \end{cases} \tag{C.2}$$

La recherche de l'intersection d'un rayon avec un triangle revient à chercher tout d'abord le point d'intersection du rayon avec le plan contenant le triangle puis utiliser l'équation

paramétrique du plan relative au triangle pour vérifier si le point est à l'intérieur du triangle.

Production Scientifique

Cette section présente la liste des publications, communications dans des conférences et rapports de recherche, qui ont été réalisées dans le cadre du travail de thèse.

Articles de revues

- Yacine Bennani, Fabrice Comblet, and Ali Khenchaf, Member, IEEE, RCS of complex targets : original representation validate by measurements - Application to ISAR imagery. IEEE Transactions on Geoscience and remote sensing. (Accepté).

Communications dans les conférences internationales

- Bennani Y., Khenchaf A., Comblet F., Ali-Yahia A., Bistatic Radar Cross Section of an complex target on sea surface, Geoscience and Remote Sensing Symposium (IGARSS), IEEE International, July 2010.
- Bennani Y., Khenchaf A, Comblet F., Geometrical problems in calculation of Bistatic RCS of complex at X-band. SCEE'2010, Toulouse.

Communications dans des conférences nationales

- Bennani Y., Khenchaf A, Comblet F., Modélisation par OP-OG/MCE du calcul de la SER d'une cible complexe présente sur la surface de la mer. JNM'2011, Brest.
- Bennani Y., Toumi. A, Khenchaf A, Comblet F., Estimation de la SER d'une cible complexe par maillage en parallélépipèdes. MajecSTIC'2010, Bordeaux.

Rapports de recherche

- Bennani Y., Toumi A., Khenchaf A., Comblet F., Description de la base de données de calcul de la signature électromagnétique de cibles navales. Projet MODENA, Module WP1.2. Octobre 2009.
- Bennani Y., Khenchaf A., Comblet F., Modélisation des observations ondes/objets. Document D12.1 version 1, Etude théorique, Solutions retenues, I/F Simu. MODENA WP 1.2. Février 2009.
- Bennani Y., Synthèse bibliographique sur le calcul de la surface équivalente radar de cibles canoniques et complexes par lés méthodes asymptotiques. Rapport d'avancement des travaux de thèse. E3I2.Octobre 2008.

Bibliographie

[AB10] A. Arnold-Bos. *La surveillance maritime en imagerie radar bistatique : théorie, simulation,contribution à la détection automatique du sillage des navires*. PhD thesis, Université de Bretagne Occidentale, 2010.

[ABKM07a] A. Arnold-Bos, A. Khenchaf, and A. Martin. Bistatic radar imaging of the marine environment - part i : Theoretical background. *Geoscience and Remote Sensing, IEEE transactions on,*, 45(11) :3372–3383, 2007.

[ABKM07b] A. Arnold-Bos, A. Khenchaf, and A. Martin. Bistatic radar imaging of the marine environment - part ii : Simulation and results analysis. *Geoscience and Remote Sensing, IEEE transactions on,*, 45(11) :3384–3396, 2007.

[AW05] G. B. Arfken and H. J. Weber. *Mathematical methods for physicists 6th edition*. Academic Press, 2005.

[Awa07] Ahmed Awada. *Diffusion bistatique des ondes électromagnétiques par les surfaces rugueuses en utilisant l'approximation SSA : Application à la surface maritime*. PhD thesis, Université de bretagne occidentale, 2007.

[Aya06] M. Ayari. *Détection éléctromagnétique d'éléments polluants au dessus de la surface maritime*. PhD thesis, Université de Bretagne Occidentale, 2006.

[Bal05] N. Balin. *Etude de méthodes de couplage pour la résolution des équations de maxwell application au calcul de la signature radar d'aéronefs par hybridation de méthodes exactes et asymptotiques*. PhD thesis, Université de Toulouse 3, 2005.

[BCk12] Y. Bennani, F Comblet, and A. . khenchaf. Rcs of complex targets : original representation validate by measurements - application to isar imagery. *IEEE Transactions on Geoscience and remote sensing.*, 2012.

