

UNIVERSITE DE BRETAGNE OCCIDENTALE  
École Doctorale Sciences de la Matière, de l'Information et de la Santé  
(ED SMIS 0373)

## THÈSE

Présentée pour obtenir le grade de :  
**DOCTEUR EN SCIENCES**

par

**Ahmad AWADA**

Laboratoire : E<sup>3</sup>I<sup>2</sup> - EXTRACTION ET EXPLOITATION DE L'INFORMATION EN  
ENVIRONNEMENTS INCERTAINS (EA-3876)

### Diffusion bistatique des ondes électromagnétiques par les surfaces rugueuses en utilisant l'approximation SSA : Application à la surface maritime

soutenue le 29 Juin 2007 devant la commission d'examen

Président	: M. Christian BROUSSEAU	<i>Professeur, Univ. de Bretagne Occidentale, Brest</i>
Rapporteurs	: M. Ghaïs EL ZEIN	<i>Professeur, INSA/IETR, Rennes</i>
	M. Charles-Antoine GUERIN	<i>Maître de Conférences, HDR, Univ. Aix-Marseille 3</i>
Examineurs	: M. Bertrand CHAPRON	<i>Ingénieur de Recherche, Docteur, IFREMER, Brest</i>
	M. Arnaud COATANHAY	<i>Enseignant Chercheur, ENSIETA, Brest</i>
	M. Mohamad ZOAETER	<i>Professeur, Univ. Libanaise, Beyrouth-Liban</i>
Directeur de thèse	: M. Ali KHENCHAF	<i>Professeur, Directeur de E<sup>3</sup>I<sup>2</sup>, ENSIETA, Brest</i>

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



UNIVERSITE DE BRETAGNE OCCIDENTALE  
École Doctorale Sciences de la Matière, de l'Information et de la Santé  
(ED SMIS 0373)

## THÈSE

Présentée pour obtenir le grade de :  
**DOCTEUR EN SCIENCES**

par

**Ahmad AWADA**

Laboratoire : E<sup>3</sup>I<sup>2</sup> - EXTRACTION ET EXPLOITATION DE L'INFORMATION EN  
ENVIRONNEMENTS INCERTAINS (EA-3876)

### Diffusion bistatique des ondes électromagnétiques par les surfaces rugueuses en utilisant l'approximation SSA : Application à la surface maritime

soutenue le 29 Juin 2007 devant la commission d'examen

Président	: M. Christian BROUSSEAU	<i>Professeur, Univ. de Bretagne Occidentale, Brest</i>
Rapporteurs	: M. Ghaïs EL ZEIN	<i>Professeur, INSA/IETR, Rennes</i>
	M. Charles-Antoine GUERIN	<i>Maître de Conférences, HDR, Univ. Aix-Marseille 3</i>
Examineurs	: M. Bertrand CHAPRON	<i>Ingénieur de Recherche, Docteur, IFREMER, Brest</i>
	M. Arnaud COATANHAY	<i>Enseignant Chercheur, ENSIETA, Brest</i>
	M. Mohamad ZOAETER	<i>Professeur, Univ. Libanaise, Beyrouth-Liban</i>
Directeur de thèse	: M. Ali KHENCHAF	<i>Professeur, Directeur de E<sup>3</sup>I<sup>2</sup>, ENSIETA, Brest</i>

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



*Cette thèse est dédiée à*

*Mes parents,*

*Ma femme Rana,*

*Mon pays Liban.*



# Remerciements

Les travaux de recherche présentés dans ce mémoire ont été effectués au sein du laboratoire E3I2 (Extraction et Exploitation de l'Information en Environnements Incertains) EA3876 dirigé par monsieur Ali KHENCHAF et implanté sur le site de l'ENSIETA (Ecole Nationale Supérieure des Ingénieurs des Etudes et Techniques d'Armement), à Brest.

Je tiens tout d'abord à remercier monsieur Ali KHENCHAF de m'avoir accueilli au sein du laboratoire E3I2 et d'avoir dirigé cette thèse. Je le remercie pour m'avoir proposé ce sujet de thèse qui m'a permis de découvrir le monde de la recherche. Sa confiance, les différentes discussions, ses conseils et ses encouragements m'ont permis de réaliser cette thèse dans d'excellentes conditions de travail. Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à monsieur Arnaud COATANHAY qui a co-encadré ma thèse. Les discussions que l'on a eues, riches en remarques et en conseils, m'ont permis d'acquérir une bonne pédagogie de travail et d'avancer efficacement.

J'exprime ma reconnaissance aux membres du jury d'avoir bien voulu évaluer mes travaux sous la présidence de monsieur Christian BROUSSEAU, professeur à l'Université de Bretagne Occidentale. Je tiens à adresser mes plus vifs remerciements à monsieur Ghâis EL ZEIN, professeur à l'INSA de Rennes, et à monsieur Charles Antoine GUERIN, maître de conférences à l'Université Aix-Marseille III, pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail en acceptant d'être rapporteurs de cette thèse. Je remercie monsieur Bertrand CHAPRON, chercheur à l'IFREMER, d'avoir accepté de faire partie de mon jury ainsi que monsieur Mohamad ZOAETER, professeur à l'Université Libanaise de Beyrouth, qui a fait le déplacement du Liban.

Ces années passées à l'ENSIETA ont été agréables, je tiens à remercier l'ensemble du personnel et plus particulièrement monsieur le directeur Philippe LE GLAS pour son respect et ses qualités humaines. Je remercie les membres du laboratoire E3I2 pour leur disponibilité et un remerciement particulier à Cédric GERVAISE pour son aide, ses conseils et surtout pour la relation conviviale entre nous. Je tiens à remercier particulièrement notre chère secrétaire Annick pour sa grande gentillesse et son sourire. Je remercie l'ensemble des doctorants pour leur bonne humeur et en particulier Mickaël le coach de Football. Merci à Yassine pour son aide et son soutien. Merci à Damien Gaucher pour l'ensemble de ses conseils logistiques expliqués tout au début de la thèse et merci à Cédric pour toutes les activités sportives (piscine, course à pied) et les bons moments que nous avons passés ensemble à déguster un sandwich chez Quick ou bien une pizza halal.

---

Ma reconnaissance s'adresse également, à Cornelia IOANA pour son aide et ses qualités humaines, à l'ensemble du personnel de l'ENSIEG (Ecole Nationale Supérieure des Ingénieurs Electriciens de Grenoble) avec qui j'ai passé ma dernière année de thèse en parallèle avec le poste d'ATER (Attaché Temporaire d'Enseignement et de Recherche) et aussi à tous les membres du laboratoire LIS (Laboratoire des Images et des Signaux) de l'INPG (Institut National Polytechnique de Grenoble) et plus particulièrement à Jérôme MARS, Joël LIENARD, Pierre GRANJON et Michel GAY.

Merci à tous mes amis au Liban et en France pour les bons moments passés ensemble. Un grand merci à Rami pour son aide que je n'oublierai jamais.

Par respect et par fierté, je salue les martyrs de mon pays Liban qui ont sacrifié leurs vies pour garder notre honneur, grâce à eux nous continuerons à vivre la tête haute.

Je souhaite exprimer toute ma reconnaissance à ma famille, source première de motivation et de bonheur indispensables pour mener à bien mon travail. Merci à mon père qui a beaucoup sacrifié et qui continue à le faire, un grand merci à ma mère pour sa tendresse, son amour et ses prières pour moi. Merci à mes adorables sœurs (mon petit cœur) pour leur amour et à mes frères pour leur soutien moral.

Enfin, merci infiniment à ma femme **RANA** pour ses sacrifices et son grand amour, merci pour ton soutien moral et pour tout le bonheur que tu m'apportes qui m'ont permis d'aller jusqu'au bout de mon projet.

# Table des matières

<b>Notations</b>	<b>xi</b>
<b>Liste des acronymes</b>	<b>xiii</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Ondes électromagnétiques et surfaces rugueuses</b>	<b>9</b>
1.1 Introduction . . . . .	10
1.2 Ondes électromagnétiques . . . . .	10
1.2.1 Equations d'onde . . . . .	11
1.2.2 Polarisation d'une onde plane . . . . .	12
1.2.3 Vecteur de Jones . . . . .	13
1.3 Polarimétrie d'une cible Radar . . . . .	15
1.3.1 Position du problème . . . . .	15
1.3.2 Equation radar . . . . .	15
1.3.3 Description de la géométrie utilisée . . . . .	16
1.3.4 Matrice de diffusion . . . . .	17
1.3.5 Modèles de diffusion des ondes EM par une surface rugueuse . . . . .	19
1.3.5.1 Approximation de Kirchhoff . . . . .	19
1.3.5.2 Modèle des petites perturbations . . . . .	19
1.3.5.3 Modèle composite à deux échelles . . . . .	20
1.3.5.4 Modèle SSA . . . . .	20
1.4 Modélisation de surfaces rugueuses aléatoires . . . . .	21
1.4.1 Caractéristiques d'une surface aléatoire rugueuse . . . . .	21
1.4.1.1 Distribution des hauteurs . . . . .	21
1.4.1.2 Fonction d'autocorrélation . . . . .	22
1.4.1.3 Fonction caractéristique . . . . .	24
1.4.1.4 Représentation spectrale . . . . .	24
1.4.1.5 Distribution des pentes . . . . .	25
1.4.2 Modélisation de la surface océanique . . . . .	25
1.5 Conclusion . . . . .	26
<b>2 Diffusion électromagnétique par une surface rugueuse : Modèles</b>	<b>27</b>
2.1 Introduction . . . . .	28
2.2 Position du problème . . . . .	29
2.2.1 Formulation du problème . . . . .	29
2.2.2 Description statistique du champ diffusé . . . . .	31

