FRÉDÉRIC CÔTÉ

SIMULATION DE SECTION EFFICACE RADAR SUR UNE TRAJECTOIRE

Mémoire présenté
à la Faculté des études supérieures de l'Université Laval
dans le cadre du programme de maîtrise maîtrise en génie électrique
pour l'obtention du grade de maître ès sciences (M. Sc.)

DÉPARTEMENT DE GÉNIE ÉLECTRIQUE ET INFORMATIQUE
FACULTÉ DES SCIENCES ET GÉNIE
UNIVERSITÉ LAVAL
QUÉBEC

2007

©Frédéric Côté, 2007

Résumé

Dans un contexte d'étude d'algorithmes de traitement radar, la section efficace radar (SER) d'une cible est souvent requise pour simuler le signal reçu à l'antenne. À haute fréquence, cette SER est avantageusement calculée à partir d'un ensemble de points brillants positionnés judicieusement dans l'espace. La construction d'un modèle adéquat de points brillants est faite en utilisant une approche par facettes. Dans cette approche, la cible est représentée par un ensemble de facettes triangulaires dont le centre représente la position d'un point brillant et dont la SER représente l'amplitude et la phase de ce point brillant. La SER globale de la cible est obtenue en faisant une somme vectorielle des SER de chaque facette. La SER d'une facette est calculée à l'aide d'une méthode analytique. L'objectif de ce travail était d'étudier différentes méthodes analytiques pour modéliser la SER des facettes d'une cible afin d'obtenir une SER globale précise pour la simulation d'un radar se déplaçant vers une cible. Les méthodes étudiées ont été l'optique physique (OP), l'optique physique modifiée pour le champ proche et finalement, la théorie physique de diffraction (TPD) utilisant le concept de la méthode des courants équivalents (MCE). Les résultats obtenus avec ces modèles ont été validés avec les SER d'une plaque et d'un cylindre ainsi qu'avec la SER dynamique d'un cylindre. La méthode utilisant l'OP a donné une bonne approximation de la SER malgré la simplicité de cette méthode. La méthode de l'OP modifiée pour le champ proche a aussi produit de bons résultats tout en améliorant la plage de prédiction dans le champ proche et en demeurant très efficace en calcul. La méthode de la TPD a fourni des prédictions légèrement meilleures que celles de l'OP modifiée mais elle a requis une plus grande puissance de calcul. Finalement, l'OP modifiée et la TPD ont démontré qu'elles étaient adéquates pour la simulation d'un radar se déplaçant vers une cible.

Abstract

Within the framework of radar processing studies, the target radar cross section (RCS) is often required to simulate the received signal at an antenna. At high frequency, this RCS can be advantageously computed from a set of scattering points judiciously positioned in space. The construction of an adequate scattering-point model is done using a facet approach. In this approach, the target is modeled as a set of triangular facets whose center represents the location of a scattering point and whose RCS represents the amplitude and phase of the scattering point. The target global RCS is then obtained from a coherent sum of the RCS of each facet. The facet RCS is computed with an analytic method. The aim of this work was to investigate various analytic methods to model the target facet RCS to obtain an accurate global RCS for the simulation of a radar moving toward a target. The studied methods were the Physical Optics (PO), a refined physical optics formulation adapted for near field and, finally, the Physical Theory of Diffraction (PTD) using the concept of the method of equivalent current (MEC). The results obtained with these models were validated with the RCSs of a square plate and of a cylinder as well as with the dynamic RCS of a cylinder. The method using PO gave a good approximation of the RCS in spite of its low complexity. The near-field refined PO method also produced good results while improving the prediction range in the near field and being computer efficient. The PTD method provided predictions slightly better than those of the refined PO method but it required more computing power. Finally, the refined-PO and PTD methods demonstrated they were adequate for the simulation of a radar moving toward a target.

Avant-propos

Une fusée de proximité est un dispositif conçu pour amorcer la charge explosive d'une munition à un moment favorable près de la cible. Pour trouver ce moment, certaines fusées utilisent un radar pour estimer des paramètres sur la cible comme sa position, sa vitesse, sa dimension, son orientation, etc. À partir de cette information, un traitement est effectué pour déterminer le temps approprié d'amorçage.

La mise au point d'algorithmes pour extraire de l'information sur la cible ou pour calculer le temps d'amorçage requiert des signatures très réalistes de la cible. Ces signatures peuvent être obtenues expérimentalement mais elles peuvent aussi être générées avantageusement par ordinateur. Dans cette dernière option, elles doivent être dépendantes de la géométrie de rencontre et de la forme de la cible. Elles doivent aussi tenir compte que la cible fait la transition du champ lointain au champ proche durant le scénario d'engagement.

Pour simuler des signatures radars réalistes, on a besoin de la section efficace radar (SER) de la cible pour une géométrie donnée. Une façon d'obtenir une SER précise dans ce contexte est d'utiliser un modèle de points brillants. Il est reconnu qu'à haute fréquence (lorsque la longueur d'onde est beaucoup plus petite que la cible), on peut représenter approximativement une cible par un ensemble de points brillants. Cette technique permet de représenter une cible aussi bien dans le champ lointain que dans le champ proche. On peut donc utiliser un modèle de points brillants pour obtenir une signature réaliste.

La construction d'un modèle adéquat de points brillants requiert de bien spécifier la position ainsi que l'amplitude et la phase de ces points brillants. Pour cette tâche, on a utilisé une approche déterministe où le modèle est divisé en plaques triangulaires. Les centres de ces triangles deviennent les positions des points brillants. On estime ensuite la phase et l'amplitude des points brillants à l'aide d'une technique analytique.

Le but de ce projet était d'étudier différentes façons de modéliser les facettes d'un modèle à points brillants de façon à obtenir une section efficace radar globale suffisamment précise pour représenter adéquatement la rencontre d'une cible avec un missile contenant le radar. Ce document contient les résultats de l'investigation et les recommandations pour améliorer la modélisation.

Remerciements

J'aimerais tout d'abord remercier le RDDC Valcartier pour m'avoir fourni l'opportunité ainsi que le support pour réaliser ce projet.

J'aimerais aussi remercier mes directeurs de recherche, Dr Dominic Grenier et Dr Xavier Maldague, pour leurs aides précieuses ainsi que leurs discussions et leurs encouragements dans la poursuite de cette étude.

J'aimerais également remercier M. Marc Lauzon du RDDC Valcartier pour son support durant toutes les étapes de ce mémoire ainsi que Dr Stéphane Legault du RDDC Ottawa pour toutes les discussions fructueuses qu'on a eu ensemble. Je voudrais aussi remercier plusieurs de mes collègues du RDDC Valcartier et du RDDC Ottawa pour leurs conseils et suggestions qui font avancer plus rapidement les choses.

J'aimerais remercier le centre de recherche Dstl Farnborough des Royaumes-Unis pour m'avoir fourni les signatures radar d'engagement pour valider mes algorithmes.

Finalement, j'aimerais remercier ma famille, Thomas, Joseph-Antoine, Édouard et Rose-Marie, pour leur support et leur patience tout au long de ce travail.

À mes parents

Table des matières

Résumé ii

Abstract iii

Avant-propos iv

Remerciements vi

Table des matières viii

Liste des tableaux xi

Table des figures xii

Liste des acronymes xvi

1 Introduction 1

2 Section efficace radar - notions fondamentales 4

2.1 Définition et notation 4

2.2 Régions de fréquence 7

2.3 Zones de rayonnement 8

2.4 Polarisation 9

2.5 Méthodes de référence pour la prédiction de SER 10

2.5.1 Méthode des moments 11

2.5.2 Théorie géométrique de la diffraction (TGD) 13

2.6 Conclusion 19

3 Spécification des points brillants 20

3.1 Méthodes analytiques 20

3.2 Méthodes basées sur la transformée de Fourier 22
3.3 Méthodes basées sur les modèles 24
3.3.1 Modèles exponentiels 24
3.3.2 Modèles basés sur la TGD 26
3.4 Méthodes déterministes 27
3.5 Conclusion 30

4 Calcul de section efficace radar **31**
4.1 Optique physique (OP) 31
4.2 OP modifiée pour champ proche 40
4.3 Théorie physique de la diffraction (TPD) 43
4.4 Calcul de la SER le long d'une trajectoire 53
4.5 Conclusion 56

5 Résultats et discussion **57**
5.1 Plaque 57
5.1.1 Géométrie de calcul des SER 58
5.1.2 Méthode des moments (MoM) 59
5.1.3 Modèles pour les méthodes approximatives étudiées 60
5.1.4 Résultats et discussion pour la plaque 63
5.2 Cylindre 77
5.2.1 Mesures expérimentales 77
5.2.2 Modèles pour les méthodes approximatives étudiées 80
5.2.3 Résultats et discussion pour le cylindre 83
5.3 SER observée sur trajectoire 98
5.3.1 Signatures de référence et géométrie de calcul des SER 98
5.3.2 Modèle pour les méthodes approximatives étudiées 99
5.3.3 Résultats et discussion pour le cylindre le long d'une trajectoire . . . 101
5.4 Conclusion 114

6 Conclusion **115**

Bibliographie **118**

A SER sur trajectoire avec TPD modifiée **127**

B Listage des programmes utilisés **132**

B.1 SER de plaques avec la théorie géométrique de la diffraction 132
B.2 SER de cylindres avec la théorie géométrique de la diffraction 133
B.3 SER avec l'optique physique 135
B.4 SER avec l'optique physique modifiée 141
B.5 SER avec la théorie physique de la diffraction 144
B.6 SER avec la théorie physique de la diffraction modifiée 152
B.7 SER le long d'une trajectoire 157
B.8 SER de plaques avec la méthode des moments 171
B.9 Création de plaques facettisés 173
B.10 Création de cylindres facettisés 174

Index **179**

Liste des tableaux

5.1 Distance de prise de mesure pour les plaques 58
5.2 Valeur de SER pour une incidence normale 65
5.3 Position du premier creux pour une plaque 66
5.4 Distances d'observation des cylindres 79
5.5 Nombre de facettes utilisées sur chaque dimension des cylindres 83
5.6 Valeurs de SER de disque pour une incidence normale 86
5.7 Valeurs de SER d'un cylindre pour une incidence $\theta = 90°$ 87
5.8 Nombre de facettes utilisées sur chaque dimension des cylindres 101
5.9 Valeurs de SER pour le cylindre de 0.2 m x 2 m 102
5.10 Valeurs de SER pour une incidence normale 111
5.11 Valeurs de SER pour une incidence $\theta = 90°$ 111

Table des figures

2.1 Définition intuitive de la SER 5
2.2 Système de coordonnées sphériques 6
2.3 Section efficace radar d'une sphère en fonction de sa circonférence [2] 8
2.4 Trois zones de champs autour d'une cible ou d'une antenne 8
2.5 Polarisation de l'onde incidente dans le système de coordonnées de la cible . 10
2.6 Diffraction d'une onde plane par une arête plane infini 14
2.7 Géométrie de la plaque carrée pour le calcul avec la TGD 15
2.8 Le cylindre et ses différents angles 18

3.1 Modèle analytique d'un cylindre 21
3.2 Dimensions de portée et de portée transverse 23

4.1 Approximation d'une cible dans le champ lointain 34
4.2 Géométrie d'une facette en position arbitraire 37
4.3 Calcul de la SER avec l'optique physique 39
4.4 Distance point source et point d'observation 40
4.5 Distance point source et point d'observation 41
4.6 Calcul de la SER avec l'optique physique ajustée pour le champ proche . . . 44
4.7 Définition des paramètres pour le calcul du champ produit par une arête . . . 46
4.8 Plaque carrée contenant deux facettes planes 47
4.9 Géométrie pour la diffraction d'une arête 50
4.10 Calcul de la SER avec la théorie physique de la diffraction 54
4.11 géométrie de simulation de SER sur une trajectoire 55

5.1 Schéma de prise des mesures de SER pour une plaque 58
5.2 Géométrie d'entrée générée par SuperNec : plaque $2\lambda \times 2\lambda$ 59
5.3 Organigramme du script Matlab pour créer la SER d'un objet 60
5.4 Exemple de modèle de plaque carrée à deux facettes 61

5.5 Maillage d'une plaque de $2\lambda \times 2\lambda$ utilisée avec les équations developpées . . 62
5.6 Points brillants utilisés pour la plaque de $2\lambda \times 2\lambda$ 63
5.7 SER de champ lointain obtenue pour la plaque de 1λ par 1λ 64
5.8 SER de champ lointain obtenue pour la plaque de 2λ par 2λ 64
5.9 SER de champ lointain obtenue pour la plaque de 3λ par 3λ 65
5.10 SER occasionnée par les différents courants pour la plaque de 2λ par 2λ . . . 67
5.11 SER occasionnée par les différents courants pour la plaque de 3λ par 3λ . . . 68
5.12 SER prédite par la TPD et la TGD pour une plaque de 5λ par 5λ 68
5.13 SER de la plaque $2\lambda \times 2\lambda$ avec MoM allant de 100% vers 20% de la limite champ lointain 70
5.14 SER de la plaque $3\lambda \times 3\lambda$ avec MoM allant de 100% vers 20% de la limite champ lointain 71
5.15 SER de la plaque $3\lambda \times 3\lambda$ calculée avec OP modifiée pour plusieurs distances de la cible 72
5.16 SER de la plaque $3\lambda \times 3\lambda$ calculée avec TPD pour plusieurs distances de la cible 73
5.17 SER de la plaque $3\lambda \times 3\lambda$ avec radar à 100% de champ lointain 74
5.18 SER de la plaque $3\lambda \times 3\lambda$ avec radar à 80% de champ lointain 74
5.19 SER de la plaque $3\lambda \times 3\lambda$ avec radar à 60% de champ lointain 75
5.20 SER de la plaque $3\lambda \times 3\lambda$ avec radar à 40% de champ lointain 75
5.21 SER de la plaque $3\lambda \times 3\lambda$ avec radar à 20% de champ lointain 76
5.22 SER de la plaque $3\lambda \times 3\lambda$ avec MoM, TPD et TPD modifiée allant du champ lointain vers 20% de la LCL 78
5.23 Courants non uniformes des modèles TPD à différentes distances de cible . . 79
5.24 Montage pour la prise de mesure de SER pour le cylindre 79
5.25 Représentation du cylindre de 20 x 30 cm pour le calcul des SER 80
5.26 Points brillants utilisés pour le cylindre de 10 x 30 cm 81
5.27 Deux représentations de points brillants pour les arêtes 81
5.28 Erreur de prédiction pour deux représentations d'arêtes du cylindre 10x30 . . 82
5.29 Erreur de prédiction pour deux représentations d'arêtes du cylindre 20x30 . . 82
5.30 Section transversale du cylindre réel et un modèle de facettes pour un cylindre 83
5.31 SER analytique et prédite avec OP pour le cylindre c1030 84
5.32 SER analytique et prédite avec TPD pour le cylindre c1030 85
5.33 SER analytique et prédite avec OP pour le cylindre c2030 85

5.34 SER analytique et prédite avec TPD pour le cylindre c2030 86
5.35 SER mesurée du cylindre 10x30 variant de 40% vers 10% de la LCL 88
5.36 SER mesurée du cylindre 20x30 allant de 40% vers 10% de la LCL 88
5.37 SER du cylindre 10x30 allant de 40% vers 10% de la LCL 89
5.38 SER du cylindre 20x30 allant de 40% vers 10% de la LCL 89
5.39 SER avec l'OP modifiée pour un cylindre 10x30 à différentes distances de la cible 91
5.40 SER avec l'OP modifiée pour un cylindre 20x30 à différentes distances de la cible 91
5.41 SER avec la TPD pour un cylindre 10x30 à différentes distances de la cible . 92
5.42 SER avec la TPD pour un cylindre 20x30 à différentes distances de la cible . 92
5.43 SER donnée par différents courants pour un cylindre 20x30 dans le champ lointain 93
5.44 SER donnée par différents courants pour un cylindre 20x30 à 20% de la LCL 94
5.45 SER mesurée du cylindre 10 x 30 comparée avec TPD et TPD modifiée allant du champ lointain vers 10% de la LCL 95
5.46 SER mesurée du cylindre 20 x 30 comparée avec TPD et TPD modifiée allant du champ lointain vers 10% de la LCL 96
5.47 Courants non uniformes des modèles TPD à différentes distances du cylindre 20x30 cm 97
5.48 Géométrie du radar se déplaçant vers un cylindre 99
5.49 Géométrie du radar se déplaçant vers un cylindre pour le cas $\eta = 0°$ 100
5.50 Points brillants utilisés pour le cylindre de 0.2 x 2 m 100
5.51 SER prédite par la TPD à 17 GHz pour le cylindre de 0.2 m x 2 m 101
5.52 SER sur trajectoire ($\eta = 0°$ et distance minimale = 3 m) 103
5.53 SER sur trajectoire ($\eta = 10°$ et distance minimale = 3 m) 104
5.54 SER sur trajectoire ($\eta = 30°$ et distance minimale = 3 m) 105
5.55 SER sur trajectoire ($\eta = 60°$ et distance minimale = 3 m) 106
5.56 SER sur trajectoire ($\eta = 0°$ et distance minimale = 10 m) 107
5.57 SER sur trajectoire ($\eta = 10°$ et distance minimale = 10 m) 108
5.58 SER sur trajectoire ($\eta = 30°$ et distance minimale = 10 m) 109
5.59 SER sur trajectoire ($\eta = 60°$ et distance minimale = 10 m) 110
5.60 SER sur trajectoire ($\eta = 0°$ et distance minimale = 10 m) 113

A.1 $\eta = 0°$ et distance minimale = 3 m 127

A.2 $\eta = 10°$ et distance minimale = 3 m 128
A.3 $\eta = 30°$ et distance minimale = 3 m 128
A.4 $\eta = 60°$ et distance minimale = 3 m 129
A.5 $\eta = 0°$ et distance minimale = 10 m 129
A.6 $\eta = 10°$ et distance minimale = 10 m 130
A.7 $\eta = 30°$ et distance minimale = 10 m 130
A.8 $\eta = 60°$ et distance minimale = 10 m 131

Liste des acronymes

CAO	Conception assistée par ordinateur
EEC	*Equivalent Edge Current*
EFIE	Équation intégrale du champ électrique
ESPRIT	*Estimation of Signal Parameters via Rotational Invariance Techniques*
FFT	*Fast Fourier Transform*
GPOF	*Generalized Pencil of Function*
ISAR	*Inverse Synthetic Aperture Radar*
LCL	Limite de Champ Lointain
JSTML	*Joint Soft-Thresholding Maximum-Likelihood*
MCE	Méthode des courants équivalents
MEMP	*Matrix Enhancement and Matrix Pencil*
MoM	Méthode des moments
MPM	*Matrix Pencil Method*
MUSIC	*MUltiple SIgnal Classification*
NEC	*Numerical Electromagnetics Code*
NURBS	*Non-Uniform Rational B-Spline*
OG	Optique géométrique
OP	Optique physique
RAM	*Radar Absorbing Material*
RLOS	*Radar Line of Sight* (Ligne de vue radar)
SAR	*Synthetic Aperture Radar*
SBR	*Shooting and Bouncing Rays*
SER	Section efficace radar
TGD	Théorie Géométrique de la Diffraction
TLS	*Total Least Square*
TPD	Théorie physique de la diffraction

Chapitre 1

Introduction

Une fusée de proximité est un dispositif ayant pour but d'initier la charge explosive d'une munition à une position de manière à causer un dommage important à une cible. Pour déterminer cette position, certaines fusées de proximité utilisent un radar. Celui-ci estime divers paramètres de la cible comme sa position, sa vitesse, son orientation, sa dimension, etc. L'estimation de ces paramètres est faite en traitant le signal radar réfléchi par la cible. La mise au point ou l'étude d'algorithmes pour ces traitements requiert souvent la simulation du signal reçu à l'antenne radar avant tout autre traitement (à l'exception de la conversion hétérodyne).

Pour simuler de façon réaliste le signal reçu à l'antenne, il est nécessaire de connaître la section efficace radar (SER) de la cible. Cette SER est complexe à modéliser car elle est dépendante de façon non linéaire de divers facteurs : la forme de la cible, son orientation relative, la longueur d'onde du signal émis par le radar, etc. De plus, cette modélisation de SER se complique davantage par la transition du champ lointain au champ proche durant l'engagement du radar avec la cible. Dans le champ lointain, les champs rayonnés sont orthogonaux à la direction de propagation de l'énergie (ondes planes) et leurs amplitudes décroissent inversement avec la distance. Or, le champ proche est caractérisé par des composantes non nulles de champs rayonnés dans la direction de propagation (ondes sphériques) et les amplitudes de ces champs décroissent plus rapidement que l'inverse de la distance.

Le calcul de la SER peut se faire à l'aide d'un modèle de points brillants. Il est reconnu que lorsque la cible est beaucoup plus grande que la longueur d'onde, le rayonnement

des ondes électromagnétiques est localisé à des endroits bien définis sur la cible nommés "points brillants". Ceux-ci sont généralement associés aux zones de réflexion spéculaire ou aux discontinuités de la surface. Ainsi, lorsqu'on éclaire une cible ou son équivalent en points brillants, on obtient approximativement le même retour radar. Il faut cependant construire un modèle approprié de points brillants pour obtenir une signature réaliste.

La construction d'un modèle adéquat de points brillants requiert de spécifier intelligemment la position ainsi que l'amplitude et la phase de ces points brillants. Pour cette tâche, diverses approches sont possibles. Il y a principalement les approches 1) analytiques, 2) basées sur la transformée de Fourier, 3) basées sur les modèles et 4) déterministes. Avec l'approche analytique, on utilise, par exemple, la théorie géométrique de la diffraction (TGD) pour spécifier complètement les points brillants d'un cylindre. Avec l'approche basée sur la transformée de Fourier (imagerie ISAR), on peut déduire les positions et les amplitudes des points brillants sur l'image. Avec l'approche basée sur les modèles, on suppose que le champ rétrodiffusé d'une cible est un processus stochastique et on ajuste les paramètres d'un modèle sur ce champ en réduisant une erreur. Finalement, avec l'approche déterministe, on positionne de façon déterministe des points brillants sur la surface de la cible et on estime l'amplitude et la phase de ces points brillants avec des théories analytiques.

L'approche déterministe apparaît la plus intéressante dans notre situation pour construire le modèle de points brillants. L'approche analytique est limitée aux cibles simples ou peu complexes. Son utilisation n'est pas suffisamment flexible pour modéliser des cibles très complexes. Les approches basées sur la transformée de Fourier et celles basées sur les modèles requièrent un grand nombre de signatures (expérimentales ou simulées) à large bande sous plusieurs orientations, ce qui est coûteux à obtenir. Finalement, l'approche déterministe requiert simplement une description 3D de la cible que l'on obtient des logiciels de conception assistée par ordinateur (CAO).

L'approche déterministe basée sur les facettes a été choisie pour construire les modèles de points brillants. La cible est d'abord dessinée en utilisant un logiciel de CAO. Ce logiciel divise ensuite la cible en éléments de surface triangulaire, carrée ou autre que l'on appelle facettes. Le centre de ces facettes devient la position d'un point brillant. On estime ensuite l'amplitude et la phase du point brillant à l'aide d'une méthode analytique. Dans notre étude, les méthodes utilisées sont l'optique physique (OP), l'OP modifiée pour le champ proche

ainsi que la théorie physique de la diffraction (TPD).

Le but de ce projet est d'étudier différentes méthodes analytiques pour modéliser la SER des facettes d'une cible afin d'obtenir une section efficace radar globale précise pour la simulation d'un radar se déplaçant vers une cible. Pour atteindre cet objectif, le chapitre 2 rappelle des notions fondamentales de la section efficace radar. Le chapitre 3 passe en revue les différentes méthodes de spécifications des points brillants qui ont été regardées avant d'arriver à sélectionner l'approche par facettes. Le chapitre 4 développe les équations nécessaires pour calculer la SER d'une cible représentée par un ensemble de facettes. Finalement, le chapitre 5 compare les résultats obtenus avec les équations développées précédemment avec des équations analytiques, des données expérimentales ou avec des données provenant de logiciels validés.

Chapitre 2

Section efficace radar - notions fondamentales

Ce chapitre introduit plusieurs concepts fondamentaux de section efficace radar (SER) qui ont été utilisés dans le cadre de ce travail. Le chapitre traite de la SER, des régions de fréquence, des zones de rayonnement, de la polarisation et de deux méthodes de prédiction de la SER.

2.1 Définition et notation

La section efficace radar (SER) est une mesure de la capacité réfléchissante d'une cible. Elle se définit par :

$$\frac{\text{Puissance réfléchie au récepteur par unité d'angle solide}}{\text{Densité de puissance incidente}/4\pi} \tag{2.1}$$

Le 4π représente l'angle solide d'une sphère entière.

Si on exprime la puissance et la densité de puissance en fonction du champ électrique, on obtient l'expression suivante [2] :

$$\sigma = 4\pi R^2 \frac{|\mathbf{E}_s|^2}{|\mathbf{E}_i|^2} \tag{2.2}$$

où $\mathbf{E}_s$ est le champ électrique diffusé ou rayonné, $\mathbf{E}_i$ le champ électrique incident et R la distance entre la cible et le radar. On suppose que cette distance est suffisamment grande pour que l'onde incidente soit plane sur la cible. Le calcul de la SER est essentiellement une affaire d'évaluation du champ électrique diffusé $\mathbf{E}_s$ par une cible car dans les simulations, on impose que $\mathbf{E}_i = 1$.

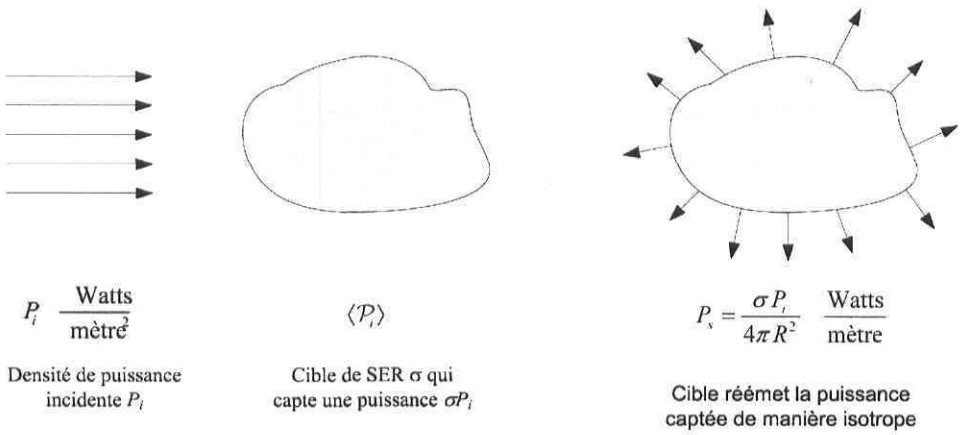


FIG. 2.1 – Définition intuitive de la SER

La SER peut être formulée de façon intuitive en considérant la figure 2.1. La cible est frappée par une densité de puissance P_i (en W/m^2). La puissance interceptée par la cible $< \mathcal{P}_i >$ est fonction de sa section efficace σ et elle est définie par σP_i (en Watts). Cette puissance interceptée est réémise par rayonnement ou absorbée en chaleur. Supposons pour l'instant que la puissance soit réémise uniformément dans tout l'espace. La densité de puissance diffusée (en W/m^2) est alors donnée par :

$$P_s = \frac{\sigma P_i}{4\pi R^2} \tag{2.3}$$

où R représente la distance à la cible et $4\pi R^2$ est la surface d'une sphère de rayon R. À partir de l'équation 2.3, on peut résoudre pour σ et considérer R suffisamment grand pour éviter les effets du champ proche. On obtient alors :

$$\sigma = 4\pi R^2 \frac{P_s}{P_i} \tag{2.4}$$

La SER est alors égale au rapport de la densité de puissance diffusée et de la densité de puissance incidente. Puisque la puissance d'une onde électromagnétique est proportionnelle au carré du champ électrique ou magnétique et que, dans le champ lointain, les champs électriques $\mathbf{E}$ (ou magnétiques $\mathbf{H}$) sont suffisants pour décrire complètement une onde élec-

tromagnétique, l'équation 2.4 devient :

$$\sigma = 4\pi R^2 \frac{|\mathbf{E}_s|^2}{|\mathbf{E}_i|^2} = 4\pi R^2 \frac{|\mathbf{H}_s|^2}{|\mathbf{H}_i|^2} \tag{2.5}$$

La section efficace radar est un nombre scalaire qui dépend d'un grand nombre de paramètres :

- La position de l'émetteur par rapport à la cible ;
- La position du récepteur relativement à la cible ;
- La géométrie de la cible ;
- Les matériaux composant la cible ;
- L'orientation angulaire de la cible par rapport à l'émetteur et au récepteur ;
- La fréquence ou la longueur d'onde utilisée ;
- La polarisation de l'émetteur et celle du récepteur.

La SER est généralement spécifiée comme $\sigma_{p,q}(\theta,\phi)$ où p et q réfèrent aux polarisations rayonnées (ou diffusées) et incidentes respectivement tandis que θ et ϕ sont les angles en coordonnées sphériques (figure 2.2).

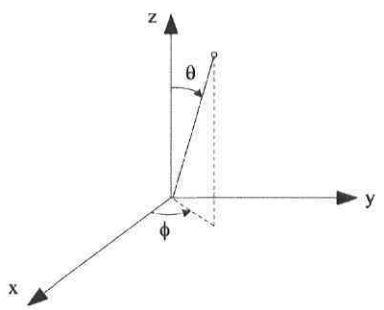


FIG. 2.2 – Système de coordonnées sphériques

L'unité de mesure de la SER est le mètre carré. Une échelle logarithmique est généralement utilisée avec une valeur de référence $\sigma_{\text{ref}} = 1\text{m}^2$, d'où :

$$\sigma_{\text{dBmc}} = \sigma_{\text{dBm}^2} = 10\log_{10}\left(\frac{\sigma_{\text{m}^2}}{\sigma_{\text{ref}}}\right) \tag{2.6}$$

Deux notations sont utilisées. La notation "dBmc" (ou "dBsm" en anglais) est habituellement utilisée dans les communautés universitaires, gouvernementales et industrielles. La notation "dBm^2" est moins utilisée et elle est typiquement vue dans la littérature sur la conception de systèmes radars.

2.2 Régions de fréquence

Les caractéristiques de rayonnement d'une cible dépendent fortement de la fréquence de l'onde incidente. On distingue trois régions de fréquence où la SER d'une cible est très différente. Ces régions sont définies en fonction du rapport entre la dimension principale D d'une cible et la longueur d'onde λ du signal incident.

Région de Rayleigh ($D \ll \lambda$) : À ces longueurs d'onde, la variation de phase de l'onde incidente est petite le long de la cible. En conséquence, le courant induit sur la surface de la cible est approximativement constant en phase et en amplitude, indépendamment de la forme de la cible. Dans cette région, la SER varie comme $1/\lambda^4$ et on dit que la cible est électriquement petite.

Région de résonance ($D \approx \lambda$) : À ces longueurs d'onde, la variation de phase du courant sur le corps de la cible est significative. Toutes les parties de la cible contribuent au patron de diffusion. La SER oscille en fonction de la longueur d'onde. Cette région de fréquence est aussi appeléeă : "région de Mie".

Région des hautes fréquences ou région optique ($D \gg \lambda$) : À ces longueurs d'onde, il y a plusieurs cycles dans la variation de phase du courant sur le corps de la cible. Conséquemment, le champ diffusé sera angulairement très dépendant. Dans cette région de fréquence, la SER peut être indépendante de λ et on dit que la cible est électriquement grande.

La SER d'une sphère illustre clairement ces trois régions de fréquences (figure 2.3). Pour $ka < 0.5$, où a est le rayon de la sphère et k le nombre d'onde ($2\pi/\lambda$), la courbe est presque linéaire. C'est la région de Rayleigh. Pour $ka > 0.5$, elle commence à osciller. C'est la région de résonance. L'oscillation s'amortit graduellement pour les valeurs plus grandes de ka. Pour $ka \geq 10$, la courbe est essentiellement constante et égale à πa^2. C'est la région des hautes fréquences ou optique.

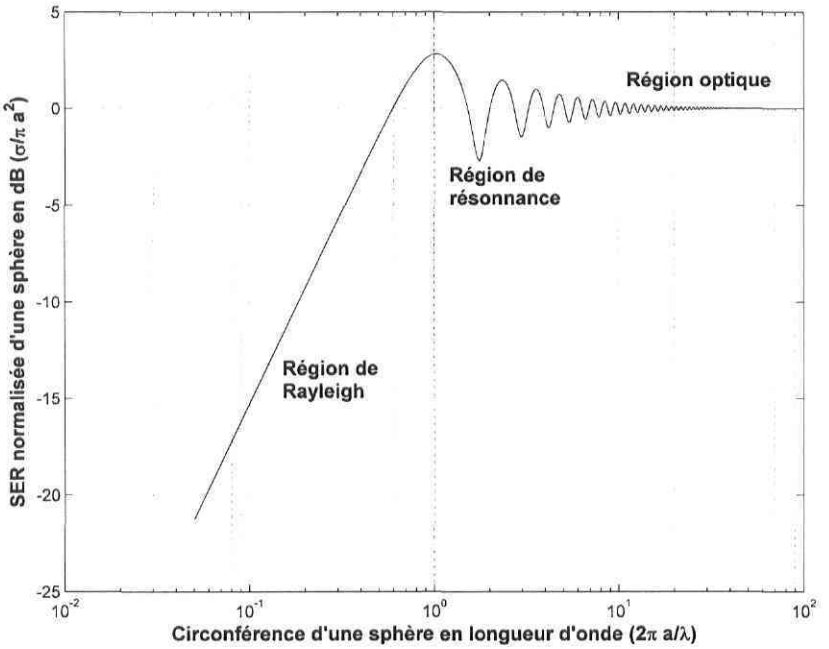


FIG. 2.3 – Section efficace radar d'une sphère en fonction de sa circonférence [2]

2.3 Zones de rayonnement

Les champs entourant une antenne ou un objet diffuseur peuvent être partitionnés en trois zones distinctes à partir de l'objet rayonnant [21]. La figure 2.4 illustre ces trois zones.

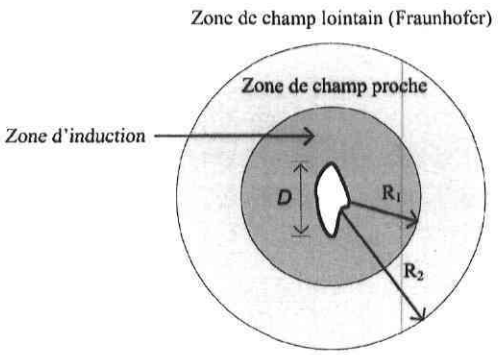


FIG. 2.4 – Trois zones de champs autour d'une cible ou d'une antenne

Zone d'induction Il s'agit de l'espace qui entoure immédiatement la cible, dans laquelle les composantes d'induction (non rayonnantes) dominent et où l'énergie est emmagasi-

née dans les champs électromagnétiques. La zone d'induction s'étend sur une distance donnée par :

$$r < 0.62\sqrt{\frac{D^3}{\lambda}} \tag{2.7}$$

où, on le rappelle, D est la dimension principale de l'objet et λ est la longueur d'onde du front incident.

Zone de champ proche (zone de Fresnel) Cette zone commence à la distance de la cible où la zone d'induction est réduite à une intensité peu importante. Dans cette zone, le gain d'antenne et la répartition angulaire du champ rayonné varient en fonction de la distance par rapport à la cible. Cette variation est causée par les changements de phase et d'amplitude des différentes contributions qui arrivent au point d'observation à partir de régions différentes de la cible. La zone de Fresnel r_{nf} est définie par les bornes suivantes :

$$0.62\sqrt{\frac{D^3}{\lambda}} < r_{\text{nf}} < \frac{2D^2}{\lambda} \tag{2.8}$$

Zone de champ lointain (zone de Fraunhofer) Cette zone est suffisamment éloignée de la source pour que les relations de phase et d'amplitude des ondes arrivant de régions différentes de la cible ne varient pas sensiblement en fonction de la distance. Le gain d'antenne et la distribution angulaire sont essentiellement indépendants de la distance. Dans cette zone, la densité de puissance est inversement proportionnelle au carré de la distance. Même si la transition à partir du champ proche non rayonnant est graduelle, on suppose généralement que la zone du champ lointain commence à une distance r_{ff} donnée par l'équation suivante :

$$r_{\text{ff}} > \frac{2D^2}{\lambda} \tag{2.9}$$

On suppose ici que les antennes émettrice et réceptrice sont petites et que la déviation de phase de l'onde incidente est de $\pi/8$ radians ou moins par rapport à la dimension maximale D de la cible. Autrement dit, les champs sont rayonnés sous la forme d'onde presque plane.

2.4 Polarisation

La polarisation d'une onde plane est indiquée par la direction d'oscillation du champ électrique **E**. Elle est définie par rapport à une référence. Lors du calcul de la SER, la référence

choisie est habituellement le système de coordonnées de la cible (fig. 2.5). En général, la polarisation de l'onde radar incidente ne sera pas parallèle aux axes du système de coordonnées de la cible. En conséquence, il est nécessaire de décomposer la polarisation de l'onde incidente le long des axes du système de coordonnées de la cible. Pour une cible dans le champ lointain, les composants vectoriels d'une onde incidente plane sont perpendiculaires à la direction de propagation de l'onde et ils sont tangents à une sphère centrée sur la cible. Ainsi, deux composants orthogonaux sont suffisants pour spécifier l'onde. Ils sont habituellement choisis pour être les composants θ et ϕ d'un système de coordonnées sphériques centré sur la cible. Le champ incident s'exprime comme :

$$\mathbf{E}_i = \mathbf{E}_{i\theta}\hat{\theta} + \mathbf{E}_{i\phi}\hat{\phi} \tag{2.10}$$

où $\hat{\theta}$ et $\hat{\phi}$ sont les vecteurs unitaires dans le système de coordonnées de la cible.

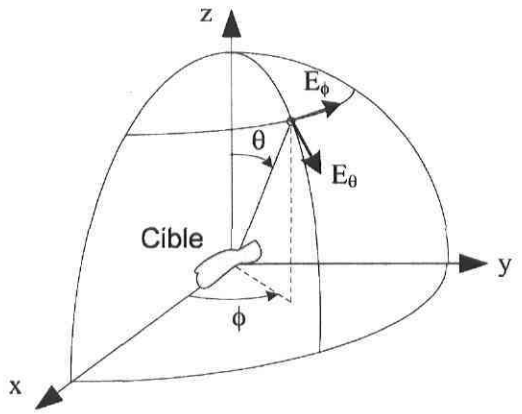


FIG. 2.5 – Polarisation de l'onde incidente dans le système de coordonnées de la cible

2.5 Méthodes de référence pour la prédiction de SER

Dans cette étude, la SER d'un objet est calculée avec une méthode exacte de prédiction et des méthodes approximatives de prédiction ou hautes fréquences. On utilise la populaire méthode des moments (MoM ou MM), une méthode exacte, et la théorie géométrique de la diffraction (TGD), une méthode haute fréquence, pour produire des SER de référence. Cette section présente sommairement ces deux méthodes.

2.5.1 Méthode des moments

Le champ rayonné d'une cible se calcule à partir des courants induits sur sa surface par l'équation intégrale du champ électrique (EFIE). Cette équation est dérivée à partir de l'intégrale de rayonnement en supposant que le point d'observation est localisé sur la surface de la cible. L'EFIE est définie comme suit :

$$\mathbf{E}_i|_{\tan} = \iint_s \left\{ j\omega\mu \mathbf{J}_s(\mathbf{r}')\, G(\mathbf{r},\mathbf{r}') - \frac{j}{\omega\mu} \left[\nabla' \cdot \mathbf{J}_s(\mathbf{r}')\right] \nabla' G(\mathbf{r},\mathbf{r}') \right\}_{\tan} ds' \tag{2.11}$$

où $\mathbf{J}_s$ est le courant induit de surface
$G(\mathbf{r},\mathbf{r}') = \frac{e^{-jkR}}{4\pi R}$ est la fonction de Green
$\mathbf{r}$ est la position d'observation
$\mathbf{r}'$ est la position d'un élément sur la cible
ω est la fréquence radiale de l'onde incidente
μ est la permitivité

L'EFIE peut être écrite succinctement comme :

$$\mathbf{E}_i|_{\tan} = \mathcal{L}(\mathbf{J}_s) \tag{2.12}$$

L'équation 2.12 est une forme générale de l'EFIE qui peut être appliquée à une surface arbitraire. Dans cette équation, le champ incident tangentiel $\mathbf{E}_i|_{\tan}$ est connu et la densité de courant de surface $\mathbf{J}_s$ est la seule quantité inconnue. $\mathcal{L}$ est un opérateur intégrodifférentiel qui opère sur $\mathbf{J}_s$.

Pour résoudre l'équation 2.12, on peut utiliser la méthode des moments [53]. Cette technique résout l'équation intégrale du champ électrique (ou magnétique) en la réduisant à un problème matriciel dont les dimensions sont directement reliées à la dimension électrique de l'objet. La MoM requiert de diviser la cible en un certain nombre de sous-domaines de surfaces ou de lignes, en général, petits comparés à la longueur d'onde.

La première étape dans l'application de la MoM consiste à représenter la densité de courant de surface par une série de coefficients d'expansion inconnus I_n :

$$\mathbf{J}_s = \sum_{n=1}^{N} I_n \mathbf{J}_n \tag{2.13}$$

où les $\mathbf{J}_n$ sont des fonctions de base ou d'expansion. Ces fonctions doivent être faciles à intégrer ou à dériver et elles doivent aussi être compatibles avec le comportement du courant. Des fonctions typiques sont des pulses rectangulaires, des triangles, des sinusoïdes ou des impulsions.

En insérant la représentation en série de la densité de courant (eq. 2.13) dans l'équation 2.12, on obtient :

$$\mathbf{E}_i|_{\tan} = \sum_{n=1}^{N} I_n \mathcal{L}(\mathbf{J}_n) \tag{2.14}$$

Ensuite, il faut définir des fonctions de pondération ou de test. Il n'y a pas de restrictions sur les fonctions de pondération mais elles sont généralement choisies pour être les complexes conjugués des fonctions de base, $\mathbf{W}_m = \mathbf{J}_m^*$. Ce choix particulier est appelé *méthode de Galerkin*. En effectuant le produit scalaire de part et d'autre de l'équation 2.14 avec $\mathbf{W}_m$, on obtient l'équation :

$$\langle \mathbf{W}_m, \mathbf{E}_i|_{\tan} \rangle = \sum_{n=1}^{N} I_n \langle \mathbf{W}_m, \mathcal{L}(\mathbf{J}_n) \rangle \tag{2.15}$$

où $m = 1, 2, 3, ...$

Cet ensemble d'équations peut être écrit sous forme matricielle :

$$\mathbf{V} = \mathbf{Z}\mathbf{I} \tag{2.16}$$

où

$$\mathbf{Z} = \begin{bmatrix} \langle \mathbf{W}_1, \mathcal{L}(\mathbf{J}_1) \rangle & \langle \mathbf{W}_1, \mathcal{L}(\mathbf{J}_2) \rangle & \cdots \\ \langle \mathbf{W}_2, \mathcal{L}(\mathbf{J}_1) \rangle & \langle \mathbf{W}_2, \mathcal{L}(\mathbf{J}_2) \rangle & \cdots \\ \langle \mathbf{W}_3, \mathcal{L}(\mathbf{J}_1) \rangle & \langle \mathbf{W}_3, \mathcal{L}(\mathbf{J}_2) \rangle & \cdots \\ \vdots & \vdots & \cdots \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{I} = \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_N \end{bmatrix} \quad \mathbf{V} = \begin{bmatrix} \langle \mathbf{W}_1, \mathbf{E}_i|_{\tan} \rangle \\ \langle \mathbf{W}_2, \mathbf{E}_i|_{\tan} \rangle \\ \langle \mathbf{W}_3, \mathbf{E}_i|_{\tan} \rangle \\ \vdots \end{bmatrix}$$

Si la matrice $\mathbf{Z}$ est non singulière, son inverse $\mathbf{Z}^{-1}$ existe et les $\mathbf{I}_m$ sont donnés par l'équation suivanteă :

$$\mathbf{I} = \mathbf{Z}^{-1}\mathbf{V} \tag{2.17}$$

Lorsque les valeurs de $\mathbf{I}$ sont connues, la solution pour $\mathbf{J}_s$ est donnée par l'équation 2.13. On peut ensuite utiliser la densité de courant induit dans l'intégrale de rayonnement pour obtenir le champ rayonné :

$$\mathbf{E}_s \cong -\frac{j\omega\mu}{4\pi}\frac{e^{-jkr}}{r}\iint_S \mathbf{J}_s - (\mathbf{J}_s \cdot \hat{\mathbf{k}}_s)\hat{\mathbf{k}}_s e^{jk\hat{\mathbf{k}}_s \cdot \mathbf{r}'} \tag{2.18}$$

La méthode des moments est limitée par les capacités actuelles des ordinateurs. Cette méthode tend à produire de grosses matrices et cela demande une grande capacité de calcul. Par exemple, sur un Pentium IV de 3.2 GHz avec 1 GOctets de mémoire vive, le calcul d'une plaque de 4λ x 4λ prend 10 minutes pour un seul point. Si on veut tracer la SER de la plaque de 0 à 90° à tous les demi-degrés, on a besoin de 180 points et ce calcul prendra 30 heures ! Malgré le grand progrès des ordinateurs, la dimension pratique des objets manipulés par cette méthode demeure de l'ordre de 10λ ou moins.

2.5.2 Théorie géométrique de la diffraction (TGD)

L'optique physique (OP) et l'optique géométrique (OG) postulent que le champ diffusé est nul dans les régions non illuminées par le champ incident. Il y aurait donc une discontinuité abrupte du champ à la frontière d'ombre. En réalité, le champ est continu au travers de la frontière d'ombre et non nul dans la région obscure. Ceci est à l'origine d'une autre classe de rayons nommés *rayons diffractés* qui permettent de calculer le champ dans la zone ombragée.

C'est Keller ([4] qui a introduit la TGD comme une généralisation de l'OG classique en lui ajoutant les rayons diffractés dans la région ombragée et en modifiant ainsi le champ qu'elle évalue dans la région illuminée. Ce type de rayons est produit lorsqu'un rayon frappe une arête ou une pointe, ou lorsqu'il frappe tangentiellement une surface convexe. La valeur du champ de diffraction est proportionnelle au champ incident au point de diffraction multiplié par un coefficient nommé *coefficient de diffraction*.

Les coefficients de diffraction sont dérivés à partir des problèmes canoniques. Ces problèmes ont des conditions limites plus simples à résoudre et ils possèdent la même géométrie locale que le problème d'intérêt. Par exemple, si la diffraction d'une plaque rectangulaire mince est analysée, un problème canonique approprié est une arête infinie en lame de cou-

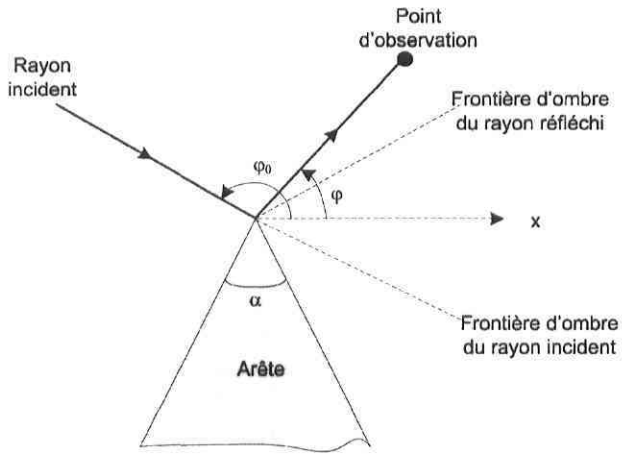


FIG. 2.6 – Diffraction d'une onde plane par une arête plane infini

teau. Comme la diffraction est un phénomène local, ces deux problèmes sont essentiellement les mêmes aussi longtemps que le point de diffraction sur la plaque n'est pas proche d'un coin (les coins ont leur propre coefficient de diffraction).

Les coefficients de Keller pour une arête droite (figure 2.6) sont asymptotiquement donnés par [10] :

$$D^{s,h} \sim \frac{(2/n)\sin(\pi/n)}{\sqrt{8/\pi k}\sin\beta_0}\left[\frac{1}{\cos(\pi/n)-\cos[(\varphi-\varphi_0)/n]} \mp \frac{1}{\cos(\pi/n)-\cos[(\varphi+\varphi_0)/n]}\right] \quad (2.19)$$

où $n = (2\pi - \alpha)/\pi$ avec α étant l'angle intérieur (figure 2.6),
β_0 est le plus petit angle entre la direction d'incidence et la tangente sur l'arête au point d'incidence,
φ, φ_0 sont respectivement les angles d'incidence et de réflexion,
s et h sont des exposants correspondant à la polarization *soft* (**E** est parallèle à l'arête) et *hard* (**E** est perpendiculaire à l'arête).

Pour une onde incidente générale, le champ de diffraction peut être relié au champ incident par l'équation matricielle suivanteă :

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}^{\mathbf{s}}_{\parallel} \\ \mathbf{E}^{\mathbf{s}}_{\perp} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} D^s & 0 \\ 0 & D^h \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{E}^{\mathbf{i}}_{\parallel} \\ \mathbf{E}^{\mathbf{i}}_{\perp} \end{bmatrix} \frac{e^{-jks}}{\sqrt{s}} \quad (2.20)$$

où s est la distance entre l'arête et l'observateur, $\parallel$ et $\perp$ réfère aux champs électriques parallèles et perpendiculaires au plan d'incidence respectivement.

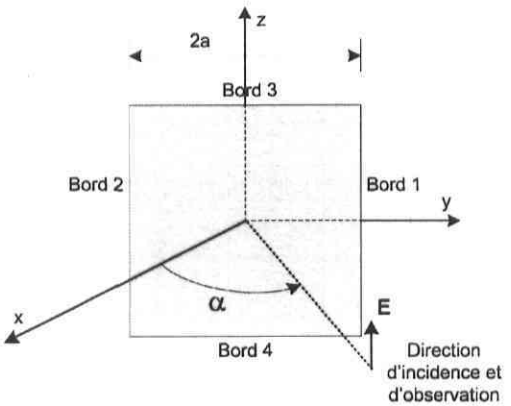


FIG. 2.7 – Géométrie de la plaque carrée pour le calcul avec la TGD

La TGD de Keller possède des forces et des limitations. Elle prédit assez bien la rétrodiffusion par un cône circulaire droit et un cylindre [5, 6]. Comparées aux mesures expérimentales, les prédictions de la TGD sont en meilleur accord que celles de l'OP. Par contre, les coefficients de diffraction deviennent infinis aux frontières d'ombre. La direction de diffusion est restreinte au cône de Keller. Le champ de diffraction devient singulier sur une caustique[1]. Cependant, la première restriction est éliminée avec la théorie uniforme de diffraction [2] et la dernière avec la méthode des courants équivalents.

SER d'une plaque avec la TGD

Deux modèles analytiques basés sur la TGD sont utilisés pour prédire les SER de plaques dans le champ lointain [9]. Le premier modèle, nommé ici TGD-1, inclut les diffractions simples des arêtes tandis que le second modèle, appelé TGD-2, inclut en plus des diffractions simples, les diffractions doubles. Les deux modèles sont dérivés analytiquement en utilisant la TGD mais le second modèle inclut un terme empirique basé sur le comportement observé des prédictions de la MoM. La géométrie de la plaque pour les équations analytiques est illustrée à la figure 2.7.

Le modèle TGD-1 inclut les effets de diffractions simples et il utilise l'équation suivante :

[1]Une caustique est un point, une ligne ou une surface à travers lequel passe tous les rayons d'une onde. Un exemple de caustique est le point focal d'une antenne parabolique. Le champ à une caustique est infini, en principe, car un nombre infini de rayons passe au travers de celle-ci.

$$\sigma = \left| \sum_{i=1}^{4} \sqrt{\sigma_i} e^{j\rho_i} \right|^2 = \left| \sqrt{\sigma_{\text{tot}}} e^{j\rho_{\text{tot}}} \right|^2 \tag{2.21}$$

$$\sqrt{\sigma_{\text{tot}}} e^{j\rho_{\text{tot}}} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left\{ \left[j2ka^2 \text{sinc}(x) - 2a \cos(x) \right] + \left[j2ka^2 \text{sinc}(x) + 2a \text{ sinc}(x) \right] \right\} \tag{2.22}$$

où $\text{sinc}(x) = \frac{\sin(x)}{x}$
$x = 2ka \sin(\alpha)$
$k = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde
α est l'angle d'observation
a est la demi-longueur d'un côté de la plaque carrée

Les deux termes dans les premiers crochets de l'équation 2.22 sont les retours des bords verticaux 1 et 2 tandis que les deux termes dans les derniers crochets sont les retours des bords horizontaux 3 et 4.

Le modèle TGD-2 inclut les effets de diffractions simples et doubles. Il est défini par l'équation suivante :

$$\sigma = \left| \sqrt{\sigma_{\text{tot}}} e^{j\rho_{\text{tot}}} + \sqrt{\sigma_d} e^{j\rho_d} \right|^2 \tag{2.23}$$

avec

$$\begin{aligned} \sqrt{\sigma_{\text{tot}}} e^{j\rho_{\text{tot}}} &\quad \text{défini par l'équation 2.22} \\ \sqrt{\sigma_d} e^{j\rho_d} &= \{ f(\alpha_{\text{inc}}; \alpha_{\text{obs}} = 270°) \} * \left\{ \left[2\sqrt{2} \sin\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\alpha}{2} \right) \right]^{-1} e^{j\pi/4} \right\} * \\ &\quad \left\{ e^{jka(1+\sin(\alpha))} \right\} \qquad (2.24) \\ f(\alpha_{\text{inc}}; \alpha_{\text{obs}} = 270°) &= C_1 e^{j\rho_1} \left\{ j2ka^2 F_1 \text{sinc}(y) - 2aF_2 \cos(y) + \right. \\ &\quad \left. j2ka^2 F_3 \text{sinc}(y) + 2aF_4 \text{sinc}(y) \right\} \qquad (2.25) \end{aligned}$$

où $C_1 = \frac{\sin^2\alpha}{ka}$
$y = ka(-1+\sin\alpha)$
$F_1 = 1/F_2 = F_3 = \cos\left(\frac{\pi}{4}+\frac{\alpha}{2}\right)$
$F_4 = \sin\left(\frac{\pi}{4}+\frac{\alpha}{2}\right)$ mais $F_4 = 0$ pour le cas monostatique
$\rho_1 = -\frac{3\pi}{4}+\frac{\pi}{ka}$
$k = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde
α est l'angle d'observation
a est la demi-longueur d'un côté de la plaque carrée

et avec les limites inférieures suivantes pour les facteurs F_1, F_2 et F_3 :

$$F_1+F_3 = 2\cos\left(\frac{\pi}{4}+\frac{\alpha}{2}\right) \geq \sqrt{\frac{7}{2\pi ka}} \tag{2.26}$$

$$1/F_2 = \cos\left(\frac{\pi}{4}+\frac{\alpha}{2}\right) \geq \sqrt{\frac{5}{2ka}} \tag{2.27}$$

Le listage du programme Matlab est donné en annexe B.1.

SER d'un cylindre avec la TGD

Les équations analytiques pour prédire la SER d'un cylindre sont basées sur l'OP pour les incidences proches de la normale et sur la TGD pour les autres incidences. Avec un cylindre, il est seulement nécessaire de calculer la SER pour $0° \leq \theta \leq 90°$. Ailleurs, la SER se déduit par symétrie. Pour le cylindre montré à la figure 2.8, les équations analytiques utilisées sont les suivantes :

Pour $\theta = 0°$

$$\sigma = \pi k^2 a^4 \tag{2.28}$$

Pour $0° < \theta \leq$ TJ

$$\sigma = \pi a^2 \left|\frac{J_1(2ka\sin(\theta))}{\tan(\theta)}\right|^2 \tag{2.29}$$

Pour TJ $< \theta \leq 90°$

$$\sigma(\phi,\beta_a) = \left|\sum_{i=1}^{N}\sqrt{\sigma_i}e^{j\alpha_i}\right|^2 \tag{2.30}$$

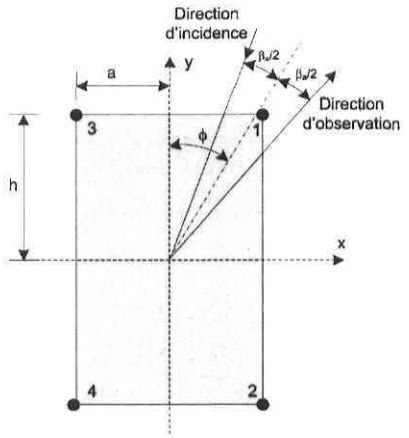


FIG. 2.8 – Le cylindre et ses différents angles

où

$$\sqrt{\sigma_1} = \frac{2}{3}\sin\frac{2\pi}{3}\sqrt{\frac{a\csc\phi}{k\cos\frac{\beta_a}{2}}}\left\{\left[\cos\frac{2\pi}{3}-\cos\frac{2}{3}(\pi+2\phi)\right]^{-1} \mp \left[\cos\frac{2\pi}{3}-\cos\frac{2\beta_a}{3}\right]^{-1}\right\}$$

$$\sqrt{\sigma_2} = \begin{cases} \frac{2}{3}\sin\frac{2\pi}{3}\sqrt{\frac{a\csc\phi}{k\cos\frac{\beta_a}{2}}}\left\{\left[\cos\frac{2\pi}{3}-\cos\frac{4\phi}{3}\right]^{-1} \mp \left[\cos\frac{2\pi}{3}-\cos\frac{2\beta_a}{3}\right]^{-1}\right\} & , \text{pour } \phi \geq \frac{\beta_a}{2} \\ 0 & , \text{pour } \phi < \frac{\beta_a}{2} \end{cases}$$

$$\sqrt{\sigma_3} = \begin{cases} \frac{2}{3}\sin\frac{2\pi}{3}\sqrt{\frac{a\csc\phi}{k\cos\frac{\beta_a}{2}}}\left\{\left[\cos\frac{2\pi}{3}-\cos\frac{2}{3}(\pi-2\phi)\right]^{-1} \mp \left[\cos\frac{2\pi}{3}-\cos\frac{2\beta_a}{3}\right]^{-1}\right\} \\ \qquad , \text{pour } \phi \leq \frac{\pi}{2}-\frac{\beta_a}{2} \\ 0 \qquad , \text{pour } \phi > \frac{\pi}{2}-\frac{\beta_a}{2} \end{cases}$$

où les signes du haut et du bas ($\mp$) sont pour les polarisations verticales et horizontales respectivement. Les phases correspondantes α_i sont :

$$\alpha_1 = -2\left(k\cos\frac{\beta_a}{2}\right)(a\sin\phi + h\cos\phi) + \frac{\pi}{4}$$

$$\alpha_2 = -2\left(k\cos\frac{\beta_a}{2}\right)(a\sin\phi - h\cos\phi) + \frac{\pi}{4}$$

$$\alpha_3 = +2\left(k\cos\frac{\beta_a}{2}\right)(a\sin\phi - h\cos\phi) - \frac{\pi}{4}$$

où $k = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde. Ce modèle est valide pour les cylindres ayant des dimensions de plusieurs longueurs d'onde.

Pour $\theta = 90°$

$$\sigma = kaL^2\sin^2(\theta)\left|\frac{\sin(kL\cos(\theta))}{kL\cos(\theta)}\right|^2 \tag{2.31}$$

Le programme Matlab que nous avons développé pour ces équations apparaît à l'annexe B.2.

2.6 Conclusion

Ce chapitre a expliqué les concepts de SER, de régions de fréquence, de zones de rayonnement et de polarisation. Ces concepts sont utilisés dans le reste du document. Il a aussi discuté de deux méthodes de prédiction de SER soit la méthode des moments et la théorie géométrique de la diffraction. Ces méthodes sont utilisées pour produire les SER de référence de certaines cibles.

Chapitre 3

Spécification des points brillants

Pour une cible électriquement grande c'est-à-dire dont les dimensions sont nettement plus grande que la longueur d'onde, le signal radar réfléchi par cette cible peut être modélisé approximativement par une somme de signaux provenant de points discrets de diffusion appelés aussi points brillants [4]. Ce modèle est construit en spécifiant principalement la position, l'amplitude et la phase de chaque diffuseur. Pour déterminer ces paramètres, quatre approches différentes peuvent être utiliséesă : 1) analytiques, 2) basées sur la transformée de Fourier, 3) basées sur les modèles et 4) déterministes. Ce chapitre fait un survol des différentes techniques de spécifications des points brillants.

3.1 Méthodes analytiques

Avec cette méthode, les théories électromagnétiques sont appliquées directement sur la cible pour calculer le champ rayonné. Cette méthode s'utilise relativement bien avec des cibles canoniques simples comme un cylindre, un cône, un disque, etc. Par exemple, la théorie géométrique de la diffraction (TGD) a été utilisée pour modéliser les points brillants d'un cylindre [7, 10]. Dans ce cas, les sources principales de diffraction sont les quatre arêtes du cylindre (fig. 3.1). On voit que pour un angle d'incidence ϕ entre 0° et 90°, les contributions majeures proviennent des arêtes 1, 2 et 3, la quatrième arête étant cachée par le corps du cylindre. La SER est donnée par la somme des contributions de chacun des points brillants.

L'expression analytique de la SER pour ces trois points brillants est donnée par [7, 8] :

$$\sigma(\phi, \beta_a) = \left| \sum_{i=1}^{3} \sqrt{\sigma_i}\, e^{j\alpha_i} \right|^2 \tag{3.1}$$

où les σ_i et les α_i sont données par l'équation 2.30 (section 2.5.2, page 17). Bhattacharyya donne aussi d'autres modèles analytiques pour des formes géométriques simples comme une plaque, un disque, etc. [10].