[BkC10] Y. Bennani, A. khenchaf, and F. Comblet. Géometrical problems in calculation of bistatic rcs of complex targets at x-band. In *Scientific Computing in Electrical Engineering*, 2010.

[BKCAY10] Y. Bennani, A. Khenchaf, F. Comblet, and A Ali-Yahia. Bistatic radar cross section of a complex target on sea surface. In *IEEE Geoscience and remote sensing Symposium*, 2010.

[BM94] D. Bouche and F. Molinet. *Méthodes Asymptotiques en electromagnetiques*. Springer, 1994.

[Bou99] C. Bourlier. *Rayonnement Infrarouge d'une surface stochastique - Application au Domaine Océanique*. Thèse de doctorat, Universite de Nantes, 1999.

[BP81] GJ Burke and AJ Poggio. Numerical electromagnetic code : method of moment. *Lawrence Livermore Laboratory*, 1981.

[BPK99] RJ Burkholder, MR. Pino, and D. Kwon. Development of ray-optical methods for studying the rcs of 2d targets on a rough sea surface, 1999.

[BRK11] A. Baussard, M. Rochdi, and A. Khenchaf. Po/mec-based scattering model for complex objects on a sea surface. *Progress In Electromagnetics Research*, 111 :229–251, 2011.

[BS91] A. K. Bhattacharyya and D. L. Sengupta. *Radar Cross Section Analysis and Control*. Artech House, London 1991.

[BW59] M. Born and E. Wolf. *Principles of optics*. Pergamon, 1959. New York.

[cad] http ://www.cadrcs.com.

[CGM] W.G. Carrara, R.S. Goodman, and R.M. Majewski. *Spotlight synthetic aperture radar- Signal processing algorithms*.

[Cha04] F. Chatzigeorgiadis. *Development of code for a physical optics radar cross section prediction and analysis application*. PhD thesis, Naval Postegraduate School Monterey CA, 2004.

[CJS69] JW Crispin Jr and K.M. Siegel. Methods of radar cross-section analysis. 1969.

[CKBP06] F. Comblet, A. Khenchaf, A. Baussard, and F. Pellen. Bistatic synthetic aperture radar imaging : Theory, simulations, and validations. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 54(11) :3529–3540, 2006.

[CM54] C. Cox and W. Munk. Measurement of the roughness of the sea surface from photographs of the sun's glitter. *Measurement*, 1954.

[Com05] Fabrice Comblet. *détection, localisation et identification de cible radar par imagerie EM bistatique*. PhD thesis, école nationale supérieure d'ingénieures d'études et techniques de l'armement (Ensta-Bretagne), 2005.

[Con05] E. Conil. *Propagation électromagnétique en milieu complexe du champ proche au champ lointain*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2005.

[Deb29] P. Debye. *Polar molecules*, 1929.

[DRP+95] M. Domingo, F. Rivas, J. Pérez, R. P. Torres, and M. F. Cátedra. Computation of the rcs of complex bodies using nurbs surfaces. *IEEE Antennas Propag. Mag*, 37 :36–47, 1995.

[ECK97] T. Elfouhaily, B. Chapron, and K. Katsaros. A unified directional spectrum for long and short and short wind-driven waves. *Journal of Geophysical Research*, 102 :15–781, 1997.

[EJM03] Knott E.F, Shaeffer J.F, and Tuley M.T. *Radar Cross Section*. SciTech Publishing, 2003.

[eps] http ://www.roke.co.uk/epsilon/.

[EVY00] F. Escarieu, R. Vauzelle, and Pousset. Y. Modélisation d'obstacles diffractant de formes complexes tels que le coin et la pointe. Technical report, Rapport Technique, Délégation Générale de L'Armement, Centre d'Etude de Gramat., 2000.

[Far93] M. B. Faroux. *Optique et physique ondulatoire*. Dunod, 1993.

[fek] http ://www.feko.info.

[FL82] A. Fung and K. Lee. A semi-empirical sea-spectrum model for scattering coefficient estimation. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 7(4) :166–176, 1982.

[Gal98] J. G. Gallaghe. Facets prediction code. In *RTO SCI Symposium on Non-Cooperative Air Target Identification Using Radar*, 1998.