2.2.2.1	Critère du Rayleigh . . . . .	31
2.2.2.2	Composante cohérente et composante diffuse . . . . .	32
2.3	Récapitulatif des méthodes existantes . . . . .	33
2.3.1	Méthodes rigoureuses . . . . .	33
2.3.2	Méthodes asymptotiques . . . . .	34
2.4	Modèles de diffusion asymptotiques étudiés . . . . .	35
2.4.1	Approximation de Kirchhoff . . . . .	35
2.4.1.1	Approximation de l'Optique Géométrique . . . . .	36
2.4.1.2	Domaine de validité . . . . .	37
2.4.1.3	Conclusion . . . . .	38
2.4.2	Méthode des petites perturbations . . . . .	38
2.4.2.1	Principe et expression analytique . . . . .	39
2.4.2.2	Domaine de validité . . . . .	41
2.4.2.3	Conclusion . . . . .	41
2.4.3	Modèle composite à deux échelles . . . . .	42
2.4.3.1	Principe du modèle . . . . .	42
2.4.3.2	Expression analytique . . . . .	44
2.4.4	Modèle SSA (Small Slope Approximation) . . . . .	44
2.4.4.1	Introduction . . . . .	45
2.4.4.2	Propriétés des translations horizontale et verticale de la surface . . . . .	46
2.4.4.3	Hypothèse de départ . . . . .	48
2.4.4.4	Principe du développement théorique . . . . .	49
2.4.4.5	Calcul des coefficients du noyau $\tilde{\Phi}_n$ . . . . .	51
2.4.4.6	Coefficients de diffusion : Expressions analytiques . . . . .	54
2.4.4.7	Dépendance de la surface d'intégration . . . . .	56
2.5	Conclusion . . . . .	60
<b>3</b>	<b>Modélisation de la surface océanique</b> . . . . .	<b>61</b>
3.1	Introduction . . . . .	62
3.2	Modélisation de la surface maritime . . . . .	62
3.2.1	Caractéristiques physiques . . . . .	62
3.2.1.1	Perméabilité magnétique . . . . .	63
3.2.1.2	Permittivité électrique . . . . .	63
3.2.2	Aspect géométrique de la mer . . . . .	65
3.2.2.1	Génération des vagues . . . . .	66
3.2.2.2	Notion de Fetch . . . . .	66
3.2.2.3	Vagues de capillarité et de gravité . . . . .	67
3.2.2.4	Houle théorique . . . . .	67
3.2.2.5	Mer du vent . . . . .	67
3.2.3	Modélisation géométrique de la mer . . . . .	68
3.2.3.1	Représentation spectro-angulaire de la surface . . . . .	68
3.2.3.2	Distribution des pentes . . . . .	72
3.3	Modèles de spectre de mer . . . . .	74
3.3.1	Modèle Gaussien . . . . .	74
3.3.2	Spectre de Pierson-Moskowitz . . . . .	75
3.3.3	Spectre d'Elfouhaily . . . . .	77

3.3.4	Comparaison des spectres isotropes . . . . .	79
3.3.5	Fonctions angulaires . . . . .	81
3.3.5.1	Formulations existantes de la fonction angulaire . . .	81
3.3.5.2	Modification de la partie angulaire du spectre d'Elfouhaily . . . . .	84
3.3.6	Les modèles numériques du spectre de mer . . . . .	87
3.4	Fonction d'autocorrélation . . . . .	87
3.4.1	Fonction d'autocorrélation spatiale . . . . .	88
3.4.2	Fonction d'autocorrélation spatiale des hauteurs . . . . .	89
3.4.3	Calcul analytique de l'intégration angulaire . . . . .	89
3.4.4	Intégration numérique en nombre d'onde . . . . .	90
3.5	Conclusion . . . . .	92
<b>4</b>	<b>Résultats numériques : Application à la surface maritime</b>	<b>95</b>
4.1	Introduction . . . . .	96
4.2	Gammes fréquentielles . . . . .	96
4.3	Configuration monostatique : Etape de Validation . . . . .	97
4.3.1	Variations des coefficients de diffusion en fonction de la fréquence	98
4.3.2	Variations en fonction de l'angle d'incidence . . . . .	98
4.3.3	Variations en fonction de la vitesse du vent . . . . .	101
4.3.4	Variations en fonction de la direction du vent . . . . .	103
4.3.4.1	Validation par des mesures expérimentales . . . . .	103
4.3.4.2	Influence de la fréquence sur la direction du vent . .	104
4.3.4.3	Analyse simultanée par rapport à la vitesse et la direction du vent . . . . .	104
4.4	Configuration bistatique particulière : propagation avant . . . . .	105
4.4.1	Propagation avant . . . . .	105
4.4.1.1	Variations des coefficients de diffusion en fonction de l'angle d'observation . . . . .	106
4.4.1.2	Variations en fonction de la vitesse du vent . . . . .	107
4.4.2	Diffusion suivant la direction spéculaire . . . . .	109
4.4.2.1	Variations en fonction de la fréquence . . . . .	110
4.4.2.2	Indépendance de la direction du vent . . . . .	111
4.4.3	Etude en bande L . . . . .	113
4.5	Configuration bistatique . . . . .	116
4.5.1	Variations des coefficients de diffusion en fonction de l'angle d'observation . . . . .	116
4.5.1.1	Résultats en bande $K_u$ . . . . .	116
4.5.1.2	Résultats en bande C . . . . .	118
4.5.2	Variations en fonction de l'angle azimut d'observation . . . . .	122
4.6	Effet de la modification du spectre d'Elfouhaily . . . . .	126
4.6.1	Effet de la modification en monostatique . . . . .	127
4.6.2	Effet de la modification en bistatique . . . . .	129
4.7	Conclusion . . . . .	131
<b>Conclusion et perspectives</b>		<b>133</b>

<b>Publications</b>	<b>137</b>
<b>A Modélisation d'une surface rugueuse</b>	<b>139</b>
A.1 Types de fonction d'autocorrélation . . . . .	139
A.2 Isotropie, stationnarité et ergodicité . . . . .	140
<b>B Matrices de Kirchhoff et de Bragg</b>	<b>141</b>
B.1 Matrice de Kirchhoff . . . . .	141
B.2 Matrice de Bragg . . . . .	141
<b>C Développement théorique du modèle SSA</b>	<b>143</b>
C.1 Invariance du noyau de pondération $\Phi$ . . . . .	143
C.2 Choix de jauge : Elimination des termes . . . . .	144
C.3 Moments statistiques . . . . .	146
C.3.1 Moment statistique d'ordre 1 . . . . .	147
C.3.2 Moment statistique d'ordre 2 . . . . .	148
<b>Bibliographie</b>	<b>151</b>

# Table des figures

1	Illustration d'une configuration bistatique. . . . .	5
1.1	Propagation d'une onde électromagnétique plane. . . . .	12
1.2	Ellipse de polarisation . . . . .	12
1.3	Les différents types de polarisation . . . . .	14
1.4	Diffusion bistatique d'une onde électromagnétique par une surface rugueuse. . . . .	16
1.5	Illustration graphique des paramètres vectoriels et des notations de la diffusion. . . . .	17
1.6	Configuration géométrique de la diffusion bistatique. . . . .	17
1.7	Illustration de la distribution des hauteurs d'une surface aléatoire rugueuse. . . . .	22
1.8	Profil d'une distribution gaussienne d'écart-type unitaire pour différentes longueurs de corrélation (a) $L=7\text{m}$ , (b) $L=20\text{m}$ , (c) $L=40\text{m}$ . . .	23
1.9	Direction du vent dans le plan $(x, y)$ . . . . .	25
2.1	Problème de diffusion : Géométrie et notations . . . . .	29
2.2	Calcul du déphasage entre deux rayons dû à la rugosité de la surface dans la direction d'observation spéculaire . . . . .	31
2.3	Interaction d'une onde électromagnétique avec une surface rugueuse : l'intégrale du lobe, représentant la puissance diffusée totale est la même pour toutes les configurations . . . . .	33
2.4	Coefficients de rétrodiffusion (obtenus en utilisant KA-GO) de trois types de surfaces Gaussiennes avec des rugosités différentes . . . . .	36
2.5	Domaine de validité de l'approximation de la phase stationnaire (KA-GO) . . . . .	38
2.6	Coefficients de rétrodiffusion (obtenus en utilisant SPM) de trois types de surfaces Gaussiennes avec différentes rugosités . . . . .	40
2.7	Domaine de validité de la méthode des petites perturbations . . . . .	42
2.8	Géométrie du problème de diffusion . . . . .	43
2.9	Illustration graphique du problème de diffusion et notations . . . . .	45
2.10	Illustration graphique du décalage de la surface, (a) problème de référence et (b) problème après le décalage horizontal et vertical de la surface . . . . .	46