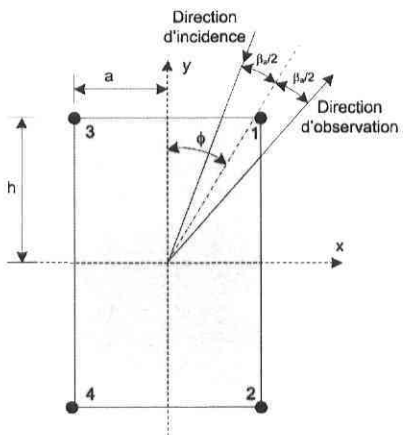


FIG. 3.1 – Modèle analytique d'un cylindre

Pour des cibles complexes, le calcul direct du champ rayonné est extrêmement difficile sinon impossible. Une façon logique de procéder est de décomposer la cible complexe en un certain nombre de formes géométriques simples dont les modèles mathématiques de rayonnement sont connus. Ainsi, on additionne de façon cohérente idéalement, les réponses individuelles de chaque forme pour obtenir le champ total rayonné par la cible complexe [10]. Par exemple, avec cette méthode, la théorie géométrique de la diffraction (TGD) a été utilisée pour déterminer le modèle de points brillants d'un obus de 105 mm [11].

L'approche analytique possède des avantages mais aussi des limitations. Cette méthode permet de spécifier le modèle de points brillants sans aucune signature radar. Par contre, dans le cas de cibles complexes, elle fournit un estimé très approximatif de la SER [65]. Cela est causé par les approximations inhérentes à la modélisation des composants de la cible et de leurs relations de phase, ainsi qu'à une capacité limitée dans la modélisation de l'ombrage des composants et des réflexions multiples potentielles.

3.2 Méthodes basées sur la transformée de Fourier

Les méthodes basées sur la transformée de Fourier utilisent les techniques classiques d'estimation spectrale. Elles sont robustes et efficaces en calcul mais elles souffrent de l'incapacité à résoudre deux points brillants localisés très près l'un de l'autre. Cette section discute du principe de l'imagerie SAR (*synthetic Aperture Radar*) classique et fait un survol des algorithmes utilisés.

La technique classique d'imagerie radar a beaucoup été décrite dans la littérature [12, 13]. L'image d'une cible radar est une représentation à deux dimensions qui montre les positions des centres de rayonnement d'une cible sur une certaine plage d'angle d'illumination. Pour produire une image SAR, la cible est montée sur une table tournante et exposée au signal radar de façon à ce qu'elle soit vue sous différentes directions. L'amplitude et la phase du signal réfléchi sont mesurées sur plusieurs orientations de la cible et sur une certaine plage de fréquences. Avec ces mesures, on forme une image à deux dimensions des points brillants à l'aide des techniques de la transformée de Fourier. Le résultat montre l'intensité du rayonnement en fonction des coordonnées de portée et de portée transversale (fig. 3.2). La portée est la distance dans la direction de l'axe radar-cible ou de la ligne de vue radar (RLOS) c'est-à-dire la direction suivie par le signal émis, réfléchi et reçu. La portée transversale appelée aussi portée croisée, est la distance dans la direction orthogonale à celle de la portée. L'intensité de rayonnement le long de l'axe de portée est obtenue avec une transformée de Fourier pour chaque angle de vue ; l'intensité de rayonnement le long de l'axe de portée transversale est obtenue par une transformée de Fourier dans le domaine angulaire.

Pour les méthodes basées sur la FFT, il y a des modèles de cible à une, deux et trois dimensions. Les modèles 1D représentent une cible par une seule ligne de points brillants. Les modèles 2D décrivent une cible par un ensemble de points brillants dans un même plan, tandis que les modèles 3D représentent une cible par un ensemble de points brillants positionnés dans un volume spatial.

Pour l'imagerie 1D, la technique est de calculer la transformée de Fourier discrète inverse du champ rayonné afin de produire un estimé de la réponse impulsionnelle de l'objet. Les points rayonnants sont localisés en identifiant les pics de la réponse impulsionnelle estimée. Comme la réponse estimée est calculée à partir d'échantillons de fréquences sur une largeur

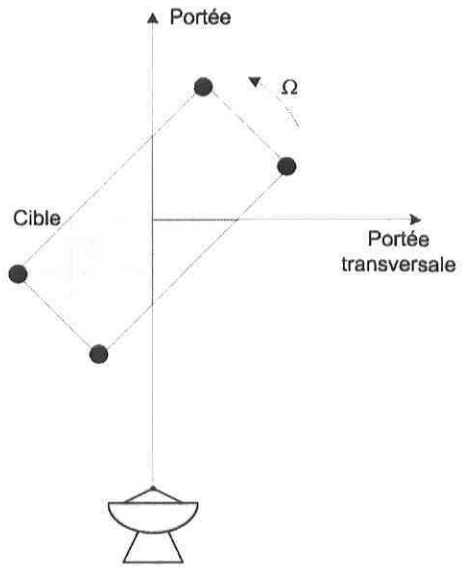


FIG. 3.2 – Dimensions de portée et de portée transverse

de bande radar B, le traitement basé sur Fourier résulte dans une résolution en portée limitée approximativement à $c/2B$, où c est la vitesse de propagation dans le milieu.

Pour l'imagerie SAR 2D, la tendance est d'utiliser l'approche classique de formation des images avec des techniques supplémentaires pour améliorer la localisation des points brillants. Ainsi, on utilise l'algorithme CLEAN [14] ou RELAX, appelé aussi SuperCLEAN [15], ou les méthodes de "notch periodogram" [16, 17] pour l'extraction des coordonnées des points brillants. Un estimateur de maximum de vraisemblance peut aussi être utilisé pour améliorer la localisation des points diffuseurs [19].

Pour l'imagerie SAR 3D actuelle, on utilise la méthode SAR avec une technique de tracé de rayon *Shooting and Bouncing Rays* (SBR) et la méthode CLEAN. Avec cette méthode, on forme directement une image SAR 3D à l'aide de l'algorithme *one-look ISAR* et on extrait ensuite les positions 3D et l'intensité de ces points avec l'algorithme CLEAN [44, 48, 46, 49].

La recherche actuelle tente de rendre les modèles plus réalistes en ajoutant les phénomènes de points dispersifs ou distribués. Les techniques précédentes sont basées sur la modélisation des points spéculaires de la cible mais les cibles réelles contiennent aussi des points de réflexions non spéculaires comme des cavités, des antennes ou des matériaux dispersifs. Pour mieux localiser les points dispersifs, une technique des ondelettes est utilisée pour amé-

liorer les capacités des algorithmes CLEAN et RELAX [20].

La recherche actuelle travaille aussi à étendre la validité des modèles de points brillants aux scénarios de champ proche. Bhalla suggère une façon d'utiliser un modèle monostatique de points brillants de champ lointain pour prédire les données monostatiques de champ proche [1].

Les méthodes basées sur la transformée de Fourier ont des avantages et des inconvénients. D'une part, elles sont robustes et efficaces en calcul. D'autre part, elles ne sont pas adaptées pour résoudre deux points brillants situés l'un près de l'autre. Leur utilisation sous-entend la disponibilité de signatures radars expérimentales ou simulées. L'obtention de ces données est souvent dispendieuse et longue, ce qui représente un désavantage sérieux à l'utilisation de ces méthodes.

3.3 Méthodes basées sur les modèles

Pour contrer le problème de résolution inhérent à la transformée de Fourier, on peut utiliser les méthodes basées sur les modèles. La technique consiste à construire un modèle de points brillants qui décrit le comportement de rayonnement par un modèle paramétrique. Ces paramètres sont ensuite estimés à partir de signatures radars. La résolution des points brillants n'est pas limitée par la largeur de bande mais elle est limitée par l'erreur d'estimation des paramètres et par la fidélité avec laquelle un modèle particulier décrit le comportement actuel du rayonnement de la cible. Ces modèles se divisent en deux grandes familles : les modèles exponentiels et les modèles basés sur la théorie géométrique de la diffraction (TGD). Cette section discute chacune de ces familles.

3.3.1 Modèles exponentiels

À une fréquence suffisamment élevée, le retour d'une cible radar peut être approximé par une superposition de retours de points brillants qui sont modélisés comme une superposition

de signaux exponentiels complexes [62]. Le signal est représenté comme suit :

$$y(n) = \sum_{k=1}^{M} a_k z_k^n + e(n) \qquad n = 0, 1, ..., N-1 \tag{3.2}$$

où $y(n)$ est la SER dans le domaine des fréquences associée à la $n^{ième}$ fréquence, a_k est l'amplitude de réflexion du $k^{ième}$ point brillant, $z_k^n = e^{-\gamma_k + j2\pi f_k n}$ est un pôle complexe associé à la position du $k^{ième}$ point brillant et e_n est une erreur inhérente au modèle. M est le nombre de points brillants et N est le nombre d'échantillons dans le domaine des fréquences. Physiquement, le modèle décrit la réponse d'une cible radar comme étant une somme de points brillants dont les localisations sont définies par la phase des pôles et dont les amplitudes correspondantes modélisent les intensités des réponses de rayonnement.

L'équation 3.2 représente un modèle 1D (sur une ligne) et elle doit être modifiée pour représenter des modèles de dimensions supérieures ou pour inclure d'autres phénomènes. Pour un modèle à deux dimensions ou à trois dimensions, on ajoute respectivement un ou deux termes exponentiels de plus à l'équation 3.2 [56, 57]. Un modèle à exponentielles amorties existe également pour tenir compte de la portée, l'amplitude et la polarisation [29].

Il existe deux types de modèles exponentielsă : amorties et non amorties. On obtient un modèle à exponentielles non amorties en posant $\gamma_k = 0$ dans l'équation 3.2 tandis que l'on obtient le modèle à exponentielles amorties ou modèle de Prony en posant $\gamma_k > 0$.

Quelque soit le modèle exponentiel adopté comme modèle de rayonnement, le problème d'imagerie radar se réduit à estimer les paramètres de l'équation 3.2. Pour les modèles 1D, différents algorithmes sont utilisés pour l'estimation mais les techniques de Prony et de *Matrix Pencil Method* (MPM) sont très populaires. La technique de Prony trouve les pôles z_i en résolvant une équation matricielle pour identifier les coefficients d'un polynôme dont les racines sont les pôles recherchés. La technique MPM, aussi appelée GPOF pour *Generalized Pencil-Of-Function*, trouve les pôles z_i directement en résolvant un problème généralisé de valeurs propres et en conservant les valeurs propres les plus importantes [23]. Cette dernière technique est plus avantageuse que la technique de Prony du point de vue vitesse de calcul et sensibilité aux bruits. Pour les modèles 2D, on utilise la méthode de Prony 2D [56], MUSIC 2D [58], 2D *Matrix Enhancement and Matrix Pencil* (MEMP) [60, 59] et la méthode du maximum de vraisemblance 2D [61, 19].

Les paramètres d'un modèle 2D peuvent aussi être estimés avec une technique haute résolution à 1D. La méthode estime séparément les fréquences dans chacune des dimensions à l'aide d'une technique haute résolution 1D et ensuite elle groupe les fréquences dépendant du spectre de paires de fréquences possibles. Dans cette optique, TLS ESPRIT [63] et MPM [Kim04] par exemple fournissent des résultats supérieurs aux méthodes 2D MUSIC, 2D ESPRIT et MEMP.

Le modèle exponentiel a des forces et des faiblesses. Il est simple à utiliser et il fournit une très haute résolution en portée [28, 29]. Il fournit aussi une représentation exacte lorsque le rayonnement se comporte comme des points brillants spéculaires. Par contre, le modèle de Prony est mal adapté pour les effets de diffraction. Il est aussi extrêmement sensible au bruit aléatoire et à la sélection du nombre de points rayonnants dans le signal à modéliser. Finalement, un désavantage important, les localisations obtenues des points brillants avec ce modèle ne correspondent pas toujours aux localisations réelles des points brillants dans un système à bande limitée [17].

3.3.2 Modèles basés sur la TGD

Un modèle paramétrique basé sur la Théorie Géométrique de la Diffraction (TGD) est plus proche de la physique du rayonnement électromagnétique que le modèle exponentiel. Ceci permet d'obtenir des représentations plus compactes qu'avec un modèle exponentiel. L'équation 3.3 donne le modèle 2D classique établi par Potter [24] pour modéliser le champ lointain rétrodiffusé pour un point brillant d'une cible électriquement grande :

$$E_n^s(f,\phi) = A_n \left(\frac{jf}{f_c}\right)^{\alpha_n} \operatorname{sinc}\left(\frac{2\pi f}{c} L_n \sin(\phi - \bar{\phi}_n)\right) e^{-2\pi f \gamma_n \sin\phi} e^{-j\frac{4\pi}{c} f_n (x_n \cos\phi + y_n \sin\phi)} \quad (3.3)$$

où (x_n, y_n) est la position du point brillant, A_n est son amplitude, α_n caractérise la géométrie et la dépendance en fréquence du $n^{ième}$ point rayonnant (c'est un paramètre discret de valeur -1, -0.5, 0, 0.5 ou 1), L_n et $\bar{\phi}_n$ sont la longueur et l'orientation d'un point distribué et γ_n est la dépendance à l'orientation d'un point spéculaire. Dans ce modèle, un point brillant est soit spéculaire ou soit distribué. Dans chaque cas, il y a une partie de l'équation 3.3 qui disparaît. Pour un point spéculaire, $L_n = \bar{\phi}_n = 0$ et le terme γ_n caractérise la dépendance à l'orientation du point brillant. Pour un point distribué, $\gamma_n = 0$ et la paire L_n et $\bar{\phi}_n$ avec $L_n > 0$ caractérisent la dépendance à l'orientation.

Lorsque ce modèle de rayonnement est adopté, le problème se réduit à l'estimation des paramètres. Pour cette tâche, le modèle est transformé analytiquement du domaine fréquence-orientation au domaine image et c'est dans le domaine image que les paramètres sont estimés. Dans certains cas, on utilise une régression non linéaire [25, 26] pour l'estimation, dans d'autres, on utilise le maximum de vraisemblance et la régression pondérée [26]. L'algorithme CLEAN est aussi utilisé pour améliorer l'estimation des paramètres [25].

Deux difficultés sont rencontrées lors de l'estimation des paramètres du modèle avec un algorithme de maximum de vraisemblance : 1) la détermination des paramètres discrets et 2) le choix des valeurs initiales des paramètres. Le modèle initial utilise la programmation entière non linéaire pour déterminer les paramètres discrets et la méthode TLS-Prony pour initialiser tous les paramètres [24]. Cependant, de meilleurs résultats sont obtenus avec l'utilisation de la méthode "Matrix Pencil" pour déterminer conjointement les paramètres discrets et les valeurs d'initialisation [31] ou avec l'utilisation d'un algorithme génétique pour l'initialisation [32]. L'algorithme génétique a moins tendance à faire converger la solution des paramètres vers un minimum local. Pour les cas de faible rapport signal à bruit, les bons paramètres du modèle TGD sont trouvés lorsque les données sont prétraitées en utilisant une procédure appelée : *Joint Soft-Thresholding Maximum-Likelihood* (JSTML) [33].

3.4 Méthodes déterministes

Ces méthodes sont appelées déterministes parce que les points brillants sont placés de façon déterministe sur la surface de la cible. La position du centre d'une surface peut représenter la position d'un point brillant tandis que la SER de la surface peut représenter l'amplitude et la phase du point brillant.

La surface d'une cible est modélisée de plusieurs façons. Dans certains cas, on utilise un polygone plat comme un triangle, un rectangle, etc. pour représenter un modèle avec des facettes [65]. Ce type de modèle est de loin le plus populaire. Il a l'avantage d'être simple et d'avoir la capacité de représenter toutes les géométries. Par contre, il exige beaucoup de facettes pour la modélisation de surfaces courbes. On détermine le nombre de facettes requises en utilisant, par exemple, la règle de Nyquist ou celle de $\lambda/16$ [52] où λ est la longueur

d'onde. Dans d'autres cas, on représente une cible par des surfaces paramétriques comme des surfaces bicubiques [45] ou des surfaces NURBS (*Non-Uniform Rational B-Spline*) [68]. Ce dernier type est celui le plus souvent utilisé parmi les surfaces paramétriques. Il a l'avantage d'exiger peu d'éléments de surface pour bien représenter la cible. Cependant, une augmentation du temps de calcul est requise pour la détermination des intersections rayons-surfaces. Pour les calculs électromagnétiques, la surface NURBS est habituellement transformée en surface de Bézier, une autre surface paramétrique, pour faciliter les calculs. On peut aussi utiliser un algorithme pour convertir un modèle NURBS à une représentation à facettes planes optimisées [86].

Un modèle avec facettes peut être représenté par un modèle classique de points brillants dont la quantité de points dépendra des phénomènes de rayonnement pris en compte dans la modélisation. Par exemple, la SER monostatique d'un modèle sera donnée par l'équation suivante [64] :

$$\sigma_{uv}(r_0) = \left| \sum_{n=1}^{N} \sqrt{\sigma_{uv,n}}(r_0)\, e^{2jk\hat{\mathbf{r}}\cdot\mathbf{r}_n} \right|^2 \tag{3.4}$$

où N est le nombre total de points brillants comprenant N_r réflexion simple, N_d diffraction simple et N_m réflexion multiple. Le terme $\sqrt{\sigma_{uv,n}}$ est le phaseur complexe qui représente l'amplitude et la phase de la contribution de $n^{ième}$ point brillant, u et v sont les directions de polarisation rayonnées et incidentes, $\hat{\mathbf{r}}$ est un vecteur unitaire dans la direction de l'observateur, $\mathbf{r}_n$ est la position du $n^{ième}$ point brillant et k est le nombre d'onde ($k = 2\pi/\lambda$).

Les réflexions simples sont traitées avec l'optique physique [2, 64, 65]. Dans ce cas, le champ rayonné est obtenu par une intégrale de surface. En général, l'intégration numérique directe n'est pas pratique parce que l'intégrant possède une phase qui varie grandement sur sa surface d'intégration. Pour contourner le problème, l'intégration numérique approximative peut être utilisée. La technique consiste à découpler le facteur de phase de l'intégrant (oscillatoire) du facteur d'amplitude (plus lisse) et à utiliser quelques points sur la surface modélisée avec un polynôme linéaire [40, 42, 43] ou quadratique [51].

Une autre façon de résoudre consiste à transformer l'intégrale de surface en une intégrale de ligne plus facile à résoudre. D'une part, il y a les transformations exactes [39, 66, 67]. Ces techniques sont exactes mais elles sont limitées aux surfaces planes. D'autre part, il y a les transformations asymptotiques [76, 78]. Ces techniques sont plus générales et peuvent aussi traiter des surfaces courbes. Avec ces techniques, on peut utiliser la méthode des phases

stationnaires pour trouver des solutions compactes (*closed-form*) [47, 69]. Les techniques asymptotiques donnent une intégrale de ligne où l'on intègre des courants de bord équivalent aux courants de surface de l'optique physique (OP-EEC) [73]. Ces techniques souffrent de vraies et fausses singularités. Les fausses singularités sont celles qui ne sont pas présentes lorsque l'on résout l'intégrale de surface directement. L'élimination de ces singularités demeure un domaine actif de recherche. Quelques formulations ont été proposées [76, 78, 79] dont l'une donne de bons résultats même en champ proche [78].

La diffraction des arêtes est modélisée en pratique en utilisant la Théorie Physique de la Diffraction (TPD) [54, 55] implantée avec la Méthode des Courants Équivalents (MCE) [91, 71, 75]. La formulation originale de Ufimtsev [54] implique une intégrale de surface qui est difficile à évaluer. Cet inconvénient est surmonté en représentant le champ de la TPD par une intégrale de contour le long des arêtes de l'objet où l'intégrant est exprimé sous forme de coefficient incrémental de diffraction [91]. Une version plus élaborée de cette formulation, éliminant certaines singularités de l'intégrant, a été développée par Michaeli sous forme de courant équivalent [75]. Les équations de courants équivalents utilisées pour la diffraction des arêtes sont différentes des équations de courants équivalents utilisées pour les réflexions spéculaires. À noter que la transformation en intégrale de ligne occasionne encore l'apparition de fausses singularités. L'élimination de celles-ci demeure ici aussi un sujet de recherche. Quelques solutions proposées se basent sur l'utilisation d'un système de coordonnées locales pour réaliser l'intégration interne d'une intégrale double. Cela a pour effet de réduire le cône de location des fausses singularités à une seule direction nommée "singularité d'Ufimtsev" [75, 80, 81].

Pour les réflexions multiples, on utilise une technique de tracé de rayons de l'optique géométrique combinée à l'optique physique (OP) et/ou la MCE selon le type d'interactions : facette-facette, arête-arête, arête-facette, facette-arête, facette-facette-facette, etc [65, 37, 38, 84]. La modélisation de ces phénomènes est nécessaire lorsque des parties de cible sont couplées entre elles comme dans le cas d'un dièdre ou d'un trièdre que l'on retrouve dans plusieurs cibles complexes comme un bateau, un avion ou un missile. À noter que la technique *Shooting and Bouncing Ray* (SBR) est souvent utilisée pour calculer les interactions multiples [89]. Elle consiste à lancer sur la cible, une densité importante de rayons représentant l'onde incidente. Ces rayons obéissent à l'optique géométrique et sont suivis à mesure qu'ils rebondissent entre les irrégularités de la cible. Les réflexions et le champ rétrodiffusé sont

calculés à l'aide de l'optique physique.

Les revêtements diélectriques sur les cibles sont de plus en plus inclus dans la modélisation. Les coefficients de réflexion de Fresnel sont inclus dans les formulations de l'OP et de la TPD pour traiter les cibles couvertes d'absorbant radar (RAM) [82, 83, 69].

Finalement, des modèles incluent l'effet du champ proche dans l'estimation de la SER. Bhalla suggère une modification aux termes de phase et une correction d'amplitude à la formulation de champ lointain [1]. Gordon donne des relations plus générales à ajouter à la formulation de champ lointain pour obtenir la signature de champ proche [18]. Jeng propose une modification à TPD et SBR pour le champ proche à l'aide des concepts d'*image équivalente* et de *hauteur effective d'antenne* [87]. Legault ajoute une modification à la formulation de l'optique physique pour le champ proche [70].

3.5 Conclusion

Ce chapitre a passé en revue quatre différentes techniques utilisées pour extraire les points brillants d'une cible radar. L'approche déterministe s'avère la plus attrayante dans notre situation pour construire le modèle de points brillants. L'approche analytique est limitée aux cibles peu complexes représentées par des formes simples. Les méthodes basées sur la transformée de Fourier ou sur des modèles requièrent une grande quantité de signatures expérimentales ou simulées à large bande sous plusieurs orientations. Des approches coûteuses qui demandent des ressources. Finalement, l'approche déterministe ne requiert qu'une modélisation de la cible par facettes. C'est la méthode qui a été choisie pour réaliser les travaux de notre étude.

Chapitre 4

Calcul de section efficace radar

Ce chapitre explique les équations mathématiques utilisées pour calculer la SER d'une cible avec l'optique physique (OP), l'OP modifiée pour le champ proche et la théorie physique de la diffraction (TPD). On considère dans ce chapitre qu'une cible est décrite par un ensemble de facettes triangulaires. La SER de chaque facette visible, et de chaque arête visible si on utilise la TPD, est calculée et additionnée de façon cohérente pour déterminer la SER globale de la cible. Le schéma bloc des programmes mis au point pour chaque méthode est également fourni.

4.1 Optique physique (OP)

La théorie de l'optique physique est basée sur la réflexion des ondes planes sur une surface plane infinie parfaitement conductrice [3, 2, 41, 92]. Par conséquent, la densité de courant sur la surface plane conductrice, en appliquant les conditions aux limites du champ magnétique tangentiel, est donnée par :

$$\mathbf{J}_s = \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}_t \tag{4.1}$$

où $\mathbf{J}_s$ est la densité de courant de surface
$\mathbf{H}_t$ est le champ magnétique tangentiel total sur la surface
$\hat{\mathbf{n}}$ est un vecteur unitaire normal à la surface

Pour une onde incidente plane, le champ magnétique tangentiel est le double du champ magnétique tangentiel incident car la réflexion est totale sur une surface conductrice ($\mathbf{H}_i = \mathbf{H}_s$). On a donc :

$$\mathbf{J}_s = \hat{\mathbf{n}} \times (\mathbf{H}_i + \mathbf{H}_s) = 2\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}_i \tag{4.2}$$

où $\mathbf{H}_i$ est le vecteur du champ magnétique incident, $\mathbf{H}_s$ est le vecteur du champ magnétique réfléchi et $\hat{\mathbf{n}}$ est le vecteur unitaire normal à la surface.

L'équation 4.2 est utilisée comme solution approximative pour le calcul de la densité de courant sur n'importe laquelle surface localement lisse et parfaitement conductrice ayant des dimensions finies. On l'appelle : "l'approximation de l'optique physique". Pour un objet conducteur général, on suppose que le champ incident est un rayon et que la densité de courant existe seulement sur la partie illuminée de la surface de l'objet conducteur. La densité de courant est identiquement nulle sur la surface si aucun rayon ne frappe cette région. Mathématiquement, on a donc :

$$\mathbf{J}_s = \begin{cases} 2\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}_i & \text{, pour la surface illuminée} \\ 0 & \text{, pour la surface ombragée} \end{cases} \tag{4.3}$$

L'application de l'optique physique suppose trois hypothèses [3] :

1. La longueur d'onde doit être courte par rapport aux dimensions de la cible et les amplitudes des champs décroissent rapidement sur les surfaces qui ne sont pas directement illuminées par l'onde incidente.
2. Le rayon de courbure principale de la surface de la cible directement illuminée doit être significativement plus grand que la longueur d'onde.
3. La distance d'observation doit être très grande par rapport à la dimension de l'objet évalué.

Cette méthode est une approximation hautes fréquences qui donne de bons résultats pour des cibles électriquement grandes et pour des incidences proches de la normale. Cependant, pour des angles d'incidence loin de la normale, les résultats sont erronés. Finalement, la simplicité de cette approche a rendu son utilisation omniprésente.

En utilisant les courants de surface calculés à partir de l'équation 4.3, le champ rayonné est déterminé en calculant premièrement le potentiel vecteur magnétique **A** défini comme :

$$\mathbf{A} = \frac{\mu}{4\pi} \iint_{S'} \mathbf{J}_s \frac{e^{-jkR}}{R} ds' \tag{4.4}$$

où μ est la perméabilité du milieu ($\mu = \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$H/m pour le vide)
R est la distance d'un élément de courant au point d'observation

À noter que le potentiel vecteur magnétique $\mathbf{A} = \nabla \times \mathbf{B}$ (où **B** est la densité de flux magnétique) découle du fait que $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ selon Maxwell et que l'équation 4.4 est la solution classique retardée de l'équation de Poisson $\nabla^2 \mathbf{A} = -\mu \mathbf{J}_s$.

L'intégration de surface est réalisée seulement sur la portion illuminée de la surface conductrice. Le champ rayonné se calcule à partir du potentiel **A** en utilisant la relation suivante :

$$\mathbf{E}_s = -j\omega\mathbf{A} - j\frac{1}{\omega\mu\varepsilon}\nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) \tag{4.5}$$

qui se réduit dans le champ lointain à l'équation suivante :

$$\mathbf{E}_s \cong -j\omega\mathbf{A} \tag{4.6}$$

où $\mathbf{E}_s$ est le champ électrique rayonné
ω est la fréquence radiale de la source
μ est la perméabilité du milieu
ε est la permittivité du milieu ($\varepsilon = \varepsilon_0 \approx 8.854 \times 10^{-12}$F/m pour le vide)

À la figure 4.1, **r** est le vecteur position du point d'observation et **R** un vecteur entre un élément de surface et le point d'observation. Dans le champ lointain, les vecteurs **r** et **R** sont approximativement parallèles. Alors, la distance R s'approxime par l'équation suivante :

$$R = |\mathbf{R}| = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'| \approx |\mathbf{r}| - \mathbf{r}' \cdot \hat{\mathbf{k}}_s \tag{4.7}$$

Le vecteur position d'un élément de surface est donné par :

$$\mathbf{r}' = x'\hat{\mathbf{x}} + y'\hat{\mathbf{y}} + z'\hat{\mathbf{z}}$$

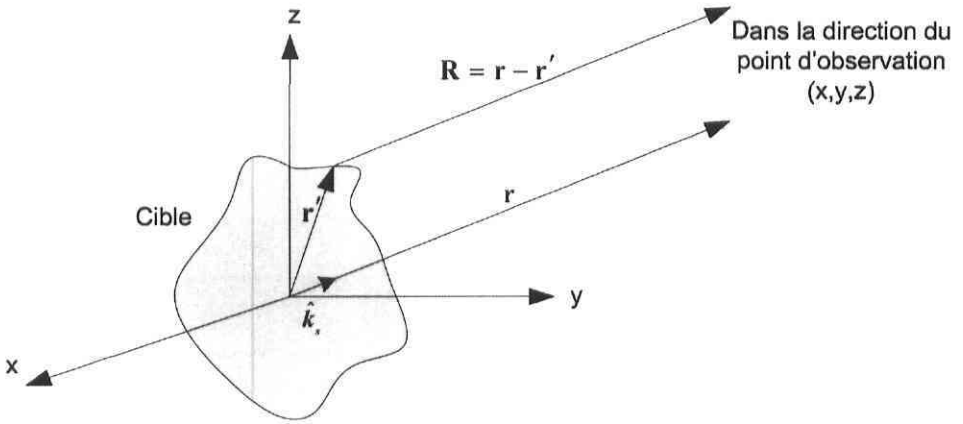


FIG. 4.1 – Approximation d'une cible dans le champ lointain

et le vecteur unitaire dans la direction du point d'observation est donné par :

$$\hat{\mathbf{k}}_s = u\hat{\mathbf{x}} + v\hat{\mathbf{y}} + w\hat{\mathbf{z}}$$

où u, v, w sont les cosinus directeurs du point d'observation

$$u = \sin\theta\cos\phi$$
$$v = \sin\theta\sin\phi$$
$$w = \cos\theta$$

Avec les équations 4.7, 4.3, 4.4 dans 4.6, on peut déduire l'équation du champ rayonné selon l'optique physique (OP) :

$$\mathbf{E}_s^{\mathrm{OP}}(\mathbf{r}) \cong -\frac{j\omega\mu}{4\pi}\frac{e^{-jkr}}{r}\iint_{S'}\mathbf{J}_s(\mathbf{r})\,e^{jk\hat{\mathbf{k}}_s\cdot\mathbf{r}'}\,ds' \tag{4.8}$$

Même si la composante radiale du champ $\mathbf{E}_s^{\mathrm{OP}}$ est typiquement non nulle, elle est supposée zéro dans le champ lointain parce que sa valeur est beaucoup plus petite que les composants θ et ϕ du champ $\mathbf{E}_s^{\mathrm{OP}}$. De façon plus formelle, on pourrait réécrire l'équation 4.8 pour enlever la composante de champ électrique dans la direction de propagation et retrouver l'équation de la littérature :

$$\mathbf{E}_s^{\mathrm{OP}}(\mathbf{r}) \cong -\frac{jkZ}{4\pi}\frac{e^{-jkr}}{r}\iint_{S'}\left[\mathbf{J}_s - (\mathbf{J}_s\cdot\hat{\mathbf{k}}_s)\hat{\mathbf{k}}_s\right]\,e^{jk\hat{\mathbf{k}}_s\cdot\mathbf{r}'}\,ds' \tag{4.9}$$

Pour calculer la densité de courant $\mathbf{J}_s$, on doit d'abord définir le champ magnétique incident $\mathbf{H}_i$. Dans le champ lointain, le champ incident forme une onde plane et les champs électrique et magnétique sont alors donnés par les expressions suivantesă :

$$\mathbf{E}_i = \mathbf{E}_{i0} e^{-jk\hat{\mathbf{k}}_i \cdot \mathbf{r}'} \tag{4.10}$$

$$\mathbf{H}_i = \mathbf{H}_{i0} e^{-jk\hat{\mathbf{k}}_i \cdot \mathbf{r}'} \tag{4.11}$$

$$\mathbf{H}_{i0} = \frac{1}{Z}\hat{\mathbf{k}}_i \times \mathbf{E}_{i0} \tag{4.12}$$

où $\mathbf{E}_{i0}$ et $\mathbf{H}_{i0}$ sont des vecteurs d'amplitude réelle et constante, Z est l'impédance intrinsèque du milieu ($Z = Z_0 \approx 120\pi\Omega$ pour le vide) et $\hat{\mathbf{k}}_i$ est le vecteur de propagation dont sa définition en coordonnées cartésiennes est :

$$\hat{\mathbf{k}}_i = -\left(\sin\theta_i \cos\phi_i \hat{\mathbf{x}} + \sin\theta_i \sin\phi_i \hat{\mathbf{y}} + \cos\theta_i \hat{\mathbf{z}}\right) \tag{4.13}$$

Le champ électrique s'exprime en termes de ses composants orthogonauxă :

$$\mathbf{E}_i = \left(E_{i\theta}\hat{\theta} + E_{i\phi}\hat{\phi}\right) e^{-jk\hat{\mathbf{k}}_i \cdot \mathbf{r}'} \tag{4.14}$$

où $\hat{\mathbf{k}}_i$ est la direction d'incidence et $\mathbf{r}'$ est la position d'un point sur la surface de la cible.

Le champ magnétique est lié au champ électrique et il est donné par :

$$\mathbf{H}_i = \frac{1}{Z}\hat{\mathbf{k}}_i \times \mathbf{E}_i = \frac{1}{Z}\left(E_{i\phi}\hat{\theta} - E_{i\theta}\hat{\phi}\right) e^{-jk\hat{\mathbf{k}}_i \cdot \mathbf{r}'} \tag{4.15}$$

En combinant les équations 4.15 et 4.3, la densité de courant de surface est obtenue par l'expression suivanteă :

$$\mathbf{J}_s = \frac{2}{Z}\hat{\mathbf{n}} \times \left(E_{i\phi}\hat{\theta} - E_{i\theta}\hat{\phi}\right) e^{-jk\hat{\mathbf{k}}_i \cdot \mathbf{r}'} \tag{4.16}$$

En insérant l'équation 4.16 dans l'équation 4.8, l'expression du champ électrique rayonné devient :

$$\mathbf{E}_s^{\mathrm{OP}}(x,y,z) = -\frac{j}{\lambda}\frac{e^{-jkr}}{r} \iint_{s'} \hat{\mathbf{n}} \times \left(E_{i\phi}\hat{\theta} - E_{i\theta}\hat{\phi}\right) e^{-jk\left(\hat{\mathbf{k}}_i - \hat{\mathbf{k}}_s\right)\cdot \mathbf{r}'} ds' \tag{4.17}$$

où $\hat{\mathbf{k}}_i$ est le vecteur unitaire pour la direction d'incidence
$\hat{\mathbf{k}}_s$ est le vecteur unitaire pour la direction de rayonnement
λ est la longueur d'onde

Pour une surface plane, toutes les relations vectorielles sont constantes et peuvent être exclues de l'intégrale. L'équation précédente devient :

$$\mathbf{E}_s^{\mathrm{OP}}(x,y,z) = -\frac{j}{\lambda}\frac{e^{-jkr}}{r}\hat{\mathbf{n}} \times \left(E_{i\phi}\hat{\theta} - E_{i\theta}\hat{\phi}\right) \iint_{s'} e^{-jk\left(\hat{\mathbf{k}}_i - \hat{\mathbf{k}}_s\right)\cdot\mathbf{r}'} ds' \tag{4.18}$$

Pour calculer le champ rayonné, il reste à évaluer l'intégrale $I_c = \iint_{s'} e^{-jk\left(\hat{\mathbf{k}}_i - \hat{\mathbf{k}}_s\right)\cdot\mathbf{r}'} ds'$ de l'équation 4.18. Celle-ci est résolue de façon élégante lorsqu'il s'agit d'une surface plane polygonale. En effet, Gordon a transformé l'intégrale de surface en une intégrale de contour et il a formulé une expression compacte qui résoud directement cette intégrale en contournant l'intégration [39]. Ainsi, la solution de l'intégrale I_c est donnée par l'équation suivante :

$$\iint_{s'} e^{-jk\mathbf{K}\cdot\mathbf{r}'} ds' \cong -\frac{j}{k}\frac{\mathbf{K}\times\hat{\mathbf{n}}}{|\mathbf{K}\times\hat{\mathbf{n}}|^2} \cdot \sum_{n=1}^{N} \Delta\mathbf{v}_n \,\mathrm{sinc}\left(\frac{k}{2}\mathbf{K}\cdot\Delta\mathbf{v}_n\right) e^{-j\frac{k}{2}\mathbf{K}\cdot(\mathbf{v}_n+\mathbf{v}_{n+1})} \tag{4.19}$$

où $\hat{\mathbf{k}}_i$ est le vecteur unitaire pour la direction d'incidence
$\hat{\mathbf{k}}_s$ est le vecteur unitaire pour la direction de rayonnement
$\mathbf{K} = \hat{\mathbf{k}}_i - \hat{\mathbf{k}}_s$
N est le nombre de côtés au polygone
$k = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde
$\mathbf{v}_n$ = position du $n^{ième}$ sommet ou vertex du polygone
$\Delta\mathbf{v}_n = \mathbf{v}_{n+1} - \mathbf{v}_n$ où il est entendu que $\mathbf{v}_{N+1} = \mathbf{v}_1$

Les vecteurs de position utilisés dans la formulation de Gordon sont illustrés à la figure 4.2. Les sommets de la facette sont connus en termes de leurs coordonnées cartésiennes (x_n, y_n, z_n) pour $n = 1, 2$ et 3 dans le cas d'un triangle. Par convention, les sommets du triangle sont énumérés dans le sens antihoraire. Ceci est utile pour le calcul vectoriel subséquent. Les vecteurs positions des sommets sont définis selon l'équation :

$$\mathbf{v}_n = x_n\hat{\mathbf{x}} + y_n\hat{\mathbf{y}} + z_n\hat{\mathbf{z}}$$

Ensuite, les vecteurs de bord de la facette sont déterminés à partir des coordonnées des sommets comme suit :

$$\Delta\mathbf{v}_n = \mathbf{v}_{n+1} - \mathbf{v}_n$$

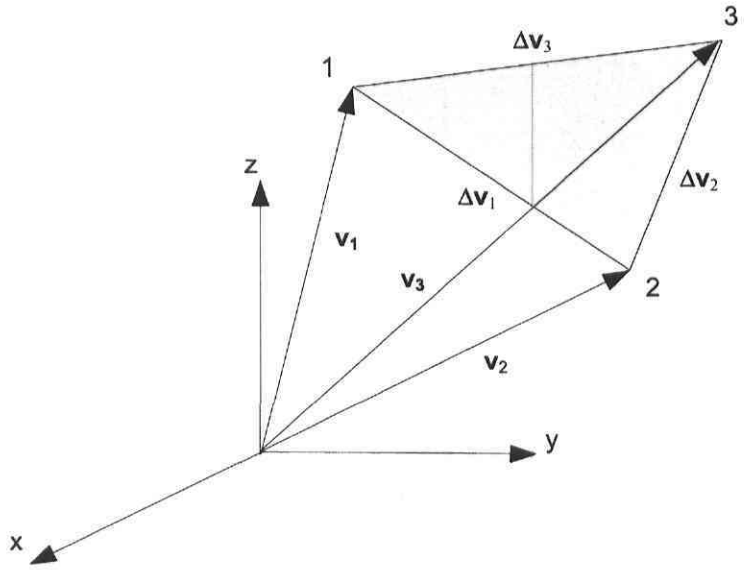


FIG. 4.2 – Géométrie d'une facette en position arbitraire

Le vecteur normal sortant de la facette est obtenu en prenant le produit vectoriel de deux vecteurs de bord :

$$\hat{\mathbf{n}} = \frac{\Delta\mathbf{v}_1 \times \Delta\mathbf{v}_3}{|\Delta\mathbf{v}_1|\,|\Delta\mathbf{v}_3|} \equiv n_x\hat{\mathbf{x}} + n_y\hat{\mathbf{y}} + n_z\hat{\mathbf{z}}$$

À noter que pour un ordonnancement antihoraire des sommets de la facette, la face visible de la facette est dans la direction du vecteur normal. Pour détecter si une facette est visible ou non, on se sert du produit scalaire du vecteur unitaire normal à la surface et du vecteur unitaire donnant la direction de l'onde incidente. Un résultat positif de l'équation 4.20 indique que la facette est visible :

$$-\hat{\mathbf{k}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}} \geq 0 \tag{4.20}$$

Dans le cas où l'onde incidente est normale à la facette ($\mathbf{K} \times \hat{\mathbf{n}} = 0$), l'équation 4.19 se réduit à :

$$\iint_{s'} e^{-jk\mathbf{K}\cdot\mathbf{r}'} ds' = e^{-jk\mathbf{K}\cdot\mathbf{r}_0} A \tag{4.21}$$

où $\hat{\mathbf{k}}_i$ est le vecteur unitaire pour la direction d'incidence
$\hat{\mathbf{k}}_s$ est le vecteur unitaire pour la direction de rayonnement
$\mathbf{K} = \hat{\mathbf{k}}_i - \hat{\mathbf{k}}_s$
$\mathbf{r}_0$ est la position du centre de la facette
A est l'aire de la facette = $|\mathbf{v}_n \times \mathbf{v}_{n+1}|/2$ avec $n = 1, 2$ ou 3
$\mathbf{v}_n$ est la position du $n^{ième}$ sommet ou vertex du polygone
$\Delta\mathbf{v}_n = \mathbf{v}_{n+1} - \mathbf{v}_n$ et il est entendu que $\mathbf{v}_{N+1} = \mathbf{v}_1$

En combinant les équations 4.19 et 4.18, on obtient le champ diffusé au point d'observation :

$$\mathbf{E}_s^{\mathrm{OP}} \cong -\frac{1}{2\pi}\frac{e^{-jkr}}{r}\hat{\mathbf{n}} \times \left(E_{i\phi}\hat{\theta} - E_{i\theta}\hat{\phi}\right) \frac{\mathbf{K} \times \hat{\mathbf{n}}}{|\mathbf{K} \times \hat{\mathbf{n}}|^2} \cdot \sum_{n=1}^{N} \Delta\mathbf{v}_n \,\mathrm{sinc}\left(\frac{k}{2}\mathbf{K} \cdot \Delta\mathbf{v}_n\right) e^{-j\frac{k}{2}\mathbf{K}\cdot(\mathbf{v}_n + \mathbf{v}_{n+1})} \tag{4.22}$$

L'équation 4.22 donne la contribution au champ diffusé pour une seule facette. On obtient le champ diffusé total en sommant vectoriellement le champ de toutes les facettes :

$$\mathbf{E}_s^{\mathrm{OP}}(\mathbf{r}) \cong -\frac{1}{2\pi}\frac{e^{-jkr}}{r} \sum_{m=1}^{M} \hat{\mathbf{n}}_m \times \left(E_{i\phi}\hat{\theta} - E_{i\theta}\hat{\phi}\right) \frac{\mathbf{K} \times \hat{\mathbf{n}}_m}{|\mathbf{K} \times \hat{\mathbf{n}}_m|^2} \cdot \sum_{n=1}^{N} \Delta\mathbf{v}_n \,\mathrm{sinc}\left(\frac{k}{2}\mathbf{K} \cdot \Delta\mathbf{v}_n\right) e^{-j\frac{k}{2}\mathbf{K}\cdot(\mathbf{v}_n + \mathbf{v}_{n+1})} \tag{4.23}$$

À première vue, la présence du terme e^{-jkr}/r dans l'équation 4.23 peut apparaître problématique étant donné que $r \to \infty$. Ce n'est pas le cas car dans la définition de la SER, le terme de phase disparaît étant donné que seul le module de $\mathbf{E}_s$ est considéré et le terme $1/r$ est diminué par le terme r^2 de la définition de la SER.

Finalement, la SER est obtenue avec l'équation suivante, en supposant que le module du champ électrique incident $\mathbf{E}_i = 1$:

$$\sigma = 4\pi r^2 |\mathbf{E}_s|^2 \tag{4.24}$$

Pour les besoins de notre étude, nous avons programmé l'équation 4.23. Le programme a été inclus à l'annexe B.3. La figure 4.3 montre le schéma bloc de l'algorithme.

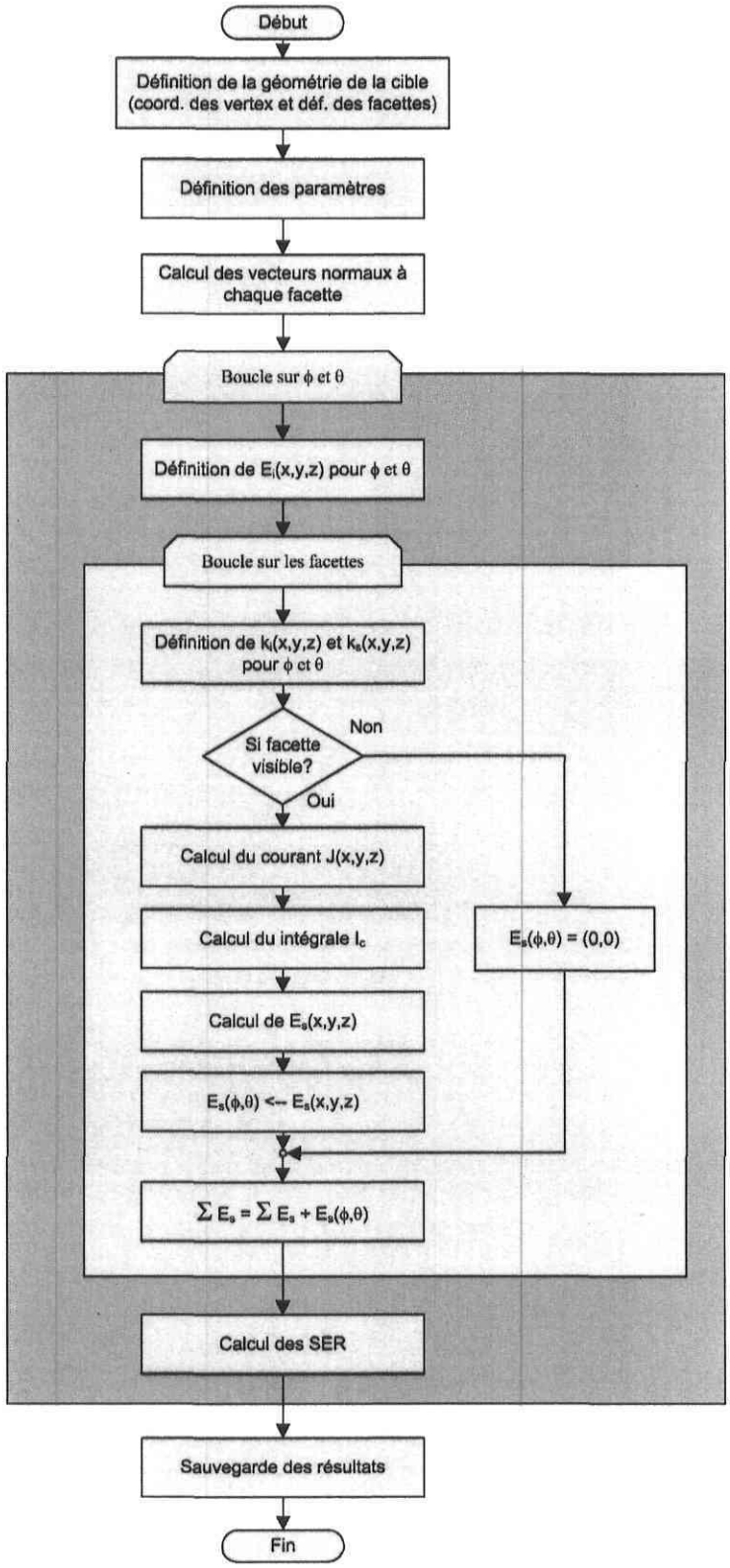


FIG. 4.3 – Calcul de la SER avec l'optique physique

4.2 OP modifiée pour champ proche

Lorsque l'on calcule le champ rayonné $\mathbf{E}_s$, il faut évaluer la fonction de Green $\frac{e^{-jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}$. Cette fonction dépend principalement du terme $|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|$, la distance entre un élément de surface et le point d'observation (fig. 4.4).

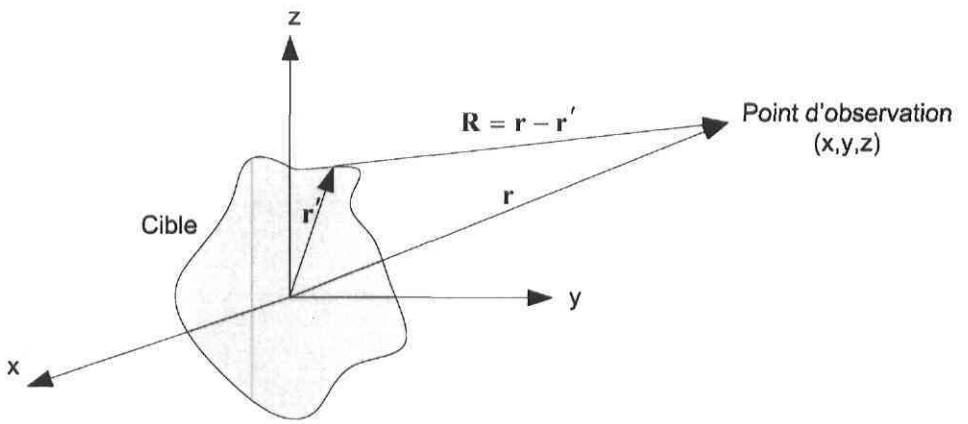


FIG. 4.4 – Distance point source et point d'observation

Dans le champ lointain, cette distance est réduite à :

$$|\mathbf{r}-\mathbf{r}'| \approx r - \mathbf{r}' \cdot \hat{\mathbf{k}}_s \tag{4.25}$$

Cette approximation devient moins précise à mesure que l'on se rapproche de la cible. L'OP modifié pour le champ proche conserve une estimation précise de la distance facette – point d'observation lorsque le point d'observation (le radar) se rapproche de la cible [70]. Cette formulation modifiée de l'optique physique a aussi l'avantage de permettre l'utilisation d'une solution efficace pour résoudre l'intégrale de surface dans le calcul du champ rayonné. Les fondements de l'approche implémentée sont décrits ci-dessous.

En utilisant la loi des cosinus, on exprime la distance $|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|$ en utilisant la relation suivante :

$$|\mathbf{r}-\mathbf{r}'| = \sqrt{r^2 + r'^2 - 2\mathbf{r}\cdot\mathbf{r}'} = r\sqrt{1 + \frac{r'^2 - 2\mathbf{r}\cdot\mathbf{r}'}{r^2}} \tag{4.26}$$

On obtient une approximation locale de $|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|$ en retenant un nombre fini de termes dans

le développement en série de la racine carrée. Si le point d'expansion satisfait la relation 4.27, le développement en série donne une bonne approximation avec un nombre minimal de termes.

$$\frac{r'^2 - 2\mathbf{r}\cdot\mathbf{r}'}{r^2} \to 0 \tag{4.27}$$

Cette situation arrive dans deux cas triviaux. Le premier cas est lorsque $\mathbf{r} \to \infty$ correspondant au cas classique où le point d'observation est placé à l'infini. Le second cas est lorsque $\mathbf{r}' \to 0$, signifiant que l'expansion produit une meilleure précision lorsque les points source sont dans le voisinage de l'origine.

Dans l'équation 4.26, le développement en série de $|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|$ est fait autour d'un point d'expansion centré à l'origine. On peut déplacer le point d'expansion sur un point quelconque $\mathbf{r}_n$ en faisant les substitutions $\mathbf{r} \to \mathbf{r}-\mathbf{r}_n$ et $\mathbf{r}' \to \mathbf{r}'-\mathbf{r}_n$. On obtient alors :

$$|\mathbf{r}-\mathbf{r}'| = |\mathbf{r}-\mathbf{r}_n-\mathbf{r}'+\mathbf{r}_n| \tag{4.28}$$

Cette relation est illustrée à la figure 4.5.

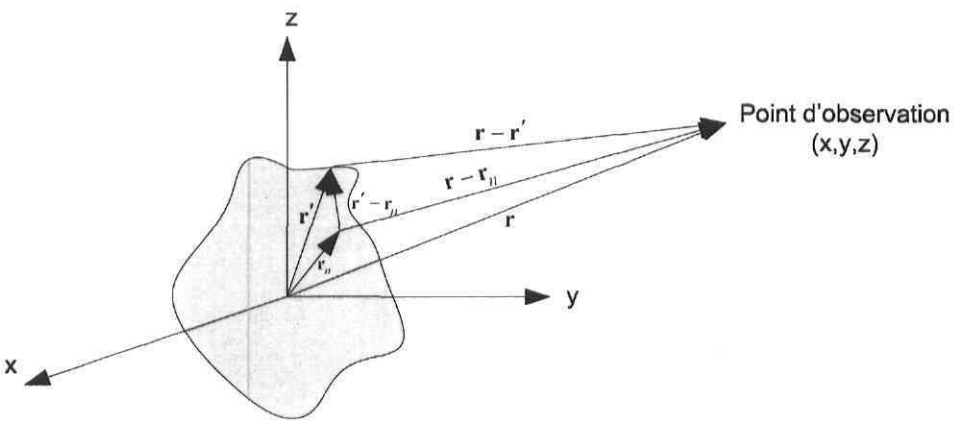


FIG. 4.5 – Distance point source et point d'observation

En utilisant la loi des cosinus, on obtient une relation similaire à l'expression 4.26 :

$$|\mathbf{r}-\mathbf{r}'| = |\mathbf{r}-\mathbf{r}_n|\sqrt{1+\frac{|\mathbf{r}'-\mathbf{r}_n|^2 - 2(\mathbf{r}-\mathbf{r}_n)\cdot(\mathbf{r}'-\mathbf{r}_n)}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_n|^2}} \tag{4.29}$$

Le développement en série donne une bonne approximation lorsque :

$$\frac{|\mathbf{r}'-\mathbf{r}_n|^2 - 2(\mathbf{r}-\mathbf{r}_n)\cdot(\mathbf{r}'-\mathbf{r}_n)}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_n|^2} \to 0 \tag{4.30}$$

Encore une fois, ce terme devient nul dans les deux cas triviaux. Dans le premier cas, lorsque $\mathbf{r} \to \infty$, on retrouve l'équation de champ lointain. Le deuxième cas est lorsque $\mathbf{r}' \to \mathbf{r}_n$. Le point à retenir ici est qu'en faisant les substitutions 4.31, on obtient une bonne approximation de $|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|$ lorsque $\mathbf{r}'$ est dans le voisinage d'un point $\mathbf{r}_n$ (pour un $\mathbf{r}$ fini). Dans ce cas, le développement en série a besoin de peu de termes pour donner une bonne approximation.

$$\begin{aligned} \mathbf{r} &\to \mathbf{r}-\mathbf{r}_n \\ \mathbf{r}' &\to \mathbf{r}'-\mathbf{r}_n \end{aligned} \tag{4.31}$$

Avec les substitutions 4.31, on modifie l'intégrale de l'optique physique pour mieux l'adapter à la prédiction de champ proche. Ainsi, le processus de substitution produit les résultats suivants :

$$\hat{\mathbf{k}}_s = \frac{\mathbf{r}}{|\mathbf{r}|} \to \frac{\mathbf{r}-\mathbf{r}_n}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_n|} = \hat{\mathbf{k}}_\mathbf{n} \tag{4.32}$$

$$\mathbf{K} = \hat{\mathbf{k}}_i - \hat{\mathbf{k}}_s \to \hat{\mathbf{k}}_i - \hat{\mathbf{k}}_n = \mathbf{K}_n \tag{4.33}$$

La fonction de Green devient :

$$\frac{e^{-jk\hat{\mathbf{R}}\cdot(\mathbf{r}-\mathbf{r}')}}{R} \simeq \frac{e^{-jk\hat{\mathbf{k}}_n\cdot(\mathbf{r}-\mathbf{r}')}}{r} \tag{4.34}$$

Le champ électrique associé à ces substitutions devient :

$$\mathbf{E}_n^{\text{OP modifiée}}(\mathbf{r}) \simeq -j\frac{Z_0}{2\lambda}\frac{e^{-jk\hat{\mathbf{k}}_n\cdot\mathbf{r}}}{r}\iint\limits_{S'}\left[\mathbf{J}_s - \left(\mathbf{J}_s\cdot\hat{\mathbf{k}}_n\right)\hat{\mathbf{k}}_n\right]e^{jk\hat{\mathbf{k}}_n\cdot\mathbf{r}'}\,ds \tag{4.35}$$

Après le remplacement de l'intégrale par la solution de Gordon [39] pour une surface polygonale, on obtient :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_n^{\text{OP modifiée}}(\mathbf{r}) \;\cong\; & -\frac{E_i}{2\pi}\left[\hat{\mathbf{n}}_n\times\hat{\mathbf{h}}_i - (\hat{\mathbf{n}}_n\times\hat{\mathbf{h}}_i\cdot\hat{\mathbf{k}}_n)\hat{\mathbf{k}}_n\right]\frac{e^{-jk\hat{\mathbf{k}}_n\cdot\mathbf{r}}}{r} \\ & \cdot\frac{\mathbf{K}_n\times\hat{\mathbf{n}}_n}{|\mathbf{K}_n\times\hat{\mathbf{n}}_n|^2}\cdot\sum_{m=1}^{M}\Delta\mathbf{v}_m\text{sinc}\left(\frac{k}{2}\mathbf{K}_n\cdot\Delta\mathbf{v}_m\right)e^{-j\frac{k}{2}\mathbf{K}_n\cdot(\mathbf{v}_m+\mathbf{v}_{m+1})} \end{aligned} \tag{4.36}$$

où $\mathbf{K}_n = \hat{\mathbf{k}}_i - \hat{\mathbf{k}}_n$, $\mathbf{v}_m$ dénote le $m^{ième}$ vertex du triangle et $\Delta\mathbf{v}_m = \mathbf{v}_m - \mathbf{v}_{m+1}$, où $\Delta\mathbf{v}_N = \mathbf{v}_N - \mathbf{v}_1$.

Il faut remarquer que si $\mathbf{r}_n = 0$ alors l'équation 4.36 redevient la formulation classique de l'optique physique (équation 4.22) et que la complexité de calcul est essentiellement la même que pour la formulation classique.

Pour une grande surface de rayonnement, on subdivise la surface S en un ensemble de petits éléments de surface S_n dont chacun est associé à un point d'expansion $\mathbf{r}_n$ situé au centre de l'élément de surface. Les quantités $\hat{\mathbf{k}}_n$ et $\mathbf{K}_n$ sont spécifiques à chaque élément de surface. Le champ rayonné total est obtenu en additionnant les contributions de toutes les facettes :

$$\mathbf{E}_s^{\text{OP modifiée}}(\mathbf{r}) = \sum_{n=1}^{N} \mathbf{E}_n^{\text{OP modifiée}}(\mathbf{r}) \tag{4.37}$$

La figure 4.6 montre le schéma bloc de l'algorithme que nous avons utilisé pour nos calculs avec la méthode de l'optique physique modifiée pour le champ proche. Le programme est inclus à l'annexe B.4.

4.3 Théorie physique de la diffraction (TPD)

La méthode de la théorie physique de la diffraction (TPD) exprime le champ rayonné par un objet en fonction du rayonnement par les courants de surface sur l'objet [54, 2, 92]. Le courant total de surface est divisé en deux parties : une partie courant uniforme (ignorant les effets d'arête) et une partie courant non uniforme ou de frange (provenant des effets des bords). La partie uniforme du courant de surface est simplement le courant donné par l'optique physique (OP). Le courant de frange est calculé en utilisant des méthodes asymptotiques. On a donc l'équation suivante :

$$\mathbf{E}^{\text{TPD}} = \mathbf{E}^{\text{OP}} + \mathbf{E}^{\text{fr}}$$

En pratique, on calcule $\mathbf{E}^{\text{fr}}$ avec la méthode des courants équivalents. La formulation originale de Ufimtsev [54, 55] implique une intégrale de surface qui est difficile à évaluer. Cet inconvénient est surmonté en représentant le champ de la TPD par une intégrale de ligne le

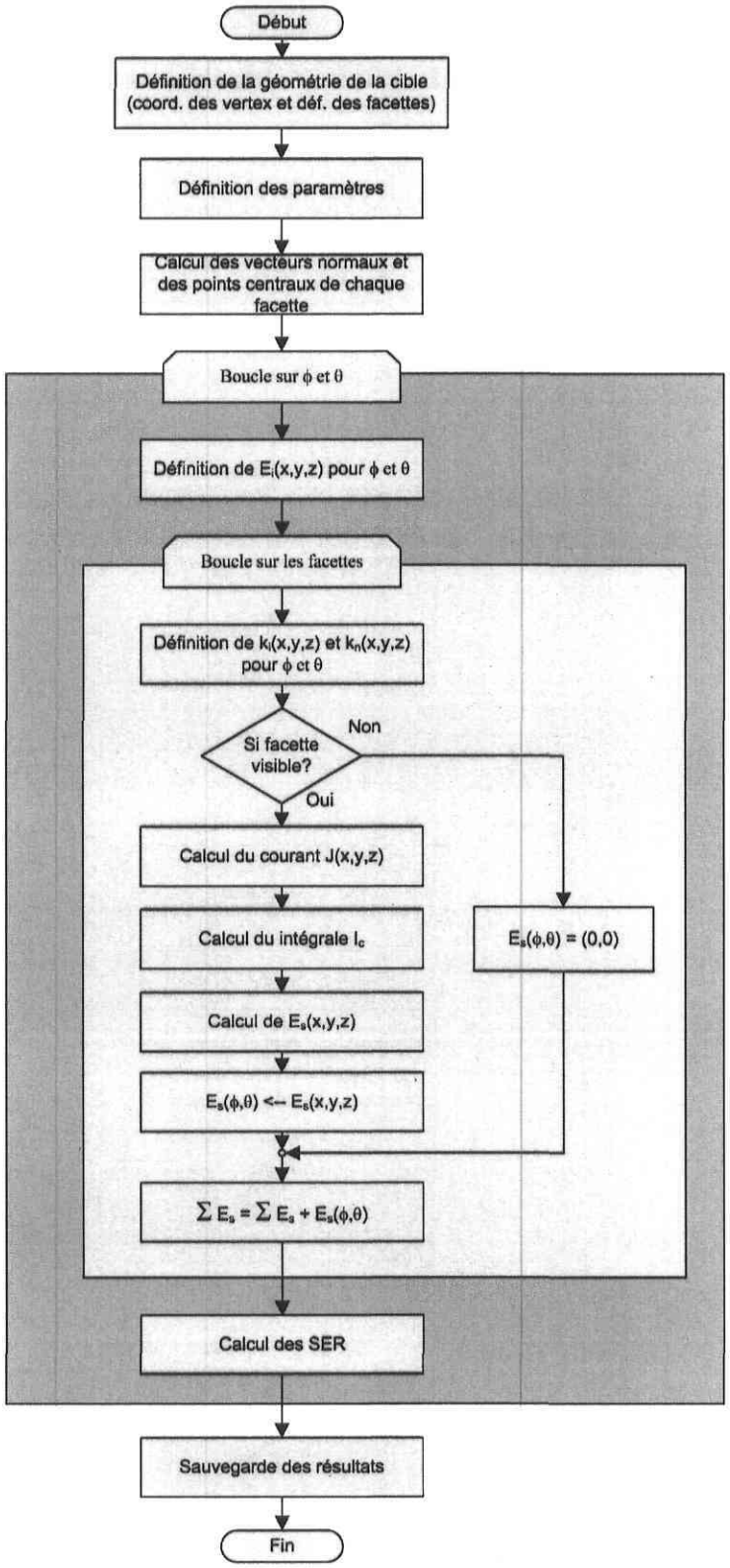


FIG. 4.6 – Calcul de la SER avec l'optique physique ajustée pour le champ proche

long d'une arête avec un intégrant exprimé sous forme de courant équivalent. Ainsi, dans les applications pratiques, le terme de correction de l'optique physique est calculé avec l'intégrale de ligne et l'intégrant sous forme de courants équivalents.