[GB87] T. Griesser and C. Balanis. Backscatter analysis of dihedral corner reflectors using physical optics and the physical theory of diffraction. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 35 :1137–1147, 1987.

[GLZ09] L.X. Guo, J. Li, and H. Zeng. Bistatic scattering from a three-dimensional object above a two-dimensional randomly rough surface modeled with the parallel fdtd approach. *Optical Society of America*, 26(11) :2383–2392, 2009.

[GWM09] L.X. Guo, A.Q. Wang, and J. Ma. Study on em scattering from 2-d target above 1-d large scale rough surface with low grazing incidence by parallel mom based on pc clusters. *Progress In Electromagnetics Research*, 89 :149–166, 2009.

[Har68] R.F. Harrington. Field computation by method of moments. *NY Mc Millan*, 1968.

[HE97] R. V. D. Heiden and L. V. Ewijk. A comparison on radar range profiles between in-flight measurments and rcs predictions. Technical report, TNO physics and electronics laboratory, 1997.

[Ish] A Ishimaru. Wave propagation and scattering in random media. *Academic press*, page 1978.

[Jen95] David C. Jenn. *Radar and Laser Cross Section Enginnering.* American Institute of Aeronautics and Astronautics, INC., Education Series, 1995.

[Joh96] P. Johansen. Uniform physical theory of diffraction equivalent edge currents for truncated wedge strips. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 44(7) :989995, 1996.

[Joh02] J.T. Johnson. A numerical study of scattering from an object above a rough surface. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 50(10) :1361–1367, 2002.

[KA00] A. Khenchaf and O. Airiau. Bistatic radar moving returns from sea surface. *IEICE Trans. on Electronics*, E83-C(12) :1827–1835, 2000.

[Kel62] JB Keller. Geometrical theory of diffraction. *Journal of the Optical Society of America*, 52 :116–130, 1962.

[Khe00] A. Khenchaf. *Modélisation électromagnétique, radar bistatique et traitement de l'information.* Hdr, Ecole Polytechnique de l'Université de Nantes, 2000.

[Kno85] E.F. Knott. The relationship between mitzner's ildc michaeli's equivalent currents. *IEEE Trans. On Antennas and propagation*, 33 :112–114, 1985.

[Kon90] J. A. Kong. *Electromagnetic Wave Theory.* John Wiley & Sons, 2nd edition edition, 1990.

[KP74] RG Kouyoumjian and P Pathak. A uniform geometrical theory of diffraction for an edge in a perfectly conducting surface. *Proceedings of the IEEE*, 62 :1448–1461, 1974.

[Lay04] Sarah Laybros. *Utilisation du lancer de rayons pour le calcul de l'interaction d'un rayonnement électromagnétique avec des objets complexes métalliques et diélectriques.* PhD thesis, université Paul Sabatier (Toulouse 3), 2004.

[LC01] Z. Liu and L. Carin. Efficient evaluation of the half-space green's function for fast-multipole scattering models. *Microwave and Optical Technology Letters*, 29(6) :388–392, 2001.

[Lue89] RJ Luebbers. A heuristic utd slope diffraction coefficient for rough lossywedges. *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, 37 :206–211, 1989.

[Maî01] H. Maître. Traitement des images de rso. *Hermès*, 2001.

[ME04] B.R. Mahafza and A.Z. Elsherbeni. *MATLAB Simulations for Radar Systems Design.* Chapman and Hall/CRC, 2004.

[Men91] D. L. Mensa. *High Resolution Radar Cross-Section Imaging.* Norwood, Massachusetts, 1991.

[Mic84] A. Michaeli. Equivalent edge currents for arbitrary aspects of observation. *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, 32 :252–258, 1984.

[Mic86a] A. Michaeli. Elimination of infinities in equivalent edge currents, part i : Fringe current components. *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, 34 :912–918, 1986.

[Mic86b] A. Michaeli. Elimination of infinities in equivalent edge currents, part ii : Physical optics components. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 34 :1034–1037, 1986.

[Mil57] R.F. Millar. An approximate theory of the diffraction of an electromagnetique wave by an aperture in a plane screen. *Proceeding of the IEEE*, 104 :87–95, 1957.