2.11	Variations de la fonction d'autocorrélation de la surface de la mer calculée à partir du spectre d'Elfouhaily, ( $C(r, 0)$ et $C(r, 90)$ ) correspondent respectivement au cas upwind et crosswind, (a) $U_{10}=4\text{m/s}$ et (b) $U_{10}=7\text{m/s}$ . . . . .	58
2.12	Grandeur de la portée d'intégration en fonction de la fréquence . . . . .	59
2.13	Grandeur de la portée d'intégration en fonction de la vitesse du vent . . . . .	59
3.1	Comportement de la permittivité électrique de l'eau de mer en fonction de la fréquence : (a) partie réelle, (b) partie imaginaire. . . . .	65
3.2	Comportement de la partie imaginaire de la permittivité en bande L, (a) en fonction de la salinité S : (b) en fonction de la température T. . . . .	66
3.3	Illustration du ftech. . . . .	67
3.4	Formation de la mer du vent (extrait de [1]). . . . .	68
3.5	Repère de référence et celui lié à la direction du vent. . . . .	70
3.6	Fréquences spatiales de l'onde électromagnétique et du spectre la surface. . . . .	71
3.7	Distribution des pentes Gaussienne. . . . .	72
3.8	Distribution des pentes de Cox et Munk pour différentes valeurs du vent de friction. . . . .	74
3.9	Comportement du spectre Gaussien $S(K)$ pour différentes valeurs de L et $\sigma$ . . . . .	75
3.10	Variations du spectre d'Elfouhaily en fonction du nombre d'onde pour différentes valeurs du fetch avec $U_{10} = 10\text{m/s}$ . . . . .	78
3.11	Comportement du spectre monodirectionnel d'Elfouhaily en (a), et celui du spectre de courbure correspondant en (b). . . . .	79
3.12	Comparaison des trois spectres de surface pour une vitesse de 10 m/s. . . . .	80
3.13	Variations des spectres multipliés par $K^2$ en fonction du nombre d'onde, pour une vitesse du vent =10m/s. . . . .	80
3.14	Variations totales des pentes, selon Elfouhaily [2], Pierson [3] et Cox et Munk [4], en fonction de la vitesse du vent. . . . .	81
3.15	Variations des termes $\{\Delta_E(K), \Delta_P(K), \Delta_A(K)\}$ de la fonction angulaire du nombre d'onde, pour une vitesse du vent $U_{10}=10\text{m/s}$ (a), Comparaison de $\Delta_E(K)$ d'Elfouhaily pour trois vitesses du vent $\{5,10,15\}$ m/s (b). . . . .	82
3.16	Comparaison des fonctions angulaires de Pierson, Apel et Elfouhaily pour un nombre d'onde égal 370rd/m et une vitesse du vent $U_{10}=10\text{m/s}$ . . . . .	83
3.17	Variations de la fonction angulaire d'Elfouhaily pour trois vitesses du vent $\{5,10,15\}\text{m/s}$ : (a) régime de capillarité, (b) régime de gravité. . . . .	84
3.18	Comparaison de la variation du terme $\Delta(K)$ en fonction du nombre d'onde avec les modèles d'Elfouhaily, McDaniel et Banner pour deux vitesses du vent : (a) $U_{10} = 5\text{m/s}$ , (b) $U_{10} = 10\text{m/s}$ . . . . .	85
3.19	Comparaison entre la fonction angulaire de McDaniel et celle d'Elfouhaily dans les deux régimes : (a) régime de gravité, (b) régime de capillarité. . . . .	86
3.20	Comparaison des fonctions angulaires calculées avec les deux modèles pour des vitesses du vent relativement élevées, (a) 10 m/s, (b) 15m/s. . . . .	86
3.21	Illustration des vecteurs d'onde spatiales en coordonnées polaires. . . . .	88

---

3.22	Variations des termes $\{C_0(R), C_2(R)\}$ et la fonction d'autocorrélation $C(R, \psi)$ calculés en utilisant le spectre d'Elfouhaily en fonction de la distance R pour une vitesse du vent de 10m/s, (a) upwind et (b) crosswind. . . . .	90
3.23	Variations de la fonction d'autocorrélation calculée en utilisant le spectre d'Elfouhaily en fonction de la distance R pour différentes valeurs de vitesse du vent $\{5,10,15\}$ m/s , (a) upwind et (b) crosswind. . . . .	91
3.24	Comparaison de la fonction d'autocorrélation calculée en utilisant les deux modèles : Elfouhaily et McDaniel pour différentes valeurs de vitesse du vent $\{5,10,15\}$ m/s, (a) upwind et (b) crosswind. . . . .	91
3.25	Fonction d'autocorrélation normalisée modélisée à partir du spectre d'Elfouhaily, en fonction de la distance R et de la direction d'observation, (a) 5m/s et (b) 10m/s. . . . .	92
4.1	Coefficient de rétrodiffusion en polarisation VV en fonction de la fréquence pour un angle d'incidence $\theta = 45^\circ$ pour différentes vitesses du vent. . . . .	99
4.2	Coefficient de rétrodiffusion en polarisation HH en fonction de la fréquence pour un angle d'incidence $\theta = 45^\circ$ pour différentes vitesses du vent. . . . .	99
4.3	Configuration monostatique : variation de l'angle d'incidence. . . . .	100
4.4	Variation du coefficient de rétrodiffusion en fonction de l'angle d'incidence dans le cas upwind, (a) VV-pol, (b) HH-pol. . . . .	100
4.5	Comparaison entre SSA et TSM avec des données expérimentales pour une vitesse du vent $U_{10} = 5m/s$ (a) VV-pol, (b) HH-pol. . . . .	101
4.6	Variations du coefficient de rétrodiffusion $\sigma_{VV}$ en fonction de la vitesse du vent pour un angle d'incidence $\theta = [0^\circ - 50^\circ]$ dans le cas upwind, pour une fréquence de 13.9 GHz, comparaison avec des mesures expérimentales publiées par Jones <i>et al</i> [5]. . . . .	102
4.7	Variations du coefficient de rétrodiffusion $\sigma_{HH}$ en fonction de la vitesse du vent pour un angle d'incidence $\theta \in \{0^\circ - 50^\circ\}$ dans le cas upwind, pour une fréquence de 13.9 GHz, Comparaison avec des mesures expérimentales publiées par Jones <i>et al</i> [5]. . . . .	102
4.8	Illustration de la variation de la direction du vent en configuration monostatique. . . . .	104
4.9	Variations du coefficient de rétrodiffusion en fonction de la direction du vent pour un angle d'incidence $\theta = 30^\circ$ et pour une fréquence de 13.9 GHz : comparaison avec des mesures expérimentales publiées par Jones <i>et al</i> [5]. . . . .	105
4.10	Variations du coefficient de rétrodiffusion en fonction de la direction du vent pour un angle d'incidence $\theta = 30^\circ$ pour la bande de fréquence $K_u$ , C et L, (a) Polarisation VV et (b) Polarisation HH. . . . .	106
4.11	Variations du coefficient de rétrodiffusion en fonction de la vitesse du vent et sa direction (upwind et crosswind) pour trois angles d'incidence $\theta \in \{20^\circ, 40^\circ, 60^\circ\}$ , et pour une fréquence d'émission égale à 14 GHz, (a) Polarisation VV et (b) Polarisation HH. . . . .	106
4.12	Illustration de la configuration propagation avant. . . . .	107

---

4.13	Coefficients de diffusion en fonction de l'angle d'observation en configuration propagation avant pour un angle d'incidence $\theta = 50^\circ$ , (a) Polarisation VV et (b) Polarisation HH. . . . .	108
4.14	Coefficients de diffusion en fonction de l'angle d'observation en configuration propagation avant pour un angle d'incidence $\theta = 80^\circ$ , (a) Polarisation VV et (b) Polarisation HH. . . . .	108
4.15	Variation des coefficients de diffusion en configuration propagation avant en fonction de la vitesse du vent pour un angle d'incidence $\theta = 50^\circ$ , (a) Polarisation VV et (b) Polarisation HH. . . . .	109
4.16	Variations des coefficients de diffusion selon la direction spéculaire : comparaison entre SSA et KA-GO pour une vitesse du vent $U_{10}=10\text{m/s}$ pour deux fréquences (a) $F= 1.58 \text{ GHz}$ , et (b) $F= 14 \text{ GHz}$ . . . . .	110
4.17	Variations des coefficients de diffusion suivant la direction spéculaire en fonction de la fréquence pour $\theta = \theta_s = \{20^\circ, 40^\circ, 60^\circ\}$ pour $U_{10}=5\text{m/s}$ , (a) Polarisation VV, (b) Polarisation HH. . . . .	111
4.18	Variations des coefficients de diffusion suivant la direction spéculaire en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de vitesse du vent $U_{10} \in \{5, 10, 15\}\text{m/s}$ , (a) Polarisation VV, (b) Polarisation HH. . . . .	112
4.19	Indépendance de la direction du vent dans le cas d'une diffusion selon la direction spéculaire, (a) polarisation VV, et (b) polarisation HH. . . . .	112
4.20	Convergence du coefficient de diffusion suivant la direction spéculaire pour une fréquence de $1.58 \text{ GHz}$ et pour deux vitesses du vent de $4$ et $7 \text{ m/s}$ , (a) pour une incidence de $50^\circ$ et (b) pour une incidence de $70^\circ$ . . . . .	113
4.21	Variation de la fonction d'autocorrélation de la surface de la mer calculée à partir du spectre d'Elfouhaily pour différentes vitesses du vent : Manifestation d'une partie négative, (b) zoom sur la figure dans le cas (a). . . . .	114
4.22	Evaluation numérique du facteur d'intégration en (2.90) dans le cas d'une diffusion suivant la direction spéculaire pour différentes valeurs de vitesse du vent, (a) $\theta = 50^\circ$ et (b) $\theta = 70^\circ$ . . . . .	114
4.23	Variations des coefficients de diffusion dans la direction spéculaire en fonction de la vitesse du vent, (a) $F=14 \text{ GHz}$ , (b) $F=1.58 \text{ GHz}$ . . . . .	115
4.24	Coefficients de diffusion bistatique : comparaison entre SSA et TSM pour une fréquence $F=14 \text{ GHz}$ et pour $\theta = 40^\circ, \varphi = 0^\circ, \varphi_s = 45^\circ$ et pour une vitesse du vent égale à $5\text{m/s}$ . . . . .	117
4.25	Coefficients de diffusion bistatique : comparaison entre SSA et TSM pour une fréquence $F=14 \text{ GHz}$ et pour $\theta = 40^\circ, \varphi = 0^\circ, \varphi_s = 45^\circ$ et pour une vitesse du vent égale à $15\text{m/s}$ . . . . .	117
4.26	Coefficients de diffusion bistatique : comparaison entre SSA et TSM pour une fréquence $F=14 \text{ GHz}$ et pour $\theta = 40^\circ, \varphi = 0^\circ, \varphi_s = 135^\circ$ et pour une vitesse du vent égale à $5\text{m/s}$ . . . . .	119
4.27	Coefficients de diffusion bistatique : comparaison entre SSA et TSM pour une fréquence de $14 \text{ GHz}$ et pour $\theta = 40^\circ, \varphi = 0^\circ, \varphi_s = 135^\circ$ et pour une vitesse du vent égale à $15\text{m/s}$ . . . . .	119