Les courants équivalents considérés dans la TPD sont composés de courants électriques équivalents $\mathbf{I}_e$ et de courants magnétiques équivalents $\mathbf{I}_m$. Ces courants équivalents sont utilisés pour déterminer les potentiels vecteurs magnétiques $\mathbf{A}$ et électriques $\mathbf{F}$ qui, à leur tour, sont utilisés pour trouver le champ électrique diffracté. Ces potentiels vecteurs sont définis comme suit :

$$\mathbf{A} = \frac{\mu}{4\pi}\int_l \mathbf{I}_e \frac{e^{-jkR}}{R}\,dl \tag{4.38}$$

$$\mathbf{F} = \frac{\varepsilon}{4\pi}\int_l \mathbf{I}_m \frac{e^{-jkR}}{R}\,dl \tag{4.39}$$

et le champ électrique rayonné est donné par l'équation suivante :

$$\mathbf{E} = -j\omega\mathbf{A} - j\frac{1}{\omega\mu\varepsilon}\nabla(\nabla\cdot\mathbf{A}) - \frac{1}{\varepsilon}\nabla\times\mathbf{F} \tag{4.40}$$

Dans le champ lointain, l'équation 4.40 se simplifie à :

$$\mathbf{E} \cong -j\omega\mathbf{A} + j\omega\mu Z_0\hat{\mathbf{k}}_s\times\mathbf{F} \tag{4.41}$$

En substituant les équations 4.38 et 4.39 dans l'équation 4.41, on obtient le champ diffracté $\mathbf{E}^{\mathrm{fr}}$ par une arête avec la méthode des courants équivalents (MCE). Ce champ est donné par l'intégrale de rayonnement suivante [92] :

$$\mathbf{E}_s^{fr} \cong jk\frac{e^{-jkr}}{4\pi r}\int_C \left[Z_0\mathbf{I}_e\hat{\mathbf{k}}_s\times\left(\hat{\mathbf{k}}_s\times\hat{\mathbf{t}}\right) + \mathbf{I}_m\left(\hat{\mathbf{k}}_s\times\hat{\mathbf{t}}\right)\right]e^{jk\mathbf{r}'\cdot\hat{\mathbf{r}}}dc \tag{4.42}$$

où k est le nombre d'onde
r la distance du point d'observation
Z_0 est l'impédance intrinsèque du vide
$\mathbf{I_e}$ est le courant électrique à une position
$\mathbf{I_m}$ est le courant magnétique à une position
$\hat{\mathbf{k}}_s$ est le vecteur unitaire pour la direction de rayonnement
$\hat{\mathbf{t}}$ est le vecteur unitaire tangent à l'arête
$\mathbf{r}'$ est le vecteur position d'un point d'intégration sur C
$\hat{\mathbf{r}}$ est le vecteur unitaire dans la direction d'observation
dc est un incrément de longueur d'arc sur le contour C
C est le contour d'intégration

La figure 4.7 illustre les paramètres utilisés dans le calcul du champ diffracté par une arête. Cette géométrie définie par Michaeli [74] semble devenir une norme dans les publications récentes.

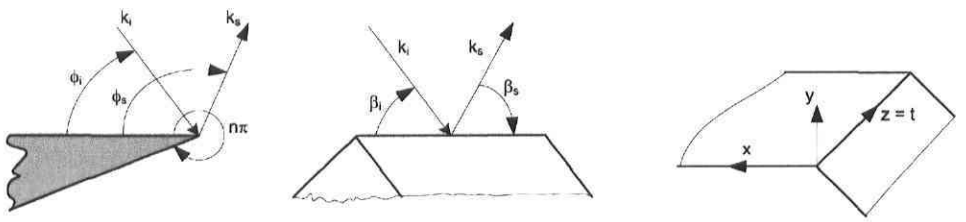


FIG. 4.7 – Définition des paramètres pour le calcul du champ produit par une arête

Dans l'algorithme programmé pour les besoins de notre travail, les angles ont été calculés de la façon suivante :

$$\hat{\mathbf{k}}_{\mathbf{i}\perp} = \hat{\mathbf{k}}_i - (\hat{\mathbf{k}}_i \cdot \hat{\mathbf{t}})\hat{\mathbf{t}} \tag{4.43}$$

$$\phi_i = \cos^{-1}\left(\frac{\hat{\mathbf{k}}_{\mathbf{i}\perp} \times \hat{\mathbf{t}}}{|\hat{\mathbf{k}}_{\mathbf{i}\perp} \times \hat{\mathbf{t}}|} \cdot \hat{\mathbf{n}}\right) \tag{4.44}$$

$$\beta_i = \cos^{-1}\left(\hat{\mathbf{k}}_i \cdot \hat{\mathbf{t}}\right) \tag{4.45}$$

$$\beta_s = \cos^{-1}\left(\hat{\mathbf{k}}_s \cdot \hat{\mathbf{t}}\right) \tag{4.46}$$

où $\hat{\mathbf{k}}_{\mathbf{i}\perp}$ est la composante de $\hat{\mathbf{k}}_{\mathbf{i}}$ perpendiculaire à l'arête.
$\hat{\mathbf{n}}$ est un vecteur normale à la facette.
$\hat{\mathbf{t}}$ est un vecteur unitaire suivant l'arête. Il est défini pour que $\hat{\mathbf{n}} \times \hat{\mathbf{t}}$ soit dirigé vers le centre de la facette.
ϕ_i (ϕ_s) est l'angle entre le rayon incident (rayonné) et la face analysée de l'arête.

Les angles ϕ_i et ϕ_s doivent être défini dans le plan normal à l'arête. Pour le cas monostatique, on a $\phi_s = \phi_i$ et $\beta_i = \pi - \beta_s$.

Pour effectuer les calculs de diffraction des arêtes, on a besoin de connaître diverses informations sur les arêtes de la cible. À cet effet, une table d'arêtes a été construite pour permettre le calcul de la position, de l'orientation et de la longueur de toutes les arêtes de la cible. Pour définir cette table d'arêtes, on s'est inspiré de la structure de données *winged edge* [90] utilisée en infographie ou en vision numérique pour représenter un modèle polygonal. La table a quatre colonnes et chaque ligne représente une arête. Les colonnes 1 et 2 donnent les indices des vertex ou sommets à chaque extrémité d'une arête. La colonne 3 donne l'indice de la facette à laquelle appartient les vertex des colonnes 1 et 2 lorsque ceux-ci sont énumérés dans le sens antihoraire. Finalement, la colonne 4 donne l'indice de la facette contenant les vertex des colonnes 1 et 2 lorsque ceux-ci sont énumérés dans le sens horaire[1]. Une valeur nulle dans la colonne 4 indique que l'arête considérée appartient à une seule facette.

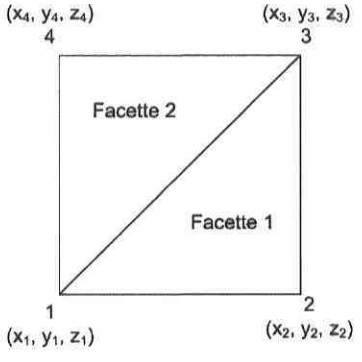


FIG. 4.8 – Plaque carrée contenant deux facettes planes

Pour illustrer le principe de la table d'arêtes, une plaque carrée contenant deux facettes

[1]Ce vertex appartient donc aussi à une seconde facette.

est illustrée à la figure 4.8. Cette plaque contient quatre vertex et deux facettes :

$$\text{vertex} = \begin{bmatrix} x_1 & y_1 & z_1 \\ x_2 & y_2 & z_2 \\ x_3 & y_3 & z_3 \\ x_4 & y_4 & z_4 \end{bmatrix} \quad \text{facette} = \begin{bmatrix} v_1 & v_2 & v_3 \\ v_1 & v_3 & v_4 \end{bmatrix}$$

où v_1 représente l'indice du vertex #1 et ainsi de suite. La table d'arêtes correspondant à la plaque carrée de la figure 4.8 est donnée par la matrice suivante :

$$\text{arête} = \begin{bmatrix} 1 & 2 & 1 & 0 \\ 2 & 3 & 1 & 0 \\ 3 & 1 & 1 & 2 \\ 3 & 4 & 2 & 0 \\ 4 & 1 & 2 & 0 \end{bmatrix}$$

Il est utile d'enlever les arêtes artificielles de la table d'arêtes pour améliorer la vitesse de calcul. Ces arêtes sont créées dans le processus de discrétisation d'une grande surface en petites surfaces. Elles sont définies comme ayant un angle extérieur près de 180°. Ainsi, les arêtes ayant des angles extérieurs plus petits que $180° + \varepsilon$ où ε est une petite valeur supérieure à 0, sont éliminées de la table d'arêtes. Pour cette étude, on a choisit $\varepsilon = 20°$. Cette valeur éliminait toutes les arêtes sur le corps des cylindres étudiés.

À noter qu'une arête est visible si l'une des deux facettes auxquelles elle appartient, est visible. Mathématiquement, une arête est visible si la condition suivante est respectée :

$$\left(-\hat{\mathbf{k}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_1 \text{ OU } -\hat{\mathbf{k}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_2\right) > 0 \tag{4.47}$$

où $\hat{\mathbf{k}}_i$ est le vecteur unitaire dans la direction de propagation
$\hat{\mathbf{n}}_1$ est le vecteur normal sortant de la facette #1
$\hat{\mathbf{n}}_2$ est le vecteur normal sortant de la facette #2

Plusieurs définitions de courants équivalents peuvent être utilisées dans l'équation 4.42. On a choisi d'utiliser celles données par Knott et Senior [71, 72] parce que l'analyse est limitée aux orientations de rétrodiffusion. De plus, elles sont simples à appliquer et fournissent

des solutions correctes dans le cône de Keller. Ce cône de diffraction existe réellement et il est intéressant d'avoir un modèle qui respecte cette réalité. Finalement, cette définition a été utilisée par quelques auteurs dans des travaux récents [65, 68, 69].

Ces courants filamentaires sont définis comme suit :

$$\mathbf{I}_e = \frac{2j\hat{t}\left(\mathbf{E}_i \cdot \hat{\mathbf{t}}\right) f}{kZ\sin^2\beta_i} \tag{4.48}$$

$$\mathbf{I}_m = \frac{2j\hat{t}\left(\mathbf{H}_i \cdot \hat{\mathbf{t}}\right) g}{kY\sin^2\beta_i} \tag{4.49}$$

où $\mathbf{E}_i = E_0\hat{\mathbf{e}}_i e^{jk\hat{\mathbf{k}}_i\cdot\mathbf{r}}$ et $\mathbf{H}_i = E_0 Y_0\hat{\mathbf{h}}_i e^{jk\hat{\mathbf{k}}_i\cdot\mathbf{r}}$

$\hat{\mathbf{e}}_i$ et $\hat{\mathbf{h}}_i$ sont les vecteurs électriques et magnétiques de polarization

$\hat{\mathbf{t}}$ est un vecteur tangent à l'arête de sorte que $\hat{\mathbf{n}} \times \hat{\mathbf{t}}$ pointe vers le centre de la facette

$\beta_i = \cos^{-1}\left(\hat{\mathbf{k}}_i \cdot \hat{t}\right)$

Z et Y sont respectivement l'impédance et l'admittance intrinsèque du milieu

f et g sont les coefficients de type Ufimtsev [54]

Les coefficients f et g sont les coefficients de la TPD. De cette façon, on s'assure que le champ diffracté par les arêtes est compatible avec l'approche de l'optique physique. Ces coefficients sont définis comme suit [2] :

$$f = \begin{cases} (X-Y)-(X_1-Y_1) & 0 \le \phi_i \le n\pi-\pi \\ (X-Y)-(X_1-Y_1)-(X_2-Y_2) & n\pi-\pi \le \phi_i \le \pi \\ (X-Y)-(X_2-Y_2) & \pi \le \phi_i \le n\pi \end{cases} \tag{4.50}$$

$$g = \begin{cases} (X+Y)-(X_1+Y_1) & 0 \le \phi_i \le n\pi-\pi \\ (X+Y)-(X_1+Y_1)-(X_2+Y_2) & n\pi-\pi \le \phi_i \le \pi \\ (X+Y)-(X_2+Y_2) & \pi \le \phi_i \le n\pi \end{cases} \tag{4.51}$$

où les coefficients avec indice sont les contributions de l'optique physique uniforme définies

comme :

$$X_1 = -\frac{1}{2}\tan\left(\frac{\phi_s - \phi_i}{2}\right) \tag{4.52}$$

$$Y_1 = -\frac{1}{2}\tan\left(\frac{\phi_s + \phi_i}{2}\right) \tag{4.53}$$

$$X_2 = \frac{1}{2}\tan\left(\frac{\phi_s - \phi_i}{2}\right) \tag{4.54}$$

$$Y_2 = -\frac{1}{2}\tan\left[n\pi - \left(\frac{(\phi_s + \phi_i)}{2}\right)\right] \tag{4.55}$$

Les trois expressions de chaque ensemble i.e. les équations 4.50 et 4.51, correspondent respectivement à l'illumination de la face du haut, des deux faces et de la face du bas (figure 4.9).

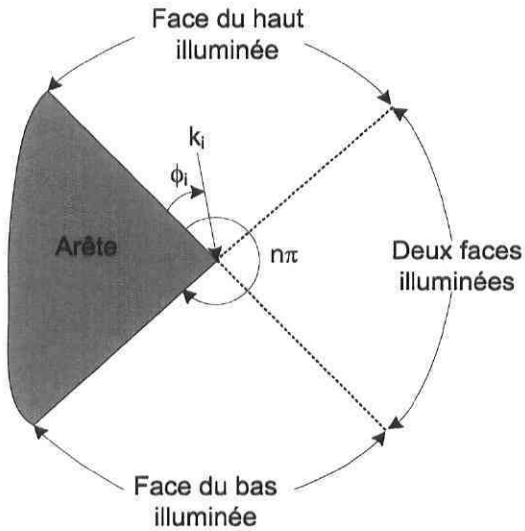


FIG. 4.9 – Géométrie pour la diffraction d'une arête

Les coefficients de diffraction X et Y sont les coefficients de Keller qui sont définis comme suit :

$$X = \frac{\frac{1}{n}\sin\frac{\pi}{n}}{\cos\frac{\pi}{n} - \cos\left(\frac{\phi_s - \phi_i}{n}\right)} \tag{4.56}$$

$$Y = \frac{\frac{1}{n}\sin\frac{\pi}{n}}{\cos\frac{\pi}{n} - \cos\left(\frac{\phi_s + \phi_i}{n}\right)} \tag{4.57}$$

où n est l'angle extérieur normalisé par π, ϕ_i et ϕ_s sont les angles d'incidence et de diffraction mesurés dans le plan perpendiculaire à l'arête (figure 4.7).

La définition des coefficients f et g est mathématiquement correcte mais en pratique, ces coefficients sont numériquement instables. En effet, on obtient des indéterminations de type $(\infty - \infty)$ lorsque que $\phi_S \pm \phi_i = \pi$. Dans ce cas, Ufimtsev mentionne que les valeurs :

$$X - X_1 \text{ ou } X - X_2 \to -\frac{1}{2n}\cot\frac{\pi}{n} \tag{4.58}$$

$$Y - Y_1 \text{ ou } Y - Y_2 \to -\frac{1}{2n}\cot\frac{\pi}{n} \tag{4.59}$$

Cependant, même avec ces changements, on obtient des erreurs importantes sur f et g dans le voisinage des singularités. Pour palier à ces erreurs, on reformule les coefficients f et g en faisant les changements de variables suivants : $\phi = \phi_s \pm \phi_i$ et $u = (\phi - \pi)/2$. Ces changements sont suggérés par Brown [93]. Les coefficients de diffraction reformulés sont donnés par les équations 4.60 à 4.65 dépendant des faces illuminées de l'arête (figure 4.9).

Pour illumination de la face du haut $(0 \leq \phi_i \leq n\pi - \pi)$

$$f = \left[\frac{2\sin\frac{\pi}{n}\sin u_- - nD(u_-)\cos u_-}{2nD(u_-)\sin u_-}\right] - \left[\frac{2\sin\frac{\pi}{n}\sin u_+ - nD(u_+)\cos u_+}{2nD(u_+)\sin u_+}\right] \tag{4.60}$$

$$g = \left[\frac{2\sin\frac{\pi}{n}\sin u_- - nD(u_-)\cos u_-}{2nD(u_-)\sin u_-}\right] + \left[\frac{2\sin\frac{\pi}{n}\sin u_+ - nD(u_+)\cos u_+}{2nD(u_+)\sin u_+}\right] \tag{4.61}$$

Pour illumination des deux faces $(n\pi - \pi \leq \phi_i \leq \pi)$

$$f = \frac{\frac{1}{n}\sin\frac{\pi}{n}}{D(u_-)} - \left[\frac{2\sin\frac{\pi}{n}\sin u_+ - nD(u_+)\cos u_+}{2nD(u_+)\sin u_+} - \frac{1}{2\cot v}\right] \tag{4.62}$$

$$g = \frac{\frac{1}{n}\sin\frac{\pi}{n}}{D(u_-)} + \left[\frac{2\sin\frac{\pi}{n}\sin u_+ - nD(u_+)\cos u_+}{2nD(u_+)\sin u_+} - \frac{1}{2\cot v}\right] \tag{4.63}$$

Pour illumination de la face du bas $(\pi \leq \phi_i \leq n\pi)$

$$f = \left[\frac{2\sin\frac{\pi}{n}\sin u_- + nD(u_-)\cos u_-}{2nD(u_-)\sin u_-}\right] - \left[\frac{2\sin\frac{\pi}{n}\sin(n\pi - u_+) - nD(u_+)\cos(n\pi - u_+)}{2nD(u_+)\sin(n\pi - u_+)}\right] \tag{4.64}$$

$$g = \left[\frac{2\sin\frac{\pi}{n}\sin u_- + nD(u_-)\cos u_-}{2nD(u_-)\sin u_-}\right] + \left[\frac{2\sin\frac{\pi}{n}\sin(n\pi - u_+) - nD(u_+)\cos(n\pi - u_+)}{2nD(u_+)\sin(n\pi - u_+)}\right] \tag{4.65}$$

$$
\begin{aligned}
\text{avec} \quad & \phi_- = \phi_s - \phi_i \\
& \phi_+ = \phi_s + \phi_i \\
& u_- = (\phi_- - \pi)/2 \\
& u_+ = (\phi_+ - \pi)/2 \\
& v = (2\pi n - \phi_+ - \pi)/2 \\
& D(x) = \cos\tfrac{\pi}{n}\left(1 - \cos\tfrac{2x}{n}\right) + \sin\tfrac{2x}{n}\sin\tfrac{\pi}{n}
\end{aligned}
$$

À l'aide de l'équation 4.42, on a maintenant toute l'information pour calculer le champ diffracté par une arête droite de longueur L. Chaque arête est vue comme le modèle tronqué d'une arête droite infinie. Pour une onde incidente plane, on suppose qu'il n'y a pas de variation de phase sur la longueur considérée de l'arête et que $\mathbf{I}_e$ et $\mathbf{I}_m$ sont constants sur la longueur d'arête considérée. Dans ce cas, on simplifie l'équation 4.42 et le champ diffracté est donné par l'équation suivante :

$$
\mathbf{E}^{\text{fr}} = -\frac{E_{i0}}{2\pi}\frac{e^{-jkr}}{r}\frac{\left[(\hat{\mathbf{e}}_i\cdot\hat{\mathbf{t}})\hat{\mathbf{k}}_s\times(\hat{\mathbf{k}}_s\times\hat{\mathbf{t}})\,f + (\hat{\mathbf{h}}_i\cdot\hat{\mathbf{t}})\hat{\mathbf{k}}_s\times\hat{\mathbf{t}}\,g\right]}{\sin^2\beta_s}\int_L e^{-jk(\hat{\mathbf{k}}_i-\hat{\mathbf{k}}_s)\cdot\mathbf{r}'}dr' \tag{4.66}
$$

où $\hat{\mathbf{e}}_i$ et $\hat{\mathbf{h}}_i$ sont les vecteurs électriques et magnétiques de polarization incidents et $\beta_s = \hat{\mathbf{k}}_s\cdot\hat{\mathbf{t}}$.

Dans le cas monostatique ($\hat{\mathbf{k}}_i = -\hat{\mathbf{k}}_s$), l'intégrale de ligne de l'équation 4.66 peut être évaluée analytiquement. Elle est donnée par l'équation suivante :

$$
\int_L e^{j2k\hat{\mathbf{k}}_s\cdot\mathbf{r}'}dr' = L\,e^{j2k\hat{\mathbf{k}}_s\cdot\mathbf{v}_m}\,\text{sinc}\,(kL\cos\beta_s) \tag{4.67}
$$

où $\beta_s = \hat{\mathbf{k}}_s\cdot\hat{\mathbf{t}}$

En substituant l'équation 4.67 dans l'équation 4.66, on obtient le champ rayonné par une arête droite (éq. 4.68). Cette équation correspond à l'équation (14) de Youssef [65] (qui doit être corrigée en substituant $e^{-jk\hat{\mathbf{k}}_i\cdot\mathbf{v}_m}$ par $e^{-j2k\hat{\mathbf{k}}_i\cdot\mathbf{v}_m}$).

$$
\mathbf{E}^{\text{fr}} = -\frac{E_{i0}L}{2\pi}\frac{e^{-jkr}}{r}\frac{\left[(\hat{\mathbf{e}}_i\cdot\hat{\mathbf{t}})\hat{\mathbf{k}}_s\times(\hat{\mathbf{k}}_s\times\hat{\mathbf{t}})\,f + (\hat{\mathbf{h}}_i\cdot\hat{\mathbf{t}})\hat{\mathbf{k}}_s\times\hat{\mathbf{t}}\,g\right]}{\sin^2\beta_s}\text{sinc}(kL\cos\beta_s)e^{-j2k\hat{\mathbf{k}}_s\cdot\mathbf{v}_m} \tag{4.68}
$$

La section efficace radar totale est donnée par l'équation suivante :

$$
\sigma = 4\pi r^2\frac{\left|\sum_{n=1}^{N}\left(\hat{P}_e\cdot\mathbf{E}^{\text{OP}}\right)_n + \sum_{m=1}^{M}\left(\hat{P}_e\cdot\mathbf{E}^{\text{fr}}\right)_m\right|^2}{|\mathbf{E}_i|^2} \tag{4.69}
$$

où $\hat{P}_e$ est le vecteur unitaire de polarisation reçue.

Pour les besoins de cette étude, on remplace $\mathbf{E}^{\text{OP}}$ par $\mathbf{E}_s^{\text{OP modifiée}}$ dans l'équation 4.69 pour mieux adapter la formulation de la TPD au champ proche. On utilise donc :

$$\sigma = 4\pi r^2 \frac{\left|\sum_{n=1}^{N}\left(\hat{P}_e \cdot \mathbf{E}_s^{\text{OP modifiée}}\right)_n + \sum_{m=1}^{M}\left(\hat{P}_e \cdot \mathbf{E}^{\text{fr}}\right)_m\right|^2}{|\mathbf{E}_i|^2} \tag{4.70}$$

La figure 4.10 montre le schéma bloc de l'algorithme que nous avons utilisé pour le calcul de la SER avec la TPD. Le programme Matlab est inclus à l'annexe B.5. Il faut remarquer que l'algorithme de la TPD inclue la technique de l'OP modifiée afin d'obtenir une variation de SER avec la distance de la cible.

En se basant sur l'idée de l'OP modifiée, on peut adapter la TPD complètement pour le champ proche. Il s'agit de remplacer $\hat{\mathbf{k}}_s$ dans l'équation 4.68 par $\hat{\mathbf{k}}_m = \frac{\mathbf{r}-\mathbf{v}_m}{|\mathbf{r}-\mathbf{v}_m|}$ où $\mathbf{r}$ est le point d'observation et $\mathbf{v}_m$ est le point central de l'arête considérée. Le champ de frange modifié pour le champ proche sera donné par l'équation suivante :

$$\mathbf{E}^{\text{fr modifiée}} = -\frac{E_{i0}L}{2\pi}\frac{e^{-jkr}}{r}\frac{\left[(\hat{\mathbf{e}}_i \cdot \hat{\mathbf{t}})\hat{\mathbf{k}}_m \times (\hat{\mathbf{k}}_m \times \hat{\mathbf{t}})\, f + (\hat{\mathbf{h}}_i \cdot \hat{\mathbf{t}})\hat{\mathbf{k}}_m \times \hat{\mathbf{t}}\, g\right]}{\sin^2\beta_s}\text{sinc}(kL\cos\beta_s)e^{-j2k\hat{\mathbf{k}}_m \cdot \mathbf{v}_m} \tag{4.71}$$

Dans cette étude, on étudie sommairement la TPD modifiée donnée par l'équation suivante :

$$\sigma = 4\pi r^2 \frac{\left|\sum_{n=1}^{N}\left(\hat{P}_e \cdot \mathbf{E}_s^{\text{OP modifiée}}\right)_n + \sum_{m=1}^{M}\left(\hat{P}_e \cdot \mathbf{E}^{\text{fr modifiée}}\right)_m\right|^2}{|\mathbf{E}_i|^2} \tag{4.72}$$

Le schéma bloc de l'algorithme de la TPD modifiée est similaire à celui montré à la figure 4.10 sauf que le calcul du champ de frange est effectué avec l'équation 4.72. Le programme Matlab est inclus à l'annexe B.6.

4.4 Calcul de la SER le long d'une trajectoire

La géométrie de simulation de la SER le long d'une trajectoire est illustrée à la figure 4.11. Le cylindre est fixe et le radar avance suivant une trajectoire rectiligne. La simulation

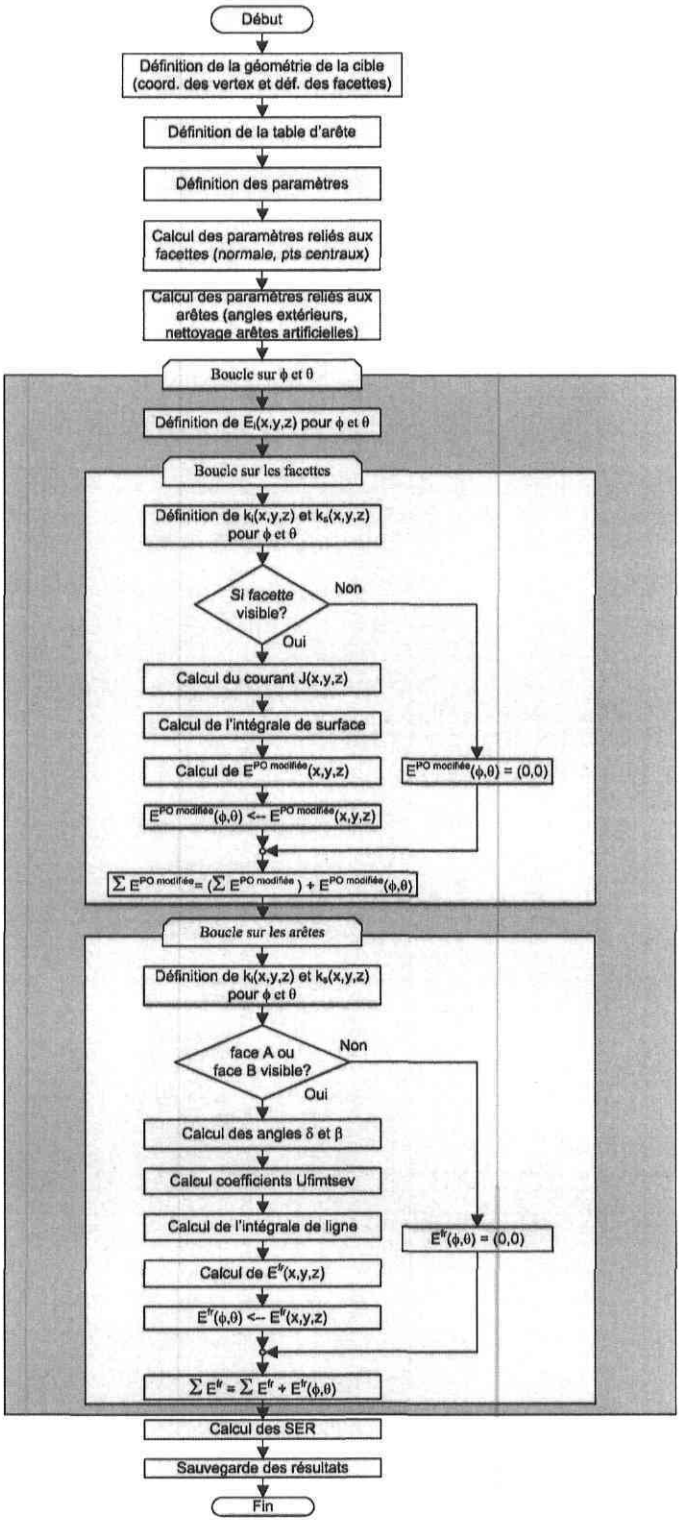


FIG. 4.10 – Calcul de la SER avec la théorie physique de la diffraction

s'effectue dans un même plan c'est-à-dire qu'il s'agit d'une simulation 2D. Les géométries de rencontre sont variées en changeant l'angle η entre l'axe du cylindre et la ligne de trajectoire.

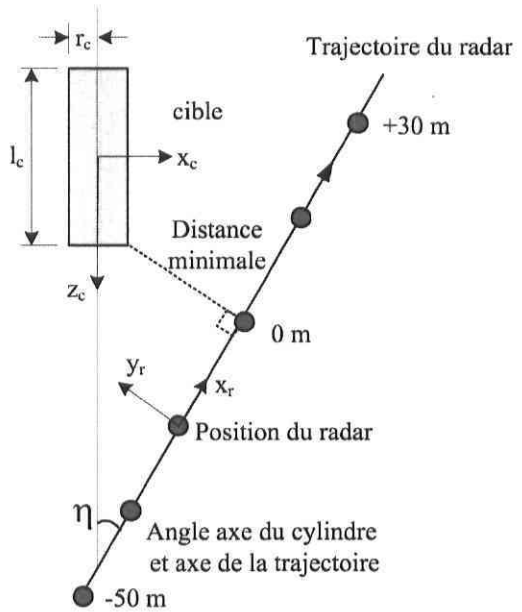


FIG. 4.11 – géométrie de simulation de SER sur une trajectoire

Pour le calcul de la SER, la position du radar est exprimée dans le système de coordonnées du cylindre. La portée et l'orientation du radar sont calculées de la façon suivante :

$$\text{portée} = \sqrt{x^2+y^2+z^2}$$
$$\text{orientation} = \tan^{-1}(x/z)$$

Le changement des coordonnées radar aux coordonnées cylindre s'effectue à l'aide de la relation suivante que l'on déduit analytiquement à partir de la figure 4.11 et d'un livre de vision numérique ou d'infographie [94, 95] :

$$\mathbf{P}_{\text{cylindre}} = \mathbf{R}_2^{-1}\mathbf{R}_1^{-1}\left(\mathbf{P}_{\text{radar}} - \begin{bmatrix} 0 \\ \text{Dist. min.} \\ 0 \end{bmatrix}\right) - \begin{bmatrix} r_c \\ 0 \\ l_c/2 \end{bmatrix}$$

$$\text{où } \mathbf{R}_2^{-1} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & -1 & 0 \end{bmatrix} \text{ et } \mathbf{R}_1^{-1} = \begin{bmatrix} \sin\eta & \cos\eta & 0 \\ -\cos\eta & \sin\eta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}.$$

Le pseudo-code du calcul de la SER sur une trajectoire se détaille comme suit :

- Définition des paramètres de trajectoire (η, distance minimale, trajectoire)
- Initialise SER(n)= 0
- **FOR** tous les points "n" de la trajectoire
  - Incrémente position du radar
  - Calcule portée et θ par rapport à la cible
  - SER(n)= SER_{statique}(portée,θ)
- **END** trajectoire
- Sauvegarde et affiche résultats

Le listage du programme Matlab est donné en annexe B.7.

4.5 Conclusion

Ce chapitre a présenté et expliqué les équations mathématiques utilisées pour calculer la SER globale d'une cible avec l'OP, l'OP modifiée, la TPD et la TPD modifiée ainsi que sur une trajectoire. Avec l'OP, le champ rayonné est estimé à partir du courant induit sur la portion de cible directement exposée au champ incident. Ce courant induit est proportionnel à l'intensité du champ magnétique incident. Dans le cas de l'OP modifiée, on remplace $\hat{\mathbf{k}}_s$ par $\hat{\mathbf{k}}_n$ dans l'OP pour améliorer la plage de validité du champ rayonné dans le champ proche. Avec la TPD, le champ rayonné total $\mathbf{E}^{\text{TPD}}$ est construit en additionnant un champ rayonné de frange $\mathbf{E}^{\text{fr}}$ au champ rayonné donné par l'optique physique $\mathbf{E}^{\text{OP}}$. Ce champ de frange est estimé à partir de filaments de courants électriques et magnétiques fictifs circulant le long des arêtes de la cible. Dans cette étude, la TPD est calculée en additionnant les champs $\mathbf{E}^{\text{OP modifiée}}$ et $\mathbf{E}^{\text{fr}}$ tandis que la TPD modifiée est estimée en sommant les champs $\mathbf{E}^{\text{OP modifiée}}$ et $\mathbf{E}^{\text{fr modifiée}}$. Les équations de calcul de SER présentées dans ce chapitre sont utilisées pour produire les résultats du prochain chapitre.

Chapitre 5

Résultats et discussion

Les modèles mathématiques développés dans le chapitre précédent sont vérifiés avec des équations analytiques, avec des données prédites par la MoM ou par un logiciel validé et avec des mesures expérimentales. Le présent chapitre discute des SER obtenues pour une plaque et un cylindre représentés par des facettes. Il discute aussi des résultats obtenus lorsque le radar se déplace vers un cylindre.

5.1 Plaque

La plaque carrée est une cible simple et sa SER est très documentée dans la littérature. Elle permet de vérifier facilement le bon fonctionnement des algorithmes programmés. Dans cette section, on valide les algorithmes présentés au chapitre précédent en utilisant les SER de plaques carrées calculées à l'aide de la méthode des moments et avec des équations analytiques. On suppose ici que la méthode des moments est celle qui produit le résultat exact recherché parce qu'il n'y a pas d'approximation inhérente dans le calcul.

5.1.1 Géométrie de calcul des SER

Les données de SER de plaques carrées ont été générées pour des angles θ variant de 0° à 90° et pour un angle fixe $\phi = 0°$. Le schéma de la figure 5.1 illustre le scénario de génération des données. Des SER de comparaison ont été générées pour trois plaques différentes : soient des plaques carrées de côté de 1λ, 2λ et 3λ respectivement. La longueur d'onde était égale à 1 m (0.2998 GHz) et la polarisation des ondes incidentes et rétrodiffusées était verticale ($E_{i\theta} = 1$ et $E_{i\phi} = 0$).

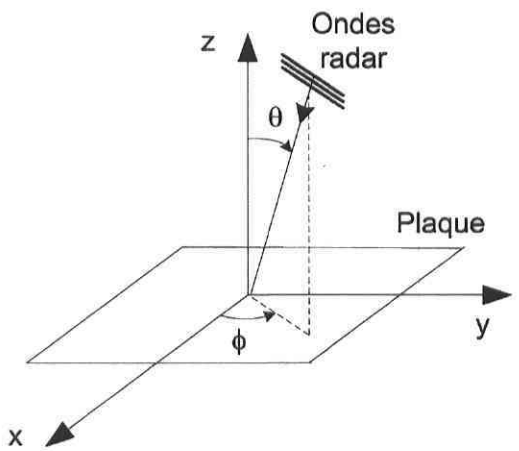


FIG. 5.1 – Schéma de prise des mesures de SER pour une plaque

Les SER ont été calculées pour différentes distances observateur - cible. Ces distances correspondent à 100%, 80%, 60%, 40% et 20% de la Limite de Champ Lointain (LCL) théorique. Ces distances apparaissent dans le tableau 5.1.

TAB. 5.1 – Distance de prise de mesure pour les plaques

Dimension plaque	D (m)	$2D^2/\lambda$ (m)	80% LCL (m)	60% LCL (m)	40% LCL (m)	20% LCL (m)
$1\lambda \times 1\lambda$	1.4142	4	3.2	2.4	1.6	0.8
$2\lambda \times 2\lambda$	2.8284	16	12.8	9.6	6.4	3.2
$3\lambda \times 3\lambda$	4.2426	36	28.8	21.6	14.4	7.2

5.1.2 Méthode des moments (MoM)

La méthode des moments a été utilisée pour générer des SER de comparaison. Les données ont été générées à l'aide du logiciel NEC (*Numerical Electromagnetics Code*). Ce logiciel implante la méthode des moments qui donne une solution très précise pour les analyses électromagnétiques. Ce code a été développé au "Lawrence Livermore Laboratory" en Californie et il est disponible gratuitement sur Internet en différentes versions. La version choisie effectue les calculs en double précision et a été implantée en C++. Elle est appelée "NEC2++".

Les géométries d'entrée pour NEC ont été générées à l'aide du logiciel SuperNEC. Ce logiciel a l'avantage de donner une sortie graphique pour l'objet modélisé. Par exemple, la figure 5.2 illustre la géométrie générée par SuperNEC pour la plaque de $2\lambda \times 2\lambda$. SuperNEC permet aussi de vérifier la validité du réseau de noeuds de l'objet modélisé. En effet, ce réseau de noeuds doit respecter certaines contraintes pour que le résultat obtenu avec NEC soit valide. Ces contraintes sont données en détail dans le manuel d'utilisateur de NEC [88].

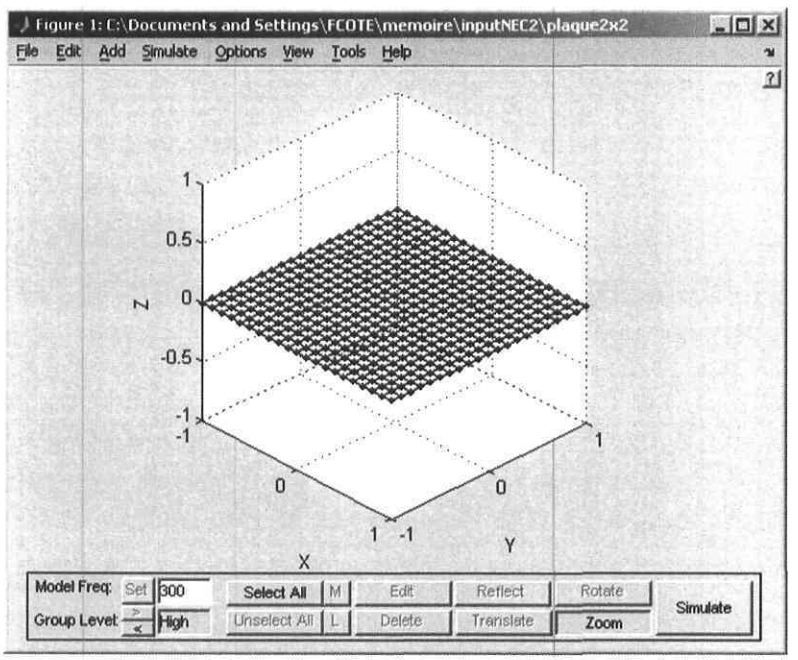


FIG. 5.2 – Géométrie d'entrée générée par SuperNec : plaque $2\lambda \times 2\lambda$

La génération des SER monostatiques avec NEC ne se fait pas directement. Il a fallu écrire un script Matlab qui fait calculer les SER par NEC. En effet, pour chaque angle d'incidence, le script Matlab génère un nouveau fichier de commandes pour NEC, fait exécuter NEC dans une fenêtre DOS et, finalement, va extraire les bonnes lignes de texte dans le fichier de sortie de NEC. L'organigramme de l'algorithme est donné à la figure 5.3. Le script utilisé est donné en annexe B.8.

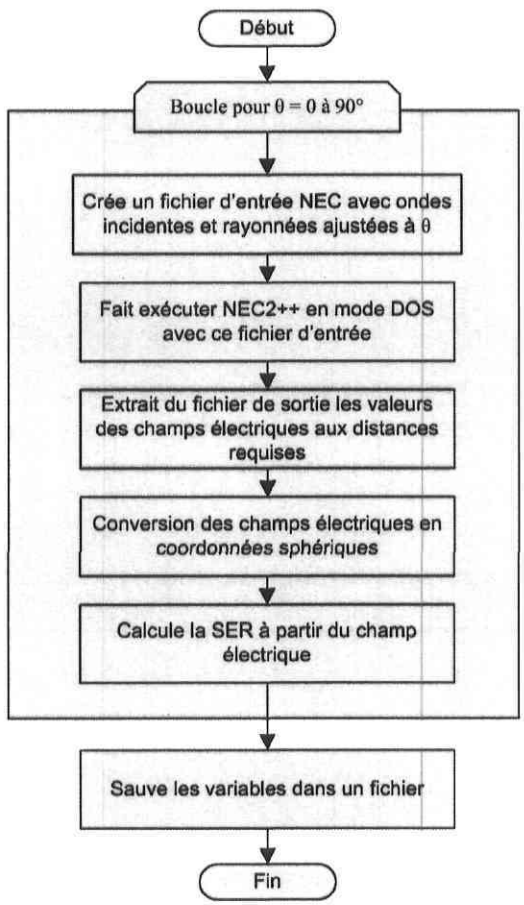


FIG. 5.3 – Organigramme du script Matlab pour créer la SER d'un objet

5.1.3 Modèles pour les méthodes approximatives étudiées

Le calcul de la SER en utilisant l'OP, l'OP modifiée, la TPD ou la TPD modifiée est fait en représentant la cible par un ensemble de facettes triangulaires. Pour réaliser cette tâche,

on utilise un logiciel de type CAO (conception assistée par ordinateur) capable de générer automatiquement les coordonnées des facettes triangulaires. Les données des facettes sont ensuite entrées dans Matlab dans deux matrices. L'une contient les coordonnées des sommets ou vertex de tous les triangles de la cible tandis que l'autre contient les indices des vertex associés à chacun des triangles. Par exemple, pour une plaque carrée de 2.5 m x 2.5 m ayant deux facettes (figure 5.4), on aura les deux matrices suivantes définies dans Matlab :

```
coord =
         0         0         0
    2.5000         0         0
    2.5000    2.5000         0
         0    2.5000         0

facet =
     1     3     4
     1     2     3
```

Par convention, l'énumération des sommets des triangles (dans la variable "facet") est faite dans le sens antihoraire. On s'assure ainsi que le produit vectoriel entre les vecteurs des bords de la facette donnera un vecteur normal sortant de la facette.

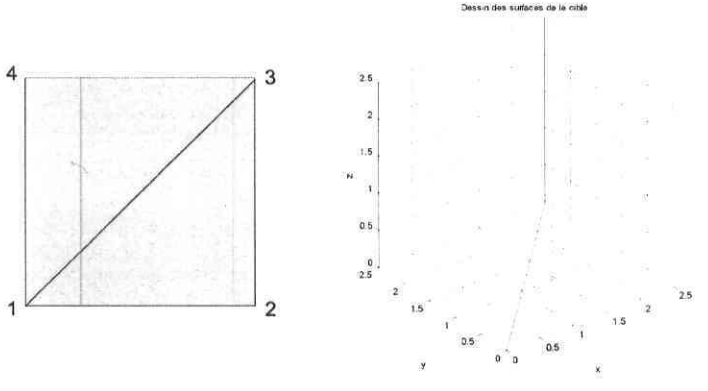


FIG. 5.4 – Exemple de modèle de plaque carrée à deux facettes

La figure 5.5 montre le maillage utilisé pour représenter une plaque de 2 m x 2 m. Le maillage a été généré à l'aide du "PDE Toolbox" de Matlab. On peut aussi employer un script Matlab (annexe B.9) qui utilise les routines *distmesh*, un mailleur écrit en langage Matlab [96]. Le même maillage est utilisé pour évaluer toutes les méthodes de calcul de SER. De

façon pratique, l'OP et l'OP modifiée utilisent le modèle de points brillants montré à la figure 5.6(a). Ces points brillants correspondent aux points centraux des facettes. La TPD et la TPD modifiée utilisent les modèles combinés de points brillants montrés aux figures 5.6(a) et (b). Ces points brillants correspondent aux centres des facettes et aux centres des arêtes de la cible.

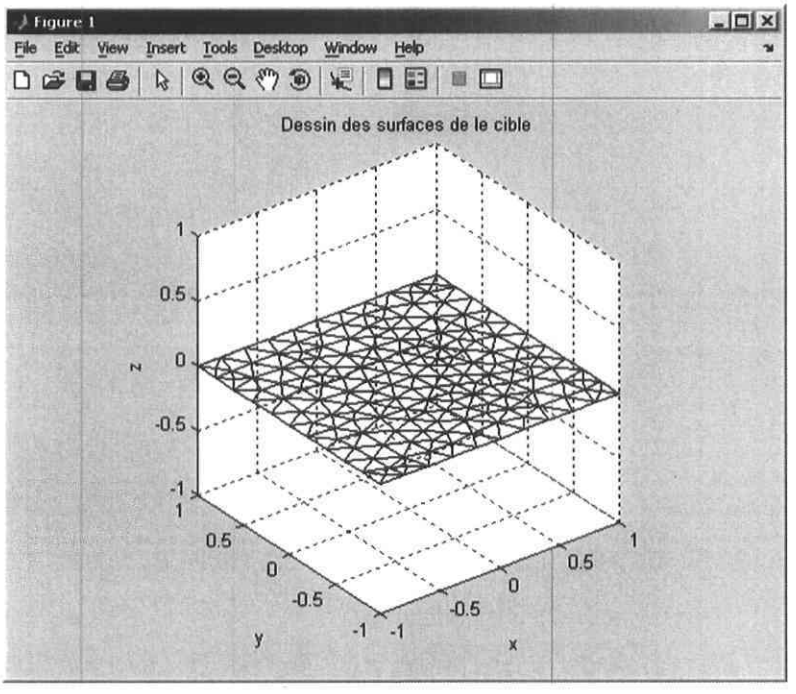
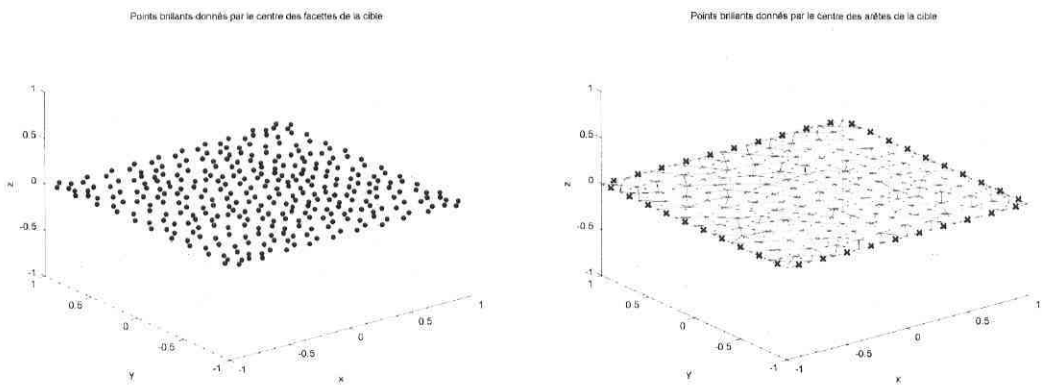


FIG. 5.5 – Maillage d'une plaque de $2\lambda \times 2\lambda$ utilisée avec les équations developpées

La prédiction avec l'OP n'est pas dépendante du nombre de facettes représentant une surface plane tandis que la prédiction avec l'OP modifiée, la TPD ou la TPD modifiée exige un nombre suffisant de facettes. Dans le cas de l'OP, l'intensité des champs rayonnants est proportionnelle à la surface des facettes. La direction de ces champs est la même pour toutes les facettes. Le champ $\mathbf{E}_s^{\text{OP}}$ résultant de la somme des champs de toutes les facettes est toujours le même peu importe le nombre de facettes composant la surface plane. Dans le cas de l'OP modifiée, la TPD ou de la TPD modifiée, l'intensité des champs rayonnants est aussi proportionnelle à la surface des facettes ou à la longueur des arêtes mais la direction de ces champs est dépendante de la position de chaque facette ou arête par rapport au point d'observation. On doit donc avoir un nombre minimum de facettes ou d'arêtes représentant la surface plane pour obtenir un champ rayonnant constant lorsqu'on fait la somme vectorielle des champs de chaque facette. En dessous de ce minimum, les champs $\mathbf{E}_s^{\text{OP modifiée}}$, $\mathbf{E}_s^{\text{TPD}}$ ou $\mathbf{E}_s^{\text{TPD modifiée}}$



(a) Points brillants donnés par les facettes (b) Points brillants donnés par les arêtes

FIG. 5.6 – Points brillants utilisés pour la plaque de $2\lambda \times 2\lambda$

varient avec le nombre de facettes. Le sujet de "facettisation" sera abordé plus en profondeur dans la section sur la génération des données pour le cylindre.

5.1.4 Résultats et discussion pour la plaque

Les SER de champ lointain obtenues avec la méthode des moments (MoM), l'optique physique (OP), la théorie physique de la diffraction (TPD) et deux modèles analytiques basés sur la théorie géométrique de la diffraction (TGD) sont montrés aux figures 5.7, 5.8 et 5.9 respectivement pour les plaques carrées de 1λ, 2λ et 3λ de côté. Les SER obtenues avec l'OP modifiée ne sont pas montrées. Dans le champ lointain, ce sont exactement les mêmes courbes que celles obtenues avec l'OP.

Pour valider nos calculs, on compare d'abord la SER pour l'incidence normale ($\theta_i = 0°$) avec la valeur théorique. À incidence normale, la SER d'un polygone plat quelconque est donnée par la formule suivanteă :

$$\sigma = \frac{\pi A^2}{\lambda^2} \tag{5.1}$$

où A est la surface du polygone et λ est la longueur d'onde. Pour les trois plaques, on obtient les résultats apparaissant dans le tableau 5.2. On note que les résultats sont proches l'un de l'autre pour toutes les méthodes.

La largeur du lobe principal est reliée à la grandeur de la plaque. Plus le faisceau principal

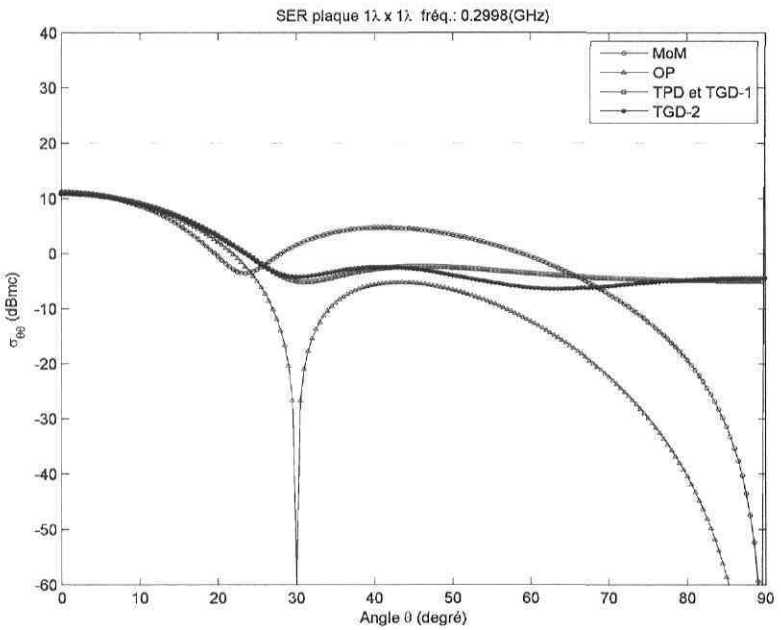


FIG. 5.7 – SER de champ lointain obtenue pour la plaque de 1λ par 1λ

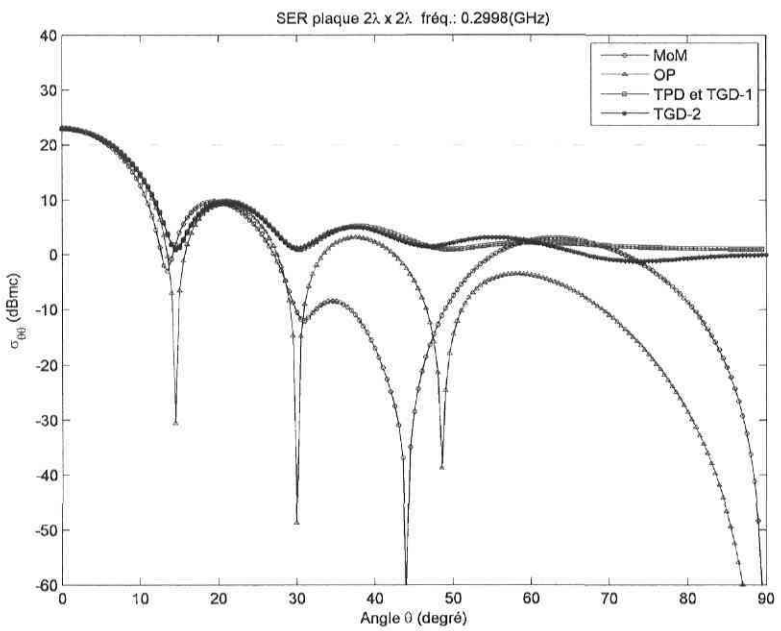


FIG. 5.8 – SER de champ lointain obtenue pour la plaque de 2λ par 2λ

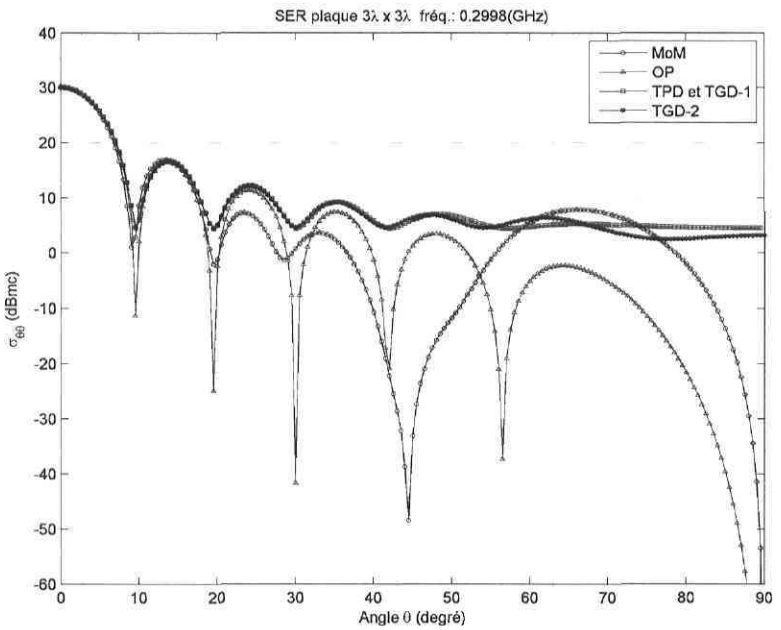


FIG. 5.9 – SER de champ lointain obtenue pour la plaque de 3λ par 3λ

TAB. 5.2 – Valeur de SER pour une incidence normale

Dimension plaque	$\sigma_{\text{théorique}}$ (dBmc)	σ_{mom} (dBmc)	σ_{op} (dBmc)	σ_{tpd} (dBmc)	$\sigma_{\text{tgd}-1}$ (dBmc)	$\sigma_{\text{tgd}-2}$ (dBmc)
$1\lambda \times 1\lambda$	10.9921	11.27	10.99	11	11	11
$2\lambda \times 2\lambda$	23.0333	23.21	23.03	23.4	23.4	23.4
$3\lambda \times 3\lambda$	30.0769	30.22	30.08	30.08	30.08	30.08

est étroit et haut, plus la plaque est grande. Knott [2] suggère que la largeur angulaire du faisceau principal (creux à creux) est donnée par l'équation suivante :

$$\Delta\theta_{\text{largeur de faisceau creux à creux}} = 57\frac{\lambda}{L} \tag{5.2}$$

où L est la longueur d'un côté et λ est la longueur d'onde. Pour les trois plaques, on obtient les résultats donnés dans le tableau 5.3. Notez que les SER ont été calculées à tous les 0.5 degré, ce qui limite la résolution des mesures. Les résultats sont comparables pour toutes les plaques sauf pour la plaque de $1\lambda \times 1\lambda$. Avec cette plaque, on se retrouve avec une longueur d'onde de l'ordre de la dimension maximale de la plaque (D = 1.4 m). On semble encore dans la région de résonance et cette plaque ne sera plus considérée pour le reste de l'étude. On utilisera seulement les deux plus grandes plaques d'ici la fin de ce chapitre. Celles-ci semblent être dans la région des hautes fréquences.

TAB. 5.3 – Position du premier creux pour une plaque

Dimension plaque	Demi-largeur théorique (°)	Demi-largeur MoM (°)	Demi-largeur OP (°)	Demi-largeur TPD (°)	Demi-largeur TGD-1 (°)	Demi-largeur TGD-2 (°)
$1\lambda \times 1\lambda$	28.50	23.5	30	31	31	30.5
$2\lambda \times 2\lambda$	14.25	13.5	14.5	14.5	14.5	14.5
$3\lambda \times 3\lambda$	9.50	9.0	9.5	9.5	9.5	9.5

L'OP semble fonctionner correctement. Les valeurs d'incidence normale et la demi-largeur du premier creux sont comparables aux valeurs théoriques. De plus, les amplitudes sont du même ordre de grandeur que la prédiction faite par la méthode des moments et la méthode analytique. On reconnaît également les oscillations typiques d'une prédiction avec l'OP dans les figures 5.7 à 5.9.

La TPD donne de bons résultats. Les valeurs d'incidence normale et la demi-largeur du premier creux sont comparables aux valeurs théoriques. Un résultat prévisible puisqu'au voisinage de l'incidence normale, c'est le courant uniforme (partie OP) qui prédomine et celui-ci représente bien la SER réelle (figures 5.10 et 5.11). Loin de l'incidence normale, le courant non uniforme (courant de frange) améliore la prédiction de l'OP et la prédiction de la TPD se rapproche de la prédiction de la MoM. Les SER obtenues avec la TPD et le modèle TGD-1 sont exactement les mêmes sur les figures 5.7 à 5.9. Balanis obtient des résultats similaires pour la TPD et la TGD [22]. Ces deux modèles incluent seulement les effets de 1$^{\text{ier}}$ ordre c'est-à-dire les contributions de la 1$^{\text{ière}}$ réflexion des facettes et de la 1$^{\text{ière}}$ réflexion des arêtes. Comme validation complémentaire, la figure 5.12 montre une SER prédite avec la TPD pour

une plaque de 5λ x 5λ. Le résultat est similaire aux données expérimentales montrées dans Knott [2] (figure 6.2 p. 232) et au modèle TGD-1 qui inclut les diffractions simples. Encore une fois, on note la superposition des prédictions données par la TPD et le modèle TGD-1. On remarque aussi la différence de prédiction entre le modèle TGD-2 et les modèles TPD et TGD-1. Ces deux derniers modèles ne comprennent pas les diffractions doubles. Cela explique les différences observées aux incidences proches de 90° par rapport au modèle TGD-2.

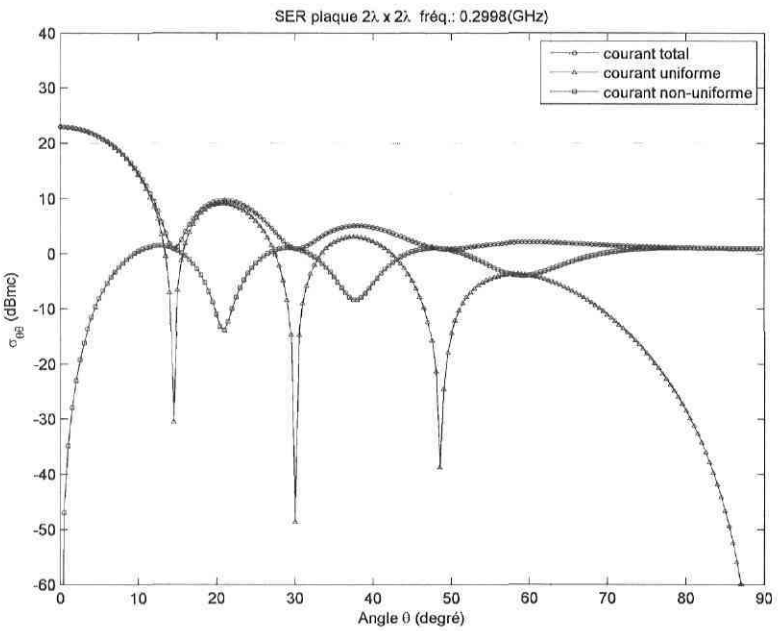


FIG. 5.10 – SER occasionnée par les différents courants pour la plaque de 2λ par 2λ

Les courbes de SER en champ proche prédites avec la MoM aux cinq distances calculées apparaissent aux figures 5.13 à 5.14. On montre successivement les résultats pour les plaques de $2\lambda \times 2\lambda$ et de $3\lambda \times 3\lambda$. Les résultats obtenus avec la MoM sont utilisés comme SER de référence puisque le calcul est en théorie exact.