[MKM90] N. Morita, N. Kumagai, and J. R. Mautz. *Integral equation methods for electromagnetics.* Artech house,, 1990.

[MLF] http ://www.efieldsolutions.com/mlfmm.php.

[MPM90] D.A. McNamara, C.W.I. Pistorius, and JAG Malherbe. *Introduction to the uniform geometrical theory of diffraction.* Artech House, 1990.

[MSYZ+08] C. Ma, T. Soon Yeo, Q. Zhang, T. Siang, and J. Wang. Three-dimensional isar imaging based on antenna array. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 46(2) :504–515, February 2008.

[OQ98] C. Olivier and S. Quegan. *Understanding Synthetic Aperture Radar Images.* 1998.

[PBL10] D. Pastina, M. Bucciarelli, and P. Lombardo. Multistatic and mimo distributed isar for enhanced cross-range resolution of rotating targets. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 48(8) :3000–3317, August 2010.

[PC80] MJ Prickett and CC Chen. Principle of inverse synthetic aperture radar (isar) imaging. *IEEE EASCON*, pages 340–345, 1980.

[PCF01] J.P. Pérez, R. Carles, and R. Fleckinger. *Electromagnétisme : fondements et applications.* Dunod, 2001.

[PM64] W.J. Pierson and L. Moskowitz. A proposed spectral form for fully developped wind sea based on the similarity theory od s. a. kitaigorodskii. *Geophys Res.*, 69 :5181–5190, 1964.

[Pér04] J.P. Pérez. *Optique : Fondements et applications.* Dunod, 2004.

[rada] http ://www.surfaceoptics.com/products/modsim/radbase.htm.

[radb] http ://www.radartutorial.eu/index.fr.html.

[RCMP00] G. Ramiere, P.F. Combes, H. Mametsa, and P. Pitot. Couplage du lancer de rayons et des intéractions arete-surface pour une analyse 3d rapide de cibles complexes. *Ann. Télécommunication*, 55(11–12) :633–643, 2000.

[RFJ93] J.M Rius, M. Ferrando, and L. Jofre. High-frequency rcs of complex radar targets in real-time. *IEEE Trans. On Antennas and propagation*, 41(9) :1308–1319, Septembre 1993.

[Ric51] S Rice. Reflection of electromagnetic waves from slightly rough surfaces. *Theory of Electromagnetic Waves,*, pages 351–378, 1951.

[RJPJ69] C. Ryan Jr and L. Peters Jr. Evaluation of edge-diffracted fields including equivalent currents for the caustic regions. *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on [legacy, pre-1988]*, 17(3bennanya) :292–299, 1969.

[Ros66] R. Ross. Radar cross section of rectangular flat plates as a function of aspect angle. *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, 14 :329–335, 1966.

[Ruc70] G.T. Ruck. *Radar Cross Section Handbook*. Plenum Publishing Corporation, 1970.

[RVlA95] J.M Rius, M. Vall-llossera, and Cardama A. Greco : graphical processing methods for high-frequency rcs prediction. *Ann. Télécommunication*, 50(5-6), 1995.

[Saj11] Naheed Sajjad. *Bistatic scattering of electromagneticwaves from rough surface by using second order two-scale model. Applicationto sea and bare soil surface.* PhD thesis, Université de Bretagne Occidentale, 2011.

[SC39] J. A. Stratton and L. J. Chu. Diffraction theory of electromagnetic waves. *Physical Review*, 56 :99–107, 1939.

[Sev04] L. Sevgi. Radar cross section (rcs) prediction techniques : From high-frequency asymptotics to numerical simulations. *Electronics and Communication Engineering Department*, 2004.

[SHHTKT10] P. Sang-Hong, K. Hyo-Tae, and K. Kyung-Tae. Segmentation of isar images of targets moving in formation. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 48(4) :2099–2108, April 2010.

[Sil49] S. Silver. Microwave antenna theory and design. *MIT Rad Lab Series*, 12, 1949.

[Sko80] M.I. Skolnik. *Introduction to radar systems*. 1980.