4.28	Coefficients de diffusion bistatique : comparaison entre SSA et TSM pour une fréquence $F=5.5$ GHz et pour $\theta = 40^\circ, \varphi = 0^\circ, \varphi_s = 45^\circ$ et pour une vitesse du vent égale à 5m/s. . . . .	120
4.29	Coefficients de diffusion bistatique : comparaison entre SSA et TSM pour une fréquence $F=5.5$ GHz et pour $\theta = 40^\circ, \varphi = 0^\circ, \varphi_s = 45^\circ$ et pour une vitesse du vent égale à 15m/s. . . . .	120
4.30	Coefficients de diffusion bistatique : comparaison entre SSA et TSM pour une fréquence $F=5.5$ GHz et pour $\theta = 40^\circ, \varphi = 0^\circ, \varphi_s = 135^\circ$ et pour une vitesse du vent égale à 5m/s. . . . .	121
4.31	Coefficient de diffusion bistatique : comparaison entre SSA et TSM pour une fréquence $F=5.5$ GHz et pour $\theta = 40^\circ, \varphi = 0^\circ, \varphi_s = 135^\circ$ et pour une vitesse du vent égal 15m/s. . . . .	121
4.32	Illustration d'une configuration bistatique aléatoire : $\varphi = 0^\circ$ et $\varphi_s \in [0^\circ, 360^\circ]$ . . . . .	122
4.33	Coefficients de diffusion bistatique : comparaison entre SSA et TSM pour une fréquence $F=14$ GHz et pour $\theta = \theta_s = 40^\circ, \varphi = 0^\circ$ en variant $\varphi_s$ entre 0 et $180^\circ$ pour une vitesse du vent égal 5m/s. . . . .	123
4.34	Coefficients de diffusion bistatique : comparaison entre SSA et TSM pour une fréquence $F=14$ GHz et pour $\theta = \theta_s = 40^\circ, \varphi = 0^\circ$ en faisant varier $\varphi_s$ entre 0 et $180^\circ$ pour une vitesse du vent égal 15m/s. . . . .	123
4.35	Coefficients de diffusion bistatique : comparaison entre SSA et TSM pour une fréquence $F=14$ GHz et pour $\theta = \theta_s = 60^\circ, \varphi = 0^\circ$ en faisant varier $\varphi_s$ entre 0 et $180^\circ$ pour une vitesse du vent égale à 5m/s. . . . .	125
4.36	Coefficients de diffusion bistatique : comparaison entre SSA et TSM pour une fréquence $F=14$ GHz et pour $\theta = \theta_s = 60^\circ, \varphi = 0^\circ$ en faisant varier $\varphi_s$ entre 0 et $180^\circ$ pour une vitesse du vent égale à 15m/s. . . . .	125
4.37	Variations de la fonction angulaire du spectre de mer : comparaison entre le modèle d'Elfouhaily [2] et le modèle modifié par McDaniel [6] avec un nombre d'onde $K=370$ rd/m pour deux vitesses du vent, (a) 5m/s, et (b) 15 m/s. . . . .	126
4.38	Variation de la fonction d'autocorrélation normalisée de la surface de la mer : comparaison entre le modèle d'Elfouhaily [2] et le modèle modifié par McDaniel [6] pour différentes vitesses du vent, (a) direction Upwind, et (b) direction Crosswind. . . . .	126
4.39	Comparaison entre les résultats du coefficient de rétrodiffusion calculés en utilisant le spectre d'Elfouhaily [2] et avec ceux obtenus en utilisant le modèle modifié par McDaniel [6] pour deux angles d'incidence 40 et $60^\circ$ , (a) $U_{10}=5$ m/s, et (b) $U_{10}=10$ m/s, et (c) $U_{10}=15$ m/s. . . . .	128
4.40	Variations des coefficient de diffusion en fonction de la direction du vent dans une configuration bistatique : comparaison entre les résultats de deux versions du spectre, $\theta = \theta_s = 40^\circ, \varphi = 0^\circ$ et $\varphi_s = 45^\circ$ (a) polarisation VV, et (b) polarisation HH. . . . .	130
4.41	Variation des coefficients de diffusion croisés : comparaison entre les résultats des deux spectres . . . . .	130

A.1 Fonction d'autocorrélation gaussienne pour différentes longueurs de  
corrélation. . . . . 139

# Notations

- $\mathbf{E}$  : Vecteur champ électrique  
 $\mathbf{H}$  : Vecteur champ magnétique  
 $\mathbf{D}$  : Induction électrique  
 $\mathbf{B}$  : Induction magnétique  
 $\mathbf{J}$  : Densité du courant électrique  
 $\rho$  : Densité de charge  
 $\epsilon$  : Permittivité du milieu  
 $\mu$  : Perméabilité du milieu  
 $\mathbf{K}_0$  : Vecteur d'onde incidente  
 $\mathbf{k}_0$  : Projection horizontale du vecteur  $\mathbf{K}_0$   
 $q_0$  : Projection verticale du vecteur  $\mathbf{K}_0$   
 $K_0$  : Nombre d'onde de l'onde incidente  
 $\mathbf{K}$  : Vecteur d'onde incidente  
 $\mathbf{k}$  : Projection horizontale du vecteur  $\mathbf{K}$   
 $q$  : Projection verticale du vecteur  $\mathbf{K}$   
 $K$  : Nombre d'onde de l'onde diffusée  
 $\theta$  : Angle d'incidence  
 $\theta_s$  : Angle d'observation  
 $\varphi$  : Angle azimut de l'incidence  
 $\varphi_s$  : Angle azimut de l'observation  
 $\sigma_{\alpha\alpha_0}$  : Coefficient de diffusion avec  $\alpha$  la polarisation du récepteur et  $\alpha_0$  est la polarisation de l'émetteur.  
 $\alpha, \alpha_0$  : Dans le cas d'une base de polarisation linéaire, est soit la polarisation verticale  $V$  soit la polarisation horizontale  $H$ .  
 $h(\mathbf{r})$  : Fonction de la rugosité de la surface  
 $h(\boldsymbol{\xi})$  : Transformée de Fourier de  $h(\mathbf{r})$   
 $\mathbf{d}$  : Vecteur de décalage horizontale de la surface  $h(\mathbf{r})$   
 $H$  : Valeur scalaire du décalage vertical de la surface  $h(\mathbf{r})$



# Liste des acronymes

BSA	BackScatter Alignment
EM	Electromagnetic
ERS	European Remote Sensing (satellite system)
FEM	Finite Element Method
FDTD	Finite-Difference Time-Domain
FSA	Forward Scattering Alignment
FWM	Full Wave Method
GO	Geometrical Optical
GPS	Global Positioning System
IEM	Integral Equation Method
JONSWAP	Joint North Sea Wave Project
KA	Kirchhoff Approximation
LCA	Local Curvature Approximation
LHI	Linéaire, Homogène, Isotrope
MoM	Method of Moments
NRCS	Normalized Radar Cross Section
PO	Physical Optics
SA	Scattering Amplitude
SEASAt	Sea Satellite
SERN	Surface Equivalente Radar Normalisée
SPM	Small Perturbation Method
SSA	Small Slope Approximation
TPA	Tangent Plane Approximation
TSM	Two Scale Model
WCA	Weighted Curvature Approximation



# Introduction

Les océans jouent un rôle important dans l'équilibre climatique et dans l'échange énergétique entre la terre et l'atmosphère. La surface terrestre est occupée par les océans à hauteur de 71%. Qu'il s'agisse des grands équilibres climatiques (la grande capacité des océans à stocker l'énergie permet par exemple de redistribuer la chaleur des régions équatoriales vers les zones polaires, voir Tab. 1), ou qu'il s'agisse des échanges économiques entre les continents (voies navigables), les océans constituent un élément incontournable dans notre environnement.

La connaissance précise de l'ensemble des surfaces océaniques et maritimes revêt

70% de la surface terrestre
360 millions de km <sup>2</sup>
3800 m de profondeur moyenne
300 fois la masse de l'atmosphère
1200 fois la capacité de stockage de chaleur de l'atmosphère
4.5 milliards d'années se sont écoulées depuis leur création

TAB. 1 – Les océans en chiffres.

un enjeu crucial d'abord du point de vue scientifique, ensuite du point de vue économique et aussi sur le plan politique en s'attachant particulièrement à maîtriser l'intégrité territoriale de ses frontières maritimes.

Afin d'avoir une maîtrise à l'échelle du globe, on s'appuie de plus en plus sur les systèmes satellitaires, sur les systèmes aéroportés ou encore sur l'ensemble des systèmes côtiers de mesure et de surveillance. Il est à noter que la grande majorité de ces systèmes complémentaires sont des moyens électromagnétiques travaillant sur des gammes de fréquence radar adaptées à leur objectif de mesure.