On note que le passage du champ lointain au champ proche a les effets suivants sur la SER calculée avec la MoM :

- L'amplitude à incidence normale est maximale et diminue légèrement à mesure que l'on s'approche de la cible.
- Le premier creux devient moins marqué à mesure que l'on s'approche de la cible. Il semble être minimum entre 60 et 80% de la limite du champ lointain.

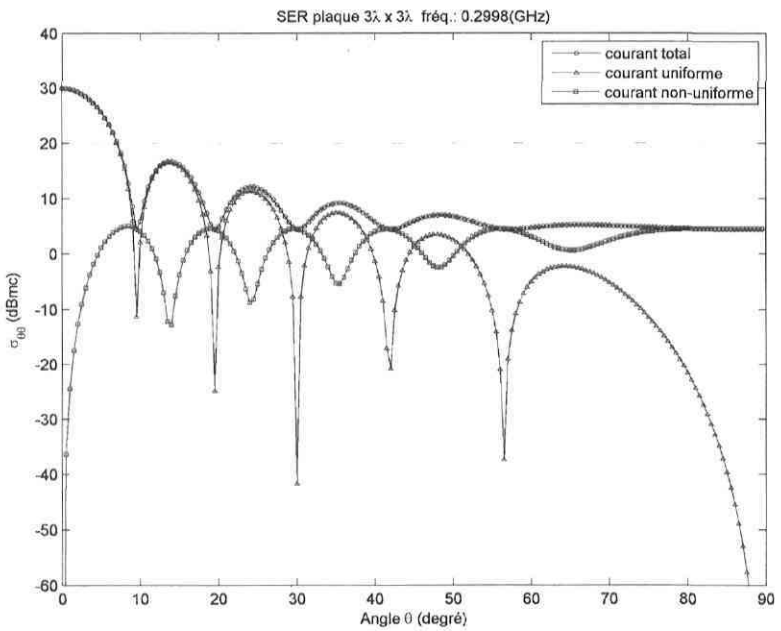


FIG. 5.11 – SER occasionnée par les différents courants pour la plaque de 3λ par 3λ

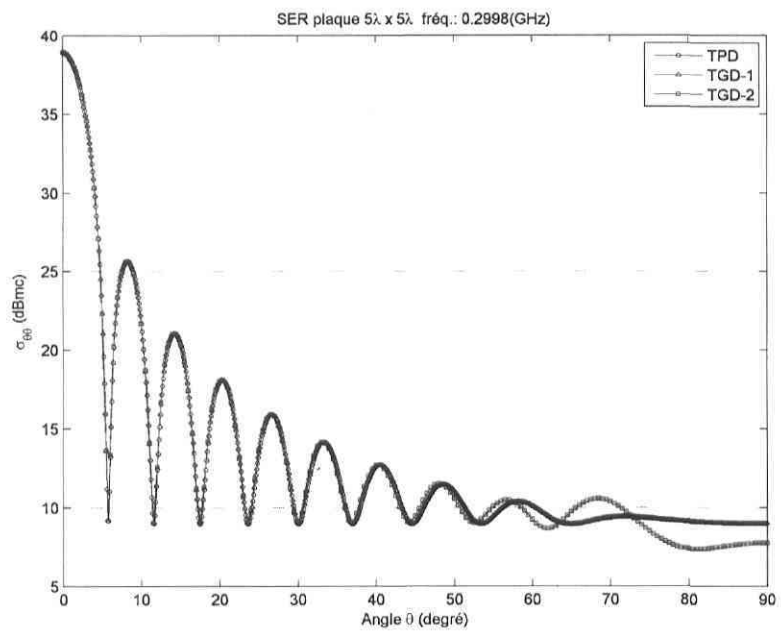


FIG. 5.12 – SER prédite par la TPD et la TGD pour une plaque de 5λ par 5λ

- Vers 43°, on passe d'un creux à un pic pour les deux plaques. Ce pic devient moins important à mesure que l'on s'approche de la cible. Pour des raisons inconnues, on pense que la MoM diverge à cet angle.
- Entre 55° et 85°, on note une diminution de l'amplitude.
- On a un creux à 90°. Ceci est évident mais il y a des lois qui donnent des augmentations aux environs de 90° (exemple : la théorie géométrique de la diffraction).

La SER prédite par l'OP n'est pas influencée par la distance de la cible. C'est une méthode de champ lointain. Elle est indépendante de la distance de la cible. Elle dépend uniquement de l'orientation.

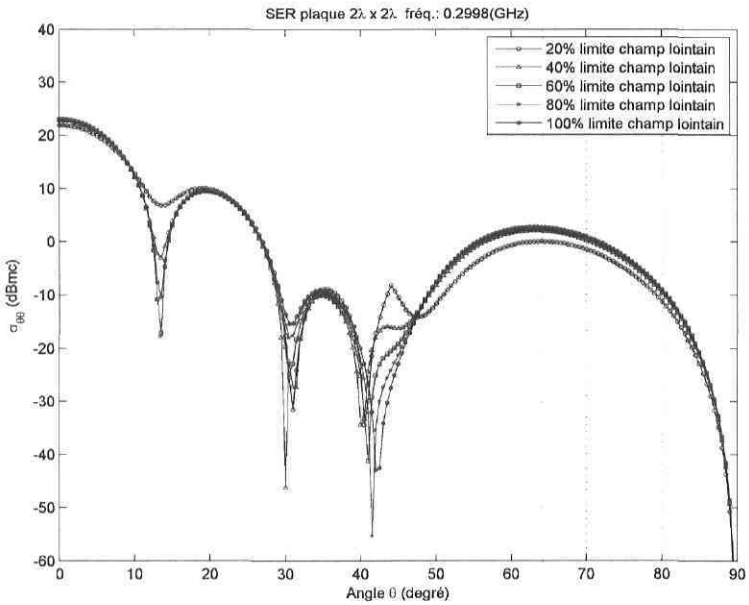
Les SER pour le champ proche calculées avec l'optique physique modifiée et la théorie physique de la diffraction sont montrées aux figures 5.15 et 5.16 pour les cinq distances calculées. Afin de réduire le nombre de courbes, on montre seulement les résultats pour la plaque de $3\lambda \times 3\lambda$. Les résultats sont similaires à ceux de la plaque $2\lambda \times 2\lambda$.

Pour la courbe d'OP modifiée, le passage du champ lointain au champ proche a les effets suivants (fig. 5.15) :

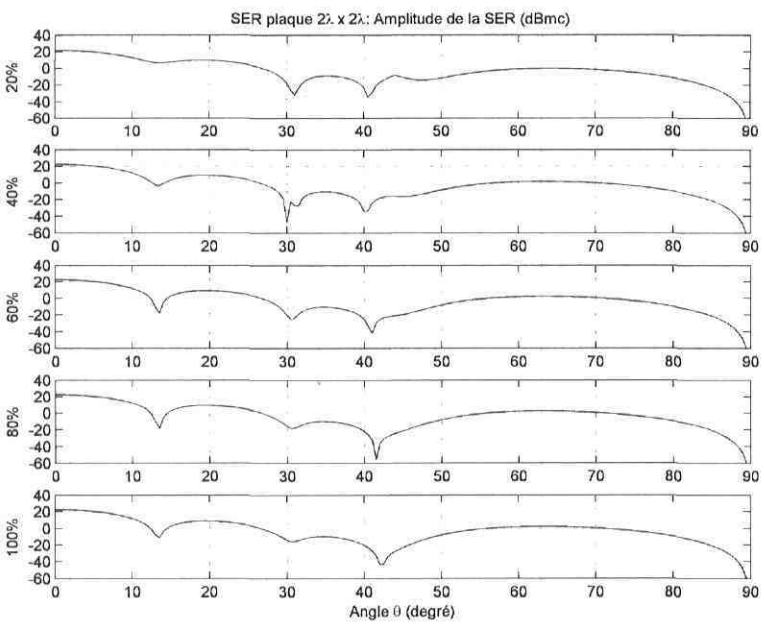
- L'amplitude à incidence normale est maximale et diminue à mesure que l'on se rapproche de la cible (comme MoM) ;
- Le premier creux devient moins marqué (comme MoM). Il atteint son creux maximal à 100% de la limite de champ lointain (différent de MoM) ;
- Tous les minima ont tendances à devenir moins creux (comme MoM sauf dans le cas où la MoM diverge) ;
- Entre 60° et 85°, on note une légère augmentation de l'amplitude (différent de MoM).
- On a un creux à 90° (comme MoM).

Lorsque l'on se rapproche de la cible, l'OP modifiée se comporte comme la SER de référence (MoM) pour des angle d'incidence variant de 0° à 40°. À mesure que l'on se rapproche de l'incidence rasante, l'OP modifiée diffère de la MoM. Ceci est attendu car l'OP modifiée n'inclue pas les courants non uniformes. Ceux-ci ont un effet plus marqué que les courants uniformes dans la région de l'incidence rasante (figures 5.10 et 5.11).

L'algorithme implémenté pour la TPD est fonction de la distance de la cible. Il utilise le champ de l'OP modifiée additionné au champ de frange de champ lointain. L'influence du passage du champ lointain au champ proche a les effets suivants (fig. 5.16) :

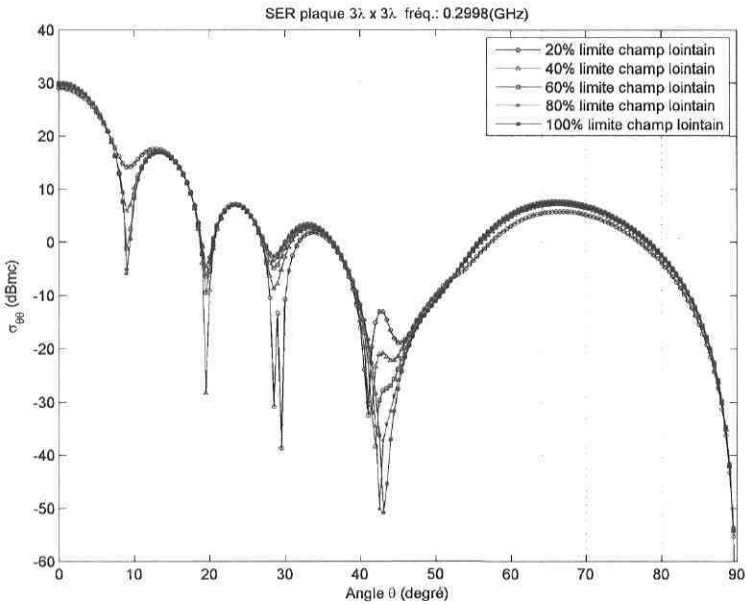


(a)

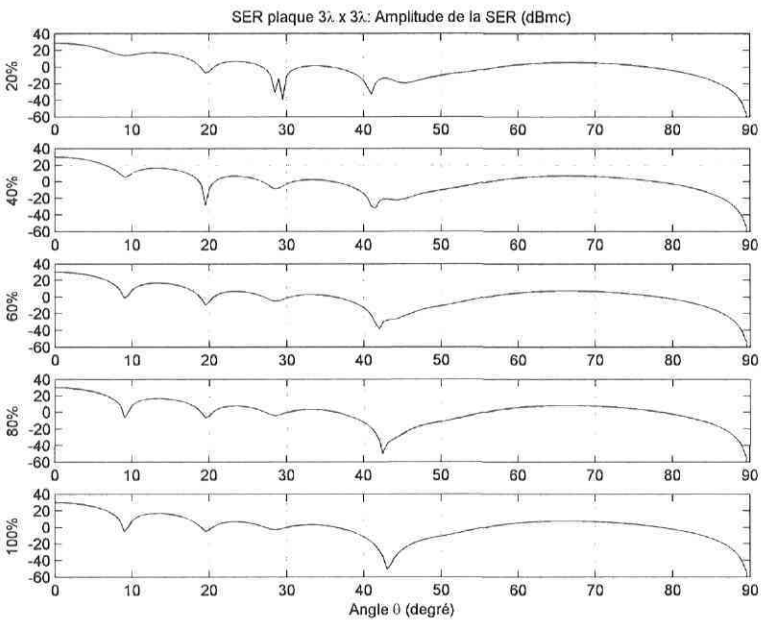


(b)

FIG. 5.13 – SER de la plaque $2\lambda \times 2\lambda$ avec MoM allant de 100% vers 20% de la limite champ lointain



(a)



(b)

FIG. 5.14 – SER de la plaque $3\lambda \times 3\lambda$ avec MoM allant de 100% vers 20% de la limite champ lointain

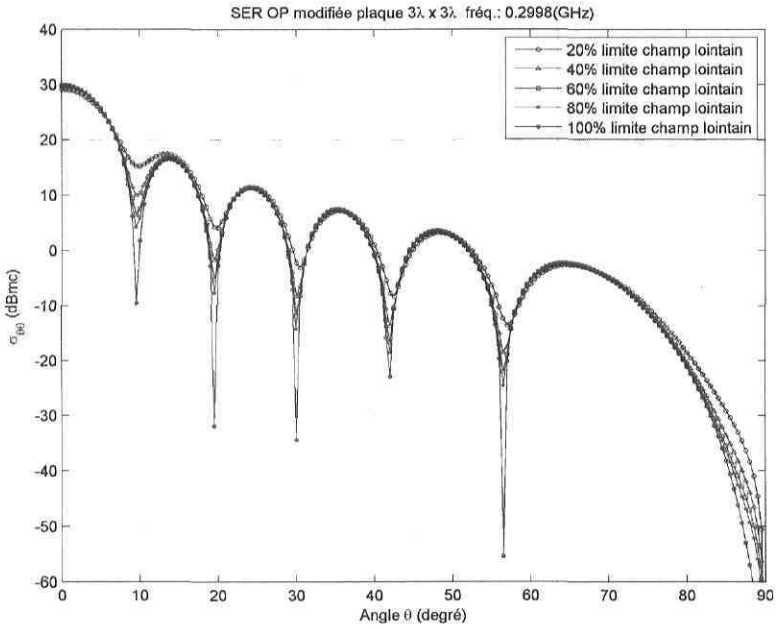


FIG. 5.15 – SER de la plaque $3\lambda \times 3\lambda$ calculée avec OP modifiée pour plusieurs distances de la cible

- L'amplitude à incidence normale est maximale et diminue (comme MoM) ;
- Le premier creux devient moins marqué (comme MoM). Il atteint son creux maximal à 80% de la limite de champ lointain (semblable à MoM) ;
- Tous les minima ont tendance à devenir moins creux sauf celui vers 32° (comme MoM) et celui vers 43° (différent de MoM mais on pense que l'algorithme de la MoM diverge à cet endroit) ;
- Entre 50° et 85°, on note une légère diminution d'amplitude (comme MoM).
- pas de creux à 90° (différent de MoM).

La TPD donne des résultats qui sont similaires aux courbes de référence de la MoM. Le comportement de la TPD est similaire pour les angles d'incidence de 0° à 40° et de 60° à 70°. Pour les autres angles, les différences sont probablement résolues en incluant la diffraction des coins de la plaque [30].

Les calculs effectués avec l'OP, l'OP modifiée et la TPD pour la plaque de $3\lambda \times 3\lambda$ sont comparées aux figures 5.17 à 5.21 pour les distances de 100% à 20% de la limite de champ lointain. On constate que l'OP modifiée et la TPD sont efficaces à prédire la SER pour des angles d'incidence variant entre 0° et 20°, pour une distance allant jusqu'à 20% de la Limite

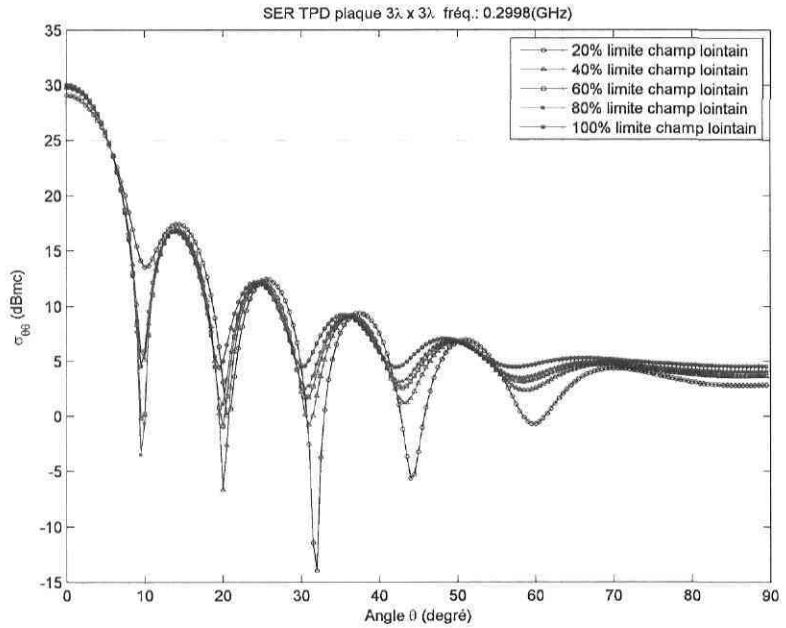


FIG. 5.16 – SER de la plaque $3\lambda \times 3\lambda$ calculée avec TPD pour plusieurs distances de la cible

de Champ Lointain (LCL). L'ajout de la modification à l'OP classique permet d'étendre la plage de validité de l'OP jusqu'aux courtes distances. Dans le champ lointain, l'OP donne de bons résultats pour cette plage d'angle mais elle se dégrade à mesure que l'on se rapproche de la cible. À 20% de LCL, la prédiction de l'OP est bonne de 0° à 8° alors que les prédictions de l'OP modifiée et la TPD s'étendent de 0° et 18°. Cette affirmation est corroborée dans le rapport de Legault pour l'OP modifiée [70].

La TPD corrige le champ de l'OP loin de l'incidence normale. Les courants non uniformes deviennent plus importants que les courants uniformes (OP) à environ 40° (voir figures 5.10 et 5.11). La prédiction avec la TPD est meilleure que celle de l'OP et l'OP modifiée pour la plage d'angles d'incidence variant de 50° à 85°. Dans cette région, les courants non uniformes sont comparables ou plus importants que les courants uniformes et c'est pour cela que la TPD est plus précise. Cette plage décroît à mesure que l'on se rapproche de la cible. À 20% de LCL, la plage s'étend de 59° à 81°. Le passage en champ proche semble diminuer l'effet des courants non uniformes. On note également que les prédictions de la TPD sont moins précises entre 20° et 50°. Dans cette région, la composante spéculaire ne domine plus et les courants de diffraction ne sont pas encore assez importants pour influencer la SER.

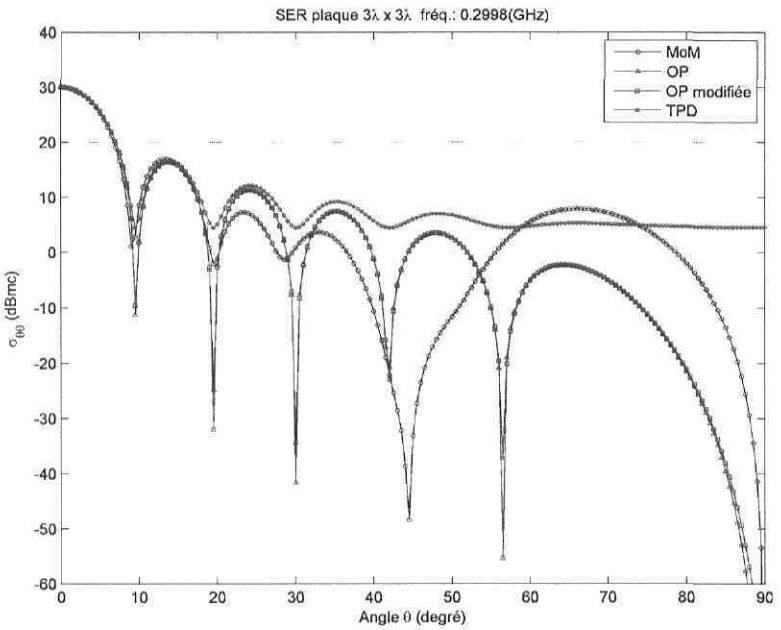


FIG. 5.17 – SER de la plaque $3\lambda \times 3\lambda$ avec radar à 100% de champ lointain

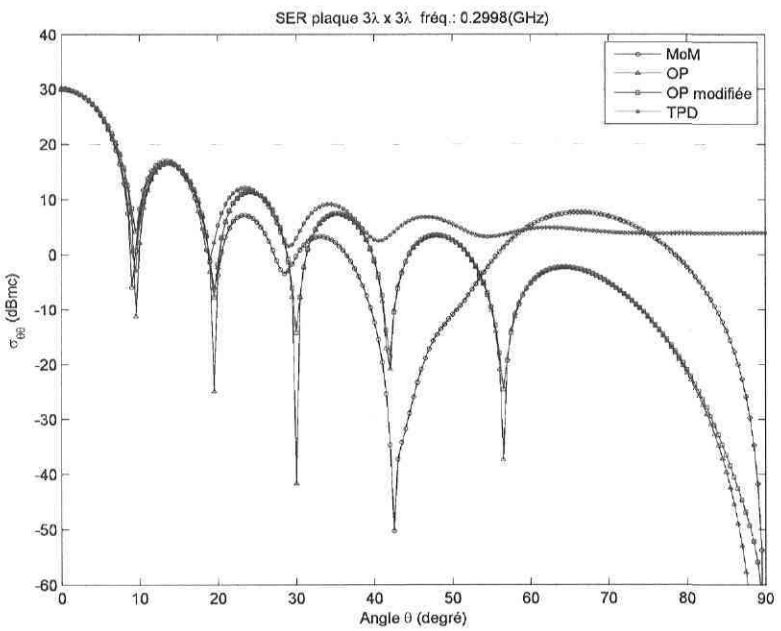


FIG. 5.18 – SER de la plaque $3\lambda \times 3\lambda$ avec radar à 80% de champ lointain

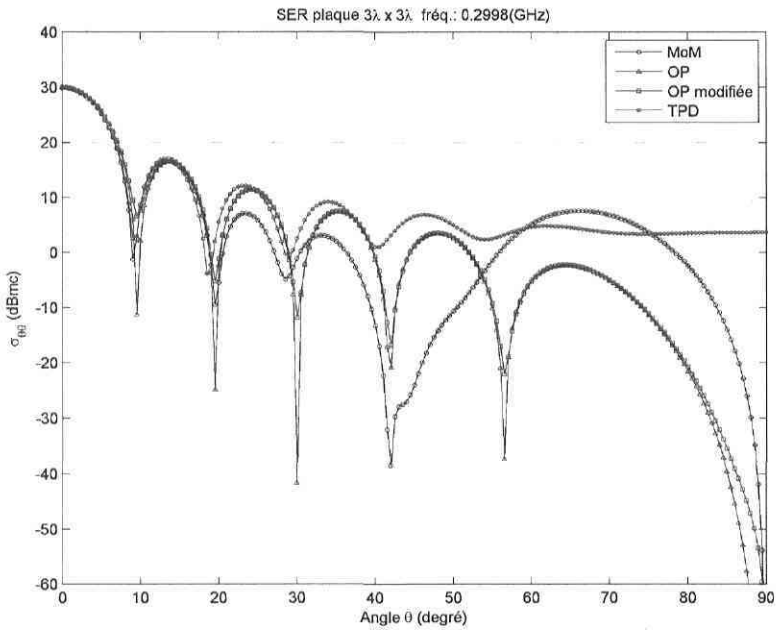


FIG. 5.19 – SER de la plaque $3\lambda \times 3\lambda$ avec radar à 60% de champ lointain

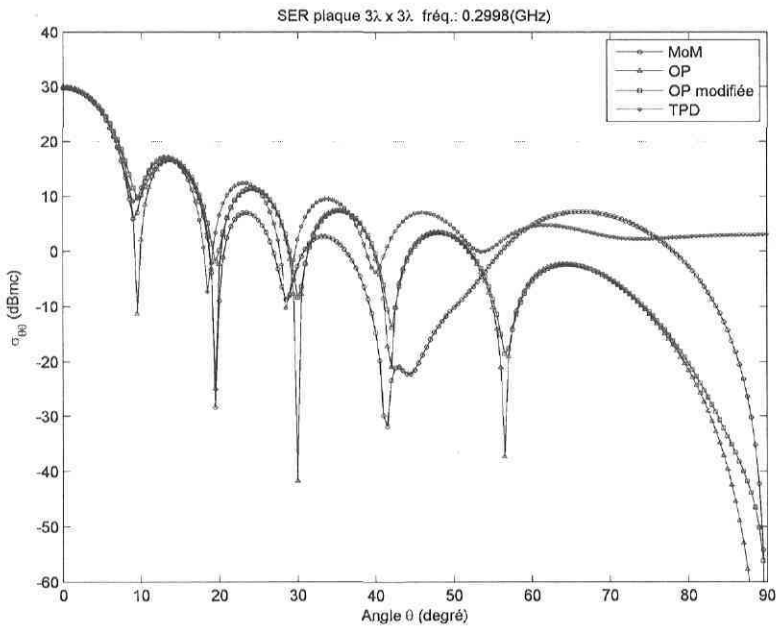


FIG. 5.20 – SER de la plaque $3\lambda \times 3\lambda$ avec radar à 40% de champ lointain

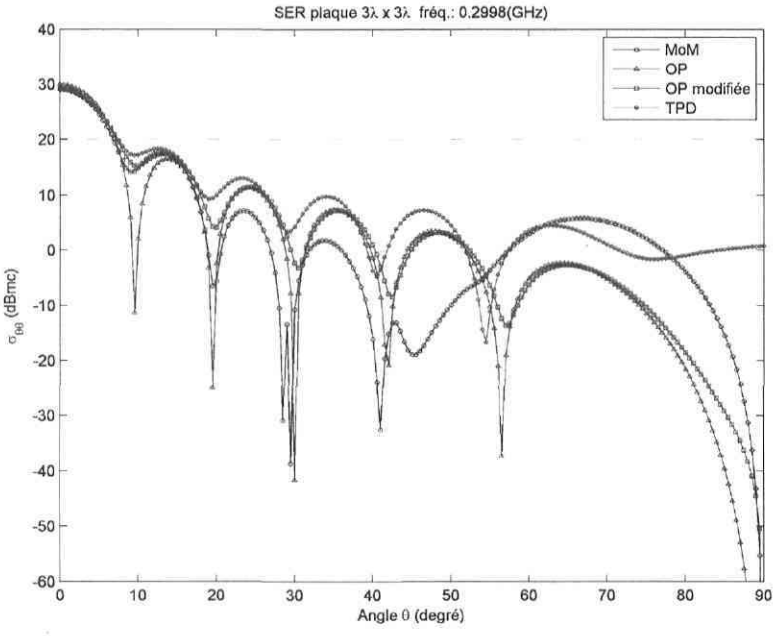


FIG. 5.21 – SER de la plaque $3\lambda \times 3\lambda$ avec radar à 20% de champ lointain

En se référant aux figures 5.17 à 5.21, on remarque qu'il existe une différence d'environ 5 dBmc entre les SER de la TPD et celles de la MoM pour un angle d'incidence supérieur à 20°. Cette différence est présente parce qu'on utilise un modèle relativement simple qui n'inclut pas les phénomènes électromagnétiques plus complexes. À la figure 5.12, on voit que le modèle de la TPD n'inclut que les contributions de 1^{ier} ordre c'est-à-dire les réflexions spéculaires simples et les diffractions simples. Il a été démontré que les diffractions doubles et triples sont importantes pour une plaque [9]. Il faudrait ajouter ces phénomènes à notre modèle pour améliorer la précision des résultats. Michaeli a formulé les courants équivalents pour les diffractions de $2^{ième}$ ordre [77]. Ceux-ci devraient améliorer les résultats aux angles près de l'incidence rasante.

Au chapitre précédent, le modèle TPD a été modifié pour rendre le courant non uniforme sensible à la distance de cible. On appelle ce modèle : la TPD modifiée. Les prédictions effectuées avec la TPD, la TPD modifiée et la MoM pour la plaque de $3\lambda x 3\lambda$ sont montrées à la figure 5.22 pour les distances allant du champ lointain jusqu'à 20% de la LCL. Les prédictions des deux modèles TPD sont relativement bonnes jusqu'à 30° de l'incidence normale. Dans le champ lointain, la TPD et la TPD modifiée prédisent exactement la même chose. En

s'approchant de la cible, la TPD modifiée est plus efficace que la TPD pour prédire la SER jusqu'à une distance de 40% de la LCL. À moins de 20% de la LCL, la TPD prédit mieux l'amplitude des creux tandis que la TPD modifiée donne une meilleure position des creux. Les courants non uniformes de la TPD modifiées deviennent moins réguliers que ceux de la TPD lorsqu'on est plus proche de la cible (figure 5.23).

La modélisation de SER avec des points brillants fonctionne bien pour une plaque. Chaque méthode donne de bons résultats près de l'incidence normale (entre 0° et 30°) et de moins bons résultats près de l'incidence rasante. La TPD se comporte un peu mieux que l'OP et l'OP modifiée. On obtient une seconde plage de bons résultats (entre 60° et 80°). Les modifications de champ proche améliorent la prédiction de SER avec la distance de cible.

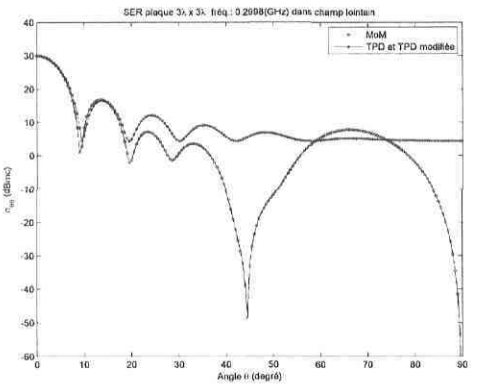
5.2 Cylindre

Dans cette section, on compare les calculs analytiques et les données expérimentales de SER statique aux résultats obtenus avec les méthodes approximatives étudiées pour deux cylindres à base circulaire. Il est très opportun d'étudier le comportement de la SER de cette cible car celle-ci est étudiée en mouvement dans la section suivante.

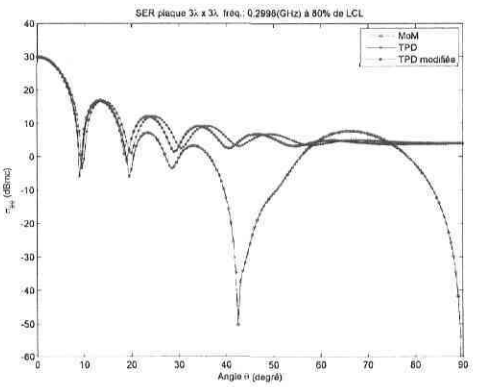
5.2.1 Mesures expérimentales

Les SER de comparaisons utilisées pour valider les algorithmes sont des mesures expérimentales. Ces mesures ont été effectuées par la compagnie Comlab pour le RDDC Valcartier. Elles ont été mesurées avec un radar de 10 GHz fixe avec la cible montée sur un pivot pour obtenir les différents angles d'observation (fig. 5.24). La polarisation verticale a été utilisée pour les besoins de comparaisons dans ce document.

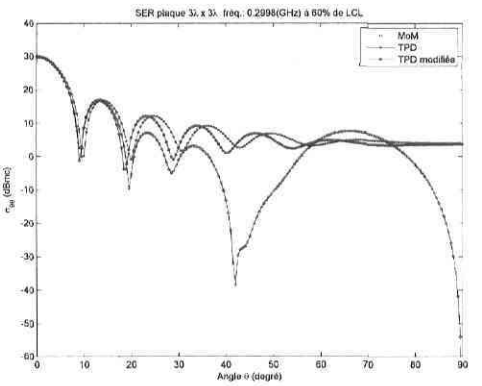
Les mesures ont été réalisées sur deux cylindres. L'un ayant les dimensions de 30 cm de long par 10 cm de diamètre et l'autre ayant la même longueur (30 cm) mais un diamètre de 20 cm. Les distances d'observation de ces cylindres apparaissent dans le tableau 5.4.



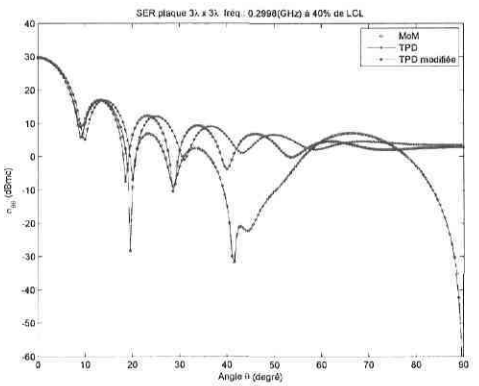
(a) champ lointain



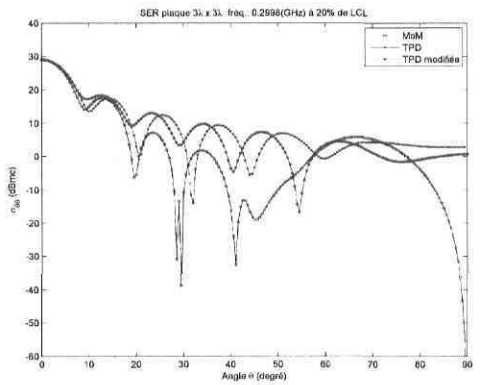
(b) 80% LCL



(c) 60% LCL

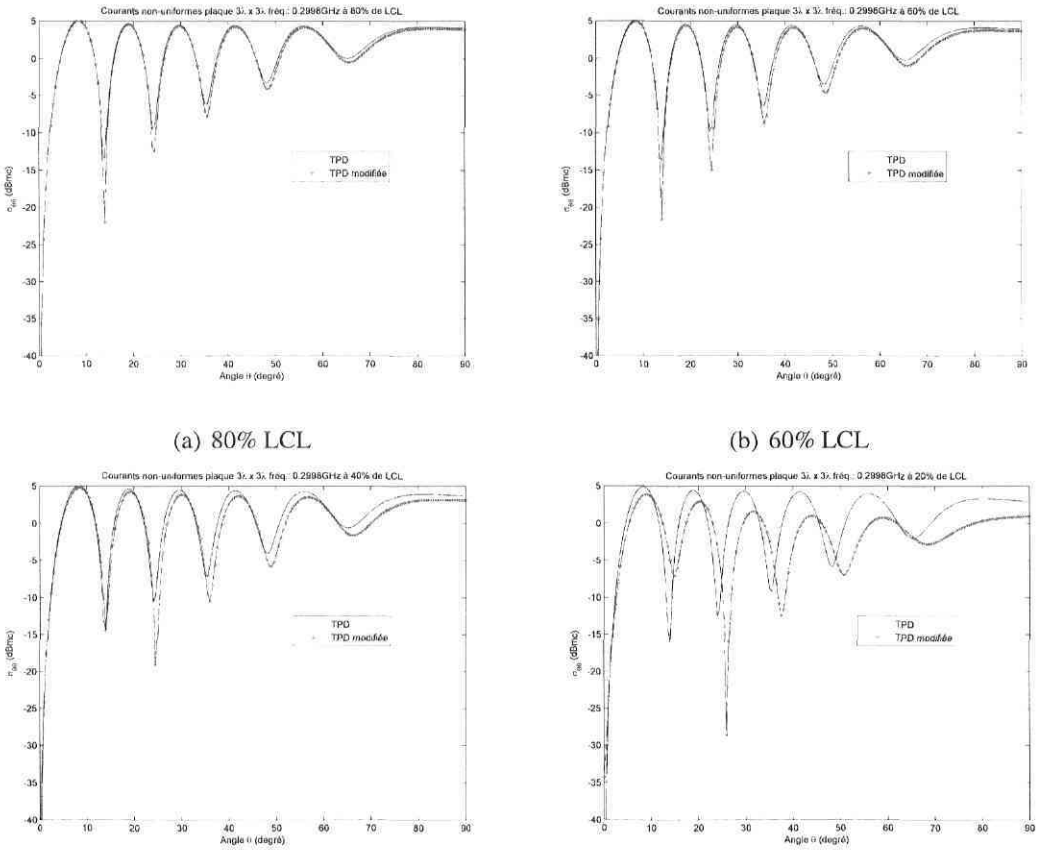


(d) 40% LCL



(e) 20% LCL

FIG. 5.22 – SER de la plaque $3\lambda \times 3\lambda$ avec MoM, TPD et TPD modifiée allant du champ lointain vers 20% de la LCL



(a) 80% LCL

(b) 60% LCL

(c) 40% LCL

(d) 20% LCL

FIG. 5.23 – Courants non uniformes des modèles TPD à différentes distances de cible

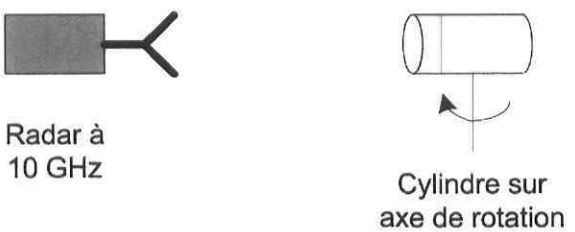


FIG. 5.24 – Montage pour la prise de mesure de SER pour le cylindre

TAB. 5.4 – Distances d'observation des cylindres

Cylindre	D (m)	$2D^2/\lambda$ (m)	40% LCL (m)	30% LCL (m)	20% LCL (m)	10% LCL (m)
C1030	0.3162	6.6667	2.6667	2.0000	1.3333	0.6667
C2030	0.3606	8.6667	3.4667	2.6000	1.7333	0.8667

5.2.2 Modèles pour les méthodes approximatives étudiées

Pour réaliser le calcul, le cylindre est représenté par un ensemble de facettes. Pour ce faire, on utilise Gridgen [97], un logiciel spécialisé pour le maillage. Ce logiciel permet une grande flexibilité dans la conception des différentes facettes. La cible est sauvegardée en format Xpatch permettant de produire facilement les coordonnées des vertex et des triangles. On a aussi écrit un script Matlab pour créer rapidement des cylindres. Ce script est donné à l'annexe B.10. La figure 5.25 montre le maillage utilisé pour le calcul de la SER. Il est important que les facettes soient parallèles à l'axe du cylindre car les méthodes étudiées sont très sensibles à l'orientation des facettes.

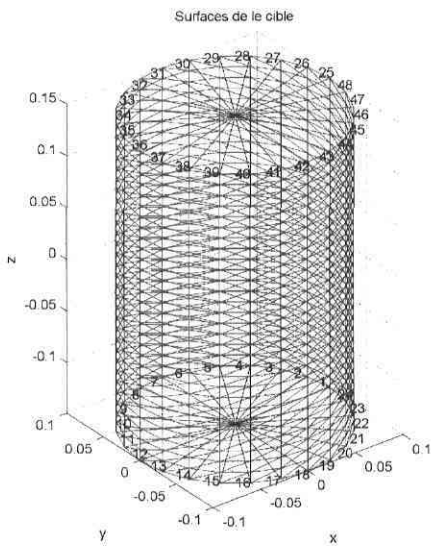
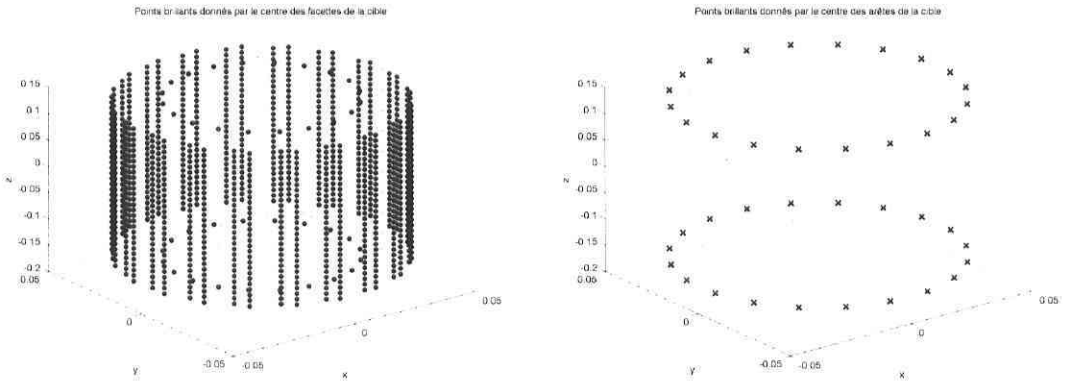


FIG. 5.25 – Représentation du cylindre de 20 x 30 cm pour le calcul des SER

À partir de cette géométrie de facettes, on crée les modèles de points brillants. L'OP et l'OP modifié utilisent le modèle de points brillants montré à la figure 5.26(a). Ces points brillants correspondent aux points centraux des facettes. Quant à la TPD et à la TPD modifiée, elles utilisent la combinaison des points brillants montrés aux figures 5.26(a) et (b). Ces points brillants correspondent respectivement aux centres des facettes et aux centres des arêtes de la cible.

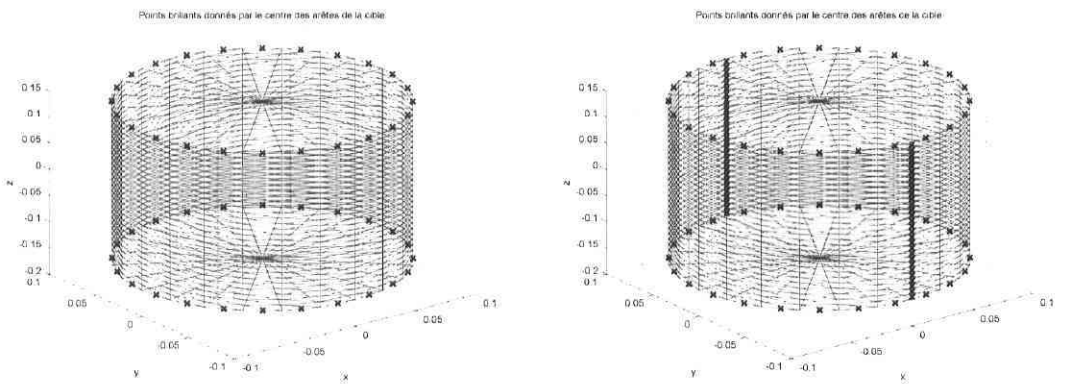
Deux configurations de points brillants représentant les arêtes ont été évaluées pour les calculs de SER avec la TPD. La première tient compte des arêtes sur la circonférence des



(a) Points brillants donnés par les facettes (b) Points brillants donnés par les arêtes

FIG. 5.26 – Points brillants utilisés pour le cylindre de 10 x 30 cm

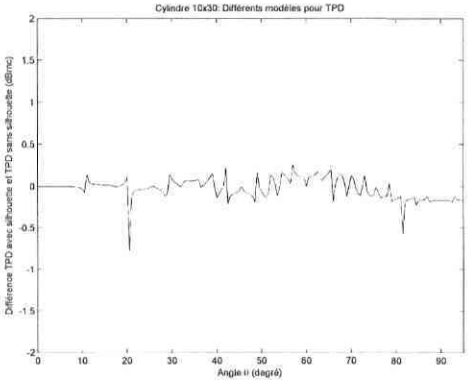
disques avant et arrière (voir les "x" sur la figure 5.27(a)). La deuxième configuration tient aussi compte des arêtes des disques mais en plus d'une série d'arêtes le long du corps du cylindre (figure 5.27(b)). Cette dernière série d'arêtes a pour but de représenter la diffraction lorsqu'un rayon frappe tangentiellement une surface convexe.



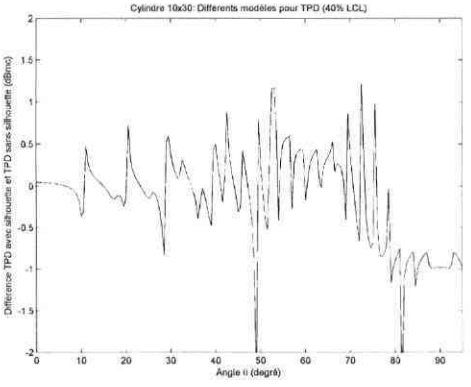
(a) (b)

FIG. 5.27 – Deux représentations de points brillants pour les arêtes

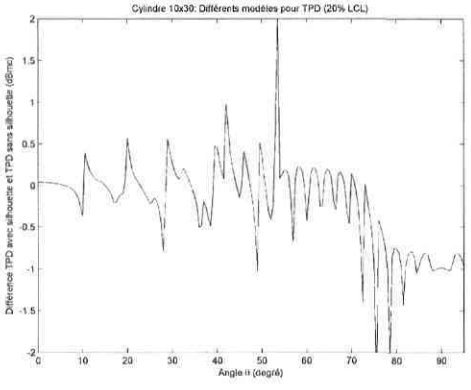
La prédiction de SER a été faite avec la TPD pour chacun des modèles et l'erreur de prédiction entre les deux représentations apparaît aux figures 5.28 et 5.29 pour quelques distances de cible. On constate que l'erreur est plus importante pour le cylindre 10x30 lorsqu'on est près de l'incidence $\theta = 90°$. C'est autour de cette position que le radar voit le mieux les arêtes le long du corps du cylindre. Malgré cela, l'erreur entre les deux représentations est très petite (de l'ordre de 1 dBmc). On a donc décidé d'utiliser pour cette étude, la représentation ayant les arêtes autour des disques seulement.



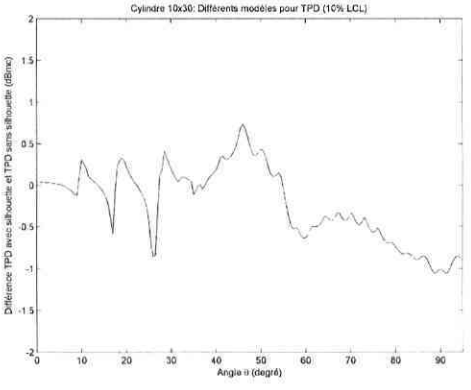
(a) Champ lointain



(b) 40% LCL

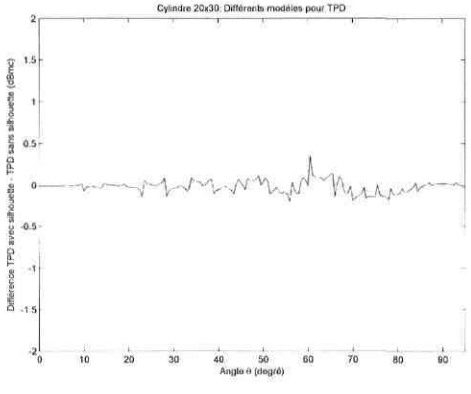


(c) 20% LCL

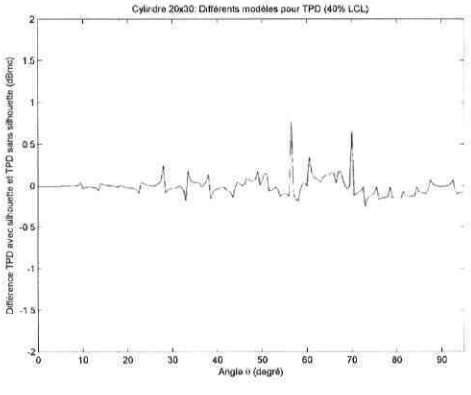


(d) 10% LCL

FIG. 5.28 – Erreur de prédiction pour deux représentations d'arêtes du cylindre 10x30



(a) Champ lointain



(b) 40% LCL

FIG. 5.29 – Erreur de prédiction pour deux représentations d'arêtes du cylindre 20x30

La création du maillage est plus critique pour le cylindre que pour la plaque. Les facettes doivent être assez petites pour bien représenter la courbure réelle du cylindre et pas trop petites pour minimiser le temps de calcul et la quantité de mémoire requise. Pour nous guider dans ce choix, on se réfère à deux critères typiques de facettisation [52]. Le premier est le critère $\lambda/16$ (où λ est la longueur d'onde) qui signifie que la distance maximale entre la surface réelle de l'objet et la facette plane ne peut pas excéder $\lambda/16$. Par exemple, la distance d dans une section de cylindre (fig. 5.30) ne doit pas excéder $\lambda/16$. L'autre critère est celui de Nyquist qui spécifie que la densité de facettes ne doit pas être inférieure à 2 facettes par longueur d'onde. Ce dernier critère ne donne pas de bons résultats [52].

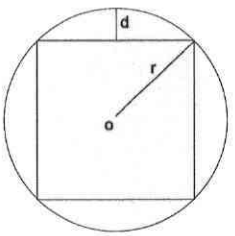


FIG. 5.30 – Section transversale du cylindre réel et un modèle de facettes pour un cylindre

Le critère $\lambda/16$ a été utilisé pour calculer le nombre minimum de facettes à employer sur la circonférence de chaque représentation de cylindre. Ce nombre minimum n est donné par l'équation suivante [52] :

$$n \geq \sqrt{\frac{8\pi^2 r}{\lambda}} \tag{5.3}$$

où r est le rayon du cylindre et λ est la longueur d'onde. Le nombre de facettes choisi sur chaque dimension des cylindres apparaît au tableau 5.5.

TAB. 5.5 – Nombre de facettes utilisées sur chaque dimension des cylindres

Dimension cylindre	Nombre de facettes avec critère $\lambda/16$	Nombre de facettes utilisées sur la circonférence	Nombre de facettes utilisées sur la longueur
10 x 30	11.5	20	30
20 x 30	16.22	24	30

5.2.3 Résultats et discussion pour le cylindre

Les SER en champ lointain obtenues à l'aide d'une équation analytique sont comparées à celles obtenues avec les algorithmes d'OP et de TPD aux figures 5.31 à 5.34. La SER

mesurée en champ lointain n'est pas disponible. On utilise une équation analytique basée sur la théorie géométrique de la diffraction (TGD) pour valider les SER de champ lointain (voir section 2.5.2). La SER prédite par l'OP modifiée n'est pas incluse puisqu'elle est exactement la même que l'OP dans le champ lointain.

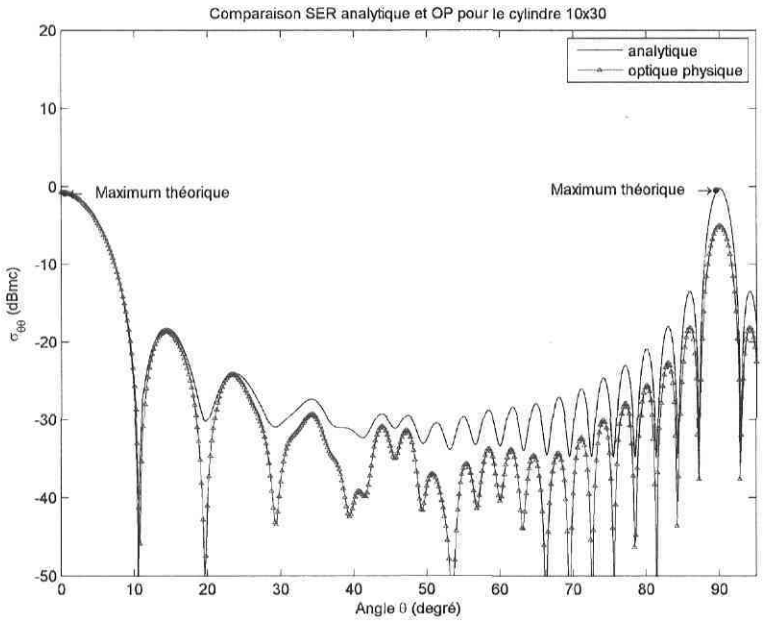


FIG. 5.31 – SER analytique et prédite avec OP pour le cylindre c1030

Les résultats de l'OP et de la TPD ressemblent beaucoup aux prédictions des équations analytiques. À incidence normale ($\theta = 0$), le cylindre apparaît comme un disque circulaire. La SER d'un disque selon l'optique physique est donnée par l'équation suivante :

$$\sigma = \pi k^2 a^4 \tag{5.4}$$

où a est le rayon du disque et k le nombre d'onde. À incidence normale ($\theta = 0°$), le modèle analytique utilise aussi cette équation. On calcule ainsi la SER à incidence normale pour les deux cylindres. Les résultats apparaissent dans le tableau 5.6 et dans les figures 5.31 à 5.34. On constate que les résultats sont très proches et qu'on obtient de meilleures prédictions avec le cylindre de 20 x 30. Le modèle analytique est valide pour des cylindres ayant des dimensions de plusieurs longueurs d'onde. Le cylindre 20 x 30 rencontre mieux cette condition.

Pour l'incidence $\theta = 90°$, le cylindre est vu sur toute sa longueur et la SER du cylindre

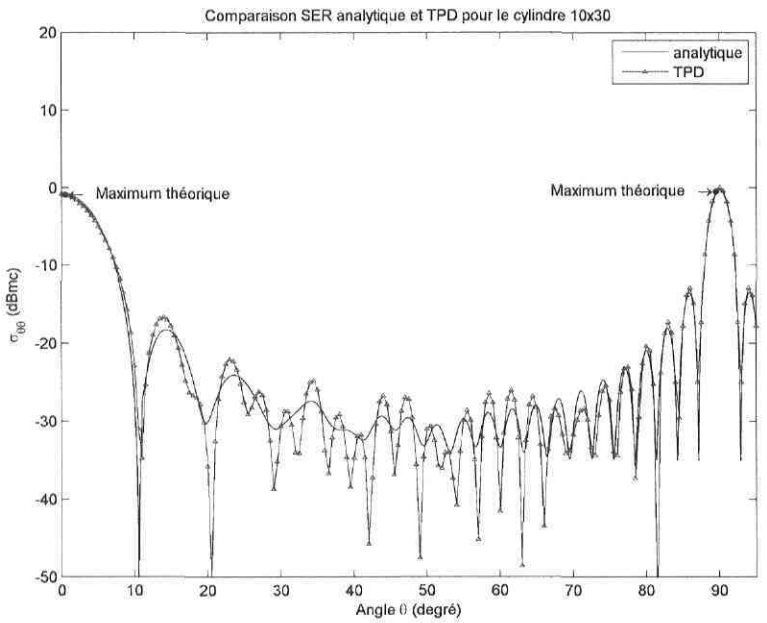


FIG. 5.32 – SER analytique et prédite avec TPD pour le cylindre c1030

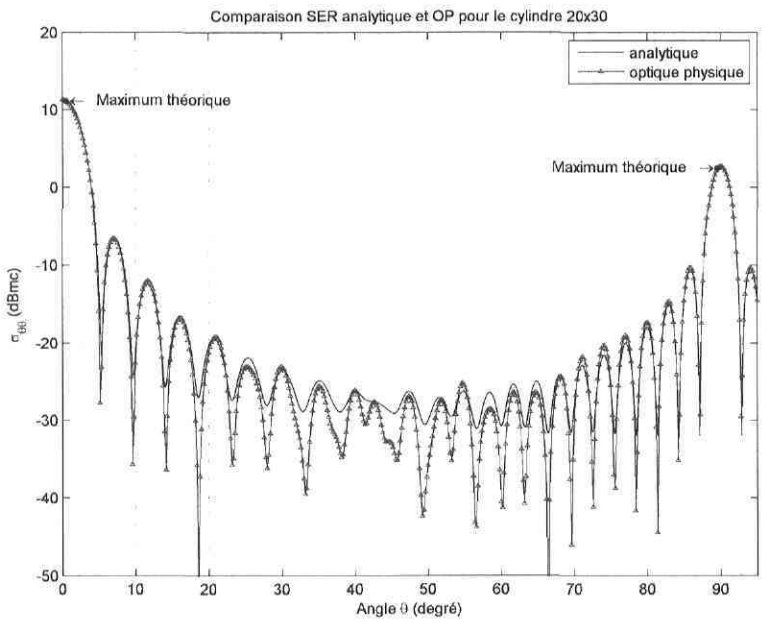


FIG. 5.33 – SER analytique et prédite avec OP pour le cylindre c2030

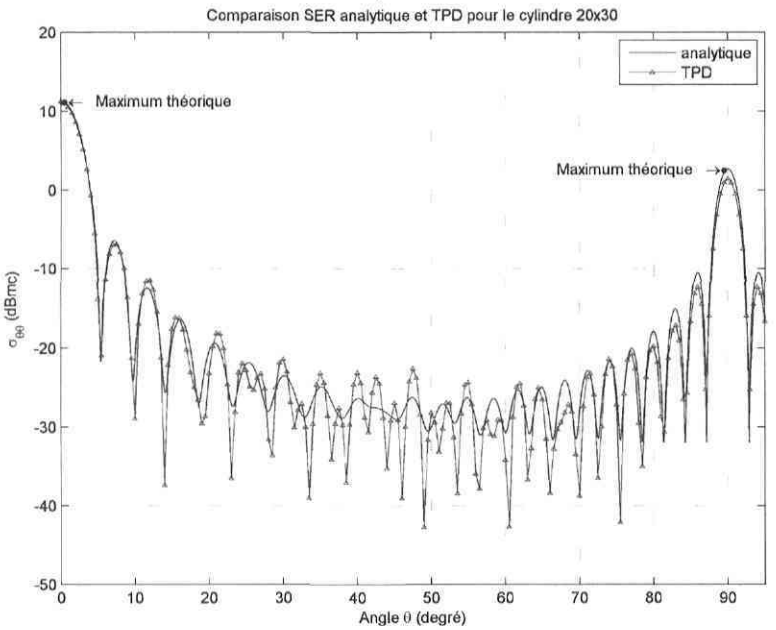


FIG. 5.34 – SER analytique et prédite avec TPD pour le cylindre c2030

TAB. 5.6 – Valeurs de SER de disque pour une incidence normale

Dimension cylindre	$\sigma_{théorique}$ (dBmc)	σ_{OP} (dBmc)	σ_{TPD} (dBmc)
10 x 30	-0.6485	-0.693	-0.749
20 x 30	11.3927	11.35	11.2

est donnée par l'équation suivante [2] :

$$\sigma = kal^2 \left| \cos\phi \frac{\sin(kl\sin\phi)}{kl\sin\phi} \right|^2 \tag{5.5}$$

où k le nombre d'onde, a est le rayon du cylindre, l est la longueur du cylindre et ϕ est l'angle d'incidence par rapport à la normale à la longueur du cylindre. Ainsi, dans l'équation 5.5, il faut noter que $\phi = 0$ est équivalent à $\theta = 90°$. La SER théorique calculée avec l'équation 5.5 est comparée à celles obtenues avec l'OP et la TPD. Les résultats apparaissent dans le tableau 5.7. Les valeurs théoriques sont aussi affichées aux figures 5.31 à 5.34. On constate que les résultats sont comparables même si les valeurs de l'OP et de la TPD sont plus faibles pour le cylindre ayant le plus petit rayon. Encore une fois, il faut noter que le modèle analytique convient mieux aux cylindres ayant des dimensions de plusieurs longueurs d'onde.

TAB. 5.7 – Valeurs de SER d'un cylindre pour une incidence $\theta = 90°$

Dimension cylindre	$\sigma_{théorique}$ (dBmc)	σ_{OP} (dBmc)	σ_{TPD} (dBmc)
10 x 30	-0.2573	-4.95	-7.934
20 x 30	2.7530	2.82	3.189

Nos algorithmes pour l'OP et la TPD donnent de bons résultats. Les valeurs maximales de la SER pour l'incidence normale et pour $\theta = 90°$ sont comparables à celles des équations analytiques. De plus, les courbes prédites sont similaires à celles obtenues par les méthodes analytiques.

Les figures 5.35 et 5.36 montrent des mesures de SER pour les deux cylindres à différentes distances. Le passage du champ lointain au champ proche a les effets suivants :

- À incidence normale, l'amplitude de la SER augmente légèrement. La plaque carrée donnait une tendance inverse.
- À l'incidence $\theta = 90°$, le pic maximum diminue et s'élargit.
- Pour les autres angles d'incidence, les amplitudes ne sont pas trop affectées mais on note un lissage de l'amplitude pour le cylindre 20x30 lorsqu'on est à 10% de la LCL.

Ces SER mesurées sont comparées aux prédictions de l'OP pour les différentes distances aux figures 5.37 et 5.38 pour les deux cylindres. Rappelons que la prédiction avec l'OP n'est pas affectée par la distance à la cible. La SER dépend uniquement de l'orientation de la cible qui varie lorsque la source radar change de position.