[Sko90] M. I. Skolnik. *Radar Handbook*. McGraw-Hill Professional, 1990.

[Som54] A. Sommerfled. *optics*. Academic Press, 1954.

[Sou99] M. Soumekh. *Synthetic aperture radar signal processing with MATLAB algorithms*, volume 138. Wiley, 1999.

[spe] Site du similateur spec-ray-em.

[SR86] M. Dos Santos and N. Rabelo. On the ludwig integration algorithm for triangular subregions. *IEEE Proceedings*, 74(7) :14551456, 1986.

[Str61] J. A. Stratton. *Théorie de l'électromagnétisme*. Dunod, 1961.

[SV96] Hasnain H. Syed and John L. Volakis. Ptd analysis of impedance structures. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 44 :983–987, 1996.

[TAB+10] J.M. Taboada, M.G. Araujo, J.M. Bertolo, L. Landesa, F. Obelleiro, and J.L. Rodriguez. Mlfma-fft parallel algorithm for the solution of large-scale problems in electromagnetics. *Progress In Electromagnetics Research*, 105 :15–30, 2010.

[TAT97] M. Tomas, P.C. AB, and B. Trumbore. Fast, minimum storage ray/triangle intersection. 1997.

[TC87] T.griesser and C.A.Balanis. Dihedral cornet reflector backscatter using higher order reflections and diffractions. *IEEE Trans. On Antennas and propagation*, 35, 1987.

[Tho88] E.I. Thorsos. The validity of the kirchhoff approximation for rough surface scattering using a gaussian roughness spectrum. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 83 :78, 1988.

[Tou07] Abdelmalek Toumi. *Intégration des bases de connaissances dans les systèmes d'aide à la décision : Application à l'aide à la reconnaissance de cibles radar non-coopératives.* PhD thesis, Universite de Bretagne Occidentale, 2007.

[Tri05] G. L. Trigg. *Mathematical tools for physicists 6th edition.* John Wiley & Sons,, 2005.

[UE90] F.T. Ulaby and C. Elachi. Radar polarimetry for geoscience applications. *Norwood, MA, Artech House*, 1, 1990.

[Ufi57] P. Ia Ufimtsev. Approximate computation of the diffraction of plane electromagnetic waves at certain metal bodies : Pt.i. diffraction patterns at a wedge and a ribbon. *Zh.Tekhn.Fiz.(USSR)*, 27 :1708–1718, 1957.

[Ufi71] P.Y. Ufimtsev. *Method of Edge Waves in the Physical Theory of Diffraction.* DTIC Research Report AD0733203, 1971.

[Ufi07] Pyotr Ya. Ufimtsev. *Fundamentals of the Physical Theory of Diffraction.* John-Wiley & Sons, Inc., 2007.

[UMF86] F. T. Ulaby, R. K. Moore, and A. K. Fun. *Microwave remote sensing : Active and passive. Volume 2- Radar remote sensing and surface scattering and emission theory.* Artech House, 1986.

[Wei06] F. Weinmann. Ray tracing with po/ptd for rcs modeling of large complex objects. *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, 54 :1797–1806, 2006.

[Wia95] Joe. Wiart. *propagation des ondes radio-électriques en milieu urbain dans un contexte micro cellulaire.analyse par la TGD.* PhD thesis, ENSTP, UPMC., 1995.

[WL09] X. Wang and L.W. Li. Numerical characterization of bistatic scattering from pec cylinder partially embedded in a dielectric rough surface interface : Horizontal polarization. *Progress In Electromagnetics Research*, 91 :35–51, 2009.

[WS60] J. Wiley and I. Sons. Finite difference methods for partial differential equations. *NY, reprinted*, 1960.

[XJ09] F. Xu and Y.Q. Jin. Bidirectional analytic ray tracing for fast computation of composite scattering from electric-large target over a randomly rough surface. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 57 :1495–1505, 2009.

[xpa] http ://www.saic.com/products/software/xpatch/.

[YII95] K. Yoshimori, K. Itoh, and Y. Ichioka. Optical charateristics of a wind-roughned water surface : a two-dimensional theory. *Applied Optics*, 34(27) :6236–6247, 1995.