A l'image du développement des systèmes de mesure, les besoins en télésurveillance du milieu marin sont devenus depuis quelques décennies de plus en plus exigeants sous l'impulsion de nombreuses applications liées à des domaines militaires, civils, scientifiques ou commerciaux tels que :

- la météorologie pour l'estimation de la vitesse et la direction du vent à la surface de la mer ; comme dans les systèmes ERS [7] et SEASAt [8, 9],
- l'océanographie (cartographie marine, gestion des zones côtières, déplacement des glaces) [10],
- la mesure de la pollution en surface par des moyens électromagnétiques longue portée [11],

– la cartographie (révision et élaboration de cartes, cartographie thématique)[12]. L’objectif de ces mesures est d’étudier les paramètres physiques du milieu marin comme la rugosité de la surface de la mer [13], la température, la salinité de l’eau [14], . . . . Ces paramètres sont extraits de l’onde électromagnétique diffusée par la mer et qui est susceptible de contenir l’information utile. Il est donc primordial de pouvoir connaître l’influence de tel ou tel paramètre sur l’onde électromagnétique diffusée dans une configuration donnée. Dans une logique d’inversion du problème électromagnétique, il est alors nécessaire de déterminer si une information est observable ou non.

Un autre besoin de la surveillance en milieu marin concerne la détection des cibles radar :

- détection des navires directement ou au travers de leur sillage [15, 16],
- détection des objets flottant non identifiés,
- détection des aéronefs volant à basse altitude.

Dans ce contexte, l’onde électromagnétique diffusée par la mer ne présente pas intrinsèquement d’intérêt pour l’observateur dans la mesure où ce dernier cherche à identifier la cible et non la surface de mer. Dans ce cas, les échos radar de la surface provenant de la surface de mer sont assimilés à un phénomène parasite qu’il faut minimiser. Toutefois, pour concevoir des algorithmes de traitement efficaces permettant d’améliorer le contraste cible/environnement, il est primordiale de caractériser précisément les échos de mer (clutter de mer) dans toutes les conditions de mer.

Quel que soit le point de vue adopté et les besoins auxquels on doit répondre, il est important de modéliser et de caractériser finement les interactions entre les ondes électromagnétiques et la surface de mer. C’est dans ce contexte que nous avons mené notre travail de thèse. En particulier, nous nous sommes focalisés dans un premier temps sur la caractérisation de la surface de mer et ensuite à l’étude des modèles de diffusion et à les comparer entre eux afin d’estimer finement le comportement polarimétrique de la mer dans des configurations géométriques aléatoires (bistatique).

Il est vrai que l’extraction d’information à partir de mesures électromagnétiques ne s’accompagne pas toujours d’une modélisation physique sophistiquée prenant en compte l’ensemble des phénomènes intervenant dans le processus d’interaction. En effet, il arrive fréquemment, en télédétection, en météorologie, . . . , que cette extraction se fasse à l’aide de modèles simplifiés (empiriques ou semi-empiriques [7, 8, 9]). Toutefois, ces approches ont une portée limitée dans la mesure où les modèles simplifiés sont validés dans un contexte déterminé et restreint. Par ailleurs, une approche empirique simplifiée ne permet pas généralement de comprendre et d’interpréter les mesures électromagnétiques en fonction des paramètres physiques comme la température et la salinité de la surface de mer, la vitesse et la direction du vent, . . . .

Pour ces raisons une modélisation physique et complète devient nécessaire. Cette méthodologie s’appuie sur des modèles physiques (modèles de diffusion électromagnétiques) de simulations des mesures des satellites et des radars au dessus de la

surface de la mer. De telle méthodologie, qui modélise et simule avec suffisamment de précision la diffusion électromagnétique par la surface océanique en fonction de différents paramètres du milieu pourrait être exploitée pour l'estimation des paramètres météorologiques en inversant le processus [17, 18]. En effet, ce type de modèles sera adopté dans notre étude pour déterminer les coefficients de diffusion de la surface océanique et caractériser son comportement polarimétrique en fonction des configurations géométriques et paramètres physiques.

En effet, les paramètres physiques (globaux) de la mer ont une influence significative sur le champ diffusé par sa surface. Considérée comme une cible radar, la surface océanique agit sur l'onde électromagnétique par le biais de ses propriétés physiques (constante diélectrique) et par sa forme géométrique (rugosité). Depuis les années 50, beaucoup de travaux théoriques et expérimentaux ont tenté de mettre en équation la description de la surface de la mer. Ainsi, la plupart des modèles de caractérisation géométrique de la surface publiés et présentés dans la littérature sont basés d'une part sur la distribution des pentes [4, 19, 20] et d'autre part sur la représentation spectrale [2, 3, 21, 22, 23, 24]. Concernant la distribution des pentes, Cox et Munk [4] ont proposé un modèle permettant la prise en compte de l'effet du vent sur les vagues de gravité. Quant à la représentation spectrale de la surface, on peut citer plusieurs modèles, le modèle Gaussien [25], Pierson-Moskowitz [3], Banner [21], Apel [26] et Elfouhaily [2]. Ce dernier modèle basé sur des essais expérimentaux et qui satisfait le modèle des pentes de Cox et Munk [4] a été adopté principalement dans cette étude.

En terme de modélisation électromagnétique, la diffusion par une surface rugueuse aléatoire est un phénomène complexe [25, 27]. Cette complexité est intrinsèquement liée à la nature géométrique et physique des diffuseurs qui entraîne des interactions difficiles à quantifier. Sauf cas particulier, les solutions analytiques exactes du problème n'existent pas [28]. En conséquence, on distingue des méthodes quasi-exactes et des méthodes approchées qui sont généralement exploitées afin d'estimer les différentes interactions.

Ces deux types de méthodes de résolution se divisent schématiquement en deux familles : méthodes exactes (rigoureuses) et méthodes approchées (asymptotiques).

- *Les méthodes quasi-exactes ou rigoureuses* : ont souvent recours à des méthodes de résolution numériques dont le temps de calcul est prohibitif. Ainsi, elles sont généralement utilisées pour cerner le domaine de validité des théories approchées, et pour étudier les problèmes de diffusion où ces théories sont encore peu développées (surface de forte rugosité, incidence rasante, ...).
- *Les méthodes approchées ou asymptotiques* : restent toujours une nécessité étant donné la complexité numérique difficilement surmontable des problèmes réalistes de diffusion [27]. Ces méthodes présentent clairement un grand intérêt. Elles sont utilisées d'une part, pour interpréter et prédire des phénomènes physiques mis en jeu lors de la diffusion en fonction des paramètres de la surface et de la géométrie. D'autre part, elles demandent peu de ressources informatiques et bien moins de temps de calcul que les approches numériques. Ces méthodes, peuvent être employées dans des systèmes travaillant en temps-réel. D'où notre choix est d'utiliser ce type de méthode de résolution.

Notons qu'il n'existe pas, à l'heure actuelle, un modèle approché unique qui permette de simuler parfaitement les mesures radars et des radiométriques dans toutes les gammes de fréquences micro-ondes allant de 1 millimètre à 3 mètres, et ceci dans toutes les configurations géométriques et instrumentales possibles, sans parler de la grande variété des situations météorologiques que l'on peut rencontrer [27, 29].

Plusieurs modèles existent dans la littérature et chacun de ces modèles est valable dans un domaine restreint de conditions de surface ou de configurations instrumentales [27, 30]. Les modèles les plus courants sont : l'approximation de Kirchhoff (KA) [22], la méthode des petites perturbation (SPM), le modèle composite à deux échelles (TSM) [25, 31, 32] le modèle IEM (Integral Equation Method) [33], le modèle des petites pentes (SSA) [34, 35], et plus récemment le modèle LCA (Local Curvature Approximation) et le modèle WCA (Weighted Curvature Approximation) proposés par Elfouhaily [36]. Une synthèse présentant différents modèles avec conditions d'utilisation est réalisée dans [27].

Dans le présent travail, nous avons étudié d'abord les modèles classiques (KA, SPM) et ensuite le modèle SSA retenu principalement dans cette thèse et comparé en configuration bistatique au modèle TSM.

Les deux modèles classiques (KA [22] et SPM [37]) sont souvent utilisés dans la littérature. Le premier modèle, suite à l'approximation de l'optique géométrique (KA-GO), permet d'évaluer la composante incohérente du champ diffusé (diffusion par les facettes grande échelle de la surface), tandis que le deuxième permet d'évaluer la composante diffuse du champ électromagnétique (diffusion par les composantes de faibles amplitudes liées aux petites échelles de la surface).

Il est clair que les domaines de validité de ces deux modèles SPM et KA ne se recouvrent pas [38]. En particulier, les méthodes KA et SPM ne peuvent s'appliquer que pour des surfaces n'admettant qu'une seule échelle de rugosité. Or, les surfaces naturelles, et en particulier les surfaces océaniques, sont caractérisées par plusieurs échelles de rugosité. Pour résoudre ce problème, le modèle à deux échelles (Two Scale Model : TSM) [31, 32, 39] a été proposé. Ce modèle permet de gérer à la fois la structure grande échelle et la structure petite échelle de la surface. Il permet de calculer la composante diffuse qui domine en dehors du domaine quasi spéculaire. L'une des caractéristiques de ce modèle est qu'il introduit un paramètre de division de la rugosité de la surface difficile à estimer et particulièrement en configuration bistatique. [17, 39].

Pour éviter l'introduction de cette séparation entre les deux échelles distinctes, Voronovich propose l'approximation des petites pentes (Small Slope Approximation : SSA) [34, 35] qui permet de fusionner les deux modèles classiques KA et SPM en un seul processus de traitement. Ce modèle sera principalement adopté, dans ce travail, pour traiter le problème de diffusion par la surface maritime.