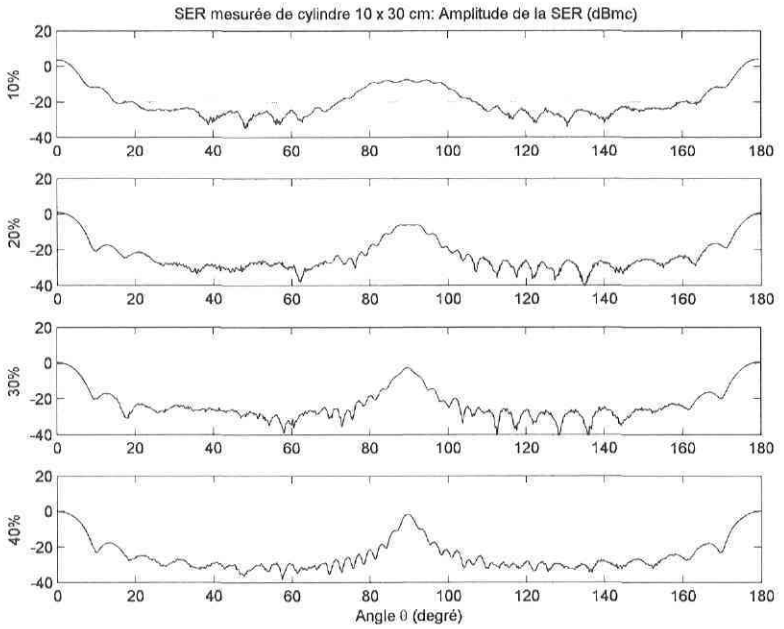


FIG. 5.35 – SER mesurée du cylindre 10x30 variant de 40% vers 10% de la LCL

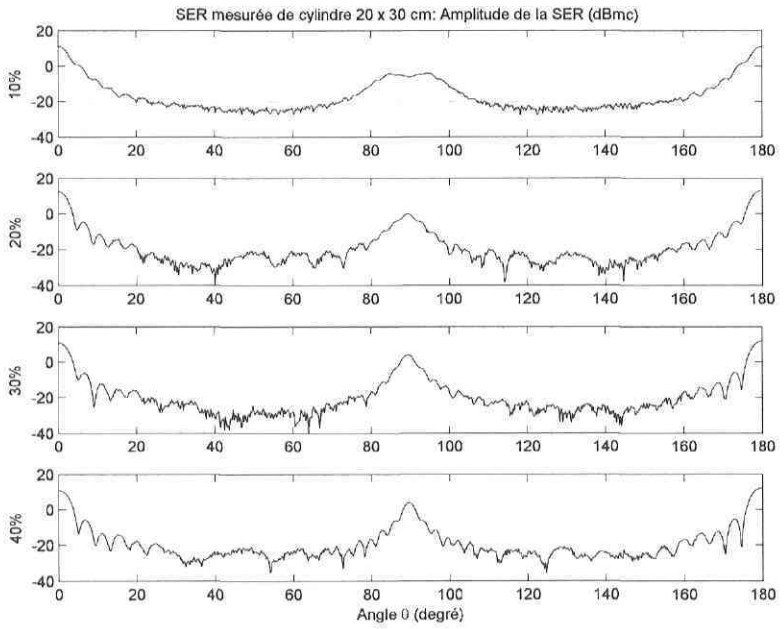


FIG. 5.36 – SER mesurée du cylindre 20x30 allant de 40% vers 10% de la LCL

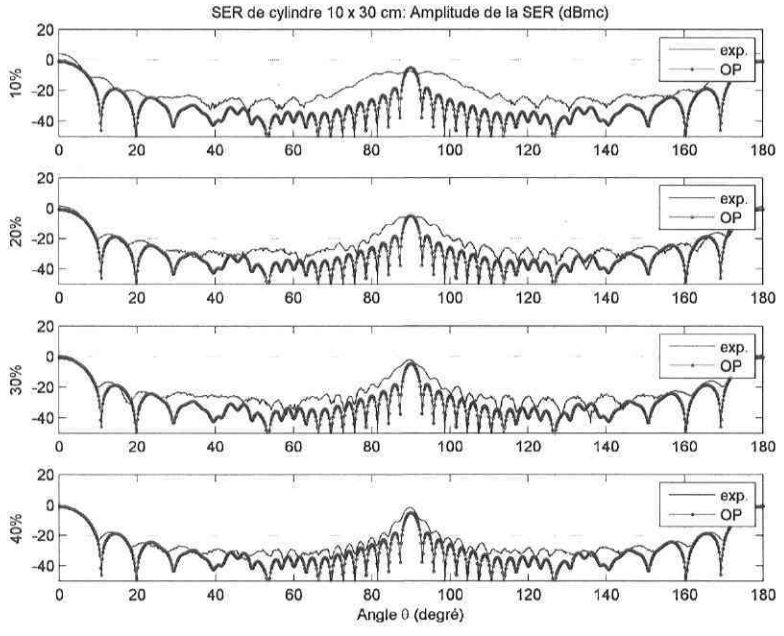


FIG. 5.37 – SER du cylindre 10x30 allant de 40% vers 10% de la LCL

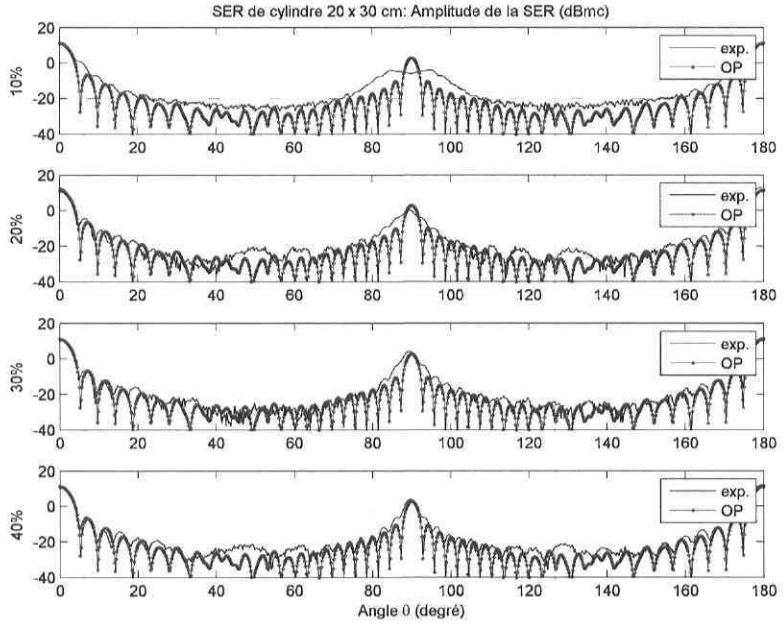


FIG. 5.38 – SER du cylindre 20x30 allant de 40% vers 10% de la LCL

Près de l'incidence normale, l'OP donne de bons résultats à presque toutes les distances. À 10% de la LCL, l'OP donne des creux profonds qui n'apparaissent pas sur la SER mesurée. Par contre, les amplitudes maximales sont du même ordre de grandeur. Il est possible que les différences soient dues en partie aux limites inhérentes des systèmes de mesures.

Au voisinage de $\theta = 90°$, les résultats de l'OP se détériorent rapidement à mesure qu'on s'approche de la cible. Le lobe principal de l'OP reste étroit tandis que celui de la SER mesurée s'élargit.

En général, L'OP donne de bons résultats pour le cylindre à des angles d'incidences variant entre $0°$ et $70°$ aux distances allant jusqu'à 10% de la LCL. On obtient aussi de bons résultats à l'incidence normale.

Aux figures 5.39 et 5.40, les SER mesurées des deux cylindres sont comparées à celles obtenues avec l'OP modifiée pour les différentes distances de la cible. Comme on s'y attendait, l'OP modifiée fournit de meilleurs résultats dans le champ proche que l'OP. Au voisinage de l'incidence normale, l'amplitude prédite par l'OP modifiée diminue tandis que la SER mesurée augmente bien que légèrement. Ceci est en contradiction avec le comportement de la SER des plaques. On note cet effet pour les deux cylindres. Dans la région de $\theta = 90°$, le lobe maximum de la courbe de SER prédite par l'OP modifiée s'élargit à mesure que l'on se rapproche de la cible. Cet effet est aussi noté dans les mesures expérimentales sauf que celles-ci s'élargissent un peu plus. Entre les deux lobes maximum, l'ajustement entre les courbes est bon jusqu'à 30% de la LCL. L'OP modifiée serait efficace à prédire la SER dans le champ proche jusqu'à 30% de la LCL pour tous les angles d'incidence. Cependant, la prédiction n'est pas aussi lissée que les mesures.

On constate que dans le champ proche, il n'y a plus de lobes sur les SER mesurées. Dans le champ proche, il est possible que la SER ne se résume plus à quelques contributions spéculaires et deux contributions de franges.

Aux figures 5.41 et 5.42, les SER mesurées des deux cylindres sont comparées à celles obtenues avec la TPD pour les différentes distances de la cible. Les résultats obtenus sont similaires à ceux de l'OP modifiée. On note cependant un léger lissage de la SER à mesure que l'on s'approche de la cible.

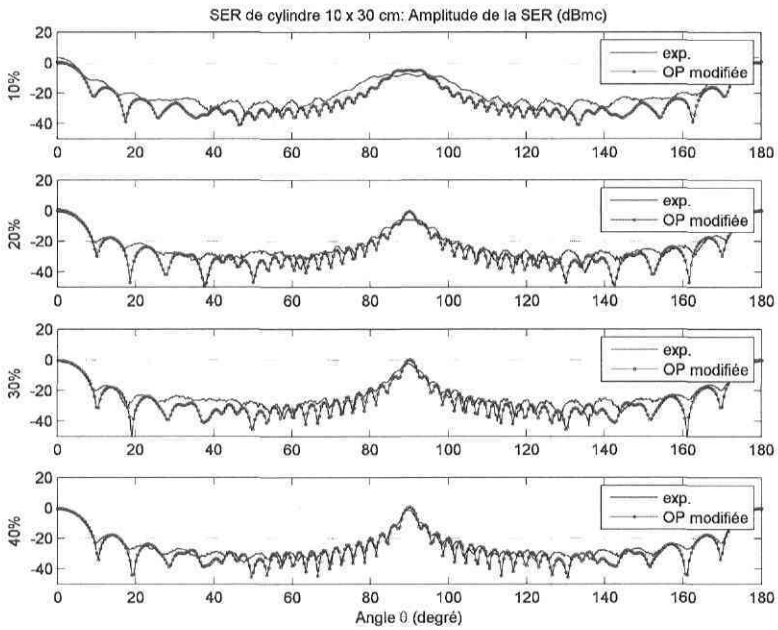


FIG. 5.39 – SER avec l'OP modifiée pour un cylindre 10x30 à différentes distances de la cible

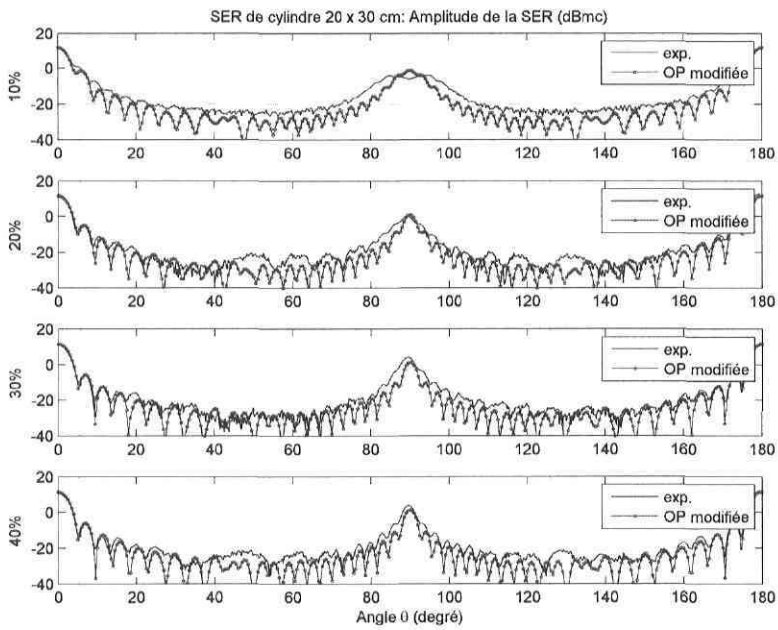


FIG. 5.40 – SER avec l'OP modifiée pour un cylindre 20x30 à différentes distances de la cible

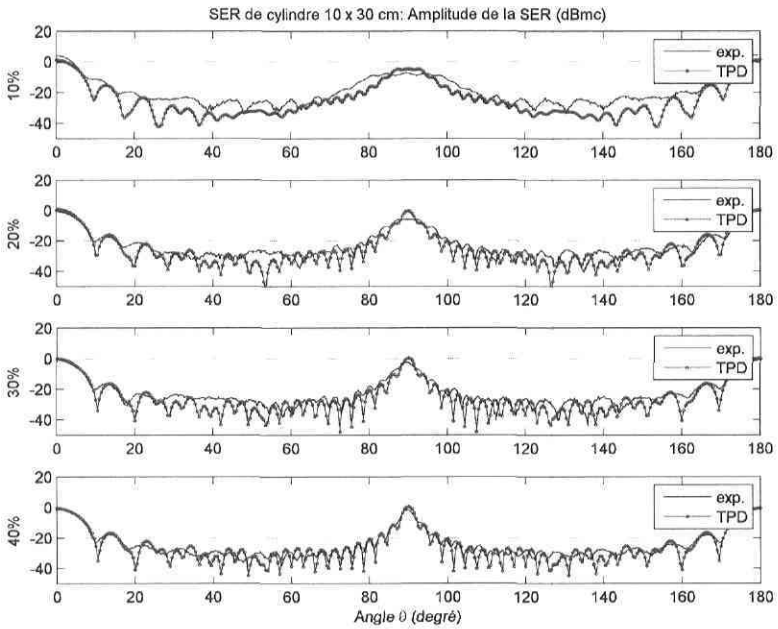


FIG. 5.41 – SER avec la TPD pour un cylindre 10x30 à différentes distances de la cible

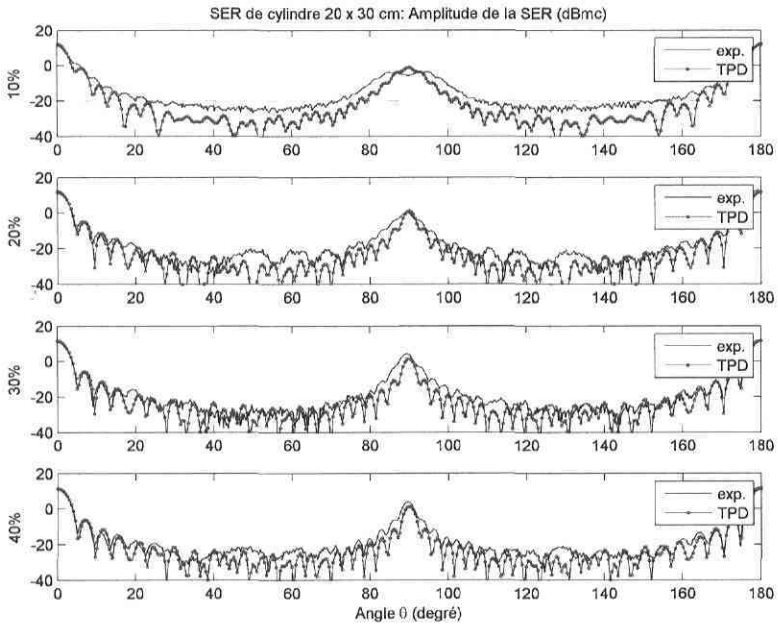


FIG. 5.42 – SER avec la TPD pour un cylindre 20x30 à différentes distances de la cible

Avec la technique utilisant la TPD, on obtient des résultats similaires à l'OP modifiée sauf que l'ajustement entre les courbes est légèrement meilleur lorsque l'on compare les courbes entre les deux lobes maximums. On constate aussi un plus grand effet : *"lissage de la SER avec la distance de la cible"* pour la TPD. La prédiction donne de bons résultats jusqu'à 20% dans le cas du cylindre de 20x30. Cela est probablement dû aux contributions ajoutées du champ de diffraction (voir figures 5.43 et 5.44).

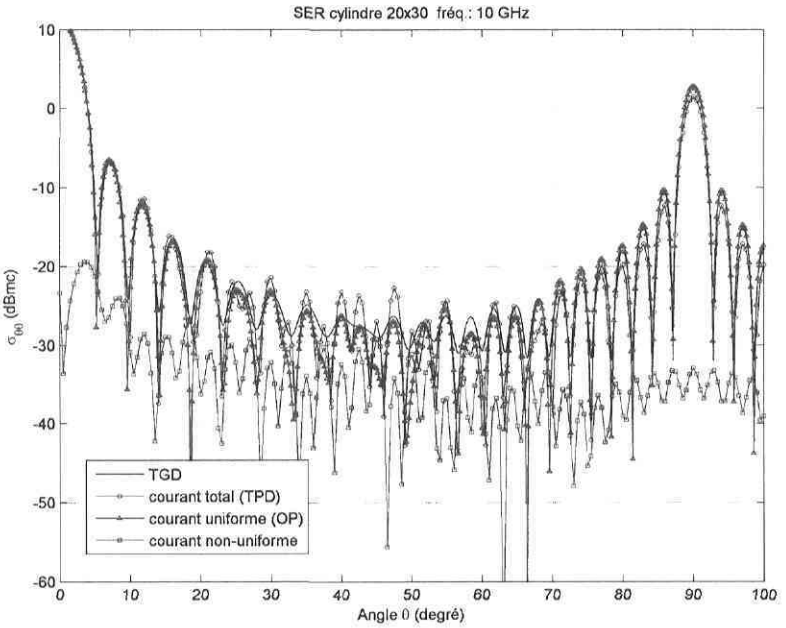


FIG. 5.43 – SER donnée par différents courants pour un cylindre 20x30 dans le champ lointain

Comme montré avec la plaque carrée, chacun des deux modèles de TPD possède des régions où leurs prédictions sont meilleures. Les mesures de SER pour les cylindres de 10x30 et de 20x30 sont comparées aux prédictions effectuées avec la TPD et la TPD modifiée. Les comparaisons sont montrées aux figures 5.45 et 5.46 pour les distances variant du champ lointain jusqu'à 10% de la LCL. Dans le champ lointain, la TPD et TPD modifiée prédisent exactement la même chose. En s'approchant de la cible, la TPD modifiée est plus efficace que la TPD pour prédire la SER jusqu'à une distance de 20% de la LCL. À moins de 20% de la LCL, la TPD prédit mieux que la TPD modifiée. Cette dernière méthode donne trop de fluctuations alors que les mesures sont plus lissées. Les courants non uniformes de la TPD modifiée deviennent déphasés par rapport à ceux de champ lointain (utilisés dans la méthode TPD) à moins de 10% de la LCL (figure 5.47). Cela explique l'augmentation des fluctuations

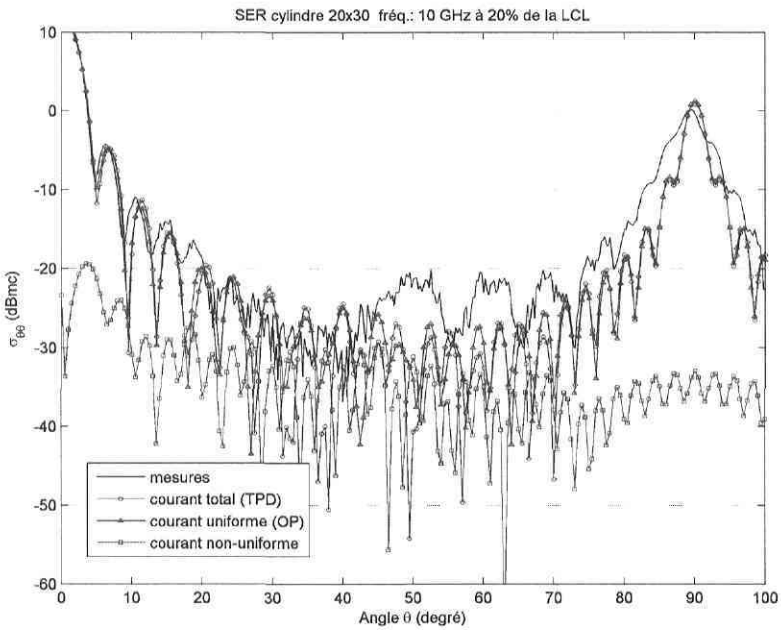
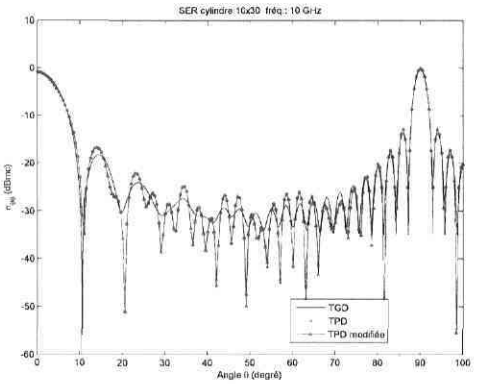


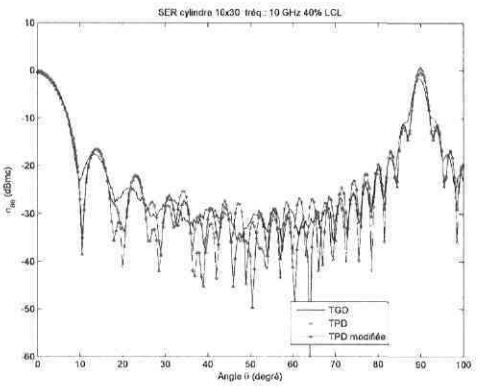
FIG. 5.44 – SER donnée par différents courants pour un cylindre 20x30 à 20% de la LCL

de la SER de la TPD modifiée à moins de 10% de la LCL. Une piste de solution serait de considérer le déphasage du champ incident comme étant une onde sphérique au lieu d'une onde plane, un peu comme proposé par Gordon pour formuler ses équations de champ proche [18].

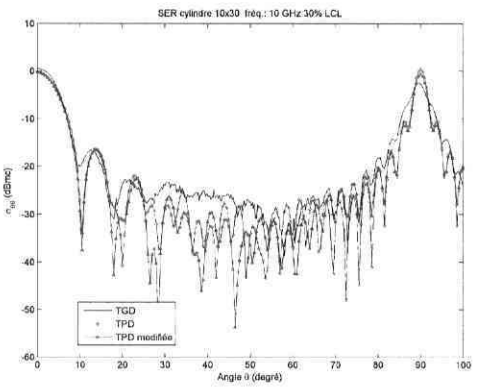
La modélisation de SER avec des points brillants fonctionne bien pour le cylindre. Chaque méthode produit de bons résultats pour toutes les incidences dans le champ lointain. Les modifications de champ proche améliorent la prédiction de SER avec la distance de cible. Près de la cible, la TPD donne un meilleur comportement que les autres méthodes. On obtient un lissage de la SER, un peu comme les mesures de référence. Lorsqu'on est très près de la cible (en bas de 10% de la LCL), la TPD modifiée prédit la SER avec trop de fluctuations. Cependant, la TPD modifiée est légèrement meilleure pour les distances variant du champ lointain jusqu'à 20% de la LCL.



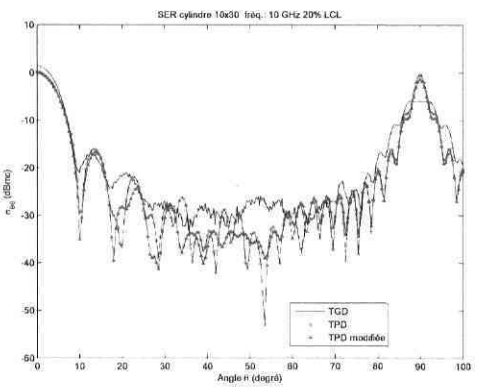
(a) champ lointain



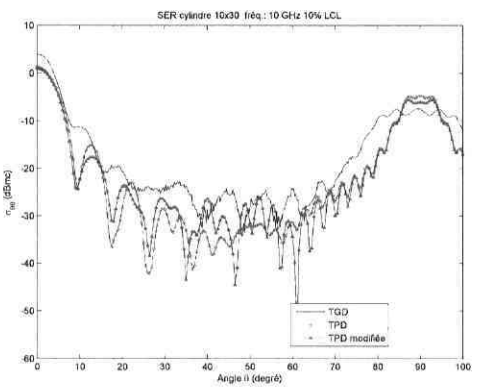
(b) 40% LCL



(c) 30% LCL

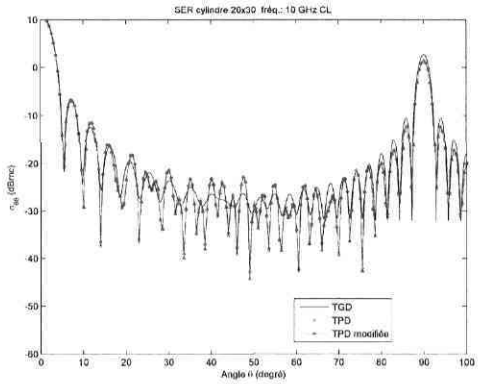


(d) 20% LCL

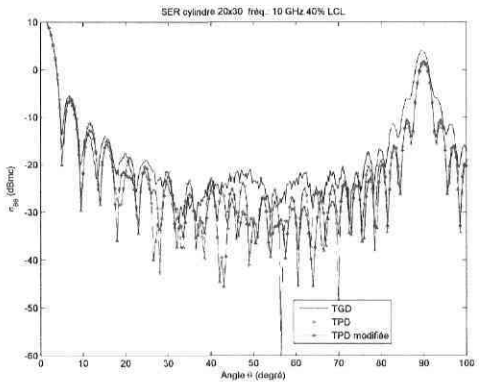


(e) 10% LCL

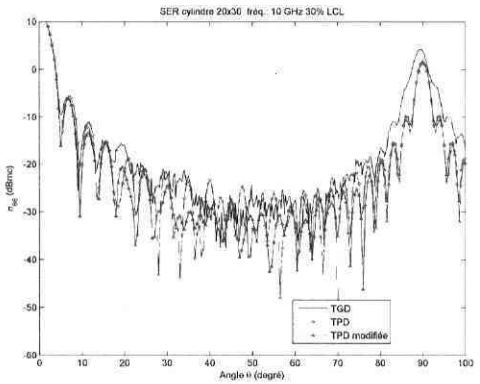
FIG. 5.45 – SER mesurée du cylindre 10 x 30 comparée avec TPD et TPD modifiée allant du champ lointain vers 10% de la LCL



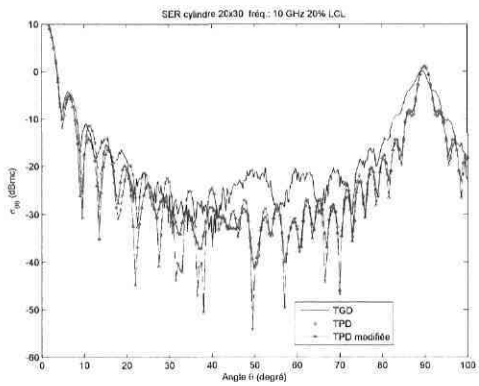
(a) champ lointain



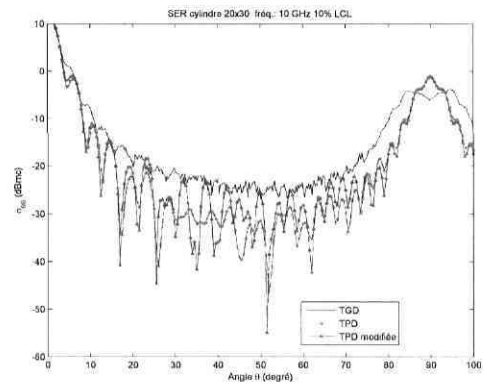
(b) 40% LCL



(c) 30% LCL

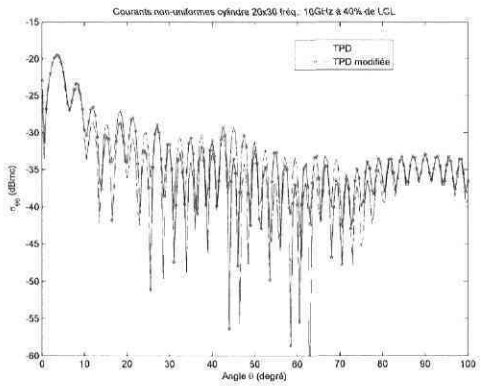


(d) 20% LCL

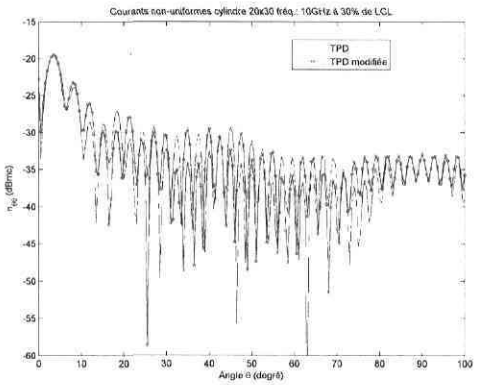


(e) 10% LCL

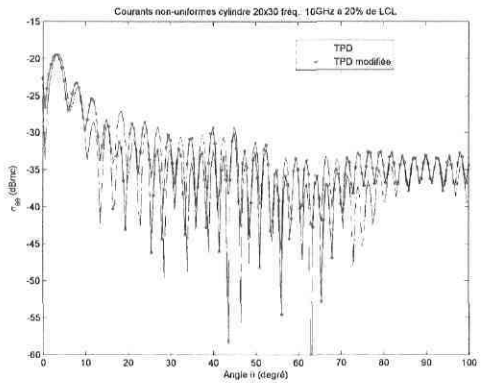
FIG. 5.46 – SER mesurée du cylindre 20 x 30 comparée avec TPD et TPD modifiée allant du champ lointain vers 10% de la LCL



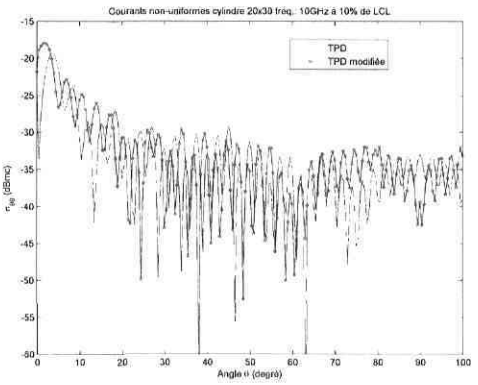
(a) 40% LCL



(b) 30% LCL



(c) 20% LCL



(d) 10% LCL

FIG. 5.47 – Courants non uniformes des modèles TPD à différentes distances du cylindre 20x30 cm

5.3 SER observée sur trajectoire

Dans la section précédente, nous avons traité de SER en fonction de l'orientation des cibles. Dans cette section, on traite des variations de SER en fonction de la position de la source radar sur une trajectoire rectiligne. Les SER obtenues à partir d'un logiciel validé sont comparées à l'OP, l'OP modifiée, la TPD et la TPD modifiée dans le cas d'un radar se déplaçant à proximité d'un cylindre fixe.

5.3.1 Signatures de référence et géométrie de calcul des SER

Les signatures de référence ont été générées par le *Defence Science and Technology Laboratory* (Dstl), des Royaumes-Unis, à l'aide du logiciel de prédiction de signatures radar SPECTRE, vendu par QinetiQ [98]. Ce logiciel a été validé avec de nombreuses signatures radar se déplaçant à proximité d'une cible.

Le schéma des figures 5.48 et 5.49 illustrent la géométrie de l'engagement considérée. Le radar se déplace en ligne droite sur une distance de 80 m et passe à côté d'un cylindre immobile. La distance parcourue par le radar varie de -50 m à +30 m. L'origine correspond à la position où la distance radar–cible est minimale. L'angle entre l'axe du cylindre et la trajectoire du radar, η, est varié pour créer différentes géométries de rencontre. Cet angle prend successivement les valeurs de 0, 10, 30 et 60 degrés. Pour chaque angle, les signatures ont été générées pour deux distances de passage entre le cylindre et la trajectoire, soit : 3 et 10 m. Le cylindre mesure 0.2 m de diamètre par 2 m de longueur, ce qui se rapproche d'un missile générique. Un signal de 17 GHz est utilisé en supposant une antenne omnidirectionnelle. Cette fréquence d'opération a été choisie afin de ne pas créer de signatures radars protégées.

Les données de comparaison sont des valeurs de puissance au lieu de valeurs de SER. En plus d'inclure la valeur de la SER, elles tiennent compte d'une atténuation dû à la dispersion des ondes électromagnétiques. On doit donc compenser les prédictions de SER des méthodes approximatives avec un facteur dépendant de la portée R de la cible. Ce facteur varie entre $1/R^4$ pour les ondes planes et $1/R^2$ pour les ondes sphériques. En conséquence, les prédictions ont été multipliées par le facteur $\left(\frac{m}{p(x)}\right)^n$ où m est la distance minimale entre la cible et

la trajectoire du radar, $p(x)$ est la portée de la cible en fonction de la position x sur la trajectoire et n est un facteur dépendant de la forme des ondes incidentes, $n = 2$ ou 4 pour les ondes sphériques ou planes respectivement. Il est pratiquement impossible de connaître vraiment le facteur d'atténuation utilisé lors de la génération des signatures mais on peut compenser nos prédictions. Celles-ci ont été ajustées à un facteur près sur les figures 5.52 à 5.59 et sur les figures de l'annexe A pour permettre une comparaison avec les signatures de référence.

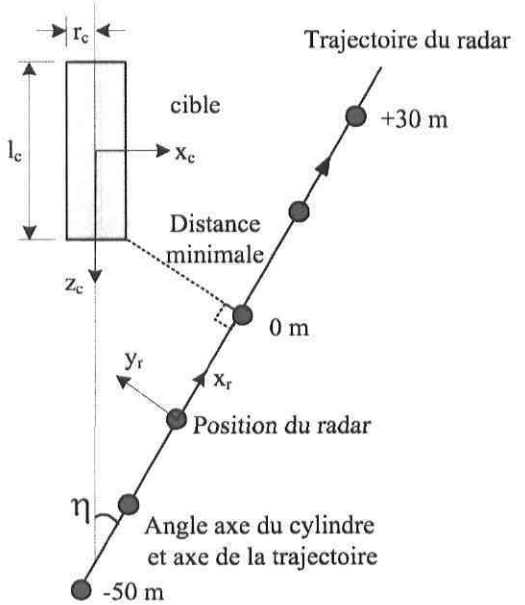


FIG. 5.48 – Géométrie du radar se déplaçant vers un cylindre

5.3.2 Modèle pour les méthodes approximatives étudiées

À partir d'une cible représentée par des facettes, on crée le modèle de points brillants. L'OP et l'OP modifiée utilisent le modèle de points brillants montrée à la figure 5.50(a). Ces points brillants correspondent aux points centraux des facettes. La TPD et la TPD modifiée utilisent la combinaison des modèles de points brillants montrés aux figures 5.50(a) et (b). Ces points brillants correspondent aux centres des facettes et aux centres des arêtes de la cible.

Le critère $\lambda/16$ a été utilisé pour calculer le nombre minimum de facettes à employer sur la circonférence de la représentation du cylindre. Ce nombre minimum n est donné par

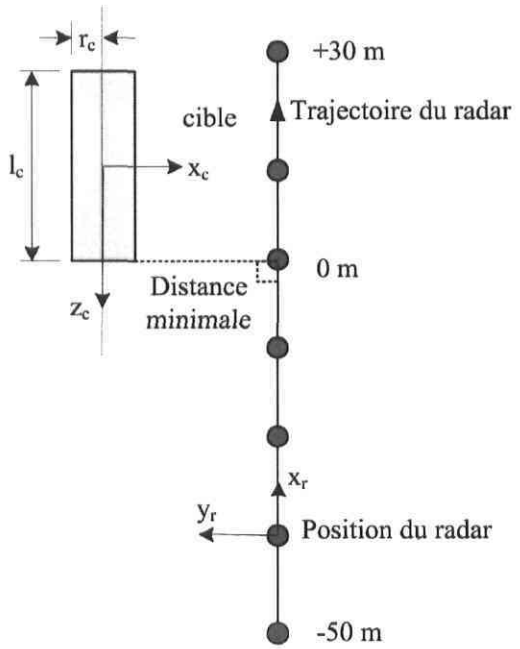
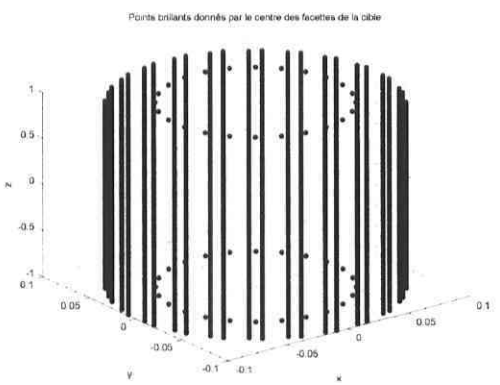
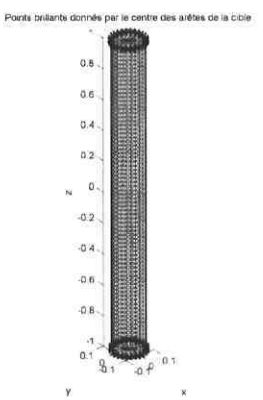


FIG. 5.49 – Géométrie du radar se déplaçant vers un cylindre pour le cas $\eta = 0°$



(a) Points brillants donnés par les facettes



(b) Points brillants donnés par les arêtes

FIG. 5.50 – Points brillants utilisés pour le cylindre de 0.2 x 2 m

l'équation 5.3. Le nombre de facettes choisi sur chaque dimension des cylindres apparaît au tableau 5.8.

TAB. 5.8 – Nombre de facettes utilisées sur chaque dimension des cylindres

Dimension cylindre (m)	Nombre de facettes avec critère $\lambda/16$	Nombre de facettes utilisées sur la circonférence	Nombre de facettes utilisées sur la longueur
0.2 x 2	16.22	24	77

5.3.3 Résultats et discussion pour le cylindre le long d'une trajectoire

Les SER statiques prédites avec la TPD et avec le modèle analytique (TGD) sont montrées à la figure 5.51. Les valeurs prédites de SER pour les incidences $\theta = 0°$ et $\theta = 90°$ sont données au tableau 5.9. On constate que les maxima sont presque identiques de même que les lobes secondaires. On a vu dans les sections précédentes que les prédictions données par la TPD et la TGD sont très similaires. Ces deux méthodes incluent les contributions de 1^{ier} ordre.

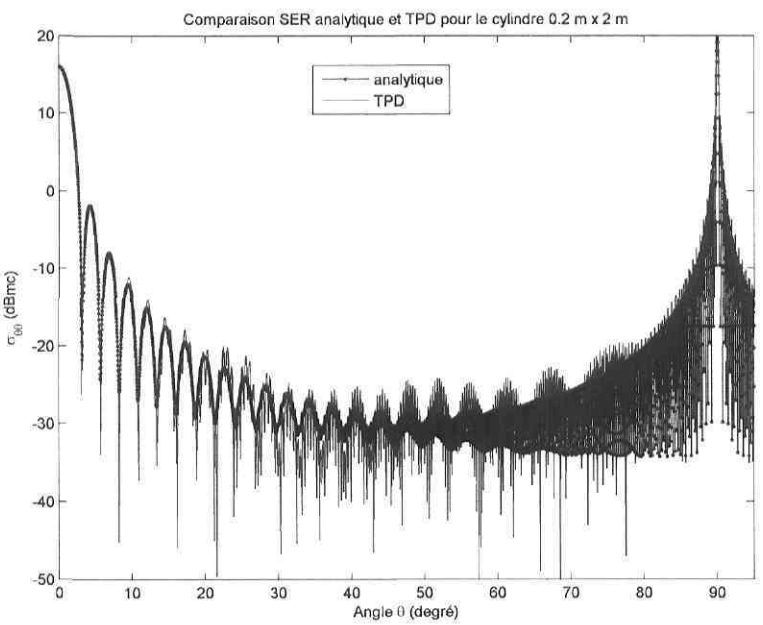


FIG. 5.51 – SER prédite par la TPD à 17 GHz pour le cylindre de 0.2 m x 2 m

TAB. 5.9 – Valeurs de SER pour le cylindre de 0.2 m x 2 m

Angle d'incidence (°)	$\sigma_{théorique}$ (dBmc)	σ_{ptd} (dBmc)
0	16.00	16.04
90	21.54	21.29

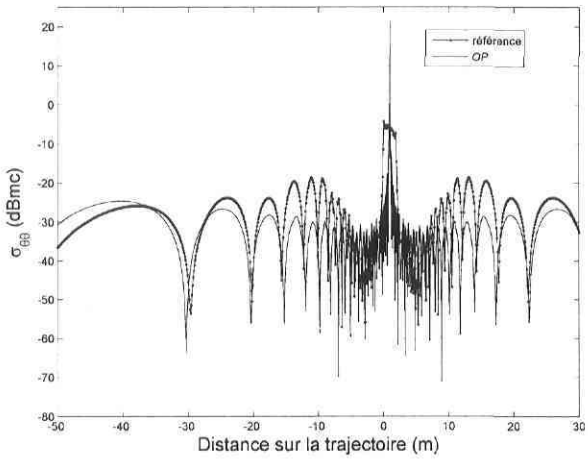
Les figures 5.52 à 5.59 comparent les prédictions obtenues avec l'OP, l'OP modifiée et la TPD aux signaux de référence produits par le logiciel SPECTRE.

Dans le cas des signaux de référence, l'augmentation de l'angle entre l'axe du cylindre et la trajectoire cause l'apparition d'un deuxième pic. Le changement d'angle favorise la rétrodiffusion du signal radar provenant du disque avant du cylindre. La puissance du pic est inférieure à la valeur théorique de champ lointain. Ceci est en accord avec les résultats obtenus avec la plaque carrée mais contredit la constatation faite précédemment pour le cylindre où on a vu que l'amplitude augmentait à mesure qu'on s'approchait du disque selon toute évidence. On ne peut expliquer ce phénomène pour l'instant.

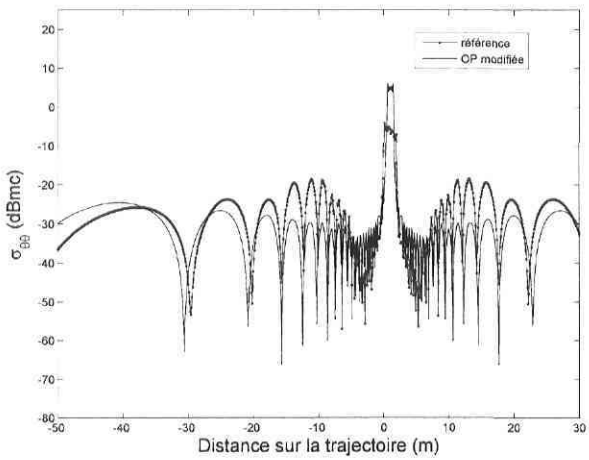
Lorsque l'angle entre l'axe du cylindre et la trajectoire est gardé constant, le changement de la distance de passage cause un changement de la puissance du signal de référence. Ceci est dû principalement au changement de l'angle d'incidente lorsqu'on éloigne la trajectoire du radar. Les prédictions de l'optique physique prouvent cette affirmation. En effet, on a vu que la SER de l'OP n'est pas influencée par la distance de la cible mais plutôt par l'orientation de celle-ci. Le changement d'amplitude est probablement aussi attribuable au passage du champ lointain au champ proche. On a vu dans la section précédente que la SER était sensible aux angles d'incidence $\theta = 0°$ et $90°$ lorsque le radar se rapprochait de la cible.

Dans les cas où la SER est obtenue à partir des méthodes de prédiction, les variations de puissance le long de la trajectoire sont similaires aux signaux de référence. La différence entre les courbes est assez faible pour toutes les géométries.

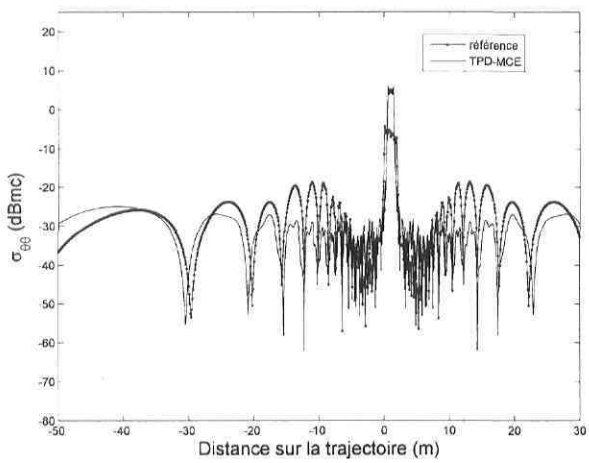
Les valeurs prédites de SER à une incidence normale ($\theta = 0°$) apparaissent au tableau 5.10 pour les géométries où le disque avant est visible. Les maxima de chaque technique sont donnés. On note que toutes les techniques prédisent une puissance égale ou légèrement inférieure à la valeur de référence.



(a) OP

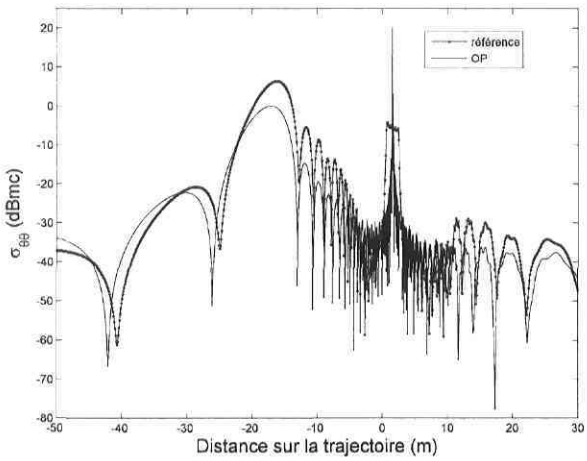


(b) OP modifiée

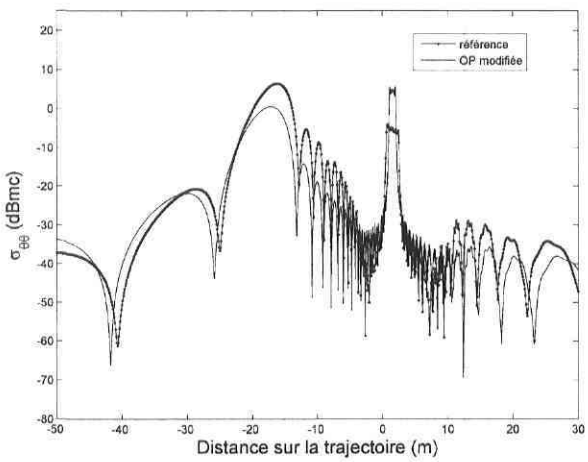


(c) TPD

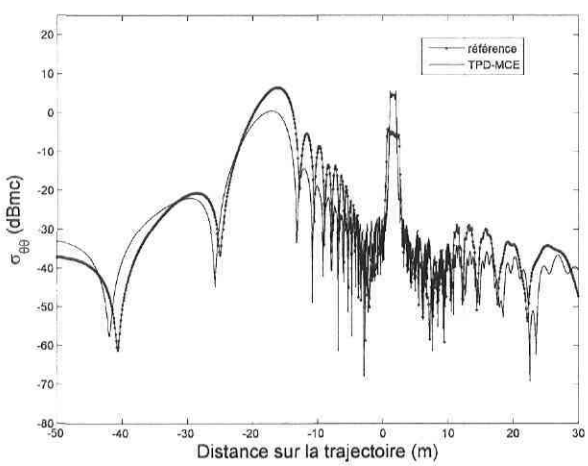
FIG. 5.52 – SER sur trajectoire ($\eta = 0°$ et distance minimale = 3 m)



(a) OP

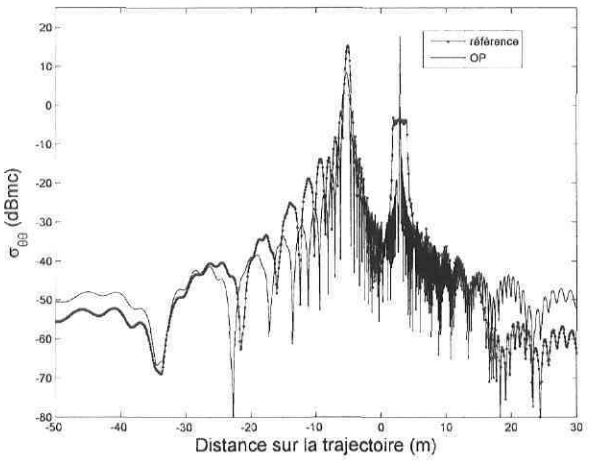


(b) OP modifiée

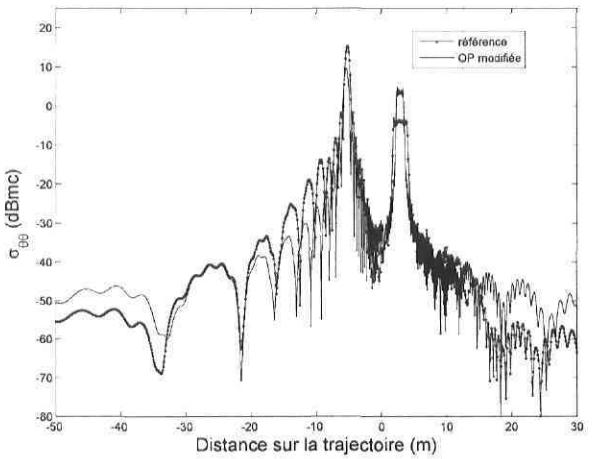


(c) TPD

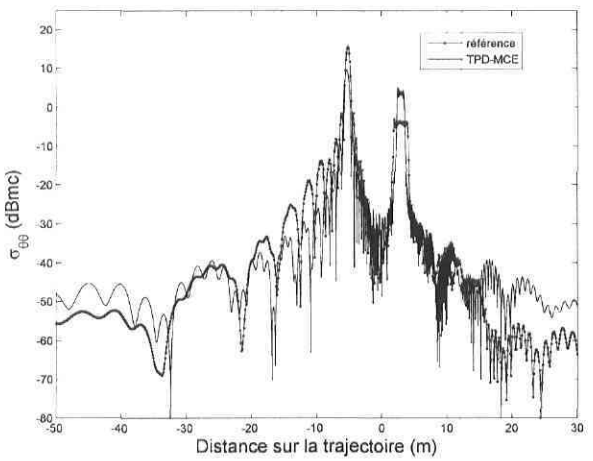
FIG. 5.53 – SER sur trajectoire ($\eta = 10°$ et distance minimale = 3 m)



(a) OP

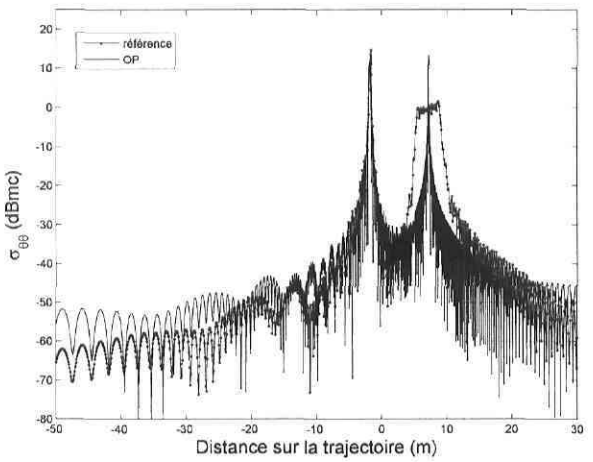


(b) OP modifiée

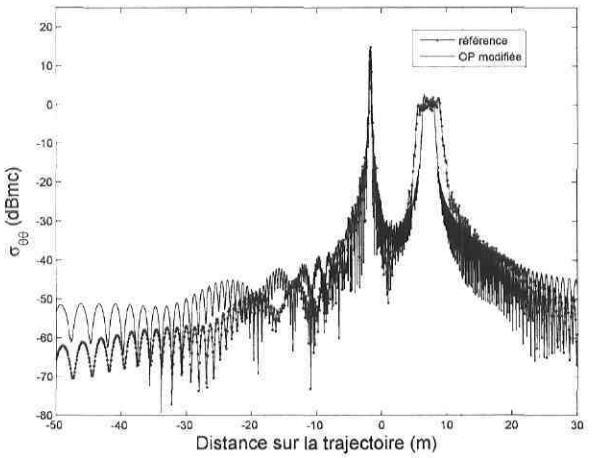


(c) TPD

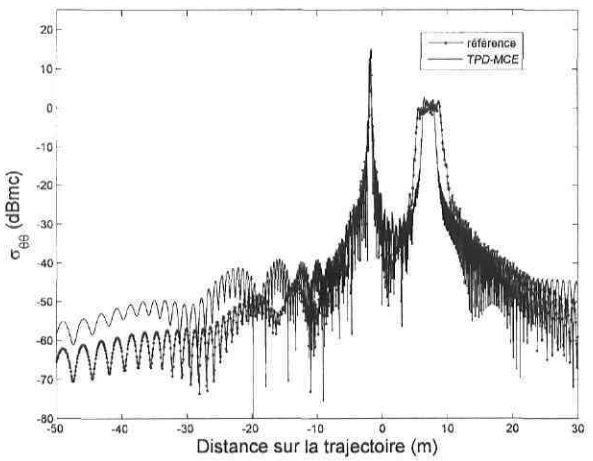
FIG. 5.54 – SER sur trajectoire ($\eta = 30°$ et distance minimale = 3 m)



(a) OP

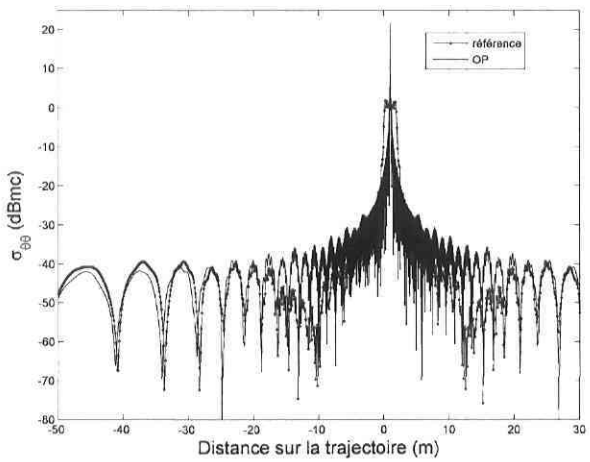


(b) OP modifiée

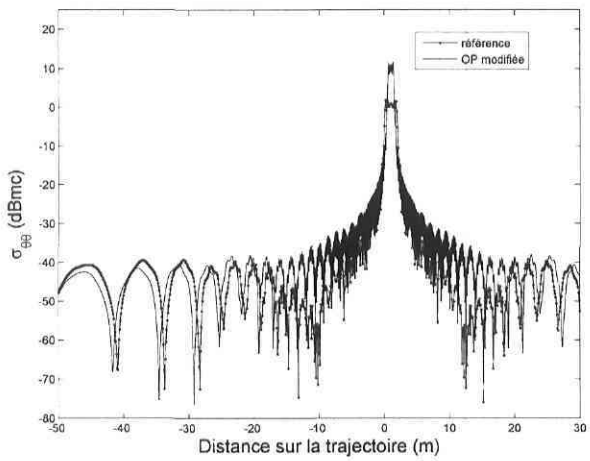


(c) TPD

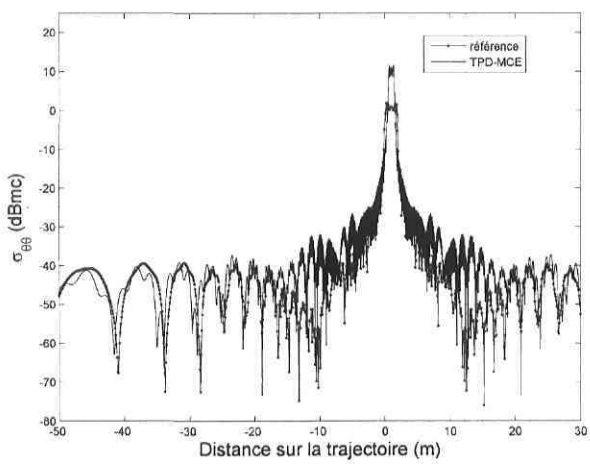
FIG. 5.55 – SER sur trajectoire ($\eta = 60°$ et distance minimale = 3 m)



(a) OP

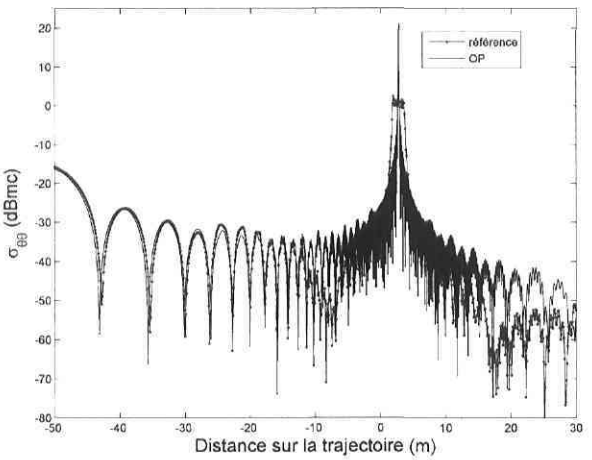


(b) OP modifiée

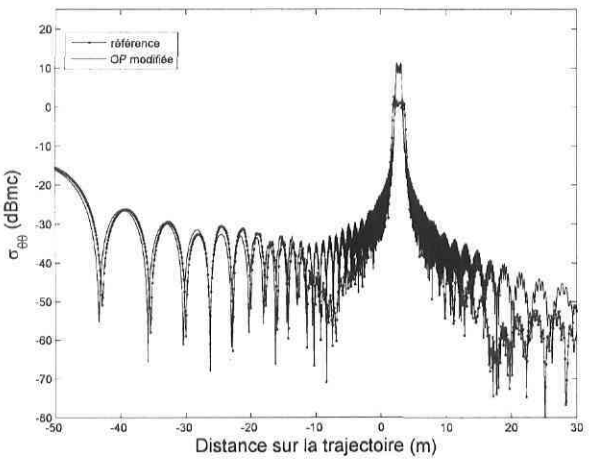


(c) TPD

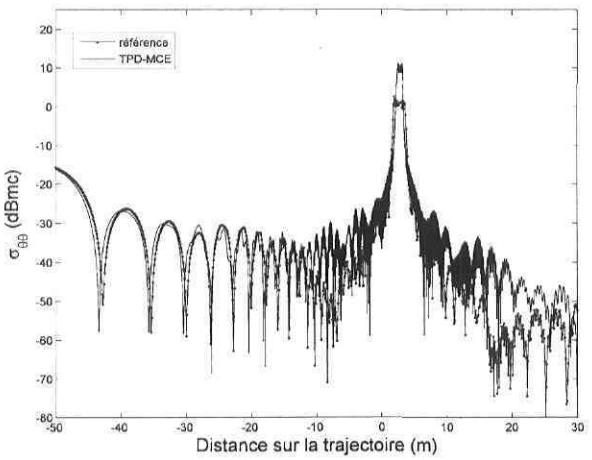
FIG. 5.56 – SER sur trajectoire ($\eta = 0°$ et distance minimale = 10 m)



(a) OP

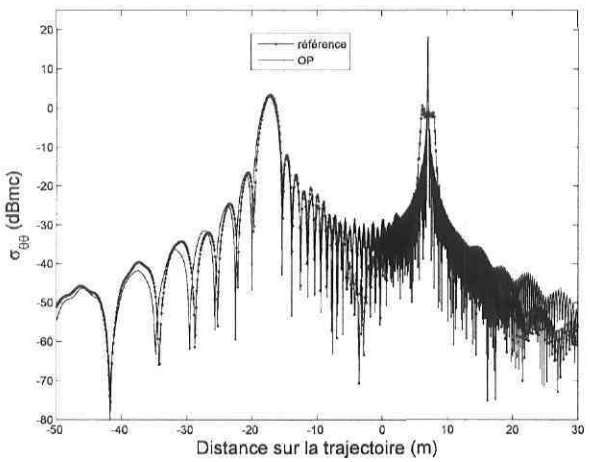


(b) OP modifiée

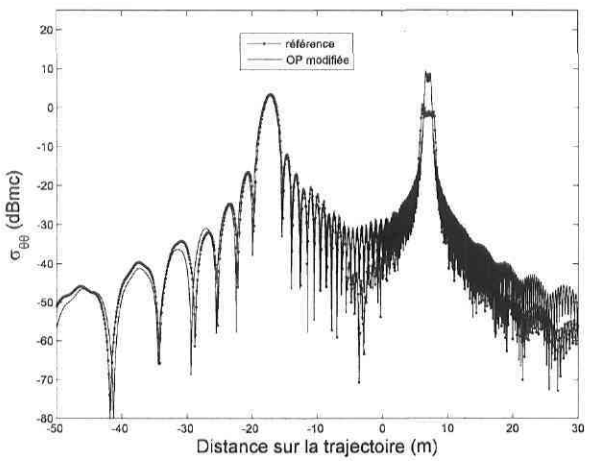


(c) TPD

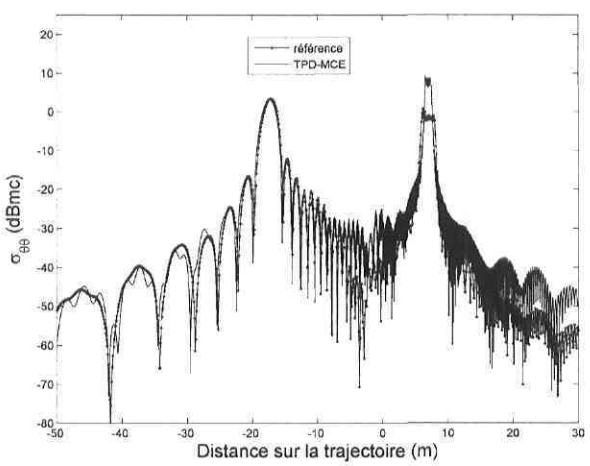
FIG. 5.57 – SER sur trajectoire ($\eta = 10°$ et distance minimale = 10 m)



(a) OP

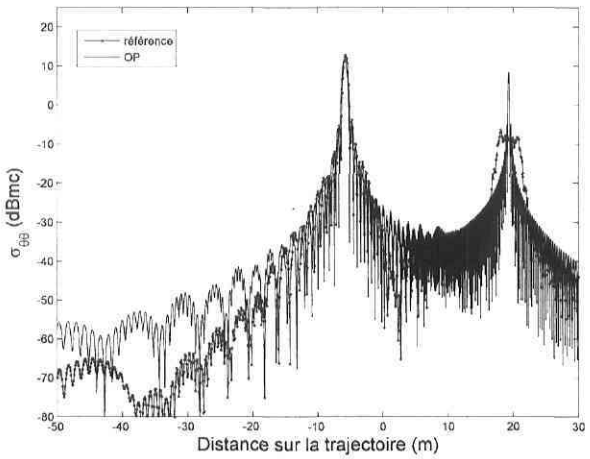


(b) OP modifiée

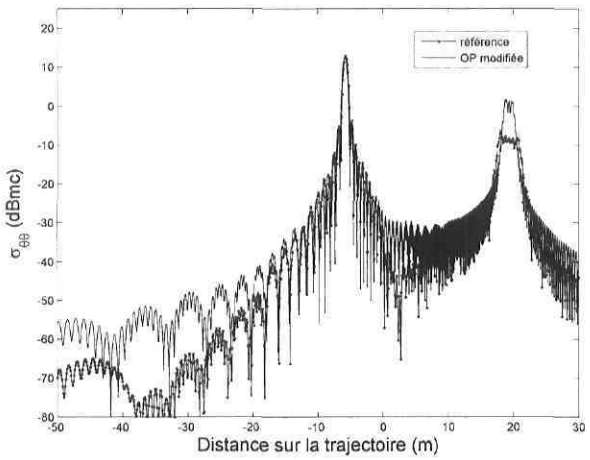


(c) TPD

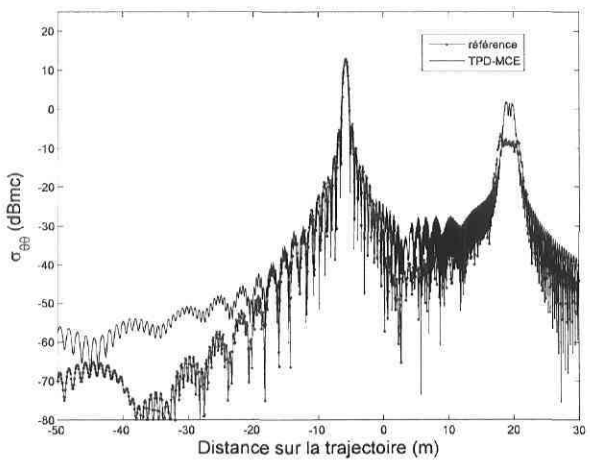
FIG. 5.58 – SER sur trajectoire ($\eta = 30°$ et distance minimale = 10 m)



(a) OP



(b) OP modifiée



(c) TPD

FIG. 5.59 – SER sur trajectoire ($\eta = 60°$ et distance minimale = 10 m)

TAB. 5.10 – Valeurs de SER pour une incidence normale

Angle cylindre-trajectoire (m)	Distance minimum (m)	$\sigma_{\text{référence}}$ (dBmc)	σ_{OP} (dBmc)	$\sigma_{\text{OP modifiée}}$ (dBmc)	σ_{PTD} (dBmc)
10	3	6.53	0.07	0.53	0.47
30	3	15.5	8.35	9.61	9.57
60	3	14.9	12.34	14.39	14.39
30	10	3.23	2.93	3.12	3.12
60	10	13.0	11.89	12.59	12.59

La SER à l'incidence $\theta = 90°$ est montrée au tableau 5.11 pour tous les scénarios. L'OP est inadéquate dans tous les cas car la cible est trop proche et la méthode est inadéquate dans le champ proche à cet angle d'incidence.