[YJ07] H. Ye and Y.Q. Jin. A hybrid analytic-numerical algorithm of scattering from an object above a rough surface. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 45(5) :1174–1180, 2007.

[You89] N. N. Youssef. Radar cross section of complex target. *proceeding of the IEEE*, 77(05), May 1989.

[YZ11] W. Yang and Z. Q. Zhao. Iterative hybrid method for electromagnetic scattering from a 3-d object above a 2-d random dielectric rough surface. *Progress In Electromagnetics Research*, 117 :435–448,, 2011.

[YZN09] W. Yang, Z. Q. Zhao, and Z. P. Nie. Fast fourier transform multilevel fast multipole algorithm in rough ocean surface scattering. *Electromagnetics*, 29(7) :541–552, 2009.

Résumé Le travail réalisé dans le cadre de cette thèse s'intègre bien dans le domaine de la télédétection de l'environnement maritime. Il porte notamment, d'une part sur l'étude de l'interaction d'une onde électromagnétique avec une surface maritime en présence d'une cible complexe et observée en configuration bi-statique. D'autre part l'étude est complétée par l'étude et l'analyse de l'influence des différents paramètres à la fois liés à la cible et aussi à l'environnement. Dans ce contexte d'étude, le présent travail s'articule autour de deux volets importants. Le premier vise l'étude et la simulation de la Surface Equivalente Radar (SER) d'une cible complexe placée dans son environnement maritime. Et un deuxième volet applicatif traite l'imagerie radar ISAR d'une scène observée, avec prise en compte des cibles présentes sur la surface. Afin de traiter le premier point, le modèle électromagnétique retenu est basé sur une combinaison de méthodes asymptotiques (Optique Physique (OP), Optique Géométrique (OG), Méthode des courants équivalents (MCE)). Pour l'étude de l'influence de la surface de mer sur la réponse électromagnétique de la cible, nous avons opté pour une représentation de la scène (cible+surface de mer) par un ensemble de facettes triangulaires. Dans ce cadre, la cible discrétisée par un maillage triangulaire est générée à l'aide d'un outil de CAO (CATIA V5), quant à la surface de la mer, elle est générée en utilisant le spectre de mer d'Elfouhaily (et le modèle de Debye pour la prise en compte des paramètres diélectriques de l'eau de mer). Enfin, pour l'application de l'imagerie radar ISAR, le calcul de la SER de la cible navale a été effectué en considérant une nouvelle représentation de la cible en parallélépipèdes. La méthodologie proposée a été évalué via des simulations ainsi que des expérimentations sur un modèle générique d'un navire.

Mots clés : Modélisation électromagnètique, cibles radar, surface équivalente radar (SER), Optique Géométrique (OG), Optique Physique (OP), méthodes des courants équivalents (MCE), réflexions multiples, critère de visibilité, surfaces rugueuses, imagerie radar (ISAR).

Resume The work presented here interset with remote sensing of the maritime environment. It espacially carried with the study of electromagnetic scattering by sea surface with the presence of the target. This study is done in bistatic configuration. So, it is completed by the analysis of the influence of various parameters related to the target and also to the environment.

In this context, this work focuses on two important parts. The first is the study and simulation of Radar Cross Section (RCS) of a complex target placed in the maritime environment. And the second part deals with the application of ISAR radar imagery of an observed scene, with consideration of target on the sea surface. We have opted for a combination between Physical Optics (PO), Geometrical Optics (GO) and Equivalent Edge Currents (ECM) (PO-GO/EMC) to estimate the RCS. In order to take into account the infuence of sea surface, we have genereted a $2D$ sea surface from the Elfouhaily spectrum. In order to integrate the target into the scenario (the target in its environment, radar imagery), we propose a parallelepiped representation of the naval taget and RCS calculation. The proposed methodology was evaluated through simulations and measurements on a generic model of a ship.

Keys words : Electromagnetic modelling, Radar Targets, Radar Cross Section(RCS),Geometrical Optics (GO), Physical Optics (PO), Equivalent Edge Currents (ECM), Multiples scattering, Shadowing effect, rough surfaces, ISAR Radar Imagery