Dans les problèmes de diffusion par la surface de mer, le choix de la gamme fréquentielle des signaux radar utilisés est déterminé par le fait que les longueurs d'onde des vagues doivent être du même ordre de grandeur que la longueur d'onde du radar [7, 9]. Dans ce travail, nous avons étudié les variations des coefficients

de diffusion de la surface de mer dans la gamme de fréquence allant de la bande  $L$  jusqu'à la bande  $K_u$  (micro-ondes). Ce choix vient du fait que les fréquences en bande  $L$  représentent la limite inférieure d'application pour plusieurs modèles de diffusion [40, 41]. Dans nos simulations, nous avons privilégiés la bande  $L$  (1.58 GHz) et la bande  $K_u$  (14 GHz). En particulier, l'étude pour la fréquence 1.58 est importante vu le développement du système GPS (travaillant à cette fréquence). Cette importance découle de l'exploitation récente de ce système, en plus de son application initiale dédiée à la navigation et la localisation [42], comme un outil de télédétection au dessus de la mer [14, 18].

Indépendamment du choix de la fréquence, il est à noter que la majorité des systèmes actuels de télédétection opèrent en configuration monostatique (émetteur et récepteur co-localisés); ERS [7], SeaSat [8, 9]. Parallèlement aux études menées sur les applications des systèmes radar monostatique, une nouvelle voie de recherche commence alors à se développer : la configuration bistatique (voir figure 1). Dans cette configuration, l'émetteur et le récepteur sont séparés. Celle-ci a longtemps été mise de côté à cause de sa complexité, mais elle présente néanmoins certains avantages : la discrétion du récepteur, l'obtention d'informations complémentaires sur les cibles ainsi qu'une meilleure détection des cibles furtives [43]. Les applications utilisant la liaison bistatique commencent donc à se développer. On la retrouve en surveillance aérienne [44] car elle permet de fournir des informations supplémentaires sur les cibles présentes. De même, l'utilisation de la configuration multistatique (configuration bistatique en mode multi-récepteur) permet d'améliorer la localisation et l'estimation de la vitesse des cibles [45, 46].

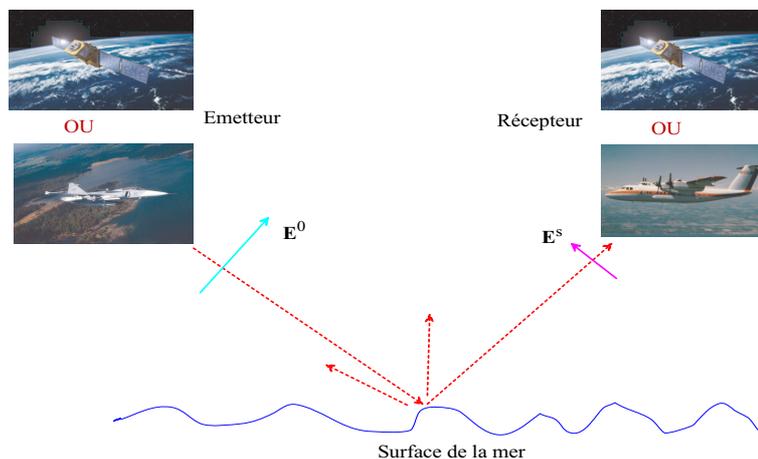


FIG. 1 – Illustration d'une configuration bistatique.

Les travaux réalisés jusqu'à présent dans le cas maritime en configuration bistatique restent assez sommaires [25, 47]. Certaines études s'intéressent à la diffusion des signaux GPS par la mer [14, 18], d'autres à des applications liées à la caractérisation physique de la mer (rugosité, température, ...) [13]. Dans mon laboratoire d'accueil, quelques études ont été faites dans le contexte de la mer et en configuration bistatique : en imagerie électromagnétique bistatique [43, 48], dans la détection

d'un polluant au dessus de la surface de mer [11, 49], et dans la détection des cibles au dessus de la mer [15, 16]. Ainsi, notre travail présenté dans ce manuscrit représente une étape complémentaire à ce sujet dans le but d'étudier et d'analyser le comportement polarimétrique de la mer. En particulier, les applications utilisant l'approximation SSA ont été effectuées en propagation avant, qui représente un cas particulier de la configuration bistatique, soit dans le cas d'une surface gaussienne soit dans le cas de la surface de mer [30, 50, 51, 52]. C'est dans ce contexte, une étude en configuration bistatique a été réalisée en utilisant le modèle SSA et comparée au modèle TSM [53]. C'est autour de cet axe que s'articule ce travail.

L'objectif du travail présenté est d'étudier et d'analyser le comportement polarimétrique de la mer en configuration bistatique, plus particulièrement en utilisant principalement le modèle SSA et appliqué au premier ordre (SSA1). Nous cherchons alors à calculer les coefficients de diffusion en fonction de différents paramètres (fréquence, polarisation, état de la mer, géométrie de la liaison, ...) puis à les comparer aux données publiées dans la littérature ainsi qu'à des résultats obtenus en utilisant le modèle TSM. Ce travail permet donc d'obtenir une cartographie du comportement polarimétrique de la mer.

Le premier chapitre de ce manuscrit rappelle quelques principes fondamentaux de la propagation et de la diffusion des ondes électromagnétiques. Nous introduisons les outils et définitions nécessaires pour tenir compte de la polarisation des ondes électromagnétiques et le comportement polarimétrique d'une cible radar quelconque. Nous rappelons la définition de la matrice de diffusion d'une cible dans le cas d'une liaison radar bistatique. Ensuite, nous présentons d'une façon succincte les modèles retenus dans l'étude et concernant la diffusion d'une onde électromagnétique par une surface rugueuse. Par ailleurs, nous fournissons les éléments nécessaires permettant la description géométrique statistique d'une surface rugueuse. Ces définitions et éléments sont nécessaires pour étudier et analyser la diffusion électromagnétique par la surface maritime.

Le deuxième chapitre fait l'objet de l'étude et la présentation des différents modèles permettant l'étude de la diffusion des ondes électromagnétiques par une surface rugueuse, et principalement la présentation et l'étude en configuration bistatique de l'approximation SSA retenue dans le présent travail.

Nous exposons d'abord les modèles classiques (approximation de Kirchhoff : KA et le modèle des petites perturbations : SPM) qui se caractérisent par un domaine de validité angulaire réduit. Ensuite, nous abordons le modèle à deux échelles (TSM) et enfin le modèle SSA.

De ce fait, nous présentons le principe de chacun de ces modèles et le développement théorique de SSA [35, 54]. Les expressions des coefficients de diffusion sont données en configuration bistatique avec différents modèles (KA, SPM, TSM, SSA) dans le but d'étudier par la suite les phénomènes de diffusion par la surface maritime et par conséquent obtenir son comportement polarimétrique.

L'objectif du troisième chapitre est de disposer d'une description statistique de la surface de la mer afin d'estimer le champ électromagnétique diffusé par cette

dernière. Ainsi, dans une première phase de ce chapitre, nous caractérisons la surface maritime en utilisant quelques modèles de représentation (Gaussien, Pierson-Moskowitz et Elfouhaily pour la représentation spectrale et Gauss et Cox & Munk pour la représentation des pentes). Dans notre étude le modèle spectral d'Elfouhaily a été principalement adopté. Cependant, dans ce modèle, la fonction angulaire utilisée présente une anomalie. Ainsi, nous avons introduit le changement proposé par McDaniel. En résumé, la fonction d'autocorrélation de la surface de la mer est modélisée en utilisant le spectre d'Elfouhaily sans ou avec prise en compte de la modification sur la fonction angulaire. Notons que la fonction d'autocorrélation de la surface de la mer est bien marquée par une région négative, qui joue un rôle significatif dans certaines configurations de diffusion (suivant la direction spéculaire) et en particulier dans la bande fréquentielle "L". Quant à l'aspect diélectrique de la surface océanique, la formulation de Debye décrivant la permittivité électrique de l'eau de mer a été adoptée.

Le quatrième et dernier chapitre est consacré aux différentes simulations qui constituent une présentation des résultats obtenus en utilisant les différentes descriptions présentées dans les chapitres précédents. Les modèles de diffusion électromagnétique et notamment SSA1 sont utilisés en tenant compte des caractérisations géométriques (représentation spectrale et distribution des pentes) et physiques (constante diélectrique et perméabilité magnétique) de la surface de la mer. Les résultats obtenus sont comparés avec ceux publiés dans la littérature dans le cas de la rétrodiffusion et en fonction de différents paramètres (angle d'incidence, fréquence d'émission et direction et vitesse du vent). Cette phase de comparaison en configuration monostatique permet de valider les résultats obtenus. Ensuite, les résultats numériques obtenus avec SSA1 sont présentés dans le cadre d'une configuration bistatique et sont comparés à ceux obtenus en utilisant le modèle TSM. Ces simulations permettent d'obtenir une cartographie des coefficients de diffusion de la surface de la mer en configuration bistatique et en fonction des différents paramètres du problème. Par ailleurs, pour une diffusion dans la direction spéculaire et pour une fréquence en bande L, nous avons mis en évidence la contribution de la partie négative contenue dans la fonction d'autocorrélation de la surface de mer dans les calculs des coefficients de diffusion. Enfin, nous terminerons ce chapitre par la présentation des différentes variations des coefficients de diffusion obtenues suite à la modification introduite sur la fonction angulaire du spectre d'Elfouhaily et cela dans d'une part en monostatique (en comparaison avec les données présentées dans [17]) et d'autre part en bistatique.

Enfin, nous concluons sur l'ensemble du travail réalisé concernant le comportement polarimétrique d'une surface de mer en configuration bistatique. Nous proposerons ensuite quelques perspectives ouvertes par l'étude réalisée.