TAB. 5.11 – Valeurs de SER pour une incidence $\theta = 90°$

Angle cylindre-trajectoire (m)	Distance minimum (m)	$\sigma_{\text{référence}}$ (dBmc)	σ_{OP} (dBmc)	$\sigma_{\text{OP modifiée}}$ (dBmc)	σ_{PTD} (dBmc)
0	3	-7.05	21.68	4.65 - 5.87	5.25 - 5.93
10	3	-5.44	20.08	5.29 - 5.68	4.73 - 4.94
30	3	-3.51	17.97	3.54 - 4.35	4.04 - 4.20
60	3	1.22	13.54	2.81 - 1.53	1.29 - 1.51
0	10	1.31	21.80	10.16 - 10.16	10.49 - 10.16
10	10	0.73	21.20	10.54 - 10.25	10.52 - 10.23
30	10	-1.86	18.36	6.48 - 7.32	6.62 - 7.72
60	10	-7.07	8.4	0.79 - 0.88	1.68 - 0.48

À l'incidence à 90°, l'OP modifiée et la TPD produisent un pic comparable à la référence. Il est un peu plus étroit que celle-ci et il a une amplitude comparable ou plus élevée d'une dizaine de dBmc. Ces deux techniques possèdent une adaptation pour le champ proche qui cause l'élargissement du pic. La modification pour le champ proche améliore donc la capacité de prédiction de ces méthodes.

Il n'y a pas une technique de prédiction qui ajuste correctement ses creux avec ceux du signal de référence pour tous les cas. Quelques fois, l'OP ajuste correctement ses creux (figures 5.52 et 5.56) tandis que dans d'autres situations, c'est plutôt l'OP modifiée ou la TPD qui ajuste correctement leurs creux (figures 5.53 et 5.58). Malgré cela, le comportement

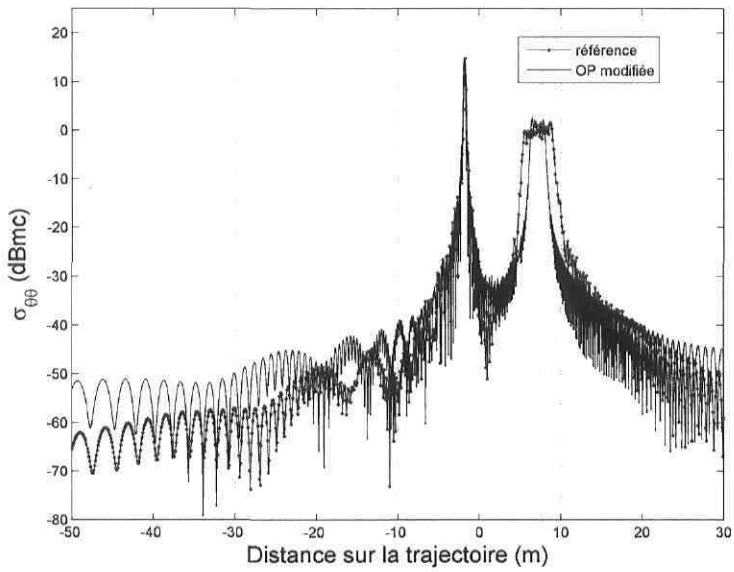
est assez semblable. L'OP modifiée et la TPD ajustent leurs creux aux mêmes endroits car la technique implantée de TPD inclut la technique de l'OP modifiée. En gros cependant, on observe un comportement entre les SER de référence et celles prédites qui ont de bonnes ressemblances au niveau des fluctuations.

Entre les pics maxima, la TPD produit un peu plus de fluctuations que les autres techniques (fig 5.54). L'effet de diffraction des arêtes est un peu plus important dans ces géométries mais le signal de référence ne fluctue pas autant. L'algorithme de TPD inclut l'effet OP modifiée et le courant non uniforme de champ lointain. Ceci ne représente plus la réalité car le signal de référence ne présente pas de telles variations de SER.

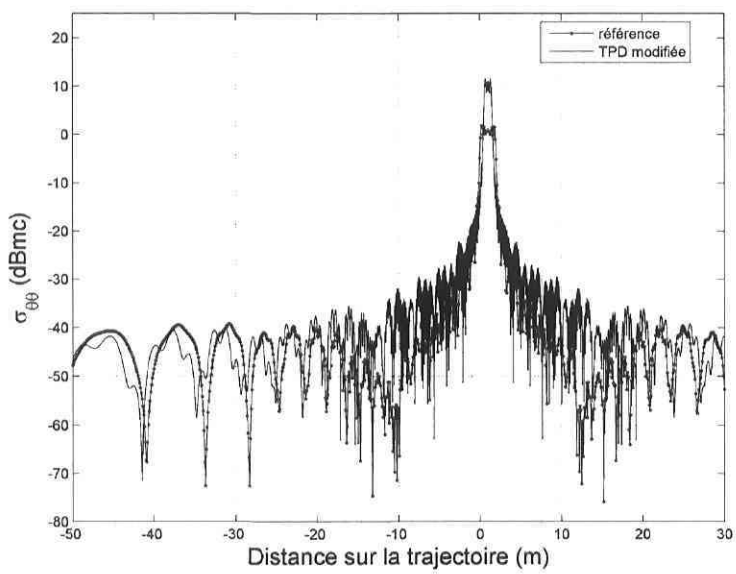
Les SER sur une trajectoire obtenues avec la TPD modifiée sont comparées aux signaux de référence (figure 5.60) pour deux géométries de rencontre. Les prédictions de SER contiennent plus de fluctuations que les signaux de référence. Ces prédictions sont similaires aux prédictions de la TPD mais parfois, l'amplitude des fluctuations de SER est légèrement plus importante que celle donnée par la TPD. Une piste de solution serait de considérer le champ incident comme une sphérique [18]. Afin de limiter l'ampleur de l'étude, on a décidé de ne pas analyser plus en profondeur cette méthode. Les SER sur une trajectoire obtenues avec la TPD modifiée pour toutes les géométries de rencontre sont données à l'annexe A.

La cible testée (le cylindre) n'est pas très critique pour la TPD. Les effets principaux sur la SER pour un cylindre proviennent de la plaque avant et du corps du cylindre. Dans ces parties, l'OP et l'OP modifiée donnent de très bonnes prédictions. Il est donc difficile ici de démarquer la TPD des autres méthodes.

Finalement, la modélisation de SER sur un trajectoire avec des points brillants fonctionne bien pour le cylindre. La TPD et l'OP modifiée donnent de bons résultats tandis que l'OP est moins bonne surtout du côté longueur du cylindre. La TPD modifiée donne des prédictions proches de celles de la TPD mais l'amplitude des fluctuations est parfois légèrement plus importante. Les modifications de champ proche de la TPD et de l'OP modifiée améliorent beaucoup la prédiction de SER le long d'une trajectoire. Ces deux dernières méthodes peuvent être utilisées pour développer des algorithmes qui estiment divers paramètres de la cible comme l'orientation de la cible, sa dimension, sa portée, sa vitesse, etc. Celles-ci peuvent aussi simuler des images SAR ou ISAR d'un radar très près de la cible en adaptant des techniques



(a) $\eta = 60°$ et distance minimale = 3 m



(b) $\eta = 10°$ et distance minimale = 10 m

FIG. 5.60 – SER sur trajectoire ($\eta = 0°$ et distance minimale = 10 m)

de champ lointain de simulation d'images SAR [35] ou ISAR [36]. Celles-ci peuvent nous servir aussi à l'estimation de paramètres de cible ou à la détection et classification de cibles.

5.4 Conclusion

Ce chapitre a discuté les SER obtenues avec quatre modèles mathématiques développés dans le chapitre précédent. Les prédictions de SER ont été comparées à diverses ciblesă : une plaque carrée et un cylindre en position fixe ainsi que dans le cas d'un radar se déplaçant vers un cylindre. La modélisation par points brillants est adéquate et les modifications de champ proche améliorent la prédiction de SER pour un radar qui s'approche de la cible. Les résultats obtenus sont très satisfaisants même pour la technique la plus simple.

Dans le cas du radar se déplaçant vers le cylindre, les quatre techniques évaluées donnent des prédictions relativement bonnes sur une partie importante des angles d'incidence. La prédiction pour le disque avant est similaire ou un peu inférieure. La forme de la courbe de la SER suit assez bien celle de la référence. Par contre, la prédiction sur le côté "longueur" du cylindre n'est pas bonne pour l'OP mais elle est assez bonne pour l'OP modifiée, la TPD et la TPD modifiée qui comportent une adaptation pour le champ proche.

Chapitre 6

Conclusion

Dans le cadre de la prédiction de la section efficace radar (SER) basée sur des modèles à facettes, l'objectif de ce travail était d'étudier différentes méthodes analytiques pour estimer l'amplitude et la phase des facettes afin d'obtenir une SER globale relativement précise pour la simulation d'un radar se déplaçant vers un cylindre. Quatre techniques ont été étudiéesă : l'optique physique (OP), l'OP modifiée pour le champ proche, la théorie physique de la diffraction (TPD) et la TPD modifiée.

L'OP a donné des résultats relativement bons. C'est un algorithme assez simple et la prédiction obtenue près de l'incidence normale est très bonne. Tel qu'attendu, sa prédiction se dégrade lorsqu'on s'approche de la cible et que l'on passe dans le champ proche.

L'OP modifiée pour le champ proche a aussi donné de très bons résultats. Avec la modification utilisée pour le champ proche, cette technique conserve l'efficacité de calcul de l'OP et sa plage de prédiction demeure bonne plus longtemps ($0° \leq \theta \leq 20°$) lorsque l'on s'approche de la cible.

La technique utilisant la TPD a donné de bons résultats mais elle ne s'est pas démarquée significativement des autres techniques. Pour la plaque, la TPD donne de meilleurs résultats que l'OP à partir de $\theta = 55°$ et son effet est pratiquement négligeable avant cet angle. Dans le cas des cylindres, la SER prédite ressemble beaucoup à la SER prédite par l'OP modifiée. On croit que pour un cylindre, les effets de diffraction sont plus faibles que les effets des

réflexions spéculaires. Il serait bon d'évaluer la méthode sur d'autres cibles.

La TPD modifiée pour le champ proche a été évaluée de façon sommaire. Elle ne se démarque pas clairement de la TPD. Elle donne de meilleurs résultats que la TPD pour des distances de cible aussi proches que 30 à 20% de la LCL. Cependant, elle donne de moins bons résultats que la TPD si le radar est à moins de 20% de la LCL. Pour la simulation de SER sur une trajectoire, elle donne des prédictions similaires à celles de la TPD mais l'amplitude des fluctuations est parfois légèrement plus importante. Elle a encore besoin d'être affinée.

La SER globale obtenue avec l'OP modifiée et la TPD est assez précise pour la simulation d'un radar se déplaçant vers la cible. Le comportement de la SER était similaire à la SER de référence. De plus, les niveaux d'amplitudes des pics correspondaient bien.

Les modifications en champ proche pour les méthodes de prédictions sont efficaces. Les méthodes ayant une adaptation pour le champ proche avaient de meilleures prédictions de SER que l'OP qui n'en possède pas. L'OP modifiée et la TPD ont clairement surpassé l'OP dans la simulation d'une SER le long d'une trajectoire. Cependant, la modification en champ proche pour les courants non uniformes ou de frange ne donne pas un avantage clair. Il faut raffiner cette méthode davantage.

L'approche par points brillants reste valide dans le champ proche. Il faut ajouter des zéros en réalité car il y a un lissage des courbes dans le champ proche. Ceci peut être fait en optimisant le modèle de points brillants pour le champ proche. Le niveau d'énergie et le taux de décroissance sont quand même bien prédits.

Pour améliorer les prédictions sur une trajectoire, il faudrait évaluer d'autres méthodes qui sont adaptées au champ proche. Les méthodes étudiées dans ce mémoire supposent qu'on émet une onde plane et qu'on reçoit dans le champ proche. Des algorithmes comme celui de Gordon, qui supposent l'émission d'une onde sphérique et une réception en champ proche, pourraient être préférables. Ces algorithmes n'ont pas été testés afin de limiter l'ampleur du travail.

Pour rendre nos méthodes plus générales, il faudrait tenir compte des réflexions multiples et des revêtements de surfaces. Les algorithmes de ce document ne peuvent traiter que des

cibles convexes composées de facettes parfaitement conductrices. Dans un premier temps, on pourrait ajouter les phénomènes d'ombrage c'est-à-dire lorsqu'une facette obstrue une autre facette ainsi que les phénomènes de réflexions multiples (réflexions facette-facette). Dans un deuxième temps, on pourrait implanter les matériaux absorbants radars (RAM) ainsi que les interactions arête-facette, facette-arête et arête-arête.

Bibliographie

[1] Bhalla, R., et Ling, H., *Near-field signature prediction using far-field scattering centers extracted from the shooting and bouncing ray technique*, IEEE Transactions on Antennas Propagation, vol. 48, No. 2, p. 337-338, fév. 2000.

[2] Knott, E.F, Shaffer, J.F. et Tuley, M.T., *Radar Cross Section*, 2ième édition, Raleigh, NC :SciTech Publishing, 2004, 611p.

[3] Ruck, G.T., Barrick, D.E., Stuart, W.D. et Krichbaum, C.K., *Radar Cross Section Handbook*, Vol. 1, Plenum Press, New York, 1970.

[4] Keller, J. B., *Geometrical theory of diffraction*, J. Opt. Soc. Amer., vol. 52, pp. 116-130, 1962.

[5] Keller, J. B., *Backscattering from a finite cone - Theory and Experiment*", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. AP-8, No. 2, pp. 411-412, March 1960.

[6] Bechtel, M.E. et Ross, R.A., *Radar scattering analysis*, CAL Report No. ER/RIS-10, Cornell Aeronautical Laboratory, Buffalo, New York, August 1966.

[7] Ross, R.A., *Scattering by a finite cylinder*, Proc IEE (London), pp. 864-868, July 1967.

[8] Ross, R.A., Bechtel, M.E., *Scattering-center theory and radar glint analysis*, IEEE Transactions on Aerospace and Electronics Systems, vol. AES-4, No. 5, p. 756-762, sep. 1968.

[9] Ross, R.A., *Backscattering from Square Plates Illuminated With Vertical Polarization*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 54, pp. 272-275, Jan. 2006.

[10] Bhattacharyya, A.K. et Sengupta, D.L., *Radar cross section analysis and control*, Norwood, MA :Artech House Inc., 1991, 289p.

[11] Delisle, G.Y., Lecours, M., Gonthier, G., Ratté, G. et Deschênes, C., *RCS of Projectiles - Analytical and Experimental Results*, Proc.of the National Radar Conference, Los Angeles, March 12-13, pp.83-88, 1986.

[12] Mensa, D.L., *High Resolution Radar Cross-Section Imaging*, Norwood, MA :Artech House Inc., 1991

[13] Whener, D., *High Resolution Radar*, Norwood, MA :Artech House Inc., 1987.

[14] Tsao, J. et Steinberg, B.D., *Reduction of sidelobe and speckle artifacts in microwave imaging : The CLEAN technique*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol.36, pp.543-556, Apr. 1988.

[15] Jiang, N., Wu, R. and Li, J., *Super resolution feature extraction of moving targets*, IEEE Transactions on Aerospace Electronic Systems, vol.37, pp.781-793, Jul. 2001.

[16] Hwang, J.-K. et Chen, Y.-C., *A combined detection-estimation algorithm for the harmonic-retrieval problem*, Signal Processing, vol.30, pp.177-197, 1993.

[17] Li, H.-T. et Djuric, P.M., *A novel approach to detection of closely spaced sinusoids*, Signal Processing, vol.51, pp.93-104, 1996.

[18] Gordon, W.B., *Near field calculations with far field formulas*, 1996 IEEE Antennas and Propagation Symposium Digest, vol.2, pp.950-953, 1996.

[19] Tu, M.-W., Gupta, I.J. et Walton, E.K., *Application of maximum likelihood estimation to radar imaging*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol.45, no. 1, pp.20-27, Jan. 1997.

[20] Vignaud, L., *Wavelet-RELAX feature extraction in radar images*, IEE Proceedings - Radar, Sonar and Navigation, vol. 150, no. 4, pp. 242-246, Aug. 2003.

[21] Balanis, C.A., *Antenna Theory, Analysis and Design*, New York : Harper & Row, 1982.

[22] Balanis, C.A., *Advanced Engineering Electromagnetics*, New York : John Wiley & Sons, ISBN 0-471-62194-3, 1989.

[23] Sarkar, T.K. et Pereira, O., *Using the Matrix Pencil Method to Estimate the Parameters of a Sum of Complex Exponentials*, IEEE Antennas and Propagation Magazine, vol. 37, no. 1, pp.48-55, Feb. 1995.

[24] Potter, L.C., Da-Ming Chiang, Carriere, R., Gerry, M.J., *A GTD-based parametric model for radar scattering*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol.43, no.10, pp.1058-1067, Oct 1995.

[25] Gerry, M.J., Potter, L.C., Gupta, I.J. et Van der Merwe, A., *A parametric model for synthetic aperture radar measurements*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol.47, no.7, pp.1179-1188, Jul. 1999.

[26] Akyildiz, Y. et Moses, R.L., *A scattering center model for SAR imagery*, DARPA, +1999.

[27] Moses, R.L., Potter, L.C., Chiang, H.-C., Koets, M.A. and Sabharwal, A., *A parametric attributed scattering center model for SAR automatic target recognition*, DARPA, +1999.

[28] Hurst, M.P. et Mittra, R., *Scattering center analysis via Prony's method*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol.35, pp.986-988, Aug. 1987.

[29] Steedy, W.M. et Moses, R.L., *High resolution exponential modeling of fully polarized radar returns*, IEEE Transactions on Aerospace Electronic Systems, vol.27, pp.459-469, May 1991.

[30] Sikta, F.A., Burnside, W.D. et Chu, T., *First-order equivalent current and corner diffraction scattering from flat-plate structures*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. AP=31, no. 4, pp. 584-589, July 1983.

[31] Cui, S.M., Jin, D.X. et Fang, D.G., *Scattering-center analysis of radar targets with the use of the matrix pencil method combined with the GTD-based model*, Microwave and Optical Technology Letters, vol.14, no. 4, pp.244-247, Mar. 1997.

[32] Jin, D.X., Cui, S.M. et Fang, D.G., *An efficient representation for radar scattering with the use of the genetic algorithm*, Microwave and Optical Technology Letters, vol.15, no. 1, pp.36-39, May 1997.

[33] Jin, D.X., Fang, D.G. et Cui, S.M., *Modeling a GTD-based radar target by the joint soft-threshoding maximum-likelihood method*, Microwave and Optical Technology Letters, vol. 15, no. 5, pp.332-334, Aug. 1997.

[34] Li, Q., Rothwell, E.J., Chen, K.-M.et Nyquist, D.P., *Scattering Center Analysis of Radar Targets Using Fitting Scheme and Genetic Algorithm*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol.44, no.2, pp.198-207, Feb. 1996.

[35] Kefeng, J., Yi, S. et Wenxian, Y., *Simulation of SAR image of ship*, IEEE, 2005 IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium Proceedings (25th) (IGARSS 2005), Seoul, Korea, July 2005.

[36] Xiaoyang, W., Chao, W. et Hong, Z., *Complex object's ISAR image simulation*, IEEE, 2005 IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium Proceedings (25th) (IGARSS 2005), Seoul, Korea, July 2005.

[37] Domingo, M. ; Torres, R.P. ; Catedra, M.F., *Calculation of the RCS from the interaction of edges and facets*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol.42, no.6, pp.885-888, Jun 1994.

[38] Domingo, M. ; Torres, R.P. ; Catedra, M.F., *Contribution of double interaction between edges and facets to monostatic RCS of complex targets*, Antennas and Propagation Society International Symposium, 1992. AP-S. 1992 Digest. Held in Conjuction with : URSI Radio Science Meeting and Nuclear EMP Meeting., IEEE , vol., no.pp.937-940 vol.2, 18-25 Jul 1992.

[39] Gordon, W.B., *Far field approximations to the Kirchoff-Helmholtz representations of scattered fields*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol.23, no.5, pp.590-592, July 1975.

[40] Ludwig, A.C., *Computation of radiation patterns involving numerical double integration*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, pp.767-769, Nov. 1968.

[41] Jenn, D.C., *Radar and Laser Cross Section Engineering*, American Institute of Aeronautics and Astronautics Inc., Washington, pp. 476, 1995.

[42] Moreira, F.J.S. and Prata, A., *A self-checking predictor-corrector algorithm for efficient evaluation of reflector antenna radiation integrals*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol.42, no.2, pp.246-254, Feb. 1994.

[43] Taboada, J.M., Obelleiro, F. et Rodrigeuz, J.L., *Improvement of the hybrid moment method-physical optics method through a novel evaluation of the physical optics operator*, Microwave and Optical Technology Letters, vol. 30, no. 5, pp.357-363, 2001.

[44] Bhalla, R., Ling, H., Moore, J., Andersh' D.J., Lee, S.W. and Hughes, J., *3D Scattering Center Representation of Complex Targets Using the Shooting and Bouncing Ray Technique : A Review*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation Magazine, vol. 40, no. 5, pp.30-39, Oct. 1998.

[45] Elking, D.M., Roedder, J.M., Car, D.D. et Alspach, S.D., *A review of high-frequency radar cross section analysis capabilities at McDonnell Douglas Aerospace*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation Magazine, vol. 37, no. 5, pp.33-43, Oct. 1995.

[46] Bhalla, R. and Ling, H., *Three-Dimensional Scattering Center Extraction Using the Shooting and Bouncing Ray Technique*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 44, no. 11, pp.1445-1453, Nov. 1996.

[47] Perez, J. et Catedra, M.F., *Application of physical optics to the RCS computation of bodies modeled with NURBS surfaces*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 42, no. 10, pp.1404-1411, Nov. 1994.

[48] Bhalla, R., Moore, J., and Ling, H., *A Global Scattering Center Representation of Complex Targets Using the Shooting and Bouncing Ray Technique*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 45, no. 12, pp.1850-1856, Oct. 1998.

[49] Hastriter, M.L. and Collins, P.J., *Range Dependent Target Scattering in the Intermediate Zone*, IEEE 1996 National Radar Conference, Ann Arbor, Michigan, pp. 387-392, May 1996.

[50] Mayhan, J.T., Burrows, M.L., Cuomo, K.M. and Piou, J.E., *High Resolution 3D "Snapshot" ISAR Imaging and Feature Extraction*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 37, no. 2, pp.630-641, Apr. 2001.

[51] Crabtree, G.D., *A numerical quadrature technique for physical optics scattering analysis*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 27, no. 5, Sep. 1991.

[52] Song, T. and Qi-zhong, L., *Facet Noise in RCS Prediction*, Proceeding 2003 6th International Symposium on Antennas, Propagation and EM Theory, IEEE,pp. 433-436, 2003.

[53] Harrington, R.F., *Field Computation by Moment Methods*, Malabar, FL :Robert E. Krieger Publishing Co. Inc., 1982, 229p.

[54] Ufimtsev, P.Y., *Method of Edge Waves in the Physical Theory of Diffraction*, Wright-Paterson AFB, OH : U.S. Air Force Foreign Tech. Div., Wright-Patterson AFB, 1971.

[55] Ufimtsev, P.Y., *Theory of Edge Diffraction in Electromagnetics*, Encino, CA, USA :Tech Science Press, ISBN :0-9657001-7-8, 2003, 420p.

[56] Sacchini, J.J., Steedly, W.M. et Moses, R.L., *Two-dimensional Prony modeling and parameter estimation*, IEEE Transactions on Signal Processing, vol. 41, no. 11, pp. 3127-3137, Nov 1993.

[57] Clark, M.P., *Using the EM algorithm to increase the number of signals estimable by 2-D parametric techniques*, IEEE Transactions on Signal Processing, vol. 44, no. 9, pp. 2365-2368, Sep 1996.

[58] Odendaal, J.W., Barnard, E., Pistorius, C.W.I., *Two-dimensional superresolution radar imaging using the MUSIC algorithm*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 42, no. 10, pp. 1386-1391, Oct 1994.

[59] Hua, Y., *Estimating two-dimensional frequencies by matrix enhancement and matrix pencil*, IEEE Transactions on Signal Processing, vol. 40, pp. 2267-2280, Sept. 1992.

[60] Chen, F.J., Fung, C.C., Kok, C-W. et Kwong, S., *Estimation of 2-dimensional frequencies using modified matrix pencil method*, 2005 IEEE 6th Workshop on Signal Processing Advances in Wireless Communications, pp. 850-854, 2005.

[61] Clark, M.P. et Scharf, L.L., *Two-dimensional modal analysis based on maximum likelihood*, IEEE Transactions on Signal Processing, vol. 42, pp. 1443-1452, June 1994.

[62] Kim, K.-T., Seo, D.-K. et Kim, H.-T., *Radar target identification using one-dimensional scattering centres*, IEE Proceedings - Radar, Sonar and Navigation, vol. 148, no. 5, pp. 285-296, Oct. 2001.

[63] Kyung-Tae Kim et Hyo-Tae Kim, *Two-dimensional scattering center extraction based on multiple elastic modules network*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 51, no. 4, pp. 848-861, April 2003.

[64] Wang, S-Y. and Jeng, S.-K., *A deterministic method for generating a scattering-center model to reconstruct the RCS pattern of complex radar targets*, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 39, no. 4, pp. 315-323, Nov 1997.

[65] Youssef, N.N., *Radar Cross Section of complex targets*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 77, no. 5, pp. 722-734, May 1989.

[66] Asvestas, J.S., *Line intégrals and physical optics. Part I : The transformation of the solid-angle surface integral to a line integral*, J. Opt. Soc. Am., vol. 2, no. 6, pp. 891-895, June 1985.

[67] Asvestas, J.S., *Line intégrals and physical optics. Part II : The conversion of the Kirchoff surface integral to a line integral*, J. Opt. Soc. Am., vol. 2, no. 6, pp. 896-902, June 1985.

[68] Domingo, M. ; Rivas, F. ; Perez, J. ; Torres, R.P. ; Catedra, M.F., *Computation of the RCS of complex bodies modeled using NURBS surfaces*, Antennas and Propagation Magazine, IEEE , vol. 37, no. 6, pp. 36-47, Dec 1995

[69] de Adana, F.S., Diego, I.G., Blanco, O.G., Lozano, P. et Catedra, M.F., *Method based on physical optics for the computation of the radar cross section including diffraction and double effects of metallic and absorbing bodies modeled with parametric surfaces*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol.52, no.12, pp.3295-3303, Dec 2004.

[70] Legault, S.R., *Refining physical optics for near-field computations*, Electronics Letters , vol. 40, no. 1, pp. 71-72, 8 Jan. 2004

[71] Knott, E.F., Senior, T.B.A., *Comparison of three high-frequency diffraction techniques*, Proceedings of the IEEE , vol. 62, no. 11, pp. 1468-1474, Nov. 1974.

[72] Knott, E.F., *A progression of High-Frequency RCS Prediction Techniques*, Proceedings of the IEEE , vol. 73, no. 2, pp. 252-264, Feb. 1985.

[73] Knott, E.F., *The relationship between Mitzner's ILDC and Michaeli's equivalent edge currents*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. AP-33, no. 1, pp. 112-114, Jan 1985.

[74] Michaeli, A., *Equivalent edge currents for arbitrary aspects of observation*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. AP-32, no. 3, pp. 252-258, March 1984.

[75] Michaeli, A., *Elimination of Infinities in Equivalent Edge Currents, Part I : Fringe Current Component*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. AP-34, no. 7, pp. 912-918, July 1986.

[76] Michaeli, A., *Elimination of Infinities in Equivalent Edge Currents, Part II : Physical optics Component*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. AP-34, no. 7, pp. 1034-1037, Aug. 1986.

[77] Michaeli, A., *Equivalent currents for second-order diffraction by edges of perfectly conducting polygonal surfaces*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. AP-35, no. 2, pp. 183-190, Feb. 1987.

[78] Sakina, K.I., Cui, S. et Ando, M., *Mathmatical derivation of modified edge representation for reduction of surface radiation integral*, IEICE Trans. Electron., vol. E84-C, no. 1, pp. 74-83, Jan. 2001.

[79] Ando, M., Murasaki, T. Gokan, T., *Equivalent edge currents of physical optics components for flat plate*, Antennas and Propagation Society International Symposium, 1991. AP-S. Digest , vol. 1, pp.6-9, 24-28 Jun 1991.

[80] Ando, M., Murasaki, T. et Kinoshita, T., *A new definition of equivalent edge currents ofr PO/Fringe-current/GTD fields*, IEICE, Tech. Rep., AP90-33, pp. 9-15, July 1990.

[81] Weijiang, Z., Shuxi, G. et Qizhong, L. *New expressions for equivalent edge currents*, Antennas, Propagation and EM Theory, 2000. Proceedings. ISAPE 2000. 5th International Symposium on , pp. 325-328, 2000.

[82] de Adana, F.S., Nieves, S., Garcia, E., Gonzalez, I., Gutierrez, O. et Catedra, M.F., *Calculation of the RCS from the double reflection between planar facets and curved surfaces*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 51, no. 9, pp. 2509-2512, Sep 2003.

[83] de Adana, F.S., Gonzalez, I., Gutierrez, O., Catedra, M.F., *Asymptotic method for analysis of RCS of arbitrary targets composed by dielectric and/or magnetic materials*, IEE Proceedings - Radar, Sonar and Navigation, vol. 150, no. 5, pp. 375-378, 2 Oct. 2003.

[84] Weinmann, F., *Ray tracing with PO/PTD for RCS modeling of large complex objects*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 54, no. 6, pp. 1797-1806, June 2006.

[85] Lee, C.E., *Computing the apparent centroid of radar targets*, IEEE 1996 National Radar Conference, Ann Arbor, Michigan, pp. 166-171, May 1996.

[86] Sandy Sefi, Jesper Oppelstrup, *Physical Optics And NURBS for RCS Calculations*, Proceedings EMB04 Conference on Computational Electromagnetics - Methods and Applications, Göteborg, Sweden, October 2004.

[87] Jeng, S.-K., *Near-field scattering centers by physical theory of diffraction and shooting and bouncing rays*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 48, no. 2, pp. 551-558, Apr 1998.

[88] Burke, G.J., Poggio, A.J., *Numerical Electromagnetics Code (NEC) Part III : User's Guide*, Laurance Livermore Laboratory, pp. 131, Sept. 1996.

[89] Ling, H. ; Chou, R.-C. ; Lee, S.-W., *Shooting and bouncing rays : calculating the RCS of an arbitrarily shaped cavity*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. AP-37, no. 2, pp. 194-205, Feb 1989.

[90] Baumgart, Bruce G., *Winged-Edge Polyhedron Representation for Computer Vision*, National Computer Conference, Stanford University, Stanford, California, 1975. http ://www.baumgart.org/winged-edge/winged-edge.html

[91] Mitzner, K.M., *Incremental length diffraction coefficients*, Northrop Corp., Tech. Rep. AFAL-TR-73-296, Apr. 1974, (disponible sous NTIS AD918861).

[92] Pathak, P.H., *Techniques for high-frequency problems*, dans Lo, Y.T. et Lee, S.W. (Eds) : "Antenna Handbook", (Van Nostrand Reinhold Company Inc. 1988), Chap. 4, pp 96-115.

[93] Brown, R.T., *Treatment of singularities in the physical theory of diffraction*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. AP-32, no. 6, pp. 640-641, juin 1984.

[94] Trucco, E. et Verri, A. *Introductory techniques for 3-D computer vision*, Upper Saddle River, NJ :Prentice Hall, Inc., 1998, 343p.

[95] Watt, A.H. *3D computer graphics*, 3ième édition, Addison Wesley, 2000, 570p.

[96] Persson, Per-Olof et Strang, G. *A Simple Mesh Generator in MATLAB*, SIAM Review Vol. 46 (2), 2004.

[97] http ://www.pointwise.com/gridgen/

[98] http ://www.qinetiq.com/home/defence/maritime/marine_structures.html

Annexe A

SER sur trajectoire avec TPD modifiée

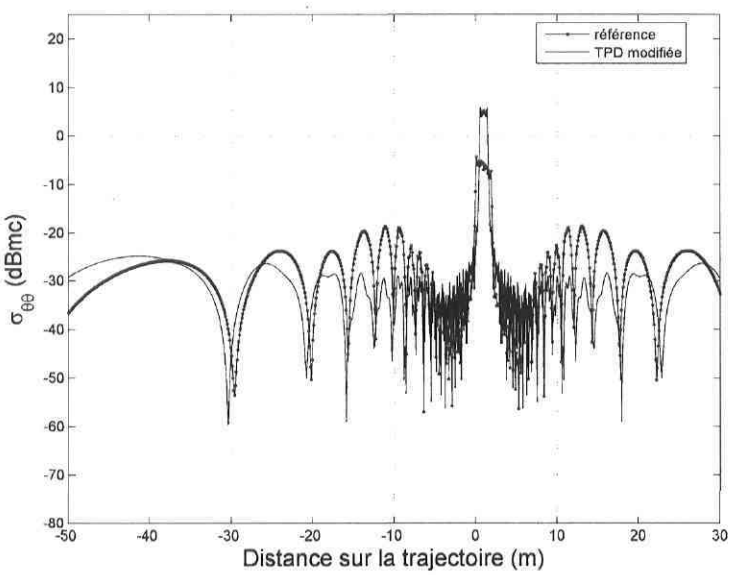


FIG. A.1 – $\eta = 0°$ et distance minimale = 3 m

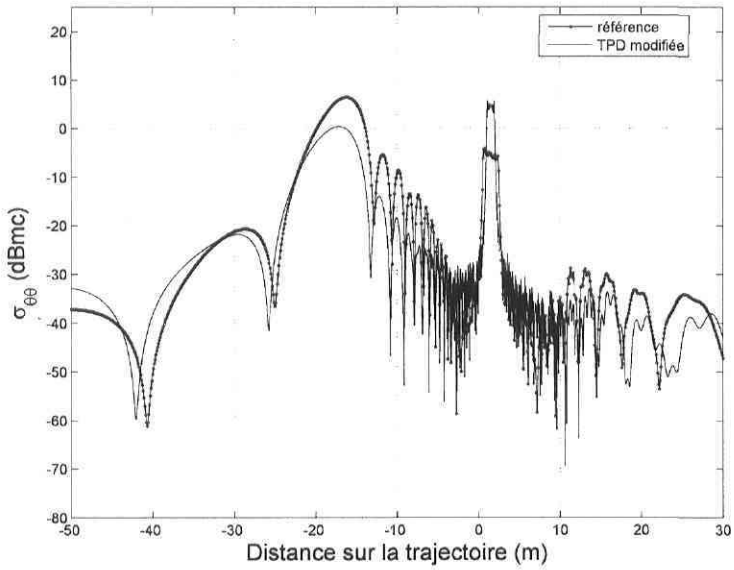


FIG. A.2 – $\eta = 10°$ et distance minimale = 3 m

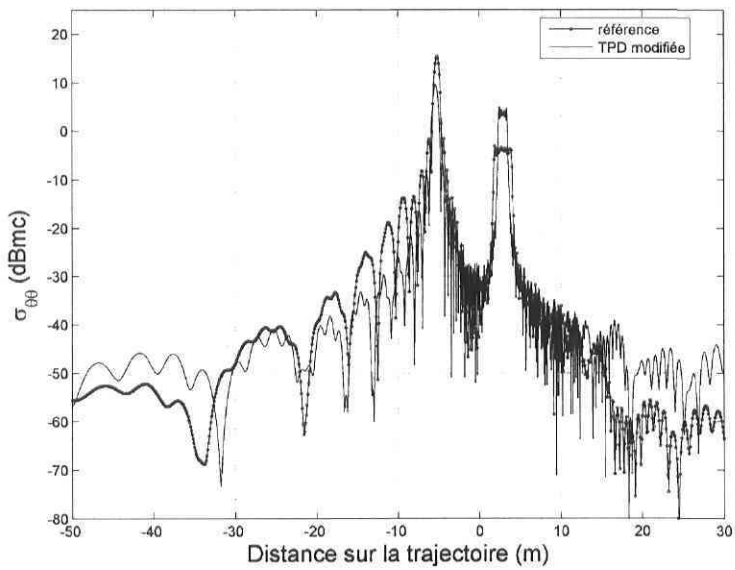


FIG. A.3 – $\eta = 30°$ et distance minimale = 3 m

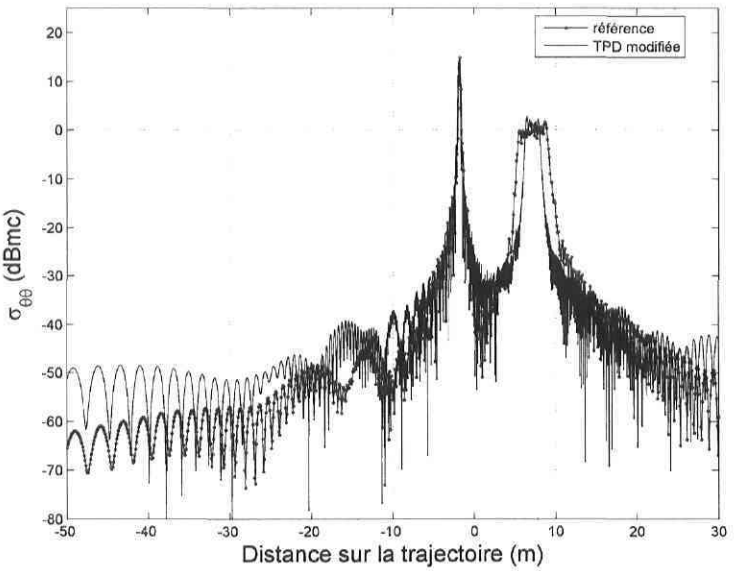


FIG. A.4 – $\eta = 60°$ et distance minimale = 3 m

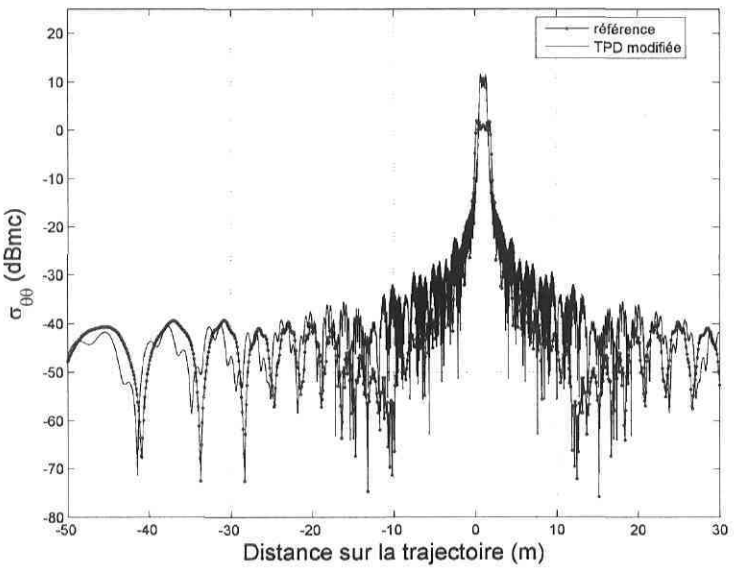


FIG. A.5 – $\eta = 0°$ et distance minimale = 10 m

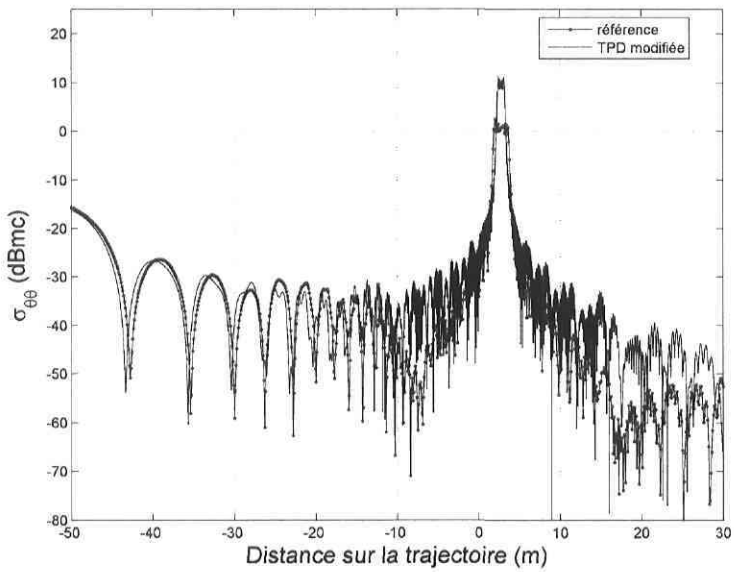


FIG. A.6 – $\eta = 10°$ et distance minimale = 10 m

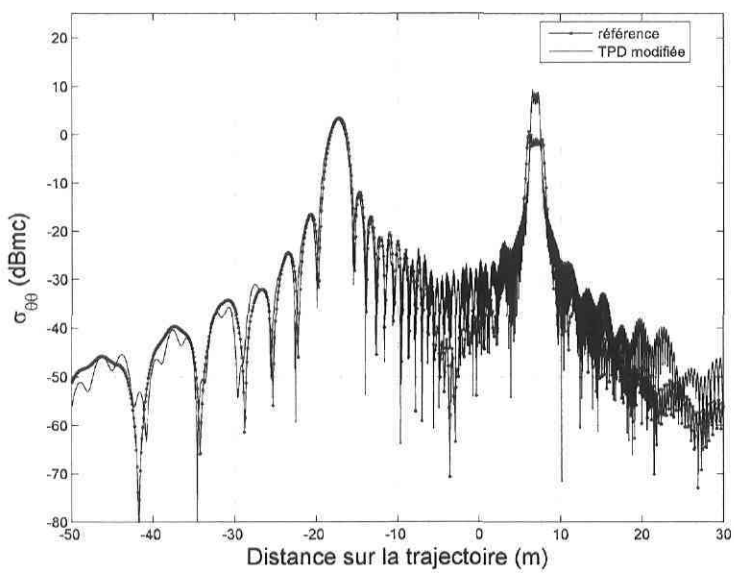


FIG. A.7 – $\eta = 30°$ et distance minimale = 10 m

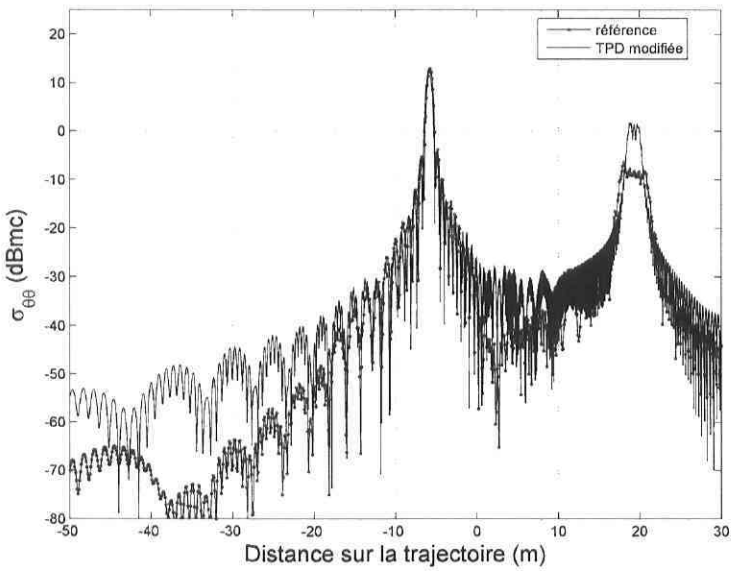


FIG. A.8 – $\eta = 60°$ et distance minimale = 10 m

Annexe B

Listage des programmes utilisés

B.1 SER de plaques avec la théorie géométrique de la diffraction

```
function [outS,outD,ang] = ser_plaque(cote)
%% "ser_plaque" calcule la SER d'une plaque avec les effets de diffraction
% simple pour les quatre bords et une contribution double du bord arrière.
%
% Inputs:
%   cote = longueur d'un coté de la plaque carrée en lambda
%
% Outputs:
%    outS - SER incluant les diffractions simples (dBmc)
%    outD - SER incluant les diffractions simples et une double (dBmc)
%    ang - angle d'incidence (degré)
%
% Example:
%   [outS,outD,ang] = ser_plaque(2); %génère prédictions pour plaque de 2x2
%
% Other m-files required: none
% Subfunctions: none
% MAT-files required: none
%
% Author: F. Côté
% Last revision: 4-fév-2007

freq = 0.2998;          % fréquence en GHz
c = 3e8;              % vitesse de la lumière
lambda = c/(freq*1e9);     % longueur d'onde
k = 2*pi/lambda;     % nombre d'onde

alph = (0:0.5:90)' .* (pi/180); % plage d'angle à balayer
a = 0.5*cote*lambda;    % demi-longeur d'un côté (côté = 2a)
%a = 1.5*lambda;        % demi-longeur d'un côté (côté = 2a)
%a = 1.625*lambda;        % demi-longeur d'un côté (côté = 2a)

%%%% Diffraction simple

x = 2*k*a*sin(alph);  %
sincx = sinc(x./pi);
```

```
s1 = 1/sqrt(pi) .* ((j*2*k*a.^2 .* sincx - 2*a .* cos(x)) ...
    + (j*2*k*a^2 .* sincx + 2*a.*sincx));

outS = 10*log10(abs(s1).^2+eps);

%plot(alph.*(180/pi),outS);

%%%% Diffraction double

y = k*a .* (-1+sin(alph));
sincy = sinc(y./pi);

F1F3 = 2 * cos(pi/4 + alph./2);
cte1 = sqrt(7 / (2*pi*k*a));
indice1 = find(F1F3 < cte1);
F1F3(indice1) = cte1;
%F1F3(F1F3 < cte1) = cte1;

invF2 = cos(pi/4 + alph./2);
cte2 = sqrt(5 / (2*k*a));
indice2 = find(invF2 < cte2);
invF2(indice2) = cte2;
%invF2(invF2 < cte2) = cte2;
F2 = 1./invF2;

c1 = sin(alph).^2 ./ (k*a);
rho1 = -3*pi/4 + pi/(k*a);

f = c1 .* exp(j*rho1) .* (j*2*k*a.^2.*sincy.*F1F3 - 2*a*F2 .* cos(y));
%cteC = pi/4 + alph./2;
cteA = (1./(2*sqrt(2) .* sin(pi/4 + alph./2)));
cteB = exp(j*k*a*(1+sin(alph)));
s2 = f .* cteA .* exp(j*pi/4) .* cteB;

sD = s1 + s2;
outD = 10*log10(abs(sD).^2+eps);
ang = alph.*(180/pi);

% figure; plot(alph.*(180/pi),outS,'-o',alph.*(180/pi),outD,'-^','MarkerSize',3);
% legend('diffraction simple','diffraction simple + double');
% xlabel('Angle \theta (degré)');
% ylabel('\sigma_{\theta\theta} (dBmc)');
% title(['SER plaque ', num2str(2*a/lambda),'\lambda x ', num2str(2*a/lambda),'\lambda']);
% grid;
```

B.2 SER de cylindres avec la théorie géométrique de la diffraction

```
function [serOut,angOut] = SERcylindre6(rayon,TJ)
% Calcul de la SER d'un cylindre selon l'OP et la TGD pour
% un angle theta donné.
%
% NOTE: Le cylindre a une longueur de 0.3 m (voir variable "len"). Voir
% aussi la partie initialisation des variables.
%
% Inputs:
%    rayon - rayon du cylindre
%    TJ - angle d'incidence pour délimiter la zone entre l'OP et la TGD
%
% Outputs:
%    serOut - vecteur de SER en dBmc
%    angOut - vecteur d'angle en degré
%
% Example:
%       [ser,ang] = SERcylindre6(0.05,11);      % pour cylindre c1030
%       [ser,ang] = SERcylindre5(0.10,4);       % pour cylindre c2030
```

```
%
% Other m-files required: none
% Subfunctions: none
% MAT-files required: none

% Author: F. Côté
% Last revision: 4-fév-2007

% USAGE:

% Initialisation de variables
%freq = 17*10^9;          % frequence du radar
freq = 10*10^9;          % frequence du radar
c = 3*10^8;              % vitesse de la lumière
lambda = c/freq;         % longueur d'onde du radar
k = 2*pi/lambda;         % nombre d'onde
polari = 'perpendiculaire';

%rayon = 0.05;             % Rayon cylindre (m) (c1030)
% rayon = 0.1;            % Rayon cylindre (m) (c2030)
%len = 2;        % Longueur cylindre
len = 0.3;       % Longueur cylindre
h = len/2;       % demi-longueur du cylindre (longueur = 2h) (m)
betaa = 0;       % bisecteur de l'angle bistatique
a = rayon;       % Rayon cylindre (m)

%TJ = asin(0.3049*lambda/rayon); % jonction théorique PO-GTD
TJ = TJ*pi/180; % jonction théorique PO-GTD
n = 3/2;                % angle extérieur du coin

ang = (0:0.02:180)' .* (pi/180);
nTheta = length(ang);   % nb d'angle à calculer
ser = zeros(nTheta,1);  % initialisation

% boucle principal
for m = 1:nTheta,

    theta = ang(m);

    % conversion des angles dans le bon cadran
    if theta < 0, theta = 2*pi + theta; end;
    if theta <= pi/2,
        theta = theta;   % fait rien
    elseif theta <= pi,
        theta = pi - theta;
    elseif theta <= 1.5*pi,
        theta = theta - pi;
    elseif theta <= 2*pi,
        theta = 2*pi - theta;
    else
        error('erreur d''angle');
    end;

    % Calcul de SER
    if theta < eps,
        ser(m) = pi * k^2 * rayon^4;

    elseif theta <= TJ,
        cte = 2*k*rayon*sin(theta);
        ser(m) = pi * rayon^2 * abs(besselj(1,cte)/tan(theta))^2;

    elseif theta < pi/2,

        phi = theta;

        cte1 = 2/3 * sin(2*pi/3);
        cte2 = sqrt(a*csc(phi)/(k*cos(betaa/2)));
        cos2p3 = cos(2*pi/3);
        cos2B3 = cos(2*betaa/3);

        s1 = cte1 .* cte2 .* ((1./(cos2p3 - cos(2/3.*(pi + 2.*phi)))) - ...
            (1./(cos2p3 - cos2B3)));

        s2 = cte1 .* cte2 .* ((1./(cos2p3 - cos(4.*phi./3))) - ...
            (1./(cos2p3 - cos2B3)));
        if(phi < betaa/2), s2 = 0; end;
```

```
        s3 = cte1 .* cte2 .* ((1./(cos2p3 - cos(2/3.*(pi - 2.*phi)))) - ...
             (1./(cos2p3 - cos2B3)));
        if (phi > (pi/2 - betaa/2)), s3 = 0; end;

        kcosB2 = k * cos(betaa/2);
        alpha1 = -2.* kcosB2 .* (a.*sin(phi) + h.*cos(phi)) + pi/4;
        alpha2 = -2.* kcosB2 .* (a.*sin(phi) - h.*cos(phi)) + pi/4;
        alpha3 = 2.* kcosB2 .* (a.*sin(phi) - h.*cos(phi)) - pi/4;

        %%%% Calcul SER
        sigma = s1.*exp(j.*alpha1) + s2.*exp(j.*alpha2) + s3.*exp(j.*alpha3);
        ser(m) = abs(sigma).^2;

    elseif theta == pi/2,
        cte2 = k*len*cos(theta);
        ser(m) = k*rayon*len^2*(sin(theta)^2)*sinc(cte2/pi);
    else
        error('Cas imprévu ... réviser le modèle');
    end;

end;
angOut = ang*180/pi;
serOut = 10*log10(ser+eps);

% Affichage des résultats
figure; plot(ang*180/pi, serOut);
xlabel('Angle \theta (degré)');
ylabel('\sigma_{\theta\theta} (dBmc)');
title(['SER cylindre ', num2str(2*rayon/lambda),'\lambda x ',...
    num2str(len/lambda),'\lambda']);
grid;
```