# Chapitre 1

## Ondes électromagnétiques et surfaces rugueuses

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>10</b>
<b>1.2</b>	<b>Ondes électromagnétiques</b>	<b>10</b>
1.2.1	Equations d'onde	11
1.2.2	Polarisation d'une onde plane	12
1.2.3	Vecteur de Jones	13
<b>1.3</b>	<b>Polarimétrie d'une cible Radar</b>	<b>15</b>
1.3.1	Position du problème	15
1.3.2	Equation radar	15
1.3.3	Description de la géométrie utilisée	16
1.3.4	Matrice de diffusion	17
1.3.5	Modèles de diffusion des ondes EM par une surface rugueuse	19
<b>1.4</b>	<b>Modélisation de surfaces rugueuses aléatoires</b>	<b>21</b>
1.4.1	Caractéristiques d'une surface aléatoire rugueuse	21
1.4.2	Modélisation de la surface océanique	25
<b>1.5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>26</b>

---

*L'objectif principal du travail de recherche présenté dans ce document étant l'interprétation du champ diffusé par une surface rugueuse, notamment par la surface de la mer. Ce chapitre premier est consacré au rappel des notions fondamentales, de l'électromagnétisme, de la polarimétrie radar d'une cible, des modèles de diffusion par une surface rugueuse, et enfin de la caractérisation d'une surface rugueuse aléatoire.*

## 1.1 Introduction

L'étude de la propagation et de la diffusion des ondes électromagnétiques dépend de considérations physiques et de l'application envisagée. Ces applications se sont diversifiées et raffinées au cours du temps : techniques radar, télédétection spatiale, télélocalisation,  $\dots$ . Historiquement, ce sont les raffinements des techniques qui ont fait évoluer la perception des problèmes de propagation et de diffusion. À l'origine, le but des études était de pouvoir estimer le niveau d'énergie électromagnétique en tout point afin de dimensionner les systèmes (c'est-à-dire le nombre de relais dans une liaison ou la puissance d'un émetteur) ou de déterminer leur couverture spatiale (c'est-à-dire la portée d'un radar). À l'époque, les phénomènes de la diffusion étaient donc étudiés indépendamment de l'usage qui en était fait. Dès lors que les techniques se sont compliquées, notamment par les progrès en traitement du signal, ce principe est devenu illusoire car en réalité, chaque application implique une démarche spécifique. Dans ce contexte, l'application des radars [55] ne s'est pas limitée à la détection des cibles, mais elle s'est élargie pour couvrir des applications (militaires et civiles) météorologiques et de télédétection en général. Dans toutes ces applications, l'analyse du phénomène de diffusion (suite à l'interaction d'une onde électromagnétique avec une surface rugueuse) est une phase primordiale [37]. La résolution de ce problème nécessite alors deux étapes principales :

- l'élaboration d'un modèle de diffusion approprié aux surfaces rugueuses,
- ainsi que la modélisation de la surface diffusante.

Indépendamment de la résolution du problème, et quelle que soit l'application en question, le support de toute information (porteuse) est une onde électromagnétique possédant des caractéristiques spécifiques et des lois qui régissent sa propagation dans un milieu déterminé. Ainsi, dans ce chapitre, nous présentons d'une façon simplifiée en introduisant nos notations, les formulations électromagnétiques fondamentales et les définitions polarimétriques nécessaires [25]. Ensuite, nous présentons d'une façon succincte les modèles de diffusion étudiés. Enfin, nous rappelons les expressions analytiques permettant la représentation d'une surface rugueuse. Ces outils sont indispensables pour l'étude des modèles de diffusion et la modélisation de la surface maritime.

## 1.2 Ondes électromagnétiques

Il est classiquement connu que le champ électrique  $\mathbf{E}$ , l'induction électrique  $\mathbf{D}$ , le champ magnétique  $\mathbf{H}$  et l'induction magnétique  $\mathbf{B}$  régnant en un point quelconque de l'espace à chaque instant sont régis par les équations de Maxwell [56]. Le couple  $(\mathbf{E}, \mathbf{H})$  est le champ électromagnétique, les champs  $\mathbf{D}$  et  $\mathbf{B}$  traduisent quant à eux l'influence du milieu de propagation. Dans ce manuscrit, les grandeurs en gras désigneront des vecteurs et le vecteur  $\hat{\mathbf{a}}$  désigne simplement un vecteur unitaire.

### 1.2.1 Equations d'onde

À partir des équations de Maxwell, on peut déduire le comportement ondulatoire du champ électromagnétique. Pour un milieu linéaire homogène et isotrope (LHI)<sup>1</sup> de perméabilité  $\mu$  et de permittivité  $\epsilon$  en l'absence de charge et de courant ( $\rho = 0$  et  $\mathbf{J} = 0$ ) on démontre aisément que tout champ électrique vérifie l'équation des ondes homogènes [57] :

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \epsilon\mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.1)$$

De même le champ magnétique  $\mathbf{H}$  vérifie :

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \epsilon\mu \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.2)$$

Les équations (1.1) et (1.2) sont les *équations d'onde* électrique et magnétique.

Dans le cas particulier d'une onde monochromatique de pulsation  $\omega$ , l'équation (1.1) prend la forme de l'équation de Helmholtz donnée par :

$$\nabla^2 \mathbf{E} - (-\omega^2)\epsilon\mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \nabla^2 \mathbf{E} + K^2 \mathbf{E}. \quad (1.3)$$

Finalement  $\mathbf{E}$  vérifie l'équation dite de Helmholtz [57] :

$$(\nabla^2 + K^2)\mathbf{E} = 0. \quad (1.4)$$

En considérant l'hypothèse du champ lointain [57], nous avons adopté dans le cadre du présent travail, la convention temporelle telle qu'une onde plane polarisée se mette sous la forme [58] :

$$\mathbf{E}(\mathbf{R}, t) = |\mathbf{E}| \exp(-i[\omega t - \mathbf{K} \cdot \mathbf{R}]) \quad (1.5)$$

$$\text{avec } \mathbf{K} = \sqrt{\epsilon\mu}\omega \hat{\mathbf{u}} = \frac{2\pi}{\lambda} \hat{\mathbf{u}} \quad (1.6)$$

où  $\mathbf{K}$  désigne le vecteur d'onde pointant dans la direction de propagation de l'onde plane se propageant dans la direction  $\hat{\mathbf{u}} = \mathbf{K} / \|\mathbf{K}\|$ ,  $\lambda$  la longueur d'onde dans le milieu,  $\omega = 2\pi f$  la pulsation et  $\hat{\mathbf{u}}$ , un vecteur unitaire dans la direction de propagation. La figure 1.1 présente une illustration de la propagation d'une onde électromagnétique plane suivant l'axe des  $z$ .

Les composantes d'une onde plane sont indépendantes de la position sur un plan d'onde donné. Ceci implique notamment que les composantes de  $\mathbf{E}$  sont perpendiculaires à la direction de propagation  $\hat{\mathbf{u}}$ . Par la suite le facteur temporel  $e^{-i\omega t}$  des grandeurs harmoniques sera sous-entendu.

Si la diffusion par la surface maritime modifie les propriétés polarimétriques de l'onde électromagnétique, cette modification sera décrite au travers d'un certain nombre de paramètres fondamentaux (polarisation, ...). Le paragraphe suivant fait ainsi l'objet de la présentation de différents éléments utilisés par la suite.

---

<sup>1</sup>Un milieu est dit *linéaire* si ses caractéristiques électromagnétiques  $\epsilon$  et  $\mu$  sont indépendantes de la puissance des champs  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{H}$ . Il est dit *homogène*, si  $\epsilon$  et  $\mu$  ne dépendent pas du point considéré. Enfin, il est dit *isotrope* si, en tout point donné,  $\epsilon$ ,  $\mu$  et  $\sigma$  sont des scalaires.

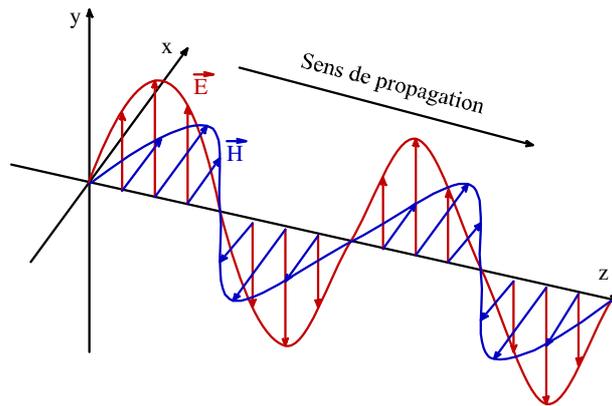


FIG. 1.1 – Propagation d’une onde électromagnétique plane.

### 1.2.2 Polarisation d’une onde plane

La polarisation d’une onde électromagnétique plane est décrite par le lieu tracé par la pointe de son vecteur électrique dans le plan perpendiculaire à sa propagation. Nous allons ainsi considérer une onde électromagnétique plane dont les composantes transverses sont notées  $E_x$  et  $E_y$ . Ces deux composantes sont caractérisées par leur amplitude et leur différence de phase.