B.3 SER avec l'optique physique

```
 function [serTh,serPh,phaseTh,phasePh] = ...
     poSer6(coord,facet,portee,comment,freq,tstart,tstop,delt)
% "POSer6" calcule la SER d'une cible selon la théorie de l'optique
% physique. La cible est définie par des facettes triangulaires.
%
% Inputs:
%   coord   = liste des coordonnées x,y,z des vertices.
%   facet   = # des noeuds ou vertices composant un triangle
%   portee  = portee du radar en mètre
%   comment = chaine de texte ajouté au graphique et au fichier de sortie
%   freq    = fréquence du radar en GHz
%   tstart  = angle d'incidence de départ
%   tstop   = angle d'incidence d'arrêt
%   delt    = incrément de l'angle d'incidence
%
% Outputs:
%    serTh - SER selon theta (dBsm)
%    serPh - SER selon phi (dBsm) (pas testé)
%    phaseTh - vecteur d'angle d'incidence selon theta (degré)
%    phasePh - vecteur d'angle d'incidence selon phi (pas testé)
%
% Example:
%   [serTh,serPh,phaseTh,phasePh]=poSer6(coord,facet,5000,'5x5',0.3,0,90,0.25);
%
% Other m-files required: EsFacette5, createFigureGeometrie,
%                         spheric2cart
% Calling functions: demoSER
% MAT-files required: none

% Author: F. Côté
% Last revision: 4-fév-2007

%...    réarrangement des données d'entrée dans le bon format
ntria = size(facet,1);  % nb de triangles dans le modèle
```

```
vind = facet(:,1:3);     % matrice d'indexe des vertices
x = coord(:,1);
y = coord(:,2);
z = coord(:,3);
r = coord;               % matrice contenant tous les vertices

%...    dessine les surfaces du modèle
%
if(1),
    createFigureGeometrie(coord,facet);
end;

%...    définition de paramètres
%
obs = portee;
c = 3e8;              % vitesse de la lumière dans le vide
i_pol  = 1;           % polarization de l'onde incidente (vert=1; hori=0)
% iflag = 0;            % turn off illumination test completely if iflag = 1

%tstart = 0;         % theta de départ
%tstop  = 90;          % theta de fin
%delt   = 0.5;         % incrément de theta
pstart = 0;           % phi de départ
pstop  = 0;           % phi d'arrêt
delp   = 1;           % incrément de phi

%...    paramètres dérivées
%
wave   = c/(freq * 10^9);    % wavelength lambda
% bk     = 2*pi/wave;          % nombre d'onde
rad    = pi/180;             % conversion degré en radian

%...    Définition de l'onde incidente
%
if i_pol == 1         % polarisation verticale
    Et = 1+j*0;
    Ep = 0+j*0;
else                  % polarisation horizontale
    Et = 0+j*0;
    Ep = 1+j*0;
end

%...    Calcul vecteurs de bord, normale, aire de facette et angles
%      d'orientation p/r au système de coordonnées World
%
N = zeros(ntria,3);
for i = 1:ntria,
    A = r(vind(i,2),:) - r(vind(i,1),:);
    B = r(vind(i,3),:) - r(vind(i,2),:);
    N(i,:) = - cross(B,A);
    Nn = norm(N(i,:));
    N(i,:) = N(i,:)/Nn; % vecteur normal unitaire
    % rotation angles pour orienter coord. World en coord. facette (locale)
%     beta(i) = acos(N(i,3));
%     alpha(i) = atan2(N(i,2),N(i,1));
end

%...Début des calculs
%
txt = ['Calcul de la SER avec OP, fichier: po_',comment,'.mat'];
hwait=waitbar(0,txt);
%pause(0.1);

%...    préparation de la boucle sur theta et phi
%
% if tstart == tstop, thr0 = tstart*rad; end;
% if pstart == pstop, phr0 = pstart*rad; end;
it = floor((tstop-tstart)/delt) + 1;
ip = floor((pstop-pstart)/delp) + 1;

for i1 = 1:ip,              % Boucle sur les phi
    for i2 = 1:it,          % Boucle sur les theta
        waitbar(((i1-1)*it+i2)/(ip*it));    % progression des calculs

        phi(i1,i2) = pstart + (i1-1)*delp;
        theta(i1,i2) = tstart + (i2-1)*delt;
        phr = phi(i1,i2)*rad;
```

```
        thr = theta(i1,i2)*rad;

        % Xfo de onde incidente de coord. sphérique à coord. cartésiennes World
        Eic = spheric2cart(thr,phr) * [0;Et;Ep];

        % Début boucle sur les triangles
        sumt = 0;
        sump = 0;

        for m = 1:ntria,
            [Ets,Eps] = EsFacette5(Eic,N(m,:),wave,x,y,z,vind(m,:),thr,phr,obs);
%           Etd = 0;  Epd = 0;

            %Sum over all triangles to get the total field
            sumt = sumt + Ets;
            sump = sump + Eps;
        end      % Fin boucle sur les triangles

        Sth(i1,i2) = 10*log10(4*pi*abs(sumt)^2/wave^2+eps);
        Sph(i1,i2) = 10*log10(4*pi*abs(sump)^2/wave^2+eps);

    end;     % Fin boucle sur theta
end;         % Fin boucle sur phi

close(hwait);

%...    Affichage de résultats
%
figure; plot(theta,Sth);
title('SER calculée avec l''optique physique');
ylabel('Amplitude (dBmc)');
xlabel('Angle (degré)');
grid


%...    Sortie des résultats
%
serTh = Sth;     % amplitude (dB) selon theta
serPh = Sph;     % amplitude (dB) selon phi
phaseTh = theta;
phasePh = phi;

% sauve données
chaineCommande = ['save po_',comment,'.mat serTh phaseTh -mat'];     % avec PO
% chaineCommande = 'save po_c2030b.mat serTh phaseTh -mat';      % avec PO
eval(chaineCommande);



function createFigureGeometrie(coord,facet)
% Crée une figure de la géométrie de la cible.
%
% Inputs:
%   coord =    liste des coordonnées x,y,z des vertices.
%   facet =    # des noeuds ou vertices composant un triangle
%
% Outputs:  none (graphiques)
%
% Example:
%       createFigureGeometrie(coord,facet);
%
% Other m-files required: none
% Calling functions: afficheGeometrie, poSer6, po_mod_Ser2, createCylinder4
% MAT-files required: none

% Author: F. Côté
% Last revision: 4-fév-2007

ntria = size(facet,1);  % nb de triangle dans la geometrie
vind = facet(:,1:3);    % matrice d'indexe des vertices
x = coord(:,1);
y = coord(:,2);
z = coord(:,3);

%...    dessine les surfaces du modèle
%
figure(1);  % Écris dans la figure #1
```

```
for i=1:ntria
    X=[x(vind(i,1)) x(vind(i,2)) x(vind(i,3)) x(vind(i,1))];
    Y=[y(vind(i,1)) y(vind(i,2)) y(vind(i,3)) y(vind(i,1))];
    Z=[z(vind(i,1)) z(vind(i,2)) z(vind(i,3)) z(vind(i,1))];
    plot3(X,Y,Z)
    if i == 1, hold on; end;
end;

% % Écriture des numéros de vertex dans le graphique
% ncoord = size(coord,1);
% for i = 1:ncoord,
%     text(x(i),y(i),z(i),int2str(i),'FontSize',12);
% end;


title('Surfaces de le cible')
xlabel('x')
ylabel('y')
zlabel('z')
xmax=max(x); xmin=min(x);
ymax=max(y); ymin=min(y);
zmax=max(z); zmin=min(z);
dmax=max([xmax ymax zmax]); dmin=min([xmin ymin zmin]);
% Pour éviter un max ou min à zéro dans une dimension
% xmax=dmax; ymax=dmax; zmax=dmax;
% xmin=dmin; ymin=dmin; zmin=dmin;
hold off
grid on
%axis equal
%axis([xmin,xmax,ymin,ymax,zmin,zmax])



function out = spheric2cart(theta_radian, phi_radian)
% Calcule la matrice pour transformer des coordonnées sphériques
% en coordonnées cartésiennes.
%
% Inputs:
%   theta_radian = angle theta en radian
%   phi_radian   = angle phi en radian
%
% Outputs:
%    out - matrice de transformation sphérique à cartésien
%
% Other m-files required: none
% Calling functions: poSer6, EsFacette5, po_mod_Ser2, EsFacette_mod2, ptd_Ser3,
%                    EsArete3, ptd_mod_Ser, EsArete_mod, ser_op_trajectoire,
%                    ser_op_mod_trajectoire, ser_ptd_trajec2, ser_ptd_mod_trajec
% MAT-files required: none

% Author: F. Côté
% Last revision: 4-fév-2007

ct = cos(theta_radian);
st = sin(theta_radian);
cp = cos(phi_radian);
sp = sin(phi_radian);

out = [st*cp ct*cp -sp; ...
       st*sp ct*sp cp; ...
       ct  -st 0];



function [Ets,Eps] = EsFacette5(Ei,N,wave,x,y,z,vind,thr,phr,obs)
% "EsFacette5" calcule le champ rayonné "Es" par une facette triangulaire
% selon l'optique physique. On est dans le champ lointain et ki = -ks.
%
% Inputs:
%   Ei      = champ électrique incident en coordonnées cartésiennes
%   N       = vecteur unitaire des normales aux facettes
%   wave    = longueur d'onde de l'onde incidente
%   x,y,z   = vecteurs des coordonnées de chaque vertex
%   vind    = matrice des index des vertices
%   thr     = angle d'incidence selon l'élévation theta
%   phr     = angle d'incidence selon l'azimuth phi
```

```
%   obs     = distance entre l'observateur (radar) et la cible (m)
%
% Outputs:
%    Ets - champ rayonné Es theta
%    Eps - champ rayonné Es phi

% Other m-files required: ic_gordon, spheric2cart, cart2spheric
% Calling functions: poSer6, ser_op_trajectoire
% MAT-files required: none

% Author: F. Côté
% Last revision: 4-fév-2007

bk=2*pi/wave;   % nombre d'onde

%...    Direction d'incidence et de rayonnement
ki = spheric2cart(thr, phr) * [-1;0;0];
obsc = spheric2cart(thr, phr) * [obs;0;0];  % position d'observ coord. cart.
ks = -ki;

%...    Test de visibilité
nDotKi = dot(N',-ki);
if nDotKi > eps,    % la facette est visible

    %...    Transformation en coord. locales
%     Tg2l = global2local(alpha,beta);
%     Eil = Tg2l * Ei;
%     ksl = Tg2l * ks;

    Hi = cross(ki,Ei);      % Deuxième méthode sans coord. locale
    Jxy2 = cross(N',Hi);
    Jxy2 = Jxy2 - dot(Jxy2,ks) .* ks;   % pas nécessaire mais plus "clean"

%     [th2,ph2] = directeur2spheric(ksl); % Direction de rayonnement en coord loc
%     Tc2s = cart2spheric(th2,ph2);   % matrice de transformation cart. 2 sphérique
%     Esl = Tc2s * Eil;               % champ électrique locale en coord sphériques
%     Esl(1) = 0;     % pas de composante "r" dans le syst. coord. sphériques

%     %...    Courant de surface (n x hi) normalisé par Zo en coord. locale
%     Eils = Tc2s * Eil;          % Ei en coord. sphériques locales
%     kil = Tg2l * ki;            % ki en coord. cart. locales
%     kils = Tc2s * kil;          % ki en coord. sphériques locales
%     Hils = cross(kils,Eils);    % calcul de Hi
% %     Ts2c = spheric2cart(th2,ph2);
%     Ts2c = spheric2cart(0,ph2);
%     Hilc = Ts2c * Hils;         % hi en coord. cart. locales
%     Jxy2 = cross([0;0;1],Hilc); % "courant de surface"

    %...    Integrale Ic
    v1 = [x(vind(1)); y(vind(1)); z(vind(1))];
    v2 = [x(vind(2)); y(vind(2)); z(vind(2))];
    v3 = [x(vind(3)); y(vind(3)); z(vind(3))];
    Ic = ic_gordon(bk,ki,ks,v1,v2,v3);

    %...    E diffusé en coord locale
%     Eslo = Ic .* Jxy2; % Note: pas de facteur exp(jk(ki-ks).r)/r et on ne divise
    Esg = -j/wave*Ic .* Jxy2 .* exp(-j*bk*dot(ks,obsc)); % Note: pas de facteur 1/r
    % (on le fait en dehors de la boucle)
%    Esg = Ic .* Jxy2; % Note: pas de facteur exp(jk(ki-ks).r)/r et on ne divise
                       % pas par longueur d'onde (on le fait en dehors de la boucle)

    %...    Es diffusé en coord cart -> sphériques
    Tc2s = cart2spheric(thr, phr);
    Es = Tc2s * Esg;

    Ets = Es(2);    % composante selon theta
    Eps = Es(3);    % composante selon phi

else                % On ne voit pas la facette
    Ets=0;
    Eps=0;
end; %visibilité



function out = ic_gordon(bk,ki,ks,v1,v2,v3)
% "ic_gordon" calcule l'integrale de surface Int[exp(-jk(ki-ks).r) ds]
```

```
% selon la technique de William B. Gordon.
%
% INPUT:
%   bk = nombre d'onde 2*pi/lambda
%   ki = direction d'incidence
%   ks = direction de scattering
%   v1, v2, v3 = vecteur position des vertex du triangle. La position
%                des vecteurs doit etre definie sens anti-horaire.
%
% USAGE:    out = ic_gordon(bk,ki,ks,v1,v2,v3);
%
% Other m-files required: none
% Calling functions: EsFacette5, EsFacette_mod2
% MAT-files required: none

%   F. Côté
%   Version du 25/02/2006
%
% Note: Une analyse avec le "profiler" de Matlab révèle qu'il y a beaucoup
% de call aux fonctions "dot" et "cross".

dv1 = v2 - v1;  % vecteur pour longueur et direction des cotes du triangle
dv2 = v3 - v2;
dv3 = v1 - v3;

sv1 = v1 + v2;
sv2 = v2 + v3;
sv3 = v3 + v1;

N = - cross(dv2,dv1);   % vecteur normal à la facette
Nn = norm(N);
N = N/Nn;           % normal unitaire

K = ki - ks;
KxN = cross(K,N);
K11_2 = norm(KxN)^2;
% K11_2 = norm(K)^2 - dot(K,N)^2;

if K11_2 > eps;
% if K11_2 > 1e-5;
    kxnDotdv1 = dot(KxN,dv1);
    kxnDotdv2 = dot(KxN,dv2);
    kxnDotdv3 = dot(KxN,dv3);

    kkDotdv1 = bk/2*dot(K,dv1);
    kkDotdv2 = bk/2*dot(K,dv2);
    kkDotdv3 = bk/2*dot(K,dv3);

    kkDotsv1 = bk/2*dot(K,sv1);
    kkDotsv2 = bk/2*dot(K,sv2);
    kkDotsv3 = bk/2*dot(K,sv3);

    out = -j/(bk*K11_2) * ( ...
        kxnDotdv1 * sinc(kkDotdv1/pi) * exp(-j*kkDotsv1) + ...
        kxnDotdv2 * sinc(kkDotdv2/pi) * exp(-j*kkDotsv2) + ...
        kxnDotdv3 * sinc(kkDotdv3/pi) * exp(-j*kkDotsv3));
else    % incidence normale à la facette
    r0 = (v1 + v2 + v3)/3;          % position du centre de la facette
    aire = norm(cross(dv1,dv3))/2;   % aire de la facette
    out = exp(-j*bk*dot(K,r0))*aire;
end;



function out = cart2spheric(theta_radian, phi_radian)
% Calcule la matrice pour transformer des coordonnées cartésiennes
% en coordonnées sphériques.
%
% Inputs:
%   theta_radian = angle theta en radian
%   phi_radian   = angle phi en radian
%
% Outputs:
%    out - matrice de transformation cartésien à sphérique
%
% Other m-files required: none
% Calling functions: EsFacette5, EsFacette_mod2, EsArete3, EsArete_mod
```

```
% MAT-files required: none

% Author: F. Côté
% Last revision: 4-fév-2007

ct = cos(theta_radian);
st = sin(theta_radian);
cp = cos(phi_radian);
sp = sin(phi_radian);

out = [st*cp st*sp ct; ...
       ct*cp ct*sp -st; ...
       -sp  cp 0];
```

B.4 SER avec l'optique physique modifiée

```
function [serTh,serPh,phaseTh,phasePh] = ...
    po_mod_Ser2(coord,facet,portee,comment,freq,tstart,tstop,delt)
% "po_mod_Ser2" calcule la SER d'une cible selon la théorie de l'optique
% physique modifié pour le champ proche. La cible est définie par des
% facettes triangulaires.
%
% Inputs:
%   coord   = liste des coordonnées x,y,z des vertices.
%   facet   = # des noeuds ou vertices composant un triangle
%   portee  = portee du radar en mètre
%   comment = chaine de texte ajouté au graphique et au fichier de sortie
%   freq    = fréquence du radar en GHz
%   tstart  = angle d'incidence de départ
%   tstop   = angle d'incidence d'arrêt
%   delt    = incrément de l'angle d'incidence
%
% Outputs:
%    serTh - SER selon theta (dBsm)
%    serPh - SER selon phi (dBsm) (pas implanté)
%    phaseTh - vecteur d'angle d'incidence selon theta (degré)
%    phasePh - vecteur d'angle d'incidence selon phi (pas implanté)
%
% Example:
%   [serTh,serPh,phaseTh,phasePh]=po_mod_Ser2(coord,facet,5000,'5x5',0.3,0,90,0.25);
%
% Other m-files required: EsFacette_mod2, createFigureGeometrie,
%                         spheric2cart
% Calling functions: demoSER
% MAT-files required: none

% Author: F. Côté
% Last revision: 4-fév-2007

%...    réarrangement des données d'entrée dans le bon format
ntria = size(facet,1);  % nb de triangles dans le modèle
vind = facet(:,1:3);    % matrice d'indexe des vertices
x = coord(:,1);
y = coord(:,2);
z = coord(:,3);

%...    dessine les surfaces du modèle
if(0),
    createFigureGeometrie(coord,facet);
end;

%...    définition de paramètres
%
c = 3e8;            % vitesse de la lumière dans le vide
i_pol  = 1;         % polarization de l'onde incidente (vert=1; hori=0)

pstart = 0;         % phi de départ
pstop  = 0;         % phi d'arrêt
```

```
delp   = 1;          % incrément de phi

%...    paramètres dérivées
%
wave   = c/(freq * 10^9);    % wavelength lambda
rad    = pi/180;             % conversion degré en radian

%...    Définition de l'onde incidente
%
if i_pol == 1        % polarisation verticale
    Et = 1+j*0;
    Ep = 0+j*0;
else                 % polarisation horizontale
    Et = 0+j*0;
    Ep = 1+j*0;
end

%...    Calcul vecteurs de bord, normale, aire de facette et angles
%      d'orientation p/r au système de coordonnées World
%
N = zeros(ntria,3);
v1 = zeros(3,ntria); v2 = zeros(3,ntria); v3 = zeros(3,ntria);
rn = zeros(3,ntria);
for i = 1:ntria,

    % Calcul de la normale unitaire
    A = coord(facet(i,2),:) - coord(facet(i,1),:);    % vecteur de bord #1
    B = coord(facet(i,3),:) - coord(facet(i,2),:);    % vecteur de bord #2
    N(i,:) = - cross(B,A);                  % normale à la facette
    N(i,:) = N(i,:)/norm(N(i,:));           % normale unitaire

    % Coordonnées centrales d'une facette triangulaire
    v1(1:3,i) = coord(facet(i,1),:)';   % coin 1 de la facette "i"
    v2(1:3,i) = coord(facet(i,2),:)';   % coin 2 de la facette "i"
    v3(1:3,i) = coord(facet(i,3),:)';   % coin 3 de la facette "i"
    rn(1:3,i) = (v1(:,i)+v2(:,i)+v3(:,i))./3;  % pt central

end

%...Début des calculs
%
txt = ['Calcul de la SER avec l''OP modifiée, fichier: po_mod_',comment,'.mat'];
hwait=waitbar(0,txt);
%pause(0.1);

%...    préparation de la boucle sur theta et phi
%
it = floor((tstop-tstart)/delt) + 1;
ip = floor((pstop-pstart)/delp) + 1;

for i1 = 1:ip,              % Boucle sur les phi
    for i2 = 1:it,          % Boucle sur les theta
        waitbar(((i1-1)*it+i2)/(ip*it));    % progression des calculs

        phi(i1,i2) = pstart + (i1-1)*delp;
        theta(i1,i2) = tstart + (i2-1)*delt;
        phr = phi(i1,i2)*rad;
        thr = theta(i1,i2)*rad;

        % Xfo de onde incidente de coord. sphérique à coord. cartésiennes World
        Eic = spheric2cart(thr,phr) * [0;Et;Ep];

        % Début boucle sur les triangles
        sumt = 0;
        sump = 0;
        for m = 1:ntria,
            [Ets,Eps] = EsFacette_mod2(Eic,N(m,:),wave,x,y,z,vind(m,:),thr,phr,portee,rn(:,m));

            %Sum over all triangles to get the total field
            sumt = sumt + Ets;
            sump = sump + Eps;
        end      % Fin boucle sur les triangles

%        Sth(i1,i2) = 10*log10(4*pi*abs(sumt)^2+eps);   % utiliser avec EsFacette5
        Sth(i1,i2) = 10*log10(4*pi*portee^2*abs(sumt)^2+eps);
        Sph(i1,i2) = 10*log10(4*pi*portee^2*abs(sump)^2+eps);
```

```
    end;     % Fin boucle sur theta
end;         % Fin boucle sur phi

close(hwait);

%...    Affichage de résultats
%
figure; plot(theta,Sth);
ylabel('Amplitude (dBmc)');
xlabel('Angle (degré)');
grid

%...    Sortie des résultats
%
serTh = Sth;     % amplitude (dB) selon theta
serPh = Sph;     % amplitude (dB) selon phi
phaseTh = theta;
phasePh = phi;

% sauve données
chaineCommande = ['save po_mod_',comment,'.mat serTh phaseTh -mat'];      % avec PO mod
%chaineCommande = ['save po_mod_plaque3x3_20.mat serTh phaseTh -mat'];     % avec PO mod
%chaineCommande = ['save po_mod_plaque2x2_20_ki.mat serTh phaseTh -mat'];     % avec PO mod
% chaineCommande = ['save po_c2030b.mat serTh phaseTh -mat'];      % avec PO
eval(chaineCommande);



function [Ets,Eps] = EsFacette_mod2(Ei,N,wave,x,y,z,vind,thr,phr,portee,rn)
% "EsFacette_mod2" calcule le champ rayonné "Es" par une facette
% triangulaire selon l'OP modifiée.
%
% Inputs:
%   Ei       = champ électrique incident en coordonnées cartésiennes
%   N        = vecteur unitaire normale à la facette
%   wave     = longueur d'onde de l'onde incidente
%   x,y,z    = vecteurs des coord x, y et z
%   vind     = matrice d'indexe des vertices
%   thr      = angle theta d'observation
%   phr      = angle de mesue d'azimuth
%   portee   = distance entre le cible et le point d'observation.
%   rn       = position du centre de la facette
%
% Outputs:
%    Ets - champ rayonné Es theta
%    Eps - champ rayonné Es phi

% Other m-files required: ic_gordon, spheric2cart, cart2spheric
% Calling functions: po_mod_Ser2, ptd_Ser3, ptd_mod_Ser,
%                    ser_op_mod_trajectoire, ser_ptd_trajec2, ser_ptd_mod_trajec
% MAT-files required: none

% Author: F. Côté
% Last revision: 4-fév-2007

bk=2*pi/wave;   % nombre d'onde

%...    Direction d'incidence et de rayonnement
ki = spheric2cart(thr, phr) * [-1;0;0];
obs = [portee; 0; 0];   % position d'observation en coord sphériques
obsc = spheric2cart(thr, phr) * obs;    % position d'observ coord. cart.
kn = (obsc-rn)/norm(obsc-rn);
%bhalla = norm(obsc)^2/norm(obsc-rn)^2; %fact. correction ampl.(Bhalla2000)
%ki = -kn;   % si on est dans le champ proche de l'antenne (pas comme Legault2003)
% ks = -ki;   %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% pour comparer

%...    Test de visibilité
%nDotKi = dot(N',-ki);
nDotKi = dot(N',kn);
if nDotKi > eps,    % la facette est visible

    %...    Transformation en coord. locales
%     Tg2l = global2local(alpha,beta);
%     Eil = Tg2l * Ei;
%     ksl = Tg2l * ks;

    Hi = cross(ki,Ei);      % Deuxième méthode sans coord. locale
```

```
    Jxy2 = cross(N',Hi);

    %%%%%%%%%%%%%%%%%% autre test
    Jxy4 = Jxy2 - dot(Jxy2,kn) .* kn;

    %...    Integrale Ic
    v1 = [x(vind(1)); y(vind(1)); z(vind(1))];
    v2 = [x(vind(2)); y(vind(2)); z(vind(2))];
    v3 = [x(vind(3)); y(vind(3)); z(vind(3))];
    Ic = ic_gordon(bk,ki,kn,v1,v2,v3);

    %...    E diffusé en coord locale
     knDotobsc = dot(kn,obsc);
%      cte10 = exp(-j*bk*knDotobsc);
     cte10 = exp(-j*bk*knDotobsc)/norm(obsc-rn);
     Esg = -j/(wave).*Ic .* Jxy4 .* cte10; % On divise par la distance obs à facette %%%%%%%%%%%%%%%%
%     Esg = -j/(wave).*Ic .* Jxy4 .* cte10 * bhalla; % On ne divise pas par norm(obsc) %%%%%%%%%%%%%%%%

    %...    Es diffusé en coord cart -> sphériques
    Tc2s = cart2spheric(thr, phr);      % conversion dans la direction de -ki
    Es = Tc2s * Esg;

    Ets = Es(2);    % composante selon theta
    Eps = Es(3);    % composante selon phi

else                % On ne voit pas la facette
    Ets=0;
    Eps=0;
end; %visibilité
```

Note : Les autres scripts utilisés par ce programme ont été listés plus tôt.

B.5 SER avec la théorie physique de la diffraction

```
function [serTh,serPh,phaseTh,phasePh] = ...
    ptd_Ser3(coord,facet,portee,comment,freq,tstart,tstop,delt)
% "ptd_Ser3" calcule la SER d'une cible selon la théorie physique de la
% diffraction. On utilise les champs de l'OP modifiée. La cible est définie
% par des facettes triangulaires.
%
% Inputs:
%   coord   = liste des coordonnées x,y,z des vertices.
%   facet   = # des noeuds ou vertices composant un triangle
%   portee  = portee du radar en mètre
%   comment = chaine de texte ajouté au graphique et au fichier de sortie
%   freq    = fréquence du radar en GHz
%   tstart  = angle d'incidence de départ
%   tstop   = angle d'incidence d'arrêt
%   delt    = incrément de l'angle d'incidence
%
% Outputs:
%    serTh - SER selon theta (dBsm)
%    serPh - SER selon phi (dBsm) (pas implanté)
%    phaseTh - vecteur d'angle d'incidence selon theta (degré)
%    phasePh - vecteur d'angle d'incidence selon phi (pas implanté)
%
% Example:
%   [serTh,serPh,phaseTh,phasePh] = ptd_Ser3(coord,facet,5000,'5x5',0.3,0,90,0.25);
%
% Other m-files required: EsFacette_mod2, EsArete3, afficheGeometrie,
%                         createEdge, spheric2cart, angleExterieur,
%                         createFigureGeometrie (si affichage)
% Calling functions: demoSER
% MAT-files required: none
```

```
% Author: F. Côté
% Last revision: 4-fév-2007

%...    réarrangement des données d'entrée dans le bon format
ntria = size(facet,1);  % nb de triangles dans le modèle
x = coord(:,1);
y = coord(:,2);
z = coord(:,3);
areteArtif = 0.34;  % facteur pour éliminer arêtes artificielles (radian)

%...    dessine les surfaces du modèle
if(0),
    createFigureGeometrie(coord,facet);
end;

%...    définition de paramètres
%
c = 3e8;            % vitesse de la lumière dans le vide
i_pol  = 1;         % polarization de l'onde incidente (vert=1; hori=0)

pstart = 0;         % phi de départ
pstop  = 0;         % phi d'arrêt
delp   = 1;         % incrément de phi

%...    paramètres dérivées
%
wave   = c/(freq * 10^9);   % wavelength lambda
%bk     = 2*pi/wave;         % nombre d'onde
rad    = pi/180;            % conversion degré en radian

%...    Définition de l'onde incidente
%
if i_pol == 1       % polarisation verticale
    Et = 1+j*0;
    Ep = 0+j*0;
else                % polarisation horizontale
    Et = 0+j*0;
    Ep = 1+j*0;
end

%...    Calcul des paramètres reliés aux facettes
%
N = zeros(ntria,3);
v1 = zeros(3,ntria); v2 = zeros(3,ntria); v3 = zeros(3,ntria);
rn = zeros(3,ntria);
for i = 1:ntria,

    % Calcul de la normale unitaire
    A = coord(facet(i,2),:) - coord(facet(i,1),:);    % vecteur de bord #1
    B = coord(facet(i,3),:) - coord(facet(i,2),:);    % vecteur de bord #2
    N(i,:) = - cross(B,A);                  % normale à la facette
    N(i,:) = N(i,:)/norm(N(i,:));           % normale unitaire

    % Coordonnées centrales d'une facette triangulaire
    v1(1:3,i) = coord(facet(i,1),:)';   % coin 1 de la facette "i"
    v2(1:3,i) = coord(facet(i,2),:)';   % coin 2 de la facette "i"
    v3(1:3,i) = coord(facet(i,3),:)';   % coin 3 de la facette "i"
    rn(1:3,i) = (v1(:,i)+v2(:,i)+v3(:,i))./3;  % pt central de la facette i

end

%...    création de la table d'arête
edge = createEdge(facet,coord);     % requiert "coord" pour le dessin

%...    Calcul des paramètres reliés aux arêtes
%
nedge = size(edge,1);   % nb d'aretes dans le modèle
gamma = zeros(nedge,1); % vecteur contenant les angles extérieurs des arêtes
vm = zeros(3,nedge);
for i = 1:nedge,

    % Coordonnées centrales d'une arete
    v1 = coord(edge(i,1),:)';     % vertex #1 de l'arete "i"
    v2 = coord(edge(i,2),:)';     % vertex #2 de l'arete "i"
    vm(1:3,i) = (v1+v2)./2;   % pt central de l'arete "i"

    % Calcul des angles extérieurs (pour un objet convexe)
```

```
    if edge(i,4)>eps,
        gamma(i) = angleExterieur(N(edge(i,3),:)',N(edge(i,4),:)');
    else
        gamma(i) = angleExterieur(N(edge(i,3),:)',[0; 0; 0]);
    end;
end;
% %...    Nettoyage des arêtes trop proches de 180 degrés
% index = find(gamma>(pi+areteArtif));  %arêtes ayant angles extérieurs > pi + areteArtif.
% edge = edge(index,:);            % garde seulement arêtes non-plate
% vm = vm(:,index);           % garde seulement centres des arêtes conservées
% gamma = gamma(index);
% nedge = size(edge,1);        % nouvelle valeur pour le nombre d'arête

%...    Nettoyage des arêtes trop proches de 180 degrés
indexTot = find(gamma>(pi+areteArtif));  % trouve arêtes ayant angles ext. > pi + areteArtif.
% index1 = find(gamma>(pi+areteArtif));
% index2 = find(((coord(edge(:,1),2) == max(y)) & (coord(edge(:,2),2) == max(y))));  %silhouette+
% index3 = find(((coord(edge(:,1),2) == min(y)) & (coord(edge(:,2),2) == min(y))));  %silhouette-
% indexTot = [index1; index2; index3];    % inclus arêtes de bord et de la silhouette

index = sort(indexTot);
nbindex = length(indexTot);
indice = [];
for n = (1:nbindex-1),
    if(index(n) ~= index(n+1)),
        indice = [indice; index(n)];
    end;
end;
indice = [indice; index(nbindex)];  % inclue le dernier élément

edge = edge(indice,:);            % garde seulement arêtes non-plate
vm = vm(:,indice);           % garde seulement centres des arêtes conservées
gamma = gamma(indice);
nedge = size(edge,1);        % nouvelle valeur pour le nombre d'arête


%...    Affiche la géométrie
afficheGeometrie(coord,facet,edge);

%...Début des calculs
%
txt = ['Calcul de la SER avec la TPD, fichier: ptd_',comment,'.mat'];
hwait=waitbar(0,txt);

%...    préparation de la boucle sur theta et phi
%
%if tstart == tstop, thr0 = tstart*rad; end;
%if pstart == pstop, phr0 = pstart*rad; end;
it = floor((tstop-tstart)/delt) + 1;
ip = floor((pstop-pstart)/delp) + 1;

for i1 = 1:ip,              % Boucle sur les phi
    for i2 = 1:it,          % Boucle sur les theta
        waitbar(((i1-1)*it+i2)/(ip*it));    % progression des calculs

        phi(i1,i2) = pstart + (i1-1)*delp;
        theta(i1,i2) = tstart + (i2-1)*delt;
        phr = phi(i1,i2)*rad;       % angle phi en radian
        thr = theta(i1,i2)*rad;     % angle theta en radian

        % Xfo de onde incidente de coord. sphérique à coord. cartésiennes World
        Eic = spheric2cart(thr,phr) * [0;Et;Ep];


        sumOPt = 0;     % somme Es "theta" selon optique physique
        sumOPp = 0;     % somme Es "phi" selon optique physique
        for m = 1:ntria,    % Début boucle sur les triangles

            %[Ets,Eps] = EsFacette5(Eic,N(m,:),wave,x,y,z,facet(m,:),thr,phr,obs);
            %Ets=0; Eps=0;
            [Ets,Eps] = EsFacette_mod2(Eic,N(m,:),wave,x,y,z,facet(m,:),...
                thr,phr,portee,rn(:,m));

            % Somme sur tous les triangles pour obtenir le champ total
            sumOPt = sumOPt + Ets;
            sumOPp = sumOPp + Eps;
```

```
        end;    % fin boucle sur les triangles

        sumWt = 0;      % somme Es "theta" donnée par les arêtes
        sumWp = 0;      % somme Es "phi" donnée par les arêtes
        for m = 1:nedge,    % Début boucle sur les arêtes

            [EswCopol,EswCross] = EsArete3(Eic,wave,thr,phr,N,edge(m,:),...
                coord,vm(:,m),gamma(m),portee);
            %[EswCopol,EswCross] = EsArete_mod(Eic,wave,thr,phr,N,edge(m,:),...
            %coord,vm(:,m),gamma(m),portee);
            %EswCopol=0; EswCross=0;

            sumWt = sumWt + EswCopol;
            sumWp = sumWp + EswCross;

        end;    % fin boucle sur les aretes

        % penser Ett et Etp anisi que Epp et Ept!?
        Sth(i1,i2) = 10*log10(4*pi*portee^2*abs(sumOPt + sumWt)^2+eps); % utilisé avec EsArete3
        Sph(i1,i2) = 10*log10(4*pi*portee^2*abs(sumOPp + sumWp)^2+eps);

    end;    % Fin boucle sur theta
end;        % Fin boucle sur phi

close(hwait);

% RCSth=Sth;
% RCSph=Sph;
% thetadeg=theta;
% phideg=phi;

%...    Affichage de résultats
%
figure; plot(theta,Sth);
title('SER calculée avec la TPD');
ylabel('Amplitude (dBmc)');
xlabel('Angle (degré)');
grid

%...    Sortie des résultats
%
serTh = Sth;    % amplitude (dB) selon theta
serPh = Sph;    % amplitude (dB) selon phi
phaseTh = theta;
phasePh = phi;

% sauve données
chaineCommande = ['save ptd_',comment,'.mat serTh phaseTh -mat'];     % avec PTD
%chaineCommande = ['save ptd_',comment,'.mat serTh phaseTh -mat'];     % avec PTD
%chaineCommande = ['save ptd_fringe_',comment,'.mat serTh phaseTh -mat'];     % avec PTD
%chaineCommande = ['save ptd_c1030.mat serTh phaseTh -mat'];     % avec PTD
% chaineCommande = ['save ptd_c2030b.mat serTh phaseTh -mat'];     % avec PTD
eval(chaineCommande);



function out = createEdge(facet,coord)
% "createEdge" crée un tableau d'arêtes à partir de la variable "facet" qui
% contient la définition des facettes. Basé sur la définition
% "winged edge" mais les vertex sont listés dans le sens anti-horaire.
%
% Inputs:
%   facet = matrice listant les vertices associés à chaque facette
%   coord = matrice des coordonnées des vertices de la cible. Requis
%           seulement pour l'affichage des numéros de 'bord'
%
% Outputs:
%    out - matrice des arêtes de la cible
%
% Example:
%    edge = createEdge(facet);
%
% Other m-files required: none
% Calling functions: createFigurePtsBrillants3, ptd_Ser3, ptd_mod_Ser,
%                    SER_ptd_trajectoire2, SER_ptd_mod_trajectoire
% MAT-files required: none
```

```
% Author: F. Côté
% Last revision: 4-fév-2007

%.. initialisation des trois premières lignes de "edge"
edge(1,1:2) = facet(1,1:2);
edge(1,3:4) = [1 0];
edge(2,1:2) = facet(1,2:3);
edge(2,3:4) = [1 0];
edge(3,1:2) = facet(1,[3 1]);
edge(3,3:4) = [1 0];

%.. classement des vertices et des no de facettes dans le tableau "edge"
nbFacet = size(facet,1);    % nb de ligne
for n = 2:nbFacet,  % boucle sur les facettes
    for nn = 1:3,   % boucle sur les trois vertex du triangle
        if nn+1 == 4,
            vertex1 = facet(n,3);
            vertex2 = facet(n,1);
        else
            vertex1 = facet(n,nn);
            vertex2 = facet(n,nn+1);
        end;
        comp1 = vertex1 * ones(1,2);
        comp2 = vertex2 * ones(1,2);

        nbEdge = size(edge,1);  % nb de lignes actuellement dans "edge"
        flag = 0;   % edge n'existe pas ds tableau
        for nnn=1:nbEdge,
            if sum(comp1 == edge(nnn,1:2)),
                if sum(comp2 == edge(nnn,1:2)),
                    edge(nnn,4) = n;    % le edge existe déjà ds tableau
                    flag = 1;   % edge existait
                end;
            end;
        end;    % boucle sur les edge

        if flag ~= 1,   % edge doit être ajouté
            edge = [edge; vertex1 vertex2 n 0]; % ajoute edge
        end;

    end;    % boucle sur les trois vertices d'un triangle

end;    % boucle sur toutes les facettes
out = edge;

%.. affichage des numeros de 'bord'
% createFigureGeometrie(coord,facet);
%
% nbEdge = size(edge,1);
% for n=1:nbEdge,
%     vm = (coord(edge(n,1),:) + coord(edge(n,2),:))./2;
%     text(vm(1),vm(2),vm(3),int2str(n));
% end;



function out = angleExterieur(n1,n2)
% "angleExtérieur" calcule l'angle extérieur entre deux facettes. Cette
% fonction suppose que la forme géométrique est convexe c'est à dire que
% tous les angles entre les facette sont plus grand ou égale à "pi" radian.
%
% Inputs:
%   n1  = normale unitaire à la facette 1
%   n2  = normale unitaire à la facette 2
%
% Outputs:
%    out - angle extérieur (radian)
%
% Other m-files required: none
% Calling functions: createFigurePtsBrillants3, ptd_Ser3, ptd_mod_Ser,
%                    SER_ptd_trajectoire2, SER_ptd_mod_trajectoire
% MAT-files required: none

% Author: F. Côté
% Last revision: 4-fév-2007

%out = dot(n1,n2);
```

```
if norm(n2) > eps,
    n1 = n1/norm(n1);
    n2 = n2/norm(n2);

    out = 2*pi - acos(dot(n1,-n2));
    %out = acos(dot(n1,-n2));
else
    out = 2*pi;
end;

if out < pi,
    disp('WARNING: Angle extérieur inférieur à 180');
end;



function afficheGeometrie(coord,facet,edge)
% Affiche la géométrie définit par les variables "coord" et "facet".
% Numérote chacune des arêtes sur la géométrie.
%
% INPUT:
%   coord =    liste des coordonnées x,y,z des vertices.
%   facet =    # des sommets ou vertex composant un triangle.
%   edge =     matrice contenant le début et la fin de chaque arête.
%
% Other m-files required: createFigureGeometrie.m
% Calling functions: ptd_Ser3, ptd_mod_Ser, createFigurePtsBrillants3
% MAT-files required: none

% Author: F. Côté
% Last revision: 4-fév-2007

createFigureGeometrie(coord,facet);

nedge = size(edge,1);
for n=1:nedge,
    vm = (coord(edge(n,1),:) + coord(edge(n,2),:))./2;
    text(vm(1),vm(2),vm(3),int2str(n));
end;



function [EswCopol,EswCross] = EsArete3(Eic,wave,thr,phr,N,edge,coord,vm,gamma,portee)
% "EsArete" calcule le champ rayonné par une arête entre deux facettes.
%
% Inputs:
%   Eic     = champ électrique incident en coordonnées cartésiennes
%   wave    = longueur d'onde de l'onde incidente
%   thr     = angle d'incidence selon l'élévation theta
%   phr     = angle d'incidence selon l'azimuth phi
%   N       = vecteur unitaire contenant les normales des facettes
%   edge    = matrice des indices des coord. des arêtes et des # de facettes
%   coord   = liste des coordonnées x,y,z des vertices.
%   vm      = position du centre de l'arete
%   gamma   = vecteur des angles extérieurs aux arêtes
%   portee  = distance entre l'observateur (radar) et la cible (m)
%
% Outputs:
%    EswCopol - champ diffracté Es theta
%    EswCross - champ diffracté Es phi

% Other m-files required: spheric2cart, cart2spheric, diffractionUfimtsev
% Calling functions: ptd_Ser3, ser_ptd_trajec2
% MAT-files required: none

% Author: F. Côté
% Last revision: 4-fév-2007

%...    calcul des paramètres
bk=2*pi/wave;   % nombre d'onde

%...    Direction d'incidence et de rayonnement
ki = spheric2cart(thr, phr) * [-1;0;0];
obs = [portee; 0; 0];   % position d'observation en coord sphériques
obsc = spheric2cart(thr, phr) * obs;    % position d'observ coord. cart.
ks = -ki;
```

```
%ks = (obsc-vm)/norm(obsc-vm);   % Implante TPD modifiée
%Hi = cross(ki,Eic);     % champ magnétique incident normalisé par Z

%... test de visibilité de l'arete
n1 = N(edge(3),:)';      % normale à la facette 1
if edge(4) > eps,
    n2 = N(edge(4),:)';      % normale à la facette 2
else
    n2 = [0;0;0];
end;
n1Dotki = dot(n1,-ki);
n2Dotki = dot(n2,-ki);

if ((n1Dotki > 0) || (n2Dotki > 0)),

    %... angles relié à l'arête
    v1 = coord(edge(1),:)'; % vertex #1
    v2 = coord(edge(2),:)'; % vertex #2
    t = v2 - v1;            % vecteur le long de l'arête
    L = norm(t);
    t = t./L;               % vecteur unitaire le long de l'arête

    % angle d'incidence avec la facette A ou B
    ki_perp = ki - dot(ki,t).*t;    % vecteur perpendiculaire au vecteur t
    if n1Dotki > 0,
        kipXt = cross(ki_perp,t);
        kipXt = kipXt ./ norm(kipXt);
        kipXtDotN1 = dot(kipXt,n1);
        deltai = acos(kipXtDotN1);   % angle avec la face A
    elseif n2Dotki > 0,
        tXkip = cross(t,ki_perp);
        tXkip = tXkip ./ norm(tXkip);
        tXkipDotN2 = dot(tXkip,n2);
        deltai = gamma - acos(tXkipDotN2);   % angle avec la face B
    else
        error('erreur angle d''incidence');
    end;

    [f,g] = diffractionUfimtsev(gamma,deltai,deltai,0);

    beta1 = acos(dot(ks,t));

    kLcosB = bk * L * dot(ks,t);
    Il = sinc(kLcosB/pi) * exp(j*2*bk*dot(ks,vm)); % Integrale de ligne

    %... cas 1: Exécuté en coord. cartésiennes
    eic = Eic./norm(Eic);
    hic = cross(ki,eic);
    ksXt = cross(ks,t);
    ksXksXt = cross(ks,ksXt);

    factCopol2 = (dot(eic,t).*ksXksXt.*f + dot(hic,t).*ksXt.*g) / (sin(beta1))^2;

    Esw = -L/(2*pi) * factCopol2 * Il * exp(-j*bk*dot(ks,obsc)) / norm(obsc-vm);

    Tc2s = cart2spheric(thr,phr);
    Esws = Tc2s * Esw;

    EswCopol = Esws(2);
    EswCross = Esws(3);

else

    EswCopol = 0;
    EswCross = 0;

end;



function [f,g] = diffractionUfimtsev(gamma,deltai,deltas,test)
% "diffractionUfimtsev" calcule les coefficients de diffraction de Ufimtsev
% en contournant les problèmes de singularité. Cette fonction peut traiter
% les cas bistatiques.
%
% Inputs:
%   gamma   = angle extérieur de l'arête en radian
```

```
%   deltai  = angle entre onde incidente et une surface de l'arête
%   deltas  = angle entre onde rayonnée et une surface de l'arête
%   test    = variable test égale à 0 ou 1.
%
% Outputs:
%    f - coefficient de Ufimtsev
%    g - aute coefficient de Ufimtsev
%
% Example:
%   [f,g] = diffractionUfimtsev(4*pi/3,50*pi/180,55*pi/180,0);
%
% Other m-files required: none
% Subfunctions: D
% Calling functions: EsArete3, EsArete_mod
% MAT-files required: none

% Author: F. Côté
% Last revision: 4-fév-2007

%...    calcul différents facteurs utiles pour les calculs subséquents
n = gamma/pi;   % angle extérieur de l'arête normalisé par pi
piSn = pi/n;
%unSn = 1/n;
phim = deltas - deltai;
phip = deltas + deltai;
um = (phim - pi)/2;     % u moins
up = (phip - pi)/2;     % u plus
Dum = D(um,n,piSn);
Dup = D(up,n,piSn);
v = (2*gamma - phip - pi)/2;

%...    calcul des coefficients de diffraction
if 0 <= deltai && deltai <= (gamma-pi),  % face haut illuminée
    if abs(um)>eps && abs(Dum)>5*eps,
        XmX1 = (2*sin(piSn)*sin(um) - n.*Dum.*cos(um)) ./ (2*n.*Dum.*sin(um));
    else
        XmX1 = -1/(2*n)*cot(pi/n);
    end;
    if abs(up)>eps && abs(Dup)>5*eps,
        YmY1 = (2*sin(piSn)*sin(up) - n.*Dup.*cos(up)) ./ (2*n.*Dup.*sin(up));
    else
        YmY1 = -1/(2*n)*cot(pi/n);
    end;

    if test ~= 1,
        f = XmX1 - YmY1;
        g = XmX1 + YmY1;
    else                % pour tester la courbe dans Knott 2004
        f = XmX1;
        g = YmY1;
    end;

elseif pi <= deltai && deltai <= gamma,  % face du bas illuminée
    if abs(um)>eps && abs(Dum)>5*eps,
        XmX2 = (2*sin(piSn)*sin(um) + n.*Dum.*cos(um)) ./ (2*n.*Dum.*sin(um));
    else
        XmX2 = -1/(2*n)*cot(pi/n);
    end;
    if abs(up)>eps && abs(Dup)>5*eps,
        YmY2 = (2*sin(piSn)*sin(gamma-up) - n.*Dup.*cos(gamma-up)) ./ ...
            (2*n.*Dup.*sin(gamma-up));
    else
        YmY2 = -1/(2*n)*cot(pi/n);
    end;

    if test ~= 1,
        f = XmX2 - YmY2;
        g = XmX2 + YmY2;
    else
        f = XmX2;
        g = YmY2;
    end;

elseif (gamma-pi) < deltai && deltai < pi,     % deux faces illuminées
    XmX1mX2 = sin(piSn) ./ (n.*Dum);
    if abs(up)>eps,
        YmY1 = (2*sin(piSn)*sin(up) - n.*Dup.*cos(up)) ./ (2*n.*Dup.*sin(up));
```

```
%         fact1 = -cos(v)/(2*sin(v));
%         fact2 = -cot(v)/2;
%         fact3 = tan(v+pi/2)/2;
%         Y2 = tan(gamma -(deltas+deltai)/2)/2;
        YmY1mY2 = YmY1 - cot(v)/2;
    else
        YmY1mY2 = -1/(2*n)*cot(pi/n) - cot(v)/2;
    end;
%     YmY1mY22 = (2*sin(piSn)*sin(up)*sin(gamma-up) - ...
%         n.*cos(up).*Dup.*sin(gamma-up) - ...
%         n.*Dup.*sin(up).*cos(gamma-up)) ./ ...
%         (2*n.*Dup.*sin(up).*sin(gamma-up));

    if test ~= 1,
        f = XmX1mX2 - YmY1mY2;
        g = XmX1mX2 + YmY1mY2;
    else
        f = XmX1mX2;
        g = YmY1mY2;
    end;

else
    error('situation impossible')
end;

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
function out = D(u,n,piSn)          % Subfunction
%
out = cos(piSn)*(1-cos(2*u/n)) + sin(piSn)*sin(2*u/n);
```

Note : Les autres scripts utilisés par ce programme ont été listés plus tôt.

B.6 SER avec la théorie physique de la diffraction modifiée

```
function [serTh,serPh,phaseTh,phasePh] = ...
    ptd_mod_Ser(coord,facet,portee,comment,freq,tstart,tstop,delt)
% "ptd_mod_Ser" calcule la SER d'une cible selon la théorie physique de la
% diffraction modifiée. On utilise les champs de l'OP modifiée et des arêtes
% modifiées. Ces modifications sont faites pour accomoder le champ proche.
% La cible est définie par des facettes triangulaires.
%
% Inputs:
%   coord   = liste des coordonnées x,y,z des vertices.
%   facet   = # des noeuds ou vertices composant un triangle
%   portee  = portee du radar en mètre
%   comment = chaine de texte ajouté au graphique et au fichier de sortie
%   freq    = fréquence du radar en GHz
%   tstart  = angle d'incidence de départ
%   tstop   = angle d'incidence d'arrêt
%   delt    = incrément de l'angle d'incidence
%
% Outputs:
%    serTh - SER selon theta (dBsm)
%    serPh - SER selon phi (dBsm) (pas implanté)
%    phaseTh - vecteur d'angle d'incidence selon theta (degré)
%    phasePh - vecteur d'angle d'incidence selon phi (pas implanté)
%
% Example:
%   [serTh,serPh,phaseTh,phasePh]=ptd_mod_Ser(coord,facet,5000,'5x5',0.3,0,90,0.25);
%
% Other m-files required: EsFacette_mod2, EsArete_mod, afficheGeometrie,
%                         createEdge, spheric2cart, angleExterieur,
%                         createFigureGeometrie (si affichage)
% Calling functions: demoSER
```

```
% MAT-files required: none

% Author: F. Côté
% Last revision: 4-fév-2007

%...    réarrangement des données d'entrée dans le bon format
ntria = size(facet,1);  % nb de triangles dans le modèle
x = coord(:,1);
y = coord(:,2);
z = coord(:,3);
areteArtif = 0.34;  % facteur pour éliminer arêtes artificielles (radian)

%...    dessine les surfaces du modèle
if(0),
    createFigureGeometrie(coord,facet);
end;

%...    définition de paramètres
%
c = 3e8;            % vitesse de la lumière dans le vide
i_pol  = 1;         % polarization de l'onde incidente (vert=1; hori=0)

pstart = 0;         % phi de départ
pstop  = 0;         % phi d'arrêt
delp   = 1;         % incrément de phi

%...    paramètres dérivées
%
wave   = c/(freq * 10^9);   % wavelength lambda
rad    = pi/180;            % conversion degré en radian

%...    Définition de l'onde incidente
%
if i_pol == 1       % polarisation verticale
    Et = 1+j*0;
    Ep = 0+j*0;
else                % polarisation horizontale
    Et = 0+j*0;
    Ep = 1+j*0;
end

%...    Calcul des paramètres reliés aux facettes
%
N = zeros(ntria,3);
v1 = zeros(3,ntria); v2 = zeros(3,ntria); v3 = zeros(3,ntria);
rn = zeros(3,ntria);
for i = 1:ntria,

    % Calcul de la normale unitaire
    A = coord(facet(i,2),:) - coord(facet(i,1),:);    % vecteur de bord #1
    B = coord(facet(i,3),:) - coord(facet(i,2),:);    % vecteur de bord #2
    N(i,:) = - cross(B,A);                  % normale à la facette
    N(i,:) = N(i,:)/norm(N(i,:));           % normale unitaire

    % Coordonnées centrales d'une facette triangulaire
    v1(1:3,i) = coord(facet(i,1),:)';   % coin 1 de la facette "i"
    v2(1:3,i) = coord(facet(i,2),:)';   % coin 2 de la facette "i"
    v3(1:3,i) = coord(facet(i,3),:)';   % coin 3 de la facette "i"
    rn(1:3,i) = (v1(:,i)+v2(:,i)+v3(:,i))./3;  % pt central de la facette i

end

%...    création de la table d'arête
edge = createEdge(facet,coord);     % requiert "coord" pour le dessin

%...    Calcul des paramètres reliés aux arêtes
%
nedge = size(edge,1);   % nb d'aretes dans le modèle
gamma = zeros(nedge,1); % vecteur contenant les angles extérieurs des arêtes
vm = zeros(3,nedge);    % préallocation de mémoire
for i = 1:nedge,

    % Coordonnées centrales d'une arete
    v1 = coord(edge(i,1),:)';    % vertex #1 de l'arete "i"
    v2 = coord(edge(i,2),:)';    % vertex #2 de l'arete "i"
    vm(1:3,i) = (v1+v2)./2;   % pt central de l'arete "i"
```

```
    % Calcul des angles extérieurs (pour un objet convexe)
    if edge(i,4)>eps,
        gamma(i) = angleExterieur(N(edge(i,3),:)',N(edge(i,4),:)');
    else
        gamma(i) = angleExterieur(N(edge(i,3),:)',[0; 0; 0]);
    end;
end;
% %...    Nettoyage des arêtes trop proches de 180 degrés
% index = find(gamma>(pi+areteArtif));  %arêtes ayant angles extérieurs > pi + areteArtif.
% edge = edge(index,:);              % garde seulement arêtes non-plate
% vm = vm(:,index);           % garde seulement centres des arêtes conservées
% gamma = gamma(index);
% nedge = size(edge,1);        % nouvelle valeur pour le nombre d'arête

%...    Nettoyage des arêtes trop proches de 180 degrés
indexTot = find(gamma>(pi+areteArtif));  % trouve arêtes ayant angles extérieurs > pi + 10 deg.
% index1 = find(gamma>(pi+areteArtif));
% index2 = find(((coord(edge(:,1),2) == max(y)) & (coord(edge(:,2),2) == max(y))));  % silhouette+
% index3 = find(((coord(edge(:,1),2) == min(y)) & (coord(edge(:,2),2) == min(y))));  % silhouette-
% indexTot = [index1; index2; index3];    % inclus arêtes de bord et de la silhouette

index = sort(indexTot);
nbindex = length(indexTot);
indice = [];
for n = (1:nbindex-1),
    if(index(n) ~= index(n+1)),
        indice = [indice; index(n)];
    end;
end;
indice = [indice; index(nbindex)];  % inclue le dernier élément

edge = edge(indice,:);              % garde seulement arêtes non-plate
vm = vm(:,indice);           % garde seulement centres des arêtes conservées
gamma = gamma(indice);
nedge = size(edge,1);        % nouvelle valeur pour le nombre d'arête


%...    Affiche la géométrie
afficheGeometrie(coord,facet,edge);

%...Début des calculs
%
txt = ['Calcul de la SER avec TPD modifiée, fichier: ptd_',comment,'.mat'];
hwait=waitbar(0,txt);
%pause(0.1);

%...    préparation de la boucle sur theta et phi
%
it = floor((tstop-tstart)/delt) + 1;
ip = floor((pstop-pstart)/delp) + 1;

for i1 = 1:ip,              % Boucle sur les phi
    for i2 = 1:it,          % Boucle sur les theta
        waitbar((i1-1)*it+i2)/(ip*it));    % progression des calculs

        phi(i1,i2) = pstart + (i1-1)*delp;
        theta(i1,i2) = tstart + (i2-1)*delt;
        phr = phi(i1,i2)*rad;       % angle phi en radian
        thr = theta(i1,i2)*rad;     % angle theta en radian

        % Xfo de onde incidente de coord. sphérique à coord. cartésiennes World
        Eic = spheric2cart(thr,phr) * [0;Et;Ep];


        sumOPt = 0;     % somme Es "theta" selon optique physique
        sumOPp = 0;     % somme Es "phi" selon optique physique
        for m = 1:ntria,    % Début boucle sur les triangles

            %[Ets,Eps] = EsFacette5(Eic,N(m,:),wave,x,y,z,facet(m,:),thr,phr,obs);
            %Ets=0; Eps=0;
            [Ets,Eps] = EsFacette_mod2(Eic,N(m,:),wave,x,y,z,facet(m,:),...
                thr,phr,portee,rn(:,m));

            % Somme sur tous les triangles pour obtenir le champ total
            sumOPt = sumOPt + Ets;
            sumOPp = sumOPp + Eps;
```

```
        end;    % fin boucle sur les triangles

        sumWt = 0;      % somme Es "theta" donnée par les arêtes
        sumWp = 0;      % somme Es "phi" donnée par les arêtes
        for m = 1:nedge,    % Début boucle sur les arêtes

            %[EswCopol,EswCross] = EsArete3(Eic,wave,thr,phr,N,edge(m,:),...
            % coord,vm(:,m),gamma(m),portee);
            [EswCopol,EswCross] = EsArete_mod(Eic,wave,thr,phr,N,...
                edge(m,:),coord,vm(:,m),gamma(m),portee);
            %EswCopol=0; EswCross=0;

            sumWt = sumWt + EswCopol;
            sumWp = sumWp + EswCross;

        end;    % fin boucle sur les aretes

        % penser Ett et Etp ainsi que Epp et Ept!?
        Sth(i1,i2) = 10*log10(4*pi*portee^2*abs(sumOPt + sumWt)^2+eps);
        Sph(i1,i2) = 10*log10(4*pi*portee^2*abs(sumOPp + sumWp)^2+eps);

    end;    % Fin boucle sur theta
end;        % Fin boucle sur phi

close(hwait);

%...    Affichage de résultats
%
figure; plot(theta,Sth);
ylabel('Amplitude (dBmc)');
xlabel('Angle (degré)');
grid

%...    Sortie des résultats
%
serTh = Sth;    % amplitude (dB) selon theta
serPh = Sph;    % amplitude (dB) selon phi
phaseTh = theta;
phasePh = phi;

% sauve données
chaineCommande = ['save ptd_mod_',comment,'.mat serTh phaseTh -mat'];      % avec PTD
%chaineCommande = ['save ptd_',comment,'.mat serTh phaseTh -mat'];     % avec PTD
%chaineCommande = ['save ptd_fringe_mod',comment,'.mat serTh phaseTh -mat'];      % avec PTD
%chaineCommande = ['save ptd_c1030.mat serTh phaseTh -mat'];     % avec PTD
% chaineCommande = ['save ptd_c2030b.mat serTh phaseTh -mat'];     % avec PTD
eval(chaineCommande);



function [EswCopol,EswCross] = EsArete_mod(Eic,wave,thr,phr,N,edge,coord,vm,gamma,portee)
% "EsArete_mod" calcule le champ rayonné par une arête entre deux facettes.
% Le script tient compte de la distance de l'observateur pour la réflexion
% spéculaire et la diffraction de l'arête.
%
% Inputs:
%   Eic     = champ électrique incident en coordonnées cartésiennes
%   wave    = longueur d'onde de l'onde incidente
%   thr     = angle d'incidence selon l'élévation theta
%   phr     = angle d'incidence selon l'azimuth phi
%   N       = vecteur unitaire contenant les normales des facettes
%   edge    = matrice des indices des coord. des arêtes et des # de facettes
%   coord   = liste des coordonnées x,y,z des vertices.
%   vm      = position du centre de l'arete
%   gamma   = vecteur des angles extérieurs aux arêtes
%   portee  = distance entre l'observateur (radar) et la cible (m)
%
% Outputs:
%    EswCopol - champ diffracté Es theta
%    EswCross - champ diffracté Es phi

% Other m-files required: spheric2cart, cart2spheric, diffractionUfimtsev
% Calling functions: ptd_mod_Ser, ser_ptd_mod_trajec
% MAT-files required: none

% Author: F. Côté
% Last revision: 4-fév-2007
```

```
%...    calcul des paramètres
bk=2*pi/wave;   % nombre d'onde

%...    Direction d'incidence et de rayonnement
ki = spheric2cart(thr, phr) * [-1;0;0]; % implémente Ei onde plane
obs = [portee; 0; 0];   % position d'observation en coord sphériques
obsc = spheric2cart(thr, phr) * obs;    % position d'observ coord. cart.
%ks = -ki;      % Si on est dans le champ lointain
ks = (obsc-vm)/norm(obsc-vm);   % Implémente TPD modifiée
%ki = -ks;                      % TPD modifiée supposant Ei sphérique!?!
%Hi = cross(ki,Eic);     % champ magnétique incident normalisé par Z

%... test de visibilité de l'arete
n1 = N(edge(3),:)';     % normale à la facette 1
if edge(4) > eps,
    n2 = N(edge(4),:)';     % normale à la facette 2
else
    n2 = [0;0;0];
end;
n1Dotki = dot(n1,-ki);
n2Dotki = dot(n2,-ki);

if ((n1Dotki > 0) || (n2Dotki > 0)),

    %... angles relié à l'arête
    v1 = coord(edge(1),:)'; % vertex #1
    v2 = coord(edge(2),:)'; % vertex #2
    t = v2 - v1;            % vecteur le long de l'arête
    L = norm(t);
    t = t./L;               % vecteur unitaire le long de l'arête

    % angle d'incidence avec la facette A ou B
    ki_perp = ki - dot(ki,t).*t;    % vecteur perpendiculaire au vecteur t
    if n1Dotki > 0,
        kipXt = cross(ki_perp,t);
        kipXt = kipXt ./ norm(kipXt);
        kipXtDotN1 = dot(kipXt,n1);
        deltai = acos(kipXtDotN1);   % angle avec la face A
%         deltai-deltai2
    elseif n2Dotki > 0,
%         deltai = angleAvecFacet(n2,-t,ki);      % angle avec la face B
        tXkip = cross(t,ki_perp);
        tXkip = tXkip ./ norm(tXkip);
        tXkipDotN2 = dot(tXkip,n2);
%         deltai = acos(tXkipDotN2);
        deltai = gamma - acos(tXkipDotN2);   % angle avec la face B
%         deltai-deltai2
    else
        error('erreur angle d''incidence');
    end;

     [f,g] = diffractionUfimtsev(gamma,deltai,deltai,0);
%     [f,g] = diffractionUfimtsev_classique(gamma,deltai,deltai);
%    [f,g] = diffractionKeller(gamma,deltai,deltai);

    beta1 = acos(dot(ks,t));

    kLcosB = bk * L * dot(ks,t);
    Il = sinc(kLcosB/pi) * exp(j*2*bk*dot(ks,vm)); % Integrale de ligne

    %... cas 1: Exécuté en coord. cartésiennes
    eic = Eic./norm(Eic);
    hic = cross(ki,eic);
    ksXt = cross(ks,t);
    ksXksXt = cross(ks,ksXt);

    factCopol2 = (dot(eic,t).*ksXksXt.*f + dot(hic,t).*ksXt.*g) / (sin(beta1))^2;

    Esw = -L/(2*pi) * factCopol2 * Il * exp(-j*bk*dot(ks,obsc)) / norm(obsc-vm);

    Tc2s = cart2spheric(thr,phr);
    Esws = Tc2s * Esw;

    EswCopol = Esws(2);
    EswCross = Esws(3);

%     %... cas 2: polarisation croisée au rayonnement
```

```
%     ess = [eis(1);eis(3);eis(2)];
%     hss = cross([1;0;0],ess);    % ks X ess
%     factCross = (dot(eis,ts)*dot(ess,ts)*f + dot(his,ts)*dot(hss,ts)*g) / sin(beta1)^2;
%
%     EswCross = -L/(2*pi) * factCross * Il;
%     %EswCross = -L/(2*pi) * exp(j*bk*r)/r * factCross * Il;

else

    EswCopol = 0;
    EswCross = 0;

end;
```

Note : Les autres scripts utilisés par ce programme ont été listés plus tôt.

B.7 SER le long d'une trajectoire

```
function [SERtraj,trajx] = batch_trajectoire(methode,offNoseAngle,miss,coord,facet)
% Batch file pour calculer les SER d'un radar s'approchant d'un cylindre.
%
% Syntax:  [SERtraj,trajx] = batch_trajectoire('po_mod');
%
% Inputs:
%   methode = méthode de calcul de la SER sur la trajectoire
%   offNoseAngle = angle entre la trajectoire et l'axe d'un cylindre
%   miss    = distance minimale entre la trajectoire et la cible
%   coord   = liste des coordonnées x,y,z des vertices de la cible.
%   facet   = # des noeuds ou vertices composant un triangle.
%
% Outputs:
%    SERtraj - vecteur de champs rayonnés Es theta versus la position
%    trajx - vecteur de positions de la cible sur la trajectoire (en "x")
%
% Other m-files required: SER_trajectoire, SER_mod_trajectoire,
%                         SER_ptd_trajectoire2, SER_ptd_mod_trajectoire,
%                         SER_trajectoire_correction
% Calling functions: batch
% MAT-files required: facet_c202000d.mat (requis si on ne fournit pas de modèles)

% Author: F. Côté
% Last revision: 4-fév-2007

%load facet_c202000d.mat

if nargin == 1,
    offNoseAngle = [0 10 30 60];
    miss = [3 10];
    load facet_c202000d.mat
elseif nargin == 2,
    miss = [3 10];
    load facet_c202000d.mat
elseif nargin == 3,
    load facet_c202000d.mat
end;

%offNoseAngle = [30];
%miss = [3];

noff = length(offNoseAngle);
nmiss = length(miss);

for n = 1:nmiss,
    for m = 1:noff,
```

```
        switch methode,
            case {'po','op'}
                [SERtraj,trajx] = SER_trajectoire(coord,facet,offNoseAngle(m),miss(n));
            case {'po_mod','op_mod'}
                [SERtraj,trajx] = SER_mod_trajectoire(coord,facet,offNoseAngle(m),miss(n));
            case {'ptd', 'tpd'}
                [SERtraj,trajx] = SER_ptd_trajectoire2(coord,facet,offNoseAngle(m),miss(n));
            case {'ptd_mod', 'tpd_mod'}
                [SERtraj,trajx] = SER_ptd_mod_trajectoire(coord,facet,offNoseAngle(m),miss(n));
            case 'correction'
                [SERtraj,trajx] = SER_trajectoire_correction(offNoseAngle(m),miss(n));
            otherwise
                error('Mauvais choix')
        end;
    end;
end;



function [SERtraj,trajx] = SER_trajectoire(coord,facet,offNoseAngle,miss)
% Calcule la section efficace radar (SER) sur une trajectoire en utilisant
% l'optique physique (OP).
%
% Syntax:  [SERtraj,trajx] = SER_trajectoire(coord,facet);
%
% Inputs:
%   coord    = liste des coordonnées x,y,z des vertices de la cible.
%   facet    = # des noeuds ou vertices composant un triangle.
%   offNoseAngle = angle entre la trajectoire et l'axe d'un cylindre
%   miss     = distance minimale entre la trajectoire et la cible
%
% Outputs:
%    SERtraj - vecteur de champs rayonnés Es theta versus la position
%    trajx - vecteur de positions de la cible sur la trajectoire (en "x")
%
% Other m-files required: ser_op_trajectoire, world2cylindre
% Calling functions: batch_trajectoire
% MAT-files required: none

% Author: F. Côté
% Last revision: 4-fév-2007

%...    définition de paramètres
if nargin < 3,
    offNoseAngle = 0;   % en degré (0, 10, 30 ou 60 pour nos courbes)
    miss = 3;   % "missDistance" en mètre (3 ou 10 pour nos courbes)
end;

%j = sqrt(-1);
rc = 0.1;       % rayon du cylindre
lc = 2;         % longueur du cylindre
freq = 17;      % frequence du radar en GHz

deltaTraj = 0.02;      % incrément dans la trajectoire
%deltaTraj = 5;      % incrément dans la trajectoire
trajx = -50:deltaTraj:30;   % position "x" du radar
nbData = length(trajx);
traj = zeros(3,nbData);
traj(1,:) = trajx;

SERtraj = zeros(nbData,1);
% range = zeros(nbData,1);    % portée
% th = zeros(nbData,1);       % theta calculé
txtwait = ['SER avec OP pour fichier: po_trajec_',...
    int2str(offNoseAngle),'_',int2str(miss),'m.mat'];
hwait = waitbar(0,txtwait);

for m=1:nbData,
    waitbar(m/nbData);
    [portee,theta] = world2cylindre(traj(:,m),offNoseAngle,miss,rc,lc);
     SERtraj(m,1) = ser_op_trajectoire(coord,facet,portee,theta,freq);
end;    % fin boucle sur trajectoire
close(hwait);

trajx = trajx';

% Affiche SER vs trajectoire
```

```
figure;
plot(trajx,SERtraj);
xlabel('position sur la trajectoire (m)');
ylabel('amplitude (dBsm)');
grid;

% sauve données
chaineCommande = ['save po_trajec_',int2str(offNoseAngle),'_',...
    int2str(miss),'m.mat SERtraj trajx -mat'];     % avec PO
eval(chaineCommande);
% save po_traj_30_10m.mat SERtraj trajx -mat



function [portee,theta,ptObs] = world2cylindre(Pw,eta,miss,rc,lc)
% Transforme un point en coordonnées world "Pw" en portée et en theta dans
% le système de coordonnées du cylindre (axe du cylindre = axe "z" vers le
% bas et axe "x" vers la droite avec axe "y" sortant de la feuille).
%
% Inputs:
%   Pw      = point en coordonnées world
%   eta     = angle entre l'axe cylindre et la trajectoire (en degré)
%   miss    = distance minimum entre le cylindre et la trajectoire
%   rc      = rayon du cylindre
%   lc      = longueur du cylindre
%
% Outputs:
%    portee - distance entre la cible et le radar
%    theta - angle de l'onde incidente p/r à la cible
%    ptObs - coordonnées du radar dans le système de référence de la cible
%
% Example:
%   [portee,theta] = world2cylindre([0;0;0],0,3,0.1,2);
%
% Other m-files required: none
% Subfunctions: SER_trajectoire, SER_mod_trajectoire, SER_ptd_trajectoire2,
%               SER_ptd_mod_trajectoire
% MAT-files required: none

% Author: F. Côté
% Last revision: 4-fév-2007

%...    définition de paramètres
se = sin(eta*pi/180);
ce = cos(eta*pi/180);
T1 = [se -ce 0; ce se 0; 0 0 1];
T2 = [1 0 0; 0 0 1; 0 -1 0];

%...    calcul du point en coordonnées cylindre
Pc = T2*(T1*(Pw - [0;miss;0]) + [rc; -lc/2; 0]);

%...    transformation en portée et en angle
portee = norm(Pc);
theta = atan2(Pc(1),Pc(3));       % en radian
% theta = atan2(Pc(1),Pc(3))*180/pi;  % en degré

if nargout == 3, ptObs = Pc; end;



function out = ser_op_trajectoire(coord,facet,portee,theta,freq)
% Calcule la SER d'une cible selon la théorie de l'optique
% physique. La cible est définie par des facettes triangulaires.
%
% Inputs:
%   coord   = liste des coordonnées x,y,z des vertices.
%   facet   = # des noeuds ou vertices composant un triangle
%   portee  = portee du radar en mètre
%   theta   = orientation du radar p/r à l'axe du cylindre
%   freq    = fréquence du radar en GHz
%
% Outputs:
%    out - SER selon theta (dBsm)
%
% Example:
```

```
%   out = ser_op_trajectoire(coord,facet,portee,theta);
%
% Other m-files required: EsFacette5,  spheric2cart
% Calling functions: SER_trajectoire
% MAT-files required: none

% Author: F. Côté
% Last revision: 4-fév-2007

%...    réarrangement des données d'entrée dans le bon format
ntria = size(facet,1);  % nb de triangles dans le modèle
vind = facet(:,1:3);    % matrice d'indexe des vertices
x = coord(:,1);
y = coord(:,2);
z = coord(:,3);
r = coord;              % matrice contenant tous les vertices

%...    dessine les surfaces du modèle
if(0),
    createFigureGeometrie(coord,facet);
end;

%...    définition de paramètres
%
c = 3e8;            % vitesse de la lumière dans le vide
i_pol  = 1;         % polarization de l'onde incidente (vert=1; hori=0)

%...    paramètres dérivées
%
wave   = c/(freq * 10^9);   % wavelength lambda

%...    Définition de l'onde incidente
%
if i_pol == 1       % polarisation verticale
    Et = 1+j*0;
    Ep = 0+j*0;
else                % polarisation horizontale
    Et = 0+j*0;
    Ep = 1+j*0;
end

%...    Calcul vecteurs de bord, normale, aire de facette et angles
%       d'orientation p/r au système de coordonnées World
%
for i = 1:ntria,
    A = r(vind(i,2),:) - r(vind(i,1),:);
    B = r(vind(i,3),:) - r(vind(i,2),:);
    % compute outward normals from edge vectors
    N(i,:) = - cross(B,A);
    Nn = norm(N(i,:));
    N(i,:) = N(i,:)/Nn; % transformation en normales unitaires
    % rotation angles pour orienter coord. World en coord. facette (locale)
%     beta(i) = acos(N(i,3));
%     alpha(i) = atan2(N(i,2),N(i,1));
end

%...Début des calculs

phr = 0;
thr = theta;

% Xfo de onde incidente de coord. sphérique à coord. cartésiennes World
Eic = spheric2cart(thr,phr) * [0;Et;Ep];

% Début boucle sur les triangles
sumt = 0;
sump = 0;

for m = 1:ntria,
%     [Ets,Eps] = EsFacette(alpha(m),beta(m),Einc',N(m,:),...
%         wave,x,y,z,vind(m,:),thr,phr);
    [Ets,Eps] = EsFacette5(Eic,N(m,:),wave,x,y,z,vind(m,:),thr,phr,portee);

    %Sum over all triangles to get the total field
    sumt = sumt + Ets;
    sump = sump + Eps;
end      % Fin boucle sur les triangles
```

```
Sth = 10*log10(4*pi*abs(sumt)^2+eps);
%Sth = 10*log10(4*pi*abs(sumt)^2/wave^2+eps);
%Sth = 10*log10(4*pi*portee^2*abs(sumt)^2+eps);  % la portee est ajoutee EsFacette_mod2

%...    Sortie des résultats
%
out = Sth;    % amplitude (dB) selon theta
%out = Sph;    % amplitude (dB) selon phi



function [SERtraj,trajx] = SER_mod_trajectoire(coord,facet,offNoseAngle,miss)
% Calcule la section efficace radar (SER) sur une trajectoire en utilisant
% l'optique physique modifié pour le champ proche.
%
% Syntax:  [SERtraj,trajx] = SER_mod_trajectoire(coord,facet, 30, 10);
%
% Inputs:
%   coord    = liste des coordonnées x,y,z des vertices de la cible.
%   facet    = # des noeuds ou vertices composant un triangle.
%   offNoseAngle = angle entre la trajectoire et l'axe d'un cylindre
%   miss     = distance minimale entre la trajectoire et la cible
%
% Outputs:
%    SERtraj - vecteur de champs rayonnés Es theta versus la position
%    trajx - vecteur de positions de la cible sur la trajectoire (en "x")
%
% Other m-files required: ser_op_mod_trajectoire, world2cylindre
% Calling functions: batch_trajectoire
% MAT-files required: none

% Author: F. Côté
% Last revision: 4-fév-2007

%...    définition de paramètres
if nargin < 3,
    offNoseAngle = 0;   % en degré (0, 10, 30 ou 60 pour nos courbes)
    miss = 3;   % "missDistance" en mètre (3 ou 10 pour nos courbes)
end;

%j = sqrt(-1);
rc = 0.1;       % rayon du cylindre
lc = 2;         % longueur du cylindre
freq = 17;      % frequence du radar en GHz

deltaTraj = 0.02;      % incrément dans la trajectoire
%deltaTraj = 5;      % incrément dans la trajectoire
trajx = -50:deltaTraj:30;   % position "x" du radar
nbData = length(trajx);
traj = zeros(3,nbData);
traj(1,:) = trajx;

SERtraj = zeros(nbData,1);
% range = zeros(nbData,1);    % portée
% th = zeros(nbData,1);       % theta calculé
txtwait = ['SER pour fichier: po_mod_trajec_',int2str(offNoseAngle),'_',...
   int2str(miss),'m.mat'];
hwait = waitbar(0,txtwait);

for m=1:nbData,
    waitbar(m/nbData);
%    [portee,theta,ptObs] = world2cylindre(traj(:,m),offNoseAngle,miss,rc,lc);
    [portee,theta] = world2cylindre(traj(:,m),offNoseAngle,miss,rc,lc);
% %      SERtraj(m,1) = ser_op_trajectoire(coord,facet,portee,theta);
    SERtraj(m,1) = ser_op_mod_trajectoire(coord,facet,portee,theta,freq);
%      rangeLaw = (miss / portee)^2;
%      rangeLaw = (miss / portee)^4;
%      rangeLawDB = 10*log10(rangeLaw + eps);
% %    SERtraj(m,1) = SERtraj(m,1) + rangeLawDB; % correction pour la distance
end;    % fin boucle sur trajectoire
close(hwait);

trajx = trajx';

% Affiche SER vs trajectoire
figure;
plot(trajx,SERtraj);
```

```
xlabel('position sur la trajectoire (m)');
ylabel('amplitude (dBsm)');
grid;
%pause;

% sauve données
chaineCommande = ['save po_mod_trajec_',int2str(offNoseAngle),'_',...
   int2str(miss),'m.mat SERtraj trajx -mat'];     % avec PO mod
% chaineCommande = ['save correctionRangeLaw_',int2str(offNoseAngle),'_',...
%     int2str(miss),'m.mat SERtraj -mat'];     % avec PO mod
eval(chaineCommande);
% save po_traj_30_10m.mat SERtraj trajx -mat



function out = ser_op_mod_trajectoire(coord,facet,portee,theta,freq)
% Calcule la SER d'une cible selon la théorie de l'optique
% physique modifié pour le champ proche. La cible est définie
% par des facettes triangulaires.
%
% Inputs:
%   coord   = liste des coordonnées x,y,z des vertices.
%   facet   = # des noeuds ou vertices composant un triangle
%   portee  = portee du radar en mètre
%   theta   = orientation du radar p/r à l'axe du cylindre
%   freq    = fréquence du radar en GHz
%
% Outputs:
%    out - SER selon theta (dBsm)
%
% Example:
%   out = ser_op_mod_trajectoire(coord,facet,portee,theta,freq);
%
% Other m-files required: EsFacette_mod2,  spheric2cart
% Calling functions: SER_mod_trajectoire
% MAT-files required: none

% Author: F. Côté
% Last revision: 4-fév-2007

%...    réarrangement des données d'entrée dans le bon format
ntria = size(facet,1);  % nb de triangles dans le modèle
vind = facet(:,1:3);    % matrice d'indexe des vertices
x = coord(:,1);
y = coord(:,2);
z = coord(:,3);

%...    dessine les surfaces du modèle
if(0),
    createFigureGeometrie(coord,facet);
end;

%...    définition de paramètres
%
c = 3e8;            % vitesse de la lumière dans le vide
i_pol  = 1;         % polarization de l'onde incidente (vert=1; hori=0)

%...    paramètres dérivées
%
wave   = c/(freq * 10^9);   % wavelength lambda

%...    Définition de l'onde incidente
%
if i_pol == 1       % polarisation verticale
    Et = 1+j*0;
    Ep = 0+j*0;
else                % polarisation horizontale
    Et = 0+j*0;
    Ep = 1+j*0;
end

%...    Calcul vecteurs de bord, normales et points centraux
%
N = zeros(ntria,3);
v1 = zeros(3,ntria); v2 = zeros(3,ntria); v3 = zeros(3,ntria);
rn = zeros(3,ntria);
```

```
for i = 1:ntria,

    % Calcul de la normale unitaire
    A = coord(facet(i,2),:) - coord(facet(i,1),:);    % vecteur de bord #1
    B = coord(facet(i,3),:) - coord(facet(i,2),:);    % vecteur de bord #2
    N(i,:) = - cross(B,A);                  % normale à la facette
    N(i,:) = N(i,:)/norm(N(i,:));           % normale unitaire

    % Coordonnées centrales d'une facette triangulaire
    v1(1:3,i) = coord(facet(i,1),:)';   % coin 1 de la facette "i"
    v2(1:3,i) = coord(facet(i,2),:)';   % coin 2 de la facette "i"
    v3(1:3,i) = coord(facet(i,3),:)';   % coin 3 de la facette "i"
    rn(1:3,i) = (v1(:,i)+v2(:,i)+v3(:,i))./3;  % pt central

end

%...Début des calculs

phr = 0;
thr = theta;

% Xfo de onde incidente de coord. sphérique à coord. cartésiennes World
Eic = spheric2cart(thr,phr) * [0;Et;Ep];

% Début boucle sur les triangles
sumt = 0;
sump = 0;

% Einc=e0;    % Champ incident en coordonnée cartésiennes globales
for m = 1:ntria,

    [Ets,Eps] = EsFacette_mod2(Eic,N(m,:),wave,x,y,z,vind(m,:),thr,phr,portee,rn(:,m));

    %Sum over all triangles to get the total field
    sumt = sumt + Ets;
    sump = sump + Eps;
end      % Fin boucle sur les triangles

Sth = 10*log10(4*pi*portee^2*abs(sumt)^2+eps);  % la portee est ajoutee dans EsFacette_mod2
%Sph = 10*log10(4*pi*portee^2*abs(sump)^2+eps);

%...    Sortie des résultats
%
out = Sth;    % amplitude (dB) selon theta
%out = Sph;    % amplitude (dB) selon phi



function [SERtraj,trajx] = SER_ptd_trajectoire2(coord,facet,offNoseAngle,miss)
% Calcule la section efficace radar (SER) sur une trajectoire avec la TPD.
%
% Inputs:
%   coord    = liste des coordonnées x,y,z des vertices de la cible.
%   facet    = # des noeuds ou vertices composant un triangle.
%   offNoseAngle = angle entre la trajectoire et l'axe d'un cylindre
%   miss     = distance minimale entre la trajectoire et la cible
%
% Outputs:
%    SERtraj - vecteur de champs rayonnés Es theta versus la position
%    trajx - vecteur de positions de la cible sur la trajectoire (en "x")
%
% Other m-files required: ser_ptd_trajec2, world2cylindre, createEdge,
%                         angleExterieur
% Calling functions: batch_trajectoire
% MAT-files required: none

% Author: F. Côté
% Last revision: 4-fév-2007

%...    définition de paramètres
if nargin < 3,
    offNoseAngle = 0;   % en degré (0, 10, 30 ou 60 pour nos courbes)
    miss = 3;   % "missDistance" en mètre (3 ou 10 pour nos courbes)
end;
areteArtif = 0.34;    % facteur pour éliminer arêtes artificielles (radian)

rc = 0.1;       % rayon du cylindre
```

```
lc = 2;          % longueur du cylindre
freq = 17;       % frequence du radar en GHz

deltaTraj = 0.02;   % incrément dans la trajectoire
trajx = -50:deltaTraj:30;   % position "x" du radar
nbData = length(trajx);
traj = zeros(3,nbData);
traj(1,:) = trajx;

%...    Calcul des paramètres reliés aux facettes
%
ntria = size(facet,1);  % nb de triangles dans le modèle
for i = 1:ntria,

    % Calcul de la normale unitaire
    A = coord(facet(i,2),:) - coord(facet(i,1),:);    % vecteur de bord #1
    B = coord(facet(i,3),:) - coord(facet(i,2),:);    % vecteur de bord #2
    N(i,:) = - cross(B,A);                  % normale à la facette
    N(i,:) = N(i,:)/norm(N(i,:));           % normale unitaire

    % Coordonnées centrales d'une facette triangulaire
    v1(1:3,i) = coord(facet(i,1),:)';   % coin 1 de la facette "i"
    v2(1:3,i) = coord(facet(i,2),:)';   % coin 2 de la facette "i"
    v3(1:3,i) = coord(facet(i,3),:)';   % coin 3 de la facette "i"
    rn(1:3,i) = (v1(:,i)+v2(:,i)+v3(:,i))./3;  % pt central de la facette i

end

%...    création de la table d'arête
edge = createEdge(facet,coord);     % requiert "coord" pour le dessin

%...    Calcul des paramètres reliés aux arêtes
%
nedge = size(edge,1);   % nb d'aretes dans le modèle
gamma = zeros(nedge,1); % vecteur contenant les angles extérieurs des arêtes
for i = 1:nedge,

    % Coordonnées centrales d'une arete
    v1 = coord(edge(i,1),:)';    % vertex #1 de l'arete "i"
    v2 = coord(edge(i,2),:)';    % vertex #2 de l'arete "i"
    vm(1:3,i) = (v1+v2)./2;   % pt central de l'arete "i"

    % Calcul des angles extérieurs (pour un objet convexe)
    if edge(i,4)>eps,
        gamma(i) = angleExterieur(N(edge(i,3),:)',N(edge(i,4),:)');
    else
        gamma(i) = angleExterieur(N(edge(i,3),:)',[0; 0; 0]);
    end;
end;

% %...    Nettoyage des arêtes trop proches de 180 degrés
% index = find(gamma>(pi+areteArtif));  % trouve arêtes ayant angles extérieurs > pi + areteArtif.
% edge = edge(index,:);            % garde seulement arêtes non-plate
% vm = vm(:,index);          % garde seulement centres des arêtes conservées
% gamma = gamma(index);
% nedge = size(edge,1);       % nouvelle valeur pour le nombre d'arête

%...    Nettoyage des arêtes trop proches de 180 degrés
%indexTot = find(gamma>(pi+areteArtif));  % trouve arêtes ayant angles extérieurs > pi + 10 deg.
y = coord(:,2);
index1 = find(gamma>(pi+areteArtif));
index2 = find((coord(edge(:,1),2) == max(y)) & (coord(edge(:,2),2) == max(y))); % silhouette+
index3 = find((coord(edge(:,1),2) == min(y)) & (coord(edge(:,2),2) == min(y))); % silhouette-
indexTot = [index1; index2; index3];    % inclus arêtes de bord et de la silhouette

index = sort(indexTot);
nbindex = length(indexTot);
indice = [];
for n = (1:nbindex-1),
    if(index(n) ~= index(n+1)),
        indice = [indice; index(n)];
    end;
end;
indice = [indice; index(nbindex)];  % inclue le dernier élément

edge = edge(indice,:);  % garde seulement arêtes non-plate
vm = vm(:,indice);      % garde seulement centres des arêtes conservées
```

```
gamma = gamma(indice);  % matrice d'angles extérieurs aux arêtes
nedge = size(edge,1);   % nouvelle valeur pour le nombre d'arête

%...    Affiche la géométrie
%afficheGeometrie(coord,facet,edge);

%... Début des calculs

SERtraj = zeros(nbData,1);
txtwait = ['SER pour fichier: ptd_trajec_',int2str(offNoseAngle),'_',...
   int2str(miss),'m.mat'];
hwait = waitbar(0,txtwait);

for m=1:nbData,
    waitbar(m/nbData);
    [portee,theta] = world2cylindre(traj(:,m),offNoseAngle,miss,rc,lc);
%     SERtraj(m,1) = ser_op_trajectoire(coord,facet,portee,theta);
%    SERtraj(m,1) = ser_op_mod_trajectoire(coord,facet,[portee;0;0],theta,freq);
    SERtraj(m,1) = ser_ptd_trajec2(coord,facet,portee,theta,freq,...
        edge,N,v1,v2,v3,rn,nedge,gamma,vm);
end;    % fin boucle sur trajectoire
close(hwait);

trajx = trajx';

% Affiche SER vs trajectoire
figure;
plot(trajx,SERtraj);
title(txtwait);
xlabel('position sur la trajectoire (m)');
ylabel('amplitude (dBsm)');
grid;

% sauve données
chaineCommande = ['save ptd_trajec_',int2str(offNoseAngle),'_',...
    int2str(miss),'m.mat SERtraj trajx -mat'];     % avec TPD
%chaineCommande = ['save ptd_mod_trajec_',int2str(offNoseAngle),'_',...
eval(chaineCommande);



function out = ser_ptd_trajec2(coord,facet,portee,theta,freq,...
            edge,N,v1,v2,v3,rn,nedge,gamma,vm)
% "ser_ptd_trajec2" calcule la SER d'une cible selon la théorie physique de
% la diffraction. La cible est définie par des facettes triangulaires.
%
% Inputs:
%   coord    = liste des coordonnées x,y,z des vertices.
%   facet    = # des noeuds ou vertices composant un triangle
%   portee   = portee du radar en mètre
%   theta    = orientation du radar p/r à l'axe du cylindre
%   freq     = fréquence du radar en GHz
%   edge     = matrice de la définition des facettes de la cible
%   N        = matrice des vecteurs des normales unitaire des facettes
%   v1,v2,v3 = matrice des vertex 1, 2 et 3 de chaque facette
%   rn       = matrice des points centraux des facettes
%   nedge    = nombre d'arête totale dans le modèle
%   gamma    = matrice d'angles extérieurs aux arêtes
%   vm       = matrice des points centraux des arêtes
%
% Outputs:
%    out - SER selon theta (dBsm)
%
% Other m-files required: EsArete3, EsFacette_mod2, spheric2cart
% Calling functions: SER_ptd_trajectoire2
% MAT-files required: none

% Author: F. Côté
% Last revision: 4-fév-2007

%...    réarrangement des données d'entrée dans le bon format
ntria = size(facet,1);  % nb de triangles dans le modèle
x = coord(:,1);
y = coord(:,2);
z = coord(:,3);
```

```
%...    dessine les surfaces du modèle
if(0),
    createFigureGeometrie(coord,facet);
end;

%...    définition de paramètres
%
c = 3e8;            % vitesse de la lumière dans le vide
i_pol  = 1;         % polarization de l'onde incidente (vert=1; hori=0)

%...    paramètres dérivées
%
wave   = c/(freq * 10^9);   % wavelength lambda
%bk     = 2*pi/wave;         % nombre d'onde
%rad    = pi/180;            % conversion degré en radian

%...    Définition de l'onde incidente
%
if i_pol == 1       % polarisation verticale
    Et = 1+j*0;
    Ep = 0+j*0;
else                % polarisation horizontale
    Et = 0+j*0;
    Ep = 1+j*0;
end

%...Début des calculs
%

phr = 0;
thr = theta;

        % Xfo de onde incidente de coord. sphérique à coord. cartésiennes World
        Eic = spheric2cart(thr,phr) * [0;Et;Ep];


        sumOPt = 0;     % somme Es "theta" selon optique physique
        sumOPp = 0;     % somme Es "phi" selon optique physique
        for m = 1:ntria,    % Début boucle sur les triangles

            %[Ets,Eps] = EsFacette5(Eic,N(m,:),wave,x,y,z,facet(m,:),thr,phr,obs);
            %Ets=0; Eps=0;
            [Ets,Eps] = EsFacette_mod2(Eic,N(m,:),wave,x,y,z,facet(m,:),...
                thr,phr,portee,rn(:,m));

            % Somme sur tous les triangles pour obtenir le champ total
            sumOPt = sumOPt + Ets;
            sumOPp = sumOPp + Eps;

        end;    % fin boucle sur les triangles

        sumWt = 0;      % somme Es "theta" donnée par les arêtes
        sumWp = 0;      % somme Es "phi" donnée par les arêtes
        for m = 1:nedge,    % Début boucle sur les arêtes

            [EswCopol,EswCross] = EsArete3(Eic,wave,thr,phr,N,edge(m,:),...
                coord,vm(:,m),gamma(m),portee);
            %[EswCopol,EswCross] = EsArete_mod(Eic,wave,thr,phr,N,...
            % edge(m,:),coord,vm(:,m),gamma(m),portee);
            %EswCopol=0; EswCross=0;

            sumWt = sumWt + EswCopol;
            sumWp = sumWp + EswCross;

        end;    % fin boucle sur les aretes

        % penser Ett et Etp anisi que Epp et Ept!?
        Sth = 10*log10(4*pi*portee^2*abs(sumOPt + sumWt)^2+eps); % la portee est ajoutee dans EsFacet
        %Sph = 10*log10(4*pi*abs(sumOPp + sumWp)^2+eps);

%
out = Sth;    % amplitude (dB) selon theta
% serPh = Sph;    % amplitude (dB) selon phi


function [SERtraj,trajx] = SER_ptd_mod_trajectoire(coord,facet,offNoseAngle,miss)
```

```
% Calcule la section efficace radar (SER) sur une trajectoire avec la TPD
% modifiée.
%
% Inputs:
%   coord    = liste des coordonnées x,y,z des vertices de la cible.
%   facet    = # des noeuds ou vertices composant un triangle.
%   offNoseAngle = angle entre la trajectoire et l'axe d'un cylindre
%   miss     = distance minimale entre la trajectoire et la cible
%
% Outputs:
%    SERtraj - vecteur de champs rayonnés Es theta versus la position
%    trajx - vecteur de positions de la cible sur la trajectoire (en "x")
%
% Other m-files required: ser_ptd_mod_trajec, world2cylindre, createEdge,
%                         angleExterieur
% Calling functions: batch_trajectoire
% MAT-files required: none

% Author: F. Côté
% Last revision: 4-fév-2007

%...    définition de paramètres
if nargin < 3,
    offNoseAngle = 0;   % en degré (0, 10, 30 ou 60 pour nos courbes)
    miss = 3;   % "missDistance" en mètre (3 ou 10 pour nos courbes)
end;
areteArtif = 0.34;    % facteur pour éliminer arêtes artificielles (radian)

rc = 0.1;       % rayon du cylindre
lc = 2;         % longueur du cylindre
freq = 17;      % frequence du radar en GHz

deltaTraj = 0.02;      % incrément dans la trajectoire
trajx = -50:deltaTraj:30;   % position "x" du radar
nbData = length(trajx);
traj = zeros(3,nbData);
traj(1,:) = trajx;

%...    Calcul des paramètres reliés aux facettes
%
ntria = size(facet,1);  % nb de triangles dans le modèle
for i = 1:ntria,

    % Calcul de la normale unitaire
    A = coord(facet(i,2),:) - coord(facet(i,1),:);    % vecteur de bord #1
    B = coord(facet(i,3),:) - coord(facet(i,2),:);    % vecteur de bord #2
    N(i,:) = - cross(B,A);                  % normale à la facette
    N(i,:) = N(i,:)/norm(N(i,:));           % normale unitaire

    % Coordonnées centrales d'une facette triangulaire
    v1(1:3,i) = coord(facet(i,1),:)';   % coin 1 de la facette "i"
    v2(1:3,i) = coord(facet(i,2),:)';   % coin 2 de la facette "i"
    v3(1:3,i) = coord(facet(i,3),:)';   % coin 3 de la facette "i"
    rn(1:3,i) = (v1(:,i)+v2(:,i)+v3(:,i))./3;  % pt central de la facette i

end

%...    création de la table d'arête
edge = createEdge(facet,coord);     % requiert "coord" pour le dessin

%...    Calcul des paramètres reliés aux arêtes
%
nedge = size(edge,1);   % nb d'aretes dans le modèle
gamma = zeros(nedge,1); % vecteur contenant les angles extérieurs des arêtes
for i = 1:nedge,

    % Coordonnées centrales d'une arete
    v1 = coord(edge(i,1),:)';    % vertex #1 de l'arete "i"
    v2 = coord(edge(i,2),:)';    % vertex #2 de l'arete "i"
    vm(1:3,i) = (v1+v2)./2;   % pt central de l'arete "i"

    % Calcul des angles extérieurs (pour un objet convexe)
    if edge(i,4)>eps,
        gamma(i) = angleExterieur(N(edge(i,3),:)',N(edge(i,4),:)');
    else
        gamma(i) = angleExterieur(N(edge(i,3),:)',[0; 0; 0]);
    end;
```

```
end;

% %...    Nettoyage des arêtes trop proches de 180 degrés
% index = find(gamma>(pi+areteArtif));  % trouve arêtes ayant angles extérieurs > pi + areteArtif.
% edge = edge(index,:);            % garde seulement arêtes non-plate
% vm = vm(:,index);          % garde seulement centres des arêtes conservées
% gamma = gamma(index);
% nedge = size(edge,1);       % nouvelle valeur pour le nombre d'arête

%...    Nettoyage des arêtes trop proches de 180 degrés
%indexTot = find(gamma>(pi+areteArtif));  % trouve arêtes ayant angles ext. > pi + areteArtif
y = coord(:,2);
index1 = find(gamma>(pi+areteArtif));
index2 = find(((coord(edge(:,1),2) == max(y)) & (coord(edge(:,2),2) == max(y))));  %silhouette+
index3 = find(((coord(edge(:,1),2) == min(y)) & (coord(edge(:,2),2) == min(y))));  %silhouette-
indexTot = [index1; index2; index3];    % inclus arêtes de bord et de la silhouette

index = sort(indexTot);
nbindex = length(indexTot);
indice = [];
for n = (1:nbindex-1),
    if(index(n) ~= index(n+1)),
        indice = [indice; index(n)];
    end;
end;
indice = [indice; index(nbindex)];  % inclue le dernier élément

edge = edge(indice,:);           % garde seulement arêtes non-plate
vm = vm(:,indice);          % garde seulement centres des arêtes conservées
gamma = gamma(indice);
nedge = size(edge,1);       % nouvelle valeur pour le nombre d'arête

%...    Affiche la géométrie
%afficheGeometrie(coord,facet,edge);

%... Début des calculs

SERtraj = zeros(nbData,1);
txtwait = ['SER avec TPD mod, fichier: ptd_trajec_',int2str(offNoseAngle),'_',...
   int2str(miss),'m.mat'];
hwait = waitbar(0,txtwait);

for m=1:nbData,
    waitbar(m/nbData);
    [portee,theta] = world2cylindre(traj(:,m),offNoseAngle,miss,rc,lc);
    SERtraj(m,1) = ser_ptd_mod_trajec(coord,facet,portee,theta,freq,...
        edge,N,v1,v2,v3,rn,nedge,gamma,vm);
end;    % fin boucle sur trajectoire
close(hwait);

trajx = trajx';

% Affiche SER vs trajectoire
figure;
plot(trajx,SERtraj);
title(txtwait);
xlabel('position sur la trajectoire (m)');
ylabel('amplitude (dBsm)');
grid;

% sauve données
%chaineCommande = ['save ptd_trajec_',int2str(offNoseAngle),'_',...
chaineCommande = ['save ptd_mod_trajec_',int2str(offNoseAngle),'_',...
    int2str(miss),'m.mat SERtraj trajx -mat'];     % avec PO mod
eval(chaineCommande);
% save po_traj_30_10m.mat SERtraj trajx -mat



function out = ser_ptd_mod_trajec(coord,facet,portee,theta,freq,...
          edge,N,v1,v2,v3,rn,nedge,gamma,vm)
% "ser_ptd_mod_trajec" calcule la SER d'une cible selon la théorie physique
% de la diffraction modifiée. La cible est définie par des facettes
% triangulaires.
%
% Inputs:
```

```
%   coord    = liste des coordonnées x,y,z des vertices.
%   facet    = # des noeuds ou vertices composant un triangle
%   portee   = portee du radar en mètre
%   theta    = orientation du radar p/r à l'axe du cylindre
%   freq     = fréquence du radar en GHz
%   edge     = matrice de la définition des facettes de la cible
%   N        = matrice des vecteurs des normales unitaire des facettes
%   v1,v2,v3 = matrice des vertex 1, 2 et 3 de chaque facette
%   rn       = matrice des points centraux des facettes
%   nedge    = nombre d'arête totale dans le modèle
%   gamma    = matrice d'angles extérieurs aux arêtes
%   vm       = matrice des points centraux des arêtes
%
% Outputs:
%    out - SER selon theta (dBsm)
%
% Other m-files required: EsArete_mod, EsFacette_mod2, spheric2cart
% Calling functions: SER_ptd_mod_trajectoire
% MAT-files required: none

% Author: F. Côté
% Last revision: 4-fév-2007

%...    réarrangement des données d'entrée dans le bon format
ntria = size(facet,1);  % nb de triangles dans le modèle
x = coord(:,1);
y = coord(:,2);
z = coord(:,3);

%...    dessine les surfaces du modèle
if(0),
    createFigureGeometrie(coord,facet);
end;

%...    définition de paramètres
%
c = 3e8;            % vitesse de la lumière dans le vide
i_pol  = 1;         % polarization de l'onde incidente (vert=1; hori=0)
wave   = c/(freq * 10^9);   % wavelength lambda

%...    Définition de l'onde incidente
%
if i_pol == 1       % polarisation verticale
    Et = 1+j*0;
    Ep = 0+j*0;
else                % polarisation horizontale
    Et = 0+j*0;
    Ep = 1+j*0;
end

%...Début des calculs
%
phr = 0;
thr = theta;

        % Xfo de onde incidente de coord. sphérique à coord. cartésiennes World
        Eic = spheric2cart(thr,phr) * [0;Et;Ep];


        sumOPt = 0;     % somme Es "theta" selon optique physique
        sumOPp = 0;     % somme Es "phi" selon optique physique
        for m = 1:ntria,    % Début boucle sur les triangles

            %[Ets,Eps] = EsFacette5(Eic,N(m,:),wave,x,y,z,facet(m,:),thr,phr,obs);
            %Ets=0; Eps=0;
            [Ets,Eps] = EsFacette_mod2(Eic,N(m,:),wave,x,y,z,facet(m,:),thr,phr,portee,rn(:,m));

            % Somme sur tous les triangles pour obtenir le champ total
            sumOPt = sumOPt + Ets;
            sumOPp = sumOPp + Eps;

        end;    % fin boucle sur les triangles

        sumWt = 0;      % somme Es "theta" donnée par les arêtes
        sumWp = 0;      % somme Es "phi" donnée par les arêtes
        for m = 1:nedge,    % Début boucle sur les arêtes
```

```
            %[EswCopol,EswCross] = EsArete3(Eic,wave,thr,phr,N,edge(m,:),...
            % coord,vm(:,m),gamma(m),portee);
            [EswCopol,EswCross] = EsArete_mod(Eic,wave,thr,phr,N,...
                edge(m,:),coord,vm(:,m),gamma(m),portee);
            %EswCopol=0; EswCross=0;

            sumWt = sumWt + EswCopol;
            sumWp = sumWp + EswCross;

        end;    % fin boucle sur les aretes

        % penser Ett et Etp ainsi que Epp et Ept!?
        Sth = 10*log10(4*pi*portee^2*abs(sumOPt + sumWt)^2+eps); %portee incluse dans EsFacette_mod2
        %Sph = 10*log10(4*pi*abs(sumOPp + sumWp)^2+eps);

%
out = Sth;    % amplitude (dB) selon theta
% serPh = Sph;    % amplitude (dB) selon phi



function [SERtraj,trajx] = SER_trajectoire_correction(offNoseAngle,miss)
% Calcule les corrections de "range law" en dBmc
%
% Inputs:
%   offNoseAngle = angle entre la trajectoire et l'axe d'un cylindre
%   miss    = distance minimale entre la trajectoire et la cible
%
% Outputs:
%    SERtraj - vecteur de valeurs de corrections en dBmc
%    trajx - vecteur de positions de la cible sur la trajectoire (en "x")
%
% Other m-files required: world2cylindre
% Calling functions: batch_trajectoire
% MAT-files required: none

% Author: F. Côté
% Last revision: 4-fév-2007

%...    définition de paramètres
if nargin < 3,
    offNoseAngle = 0;   % en degré (0, 10, 30 ou 60 pour nos courbes)
    miss = 3;   % "missDistance" en mètre (3 ou 10 pour nos courbes)
end;

%j = sqrt(-1);
rc = 0.1;       % rayon du cylindre
lc = 2;         % longueur du cylindre
%freq = 17;      % frequence du radar en GHz

deltaTraj = 0.02;      % incrément dans la trajectoire
%deltaTraj = 5;      % incrément dans la trajectoire
trajx = -50:deltaTraj:30;   % position "x" du radar
nbData = length(trajx);
traj = zeros(3,nbData);
traj(1,:) = trajx;

SERtraj = zeros(nbData,1);
% range = zeros(nbData,1);    % portée
% th = zeros(nbData,1);       % theta calculé
for m=1:nbData,
    [portee,theta] = world2cylindre(traj(:,m),offNoseAngle,miss,rc,lc);

    rangeLaw = (miss / portee)^2;   % onde sphérique
%    rangeLaw = (miss / portee)^4;   % onde plane
    rangeLawDB = 10*log10(rangeLaw + eps);
    SERtraj(m,1) = rangeLawDB;  % seulement les corrections
end;    % fin boucle sur trajectoire

trajx = trajx';

% Affiche Correction de SER vs trajectoire
figure;
plot(trajx,SERtraj);
xlabel('position sur la trajectoire (m)');
ylabel('amplitude (dBsm)');
grid;
```

```
%pause;

% sauve données
%chaineCommande = ['save po_mod_trajec_',int2str(offNoseAngle),'_',...
%    int2str(miss),'m.mat SERtraj trajx -mat'];      % avec PO mod
chaineCommande = ['save correctionRangeLaw_',int2str(offNoseAngle),'_',...
    int2str(miss),'m.mat SERtraj -mat'];      % avec PO mod
eval(chaineCommande);
% save po_traj_30_10m.mat SERtraj trajx -mat
```

Note : Les autres scripts utilisés par ce programme ont été listés plus tôt.

B.8 SER de plaques avec la méthode des moments

```
function out = executeNec2_plaque2x2(necinputfile)
% Calcule la SER avec NEC2++ qui utilise la méthode des moments
%
% Inputs:
%   necinputfile = fichier d'entrée NEC2 sans extension ".nec"
%               Si aucun nom de fichier est spécifié, on prend le fichier
%               "plaque2x2.nec" par défaut.
%
% Outputs:
%    out - matrice contenant la SER pour différentes distances de cibles
%
% Example:
%   out1 = executeNec2_plaque2x2;
%
% Other files required: nec2++.exe (un programme DOS)
% Subfunctions: none
% MAT-files required: none

% Author: F. Côté
% Last revision: 4-fév-2007

%... Information du fichier d'entrée "xxxx.nec"
noLigne = 853;      % no de ligne contenant la commande EX

%... Information du fichier d'output
noLigneEX = 2198;     % numéro de ligne contenant l'onde d'exitation
noLigneRP = 3061;     % numéro de ligne contenant le gain champ lointain
noLigneNF = 3072;     % numéro de ligne contenant le champ proche
nbDist_NF = 10;     % nombre de distances ou le champ proche est évalué

%... Valeur à simuler
dimensionMax = 8; % dimension maximale au carré (en lambda carré) (4+4)
freq = 299.8e6;      % frequence du radar en Hz
ang = (0:0.5:90)';  % angle theta à visualiser
%ang = 0;  % angle theta à visualiser

lambda = 3e8/freq;  % longueur d'onde
r_initial = 2*dimensionMax/lambda.^2 * 0.2;  % 20% distance FF
increment = r_initial;  % increment de distance pour obtenir des valeurs NF

%...    Définition des paramètres
% repertoire = 'C:\Docume~1\FCOTE\memoire\inputNEC2\';
repertoire = 'D:\DONNÉES\memoire\inputNEC2\';
if nargin < 1, necinputfile = 'plaque2x2'; end; %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

inputvar = [repertoire,necinputfile,'.nec'];
inputtmp = [repertoire,necinputfile,'.tmp'];
outputvar = [repertoire,necinputfile,'.txt'];
prog = [repertoire,'nec2++'];
```

```
% %... création d'un fichier temporaire
% ligneCommande = ['copy ',inputvar,' ',inputtmp];
% status = dos(ligneCommande)

data = zeros(length(ang),nbDist_NF*4+2);   % matrice de stockage des résultats

for m = 1:length(ang),          % boucle sur les angles

    %... ouverture fichier input et création d'un fichier de commande
    % fidNec = fopen(inputvar,'r+');
    fidNec = fopen(inputvar,'r');   % fichier d'input NEC2
    fidTmp = fopen(inputtmp,'w');   % nouveau fichier de commande
    if (fidNec == -1)
        fprintf('Je ne peux ouvrir: %s\n', inputvar);
        return;
    end;

    %... écriture des premières lignes dans le nouveau fichier de commande
    for k=1:noLigne-1,
        HeaderLine = fgetl(fidNec);
        fprintf(fidTmp,'%s\n',HeaderLine);
        %    fprintf('[%02d] %s\n', k, HeaderLine);
    end;

    %... écriture de nouvelles lignes de commande pour finir le fichier
    fprintf(fidTmp,'EX %2d %4d %4d %4d %9.6f %9.6f %9.6f %9.6f %9.6f\n',...
        1, 1, 1, 0, ang(m), 0.0, 0.0, 0.0, 0.0);
    fprintf(fidTmp,'RP %2d %4d %4d %4d %9.6f %9.6f %9.6f %9.6f %9.6f %9.6f\n',...
        0, 1, 1, 1000, ang(m), 0.0, 0.0, 0.0, 0.0, 0.0);
    fprintf(fidTmp,'NE %2d %4d %4d %4d %9.4f %9.6f %9.6f %9.4f %9.6f %9.6f\n',...
        1, nbDist_NF, 1, 1, r_initial, 0.0, ang(m), increment, 0.0, 0.0);
    fprintf(fidTmp,'XQ \n');
    fprintf(fidTmp,'EN \n');

    status = fclose(fidNec);
    status = fclose(fidTmp);

    % fidNec = fopen(inputvar,'r');
    % [code,count]=fscanf(fidNec,'%2c\n');
    % [code] = textread(inputvar,'%2c %*s', 10)

    %... exécution du programme NEC2++
    ligneCommande = [prog,' -i ',inputtmp,' -o ',outputvar];
    status = dos(ligneCommande);

    %...    lecture des données de sorties

    %textread(outputvar,
    fidOut = fopen(outputvar,'r');   % fichier d'output NEC2++

    %...    Angle du courant d'exitation    %%%%%%%%%%%%%%%%%

    C = textscan(fidOut,'%*s %*s %*s %*s %6.3f %*s %*s %6.3f %*s %*s %6.3f',1,...
        'headerLines',noLigneEX-1);
    ex_theta    = C{1};
    ex_phi      = C{2};
    ex_eta      = C{3};
    HeaderLine = fgetl(fidOut);     % fini de lire le reste de la ligne
    % fprintf('[%02d] %s\n', k, HeaderLine);

    %...    Patron de radiation    %%%%%%%%%%%%%%%%%

    C = textscan(fidOut,...
        '%f %f %f %f %f %f %f %s %s %f %s %f',1,'headerLines',(noLigneRP-noLigneEX-1));
    Etff            = str2double(C{9}{1});      % E_theta champ lointain
    Etff_phase      = C{10};
    Epff            = str2double(C{11}{1});     % E_phi champ lointain
    Epff_phase      = C{12};

    HeaderLine = fgetl(fidOut);     % fini de lire le reste de la ligne
%     fprintf('[%02d] %s\n', k, HeaderLine);

    %...    Champ proche    %%%%%%%%%%%%%%%%%

    %... Ignore les premières lignes suivantes
    for k=noLigneRP+1:noLigneNF-1,
        HeaderLine = fgetl(fidOut);
```

```
        %     fprintf('[%02d] %s\n', k, HeaderLine);
    end;

    [InfoLigne,count] = fscanf(fidOut,'%g %g %g %g %g %g %g %g %g\n',[9 nbDist_NF]);
    valeur_NF = InfoLigne';     % met les données dans la bonne orientation

    status = fclose(fidOut);

    %...    Calcul des SER de champ proche

    %.. calcul des angles phi et theta
    phi = atan2(valeur_NF(:,2),valeur_NF(:,1).^2)*180/pi; % vecteur d'angle phi
    r = sqrt(valeur_NF(:,1).^2 + valeur_NF(:,2).^2);
    theta = atan2(r,valeur_NF(:,3))*180/pi;     % vecteur d'angle theta
    rho = sqrt(r.^2 + valeur_NF(:,3).^2);       % vecteur de portée de l'objet

    %.. calcule sigma_theta et sigma_phi pour le champ proche
    Tc2s = cart2spheric(theta(1)*pi/180, phi(1)*pi/180);    % matrice de transformation
    E_sph = Tc2s * [valeur_NF(:,4)';valeur_NF(:,6)';valeur_NF(:,8)'];
    ser = 10*log10(([1;1;1]*(4*pi*rho.^2)' .* E_sph.^2)+eps);

    %.. calcule sigma_theta et sigma_phi pour le champ lointain
    ser_ff_th = 10*log10((4*pi .* Etff.^2)+eps);    % sigma theta far-field
    ser_ff_ph = 10*log10((4*pi .* Epff.^2)+eps);    % sigma phi far-field

    %... sauve les données pour les différentes distances de champ proche
    for n=1:nbDist_NF,
        indice = ((n-1)*4)+(1:4);
        data(m,indice)=[rho(n) theta(n) ser(2,n) ser(3,n)];
    end;
    data(m,nbDist_NF*4+1) = ser_ff_th;
    data(m,nbDist_NF*4+2) = ser_ff_ph;

end;    % boucle sur l'angle theta

%... Sauvegarde dans un fichier

%outputsave = [repertoire,necinputfile,'.mat'];
save mom_plaque2x2 data -mat
out = data;
```

B.9 Création de plaques facettisés

```
function [coord,facet] = createPlaque(nb)
%
%   Crée un plaque facettisé de côté égale à 2.
%
% Inputs:
%    nb - Description
%
% Outputs:
%   coord = liste des coordonnées x,y,z des vertices.
%   facet = # des noeuds ou vertices composant un triangle
%
% Example:
%    [coord,facet] = createPlaque;
%
% Other m-files required: (voir sur internet le toolbox gratuit: distmesh2d)
% Calling functions: demoSER
% MAT-files required: none

% Author: F. Côté
% Last revision: 4-fév-2007

if nargin ==0, nb = 0.2; end;

if nb>0.5, nb=0.5;end;
fd=inline('drectangle(p,-1,1,-1,1)','p');
```

```
box=[-1,-1;1,1];
fix=[-1,-1;-1,1;1,-1;1,1];
[coord,facet]=distmesh2d(fd,@huniform,nb,box,fix);
coord(:,3) = 0; % création des coordonnées de l'axe "z"

% oriente facettes dans le sens antihoraire
nfacet = size(facet,1);
for n=1:nfacet,
    p1 = facet(n,1);
    p2 = facet(n,2);
    p3 = facet(n,3);
    v1 = coord(p2,:) - coord(p1,:);
    v2 = coord(p3,:) - coord(p1,:);
    v3 = cross(v1,v2);
    if v3(3) < 0,
        facet(n,2) = p3;
        facet(n,3) = p2;
    end;
end;

% disp('(1a) Unit circle, h=0.4')
% fd=inline('sqrt(sum(p.^2,2))-1','p');
% [p,t]=distmesh2d(fd,@huniform,0.4,[-1,-1;1,1],[]);
% post(p,t,@huniform)
%
% disp('(1b) Unit circle, h=0.2')
% fd=inline('sqrt(sum(p.^2,2))-1','p');
% [p,t]=distmesh2d(fd,@huniform,0.2,[-1,-1;1,1],[]);
% post(p,t,@huniform)
%
% disp('(1c) Unit circle, h=0.1')
% fd=inline('sqrt(sum(p.^2,2))-1','p');
% [p,t]=distmesh2d(fd,@huniform,0.1,[-1,-1;1,1],[]);
% post(p,t,@huniform)
%
% disp('(2) Unit circle with hole')
% fd=inline('ddiff(dcircle(p,0,0,1),dcircle(p,0,0,0.4))','p');
% box=[-1,-1;1,1];
% [p,t]=distmesh2d(fd,@huniform,0.1,box,[]);
% post(p,t,@huniform)
%
% disp('(3a) Square with hole (uniform)')
% fd=inline('ddiff(drectangle(p,-1,1,-1,1),dcircle(p,0,0,0.4))','p');
% box=[-1,-1;1,1];
% fix=[-1,-1;-1,1;1,-1;1,1];
% [p,t]=distmesh2d(fd,@huniform,0.15,box,fix);
% post(p,t,@huniform)
%
% disp('(3b) Square with hole (refined at hole)')
% fd=inline('ddiff(drectangle(p,-1,1,-1,1),dcircle(p,0,0,0.4))','p');
% box=[-1,-1;1,1];
% fix=[-1,-1;-1,1;1,-1;1,1];
% fh=inline('min(4*sqrt(sum(p.^2,2))-1,2)','p');
% [p,t]=distmesh2d(fd,fh,0.05,box,fix);
% post(p,t,fh)
```

B.10 Création de cylindres facettisés

```
function [vertexOut,facetOut] = createCylinder4
%
% Crée un cylindre facéttisé
%
% Inputs: none (modifiez l'intérieur du m-file)
%
% Outputs:
%     vertexOut - matrice de coordonnées des vertices
%     facetOut - matrice de facettes
%
```

```
% Example:
%    [coord,facet] = createCylinder4;
%
% Other m-files required: createFigureGeometrie
% Calling functions: demoSER
% MAT-files required: none

% Author: F. Côté
% Last revision: 4-fév-2007

%------------- BEGIN CODE --------------
%.. définition de variables
% rayon = 0.05;    % rayon du cylindre (m)     %%% Cylindre 10 cm x 30 cm
% longueur = 0.3;   % longueur du cylindre (m)
% N = 24;
% M = 30;

% rayon = 0.1;     % rayon du cylindre (m)      %%% Cylindre 20 cm x 30 cm
% longueur = 0.3;   % longueur du cylindre (m)
% N = 24;
% M = 30;

% rayon = 0.1;     % rayon du cylindre (m)        %%% Cylindre 0.2 m x 2 m
% longueur = 2;    % longueur du cylindre (m)
% N = 24;           % nb de points sur la circonférence
% M = 77;           % nb de pts sur la longueur du cylindre

rayon = 0.05;     % rayon du cylindre (m)     %%% Cylindre test
longueur = 0.3;   % longueur du cylindre (m)
N = 3;            % nb de points sur la circonférence
M = 3;            % nb de points sur la longueur

disqueBase = zeros(3,N);
%disqueTop = zeros(3,N);
ligne = zeros(3,M,N);
ind_disqueBase = zeros(1,N);
ind_disqueTop = zeros(1,N);
ind_ligne = zeros(M,N);

%.. génération des coordonnées des disques de base et du top
theta = (0:(N-1)) .* 2*pi/N;

disqueBase(1,:) = rayon * sin(theta);   % valeur de x (axe x vers haut)
disqueBase(2,:) = rayon * cos(theta);   % valeur de y (axe y vers gauche)
disqueBase(3,:) = 0;                    % valeur de z

disqueTop = disqueBase;
disqueTop(3,:) = longueur .* ones(1,N);

%.. génération des bandes latérales
pas = (0:(M-1)) / (M-1) .* longueur;    % distr. uniforme sur longueur

for n = 1:N,    % nb de pts sur circonférence
    ligne(1,:,n) = disqueBase(1,n) .* ones(1,M);    % axe x
    ligne(2,:,n) = disqueBase(2,n) .* ones(1,M);    % axe y
    ligne(3,:,n) = pas;                             % axe z
end;

%.. construction table de vertex
%vertex = zeros(N * M + N, 3);
%vertex = [];

vertex = [0 0 0; 0 0 longueur];      % pts centraux sur axe du cylindre
for n = 1:N,
    vertex = [vertex; disqueBase(:,n)'];
    ind_disqueBase(n) = size(vertex,1); % location du pt dans table vertex
end;

for n = 1:N,
    vertex = [vertex; disqueTop(:,n)'];
    ind_disqueTop(n) = size(vertex,1); % location du pt dans table vertex
end;

for n = 1:N,
    for m = 2:(M-1),
        vertex = [vertex; ligne(:,m,n)'];
        ind_ligne(m,n) = size(vertex,1); % location du pt dans table vertex
```

```
    end;
end;
vertex(:,3) = vertex(:,3) - longueur/2;     % pour centrer la cible en "z"
ind_ligne(1,:) = ind_disqueBase(:);
ind_ligne(M,:) = ind_disqueTop(:);

%.. construction table de facettes
facet = [];

% facettes disque de base
for n = 1:N,
    ind1 = n;
    ind2 = n+1;
    if ind2 > N, ind2 = 1; end;
    facet = [facet; 1 ind_disqueBase(ind1) ind_disqueBase(ind2)];
end;

% facettes disque du haut
for n = 1:N,
    ind1 = n;
    ind2 = n+1;
    if ind2 > N, ind2 = 1; end;
    facet = [facet; 2 ind_disqueTop(ind2) ind_disqueTop(ind1)];
end;

% facettes côté du cylindre
for n=1:N,
    ind1 = n;
    ind2 = n+1;
    if ind2 > N, ind2 = 1; end;
    for m=1:(M-1),
        facet = [facet; ind_ligne(m,ind2) ind_ligne(m,ind1) ind_ligne(m+1,ind2)];
        facet = [facet; ind_ligne(m,ind1) ind_ligne(m+1,ind1) ind_ligne(m+1,ind2)];
    end;
end;

%.. sorties de résultats
facetOut = facet;
vertexOut = vertex;

%.. Affiche la géométrie
createFigureGeometrie(vertexOut,facetOut);

%------------- END OF CODE --------------



function createFigurePtsBrillants3(coord,facet)
% Crée une figure des points brillants de la cible.
%
% Inputs:
%   coord =    liste des coordonnées x,y,z des vertices.
%   facet =    # des noeuds ou vertices composant un triangle
%
% Outputs: (graphiques)
%
% Example:
%       createFigurePtsBrillants3(coord,facet);
%
% Other m-files required: afficheGeometrie, createEdge, angleExterieur
% Calling functions: demoSER
% MAT-files required: none

% Author: F. Côté
% Last revision: 4-fév-2007

store = 0;  % pour sauver les figures dans des fichiers
angleArtif = 0.34;  % critère pour enlever arêtes artificielles

ntria = size(facet,1);  % nb de triangle dans la geometrie
 vind = facet(:,1:3);    % matrice d'indexe des vertices
x = coord(:,1);
y = coord(:,2);
z = coord(:,3);

%...    Calcul vecteurs de bord, normale, aire de facette et angles
```

```
%       d'orientation p/r au système de coordonnées World
%
N = zeros(ntria,3);     % préallocation de mémoire pour N
rn = zeros(3,ntria);    % préallocation de mémoire pour rn
for i = 1:ntria,

    % Calcul de la normale unitaire
    A = coord(facet(i,2),:) - coord(facet(i,1),:);    % vecteur de bord #1
    B = coord(facet(i,3),:) - coord(facet(i,2),:);    % vecteur de bord #2
    N(i,:) = - cross(B,A);                  % normale à la facette
    N(i,:) = N(i,:)/norm(N(i,:));           % normale unitaire

    % Coordonnées centrales d'une facette triangulaire
    v1(1:3,i) = coord(facet(i,1),:)';   % coin 1 de la facette "i"
    v2(1:3,i) = coord(facet(i,2),:)';   % coin 2 de la facette "i"
    v3(1:3,i) = coord(facet(i,3),:)';   % coin 3 de la facette "i"
    rn(1:3,i) = (v1(:,i)+v2(:,i)+v3(:,i))./3;  % pt central

end;

%...    création de la table d'arête
edge = createEdge(facet,coord);     % requiert "coord" pour le dessin

%...    Calcul des paramètres reliés aux arêtes
%
nedge = size(edge,1);   % nb d'aretes dans le modèle
gamma = zeros(nedge,1); % vecteur contenant les angles extérieurs des arêtes
for i = 1:nedge,

    % Coordonnées centrales d'une arete
    v1 = coord(edge(i,1),:)';    % vertex #1 de l'arete "i"
    v2 = coord(edge(i,2),:)';    % vertex #2 de l'arete "i"
    vm(1:3,i) = (v1+v2)./2;   % pt central de l'arete "i"

    % Calcul des angles extérieurs (pour un objet convexe)
    if edge(i,4)>eps,
        gamma(i) = angleExterieur(N(edge(i,3),:)',N(edge(i,4),:)');
    else
        gamma(i) = angleExterieur(N(edge(i,3),:)',[0; 0; 0]);
    end;
end;

%afficheGeometrie(coord,facet,edge);
%pause;

%...    Nettoyage des arêtes trop proches de 180 degrés
indexTot = find(gamma>(pi+angleArtif));  % trouve arêtes ayant angles extérieurs > pi + 10 deg.
% index1 = find(gamma>(pi+angleArtif));
% index2 = find((coord(edge(:,1),2) == max(y)) & (coord(edge(:,2),2) == max(y))));
% index3 = find((coord(edge(:,1),2) == min(y)) & (coord(edge(:,2),2) == min(y))));
% indexTot = [index1; index2; index3];

index = sort(indexTot);
nbindex = length(indexTot);
indice = [];
for n = (1:nbindex-1),
    if(index(n) ~= index(n+1)),
        indice = [indice; index(n)];
    end;
end;
indice = [indice; index(nbindex)];  % inclue le dernier élément

edge = edge(indice,:);          % garde seulement arêtes non-plate
vm = vm(:,indice);          % garde seulement centres des arêtes conservées
%gamma = gamma(indice);
nedge = size(edge,1);       % nouvelle valeur pour le nombre d'arête

%...    Affiche la géométrie
afficheGeometrie(coord,facet,edge);

%...    dessine le modèle
%
%figure(1);  % Écris dans la figure #1
figure;
% for i=1:ntria
%     X=[x(vind(i,1)) x(vind(i,2)) x(vind(i,3)) x(vind(i,1))];
%     Y=[y(vind(i,1)) y(vind(i,2)) y(vind(i,3)) y(vind(i,1))];
```

```
%     Z=[z(vind(i,1)) z(vind(i,2)) z(vind(i,3)) z(vind(i,1))];
%     plot3(X,Y,Z)
%     if i == 1, hold on; end;
% end;

%plot3(rn(1,:),rn(2,:),rn(3,:),'.');
plot3(rn(1,:),rn(2,:),rn(3,:),'k.','MarkerSize',16);
%title('Points brillants de le cible vus par le radar')
title('Points brillants donnés par le centre des facettes de la cible')
xlabel('x')
ylabel('y')
zlabel('z')
hold off
grid on
%axis equal
if store==1,
%    print -dpng -r200 ptsBrillants_facettes_c202000
%    print -dpng -r200 ptsBrillants_facettes_c2030
%    print -dpng -r200 ptsBrillants_facettes_c1030
    print -dpng -r200 ptsBrillants_facettes_p2x2
end;

%pause;

%%% Création figure avec points brillants des facettes et des arêtes
figure;
for i=1:ntria
    X=[x(vind(i,1)) x(vind(i,2)) x(vind(i,3)) x(vind(i,1))];
    Y=[y(vind(i,1)) y(vind(i,2)) y(vind(i,3)) y(vind(i,1))];
    Z=[z(vind(i,1)) z(vind(i,2)) z(vind(i,3)) z(vind(i,1))];
    plot3(X,Y,Z)
    if i == 1, hold on; end;
end;

%plot3(vm(1,:),vm(2,:),vm(3,:),'k*','LineWidth',1,'MarkerSize',8);
plot3(vm(1,:),vm(2,:),vm(3,:),'kx','LineWidth',2,'MarkerSize',8);

% for i = 1:nedge,
% %    text(vm(1,i),vm(2,i),vm(3,i),'\ast','FontSize',12);
% end;

%title('Points brillants de le cible (facettes et arêtes) vus par le radar')
title('Points brillants donnés par le centre des arêtes de la cible')
xlabel('x')
ylabel('y')
zlabel('z')
hold off
grid on
%axis equal
if store==1,
    print -dpng -r200 ptsBrillants_aretes_c202000
%    print -dpng -r200 ptsBrillants_aretes_c2030
%    print -dpng -r200 ptsBrillants_aretes_c2030_slhouette
%    print -dpng -r200 ptsBrillants_aretes_c1030
%    print -dpng -r200 ptsBrillants_aretes_p2x2
end;

%print -dpng -r200 maillageCyl2030
```

Index

arête
    champ de diffraction, 52
    critère de visibilité, 48
    integrale de rayonnement, 45
    table, 47–48
arête artificielle, 48
arêtes
    diffraction, 29

champ de diffraction
    arête, 52
champ lointain, 9
    limite, 9
champ proche, 9, 30
    limites, 9
champ rayonné, 34
cible complexe
    SER analytique, 21
coefficients de diffraction
    Keller, 50
    reformulation, 51
    valeurs limites, 50
coefficients diffraction, 49
courants non uniformes, 69, 73, 77, 79, 93, 97, 116
courants équivalents, 45, 48
    définition, 49
cylindre
    formule SER côté longueur, 87
    SER analytique, 17, 21

diffraction des arêtes, 29
discussion
    cylindre, 83–93
    plaque, 63–76
    SER sur trajectoire, 101–114
disque
    SER à incidence normale, 84
distmesh, 61

extraction points brillants
    basée sur Fourier, 22
    basée sur modèles, 24
    basée sur modèles exponentiels, 24
    basée sur TGD, 26
    modèles déterministes, 27
    méthodes analytiques, 20

facette
    critère de visibilité, 37
    vecteur normal, 37
facettes, 27, 61
fonction de Green, 11, 42
Fraunhofer, voir champ lointain
Fresnel, voir champ proche

Gordon
    incidence normale, 37
    intégrale, 36
Gridgen, 80

imagerie radar
    description, 22
intégrale
    Gordon, 36

maillage
    cylindre, 80
    plaque, 61
MoM, voir méthode des moments
méthode des moments, 11–13
    EFIE, 11
    méthode de Galerkin, 12
    SER plaque, 59

NEC2++, 59
NURBS, 28

OP, voir optique physique
OP modifiée, voir optique physique modifiée
optique
    région, 7
optique physique, 31–38
    champ rayonné, 38
    densité de courant, 32
    organigramme du calcul, 38
optique physique modifiée, 40–43
    champ rayonné, 42
    substitutions, 42

PDE Toolbox, 61
plaque
    comparaison avec, 57
    formule largeur lobe principal, 66
    génération des données, 58
    maillage, 61
    SER analytique, 16
    SER à incidence normale, 63
points brillants
    cylindre, 80
    plaque, 62
    silhouette du cylindre, 81
polarisation, 6, 9–10

Rayleigh
    région, 7
réflexions
    multiples, 29
    simples, 28
résonance
    région, 7

SER, 4–6
    définition, 4
    script de calcul utilisant NEC, 60
    sur une trajectoire, 53–56
SER analytique
    cylindre, 17
    incidence normale polygone plat, 63
    plaque, 16
SPECTRE, 98
sphère
    SER, 7
SuperNEC, 59
surface efficace radar, voir SER

TGD, voir théorie géométrique de la diffraction
théorie géométrique de la diffraction, 13–19
    SER d'un cylindre, 17
    SER d'une plaque, 15
théorie physique de la diffraction, 43–53

champ rayonné par une arête, 52
TPD, voir théorie physique de la diffraction
TPD modifiée
champ rayonné par une arête, 53
courant non uniforme, 53
équation SER, 53

valeurs de puissance, 98

zone d'induction, 8
limites, 9
zones de rayonnement, 8