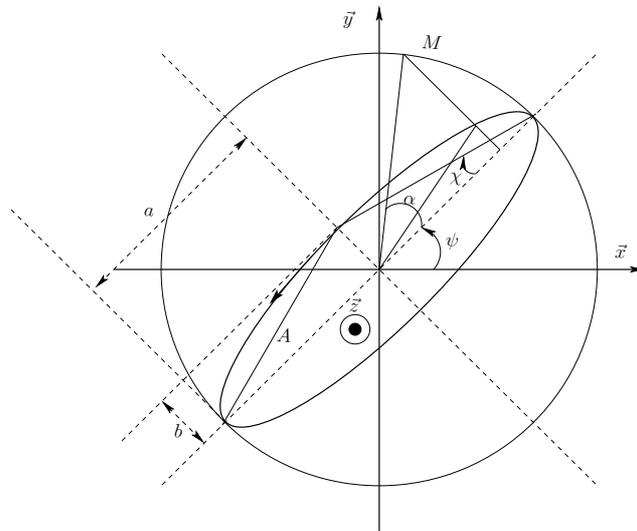


FIG. 1.2 – Ellipse de polarisation avec son angle d’orientation  $\psi$  et son ellipticité  $\chi$  qui sont des fonctions du grand axe  $a$  et du petit axe  $b$ .

On peut montrer qu’indépendamment du temps, les composantes  $E_x$  et  $E_y$  vérifient une équation quadratique de la forme

$$\left(\frac{E_x}{|E_x|}\right)^2 - 2\frac{E_x E_y}{|E_x||E_y|} \cos \delta + \left(\frac{E_y}{|E_y|}\right)^2 = \sin^2 \delta \quad (1.7)$$

où  $\delta = \delta_y - \delta_x$  désigne la différence de phase. Cette relation correspond à l’équation d’une ellipse (voir figure-1.2). L’état de polarisation d’une onde sera alors totalement spécifié par les paramètres caractérisant cette ellipse, dite ellipse de polarisation [59].

Pour une direction de propagation pointant vers l'observateur, on notera  $\psi$  l'angle d'orientation de l'ellipse, c'est à dire l'angle entre l'horizontale et le grand axe de l'ellipse décrite par l'onde polarisée. Le domaine de définition de cet angle est  $[-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}]$ . L'ellipticité est caractérisée par l'angle  $\chi$  qui représente l'ouverture de l'ellipse, dont la tangente est, par définition, le rapport du petit axe de l'ellipse à son grand axe. Le domaine de définition de cet angle est  $[-\frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{4}]$  et son signe donne, par convention, le sens de la polarisation

- polarisation droite quand  $-\frac{\pi}{4} < \chi < 0$ ,
- polarisation gauche  $0 < \chi < \frac{\pi}{4}$ .

Lorsque  $\chi$  prend la valeur 0, l'ellipse se réduit à un segment de droite et la polarisation est alors dite rectiligne. En revanche, quand  $\chi$  est égal à  $\pm\frac{\pi}{4}$ , la polarisation est dite circulaire. L'amplitude  $A$  est définie en fonction de la longueur " $a = |E_x|$ " du grand axe et de la longueur " $b = |E_y|$ " du petit axe par

$$A = \sqrt{a^2 + b^2} \quad (1.8)$$

$A^2$  caractérise la densité d'énergie de l'onde perçue au point d'observation.

La phase absolue est représentée par l'angle  $\alpha$  entre le grand axe de l'ellipse au point  $M$ . Ce point est défini comme l'intersection du cercle circonscrit à l'ellipse et du projeté orthogonal suivant le grand axe de l'ellipse, du champ électrique à l'instant initial  $t=0$ . Cet angle  $\alpha$  est défini dans l'intervalle  $[-\pi, \pi]$ .

Au final, la polarisation d'une onde se caractérise par le couple  $(\psi, \chi)$ , qui se déduit des variations des composantes  $E_x$  et  $E_y$  du champ  $\vec{E}(t)$  selon les axes  $x$  et  $y$  définis dans le plan orthogonal à l'axe  $z$

$$\tan(2\psi) = \tan(2\chi) \cos(\delta) \quad (1.9)$$

$$\sin(2\psi) = \sin(2\chi) \sin(\delta) \quad (1.10)$$

où

$$\tan(\chi) = \frac{|E_y|}{|E_x|} \quad (1.11)$$

On distingue deux cas particuliers :

- $\chi = 0$  correspond aux polarisations rectilignes
  - $\left\{ \begin{array}{l} \psi = 0 \text{ correspond à une polarisation horizontale,} \\ \psi = \frac{\pi}{2} \text{ correspond à une polarisation verticale,} \end{array} \right.$
- $\chi = \pm\frac{\pi}{4}$  correspond aux polarisations circulaires
  - $\left\{ \begin{array}{l} \psi = -\frac{\pi}{4} \text{ correspond à une polarisation droite,} \\ \psi = \frac{\pi}{4} \text{ correspond à une polarisation gauche.} \end{array} \right.$

Outre le sens d'orientation du vecteur champ électrique, les figures 1.3 (a), (b) et (c) montrent les différents types de polarisation : rectiligne, elliptique et circulaire.

Nous allons maintenant écrire l'onde électromagnétique sous sa forme analytique et introduire la représentation de la polarisation par le biais du vecteur de Jones.

### 1.2.3 Vecteur de Jones

Dans le paragraphe précédent, le champ électrique d'une onde plane monochromatique de polarisation quelconque est donné par (1.7) sous la forme d'une grandeur

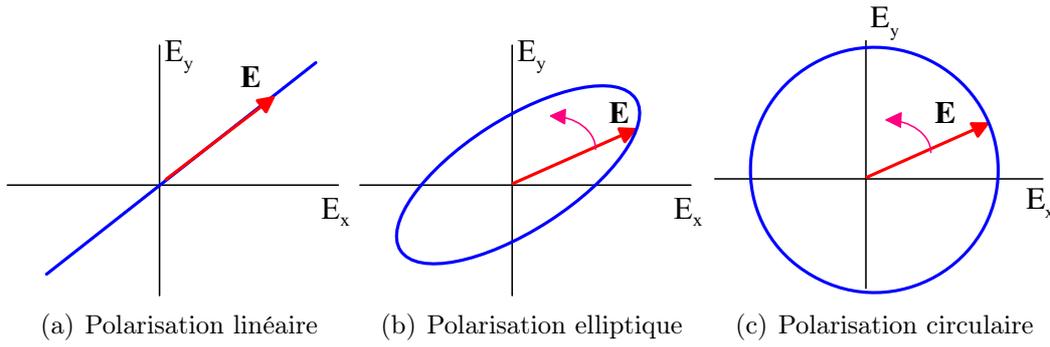


FIG. 1.3 – Illustration graphique de différents types de polarisation : le vecteur du champ électrique (en rouge) et la courbe décrite par sa pointe (en bleu) perpendiculairement à la propagation.

réelle. Ce champ électrique peut également s'écrire sous la forme complexe suivante :

$$\mathbf{E}(z, t) = \begin{bmatrix} |E_x| e^{j(\omega t - Kz + \delta_x)} \\ |E_y| e^{j(\omega t - Kz + \delta_y)} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (1.12)$$

Pour une onde monochromatique, les composantes du champ électrique oscillent à la même fréquence et la composante temporelle n'apporte donc pas d'information pertinentes sur l'état de polarisation de l'onde. En s'affranchissant du terme temporel, l'équation (1.12) s'écrit alors

$$\mathbf{E}(z, t) = e^{-jKz} \begin{bmatrix} |E_x| e^{j\delta_x} \\ |E_y| e^{j\delta_y} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (1.13)$$

De plus, le champ électrique  $\mathbf{E}(z)$  a une phase identique en tout point d'un plan d'onde ( $z$  constant). Ainsi, en considérant le cas  $z = 0$ , l'information sur les amplitudes et les phases des composantes du champ électrique est conservée. En toute généralité, la polarisation du champ électrique peut donc s'écrire :

$$\mathbf{E}(0) = \begin{bmatrix} |E_x| e^{j\delta_x} \\ |E_y| e^{j\delta_y} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (1.14)$$

Ce vecteur, appelé le vecteur de Jones, est lié à la base  $(\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{y}})$  de projection des composantes du champ électrique. Le vecteur champ électrique spatio-temporel est parfaitement reconstruit à partir du vecteur de Jones de l'onde, d'après la relation suivante :

$$\mathbf{E}(z, t) = \text{Re}(\mathbf{E}(0) e^{j(\omega t - Kz)}) \quad (1.15)$$

Puisque le vecteur de Jones caractérise complètement l'état de polarisation de l'onde, les paramètres de l'ellipse de polarisation peuvent être retrouvés.

Tout état de polarisation, représenté par son vecteur de Jones  $\mathbf{E}$ , peut être exprimé dans une base orthogonale  $(\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{y}})$  appelée base de polarisation telle que :

$$\mathbf{E} = E_x \hat{\mathbf{x}} + E_y \hat{\mathbf{y}} \quad (1.16)$$

Le vecteur de Jones est généralement exprimé dans une base linéaire ou dans une base circulaire. La base la plus couramment utilisée est la base linéaire  $(\mathbf{h}, \mathbf{v})$  où  $\mathbf{h}$  représente l'état de polarisation horizontale et  $\mathbf{v}$  représente l'état de polarisation verticale. C'est cette base qui sera utilisée par la suite.

En outre, il existe une autre représentation vectorielle de l'état de polarisation d'une onde qui est le vecteur de Stokes. On distingue deux cas :

- Vecteur de Stokes pour le cas d'une onde complètement polarisée,
- Vecteur de Stokes pour le cas d'une onde partiellement polarisée.

Dans le cadre de cette thèse, nous négligerons les éventuelles composantes non polarisées et nous admettrons que les ondes intervenant dans le processus de diffusion sont complètement polarisées. Ainsi, nous pourrions représenter le champ électrique par le seul vecteur de Jones. Il serait cependant possible d'adapter notre travail aux ondes quelconques en exprimant le champ électrique sous la forme de vecteur de Stokes [25].

Qu'il s'agisse du vecteur de Jones ou du vecteur de Stokes, les phénomènes de diffusion sont linéaires et peuvent donc se modéliser sous une forme matricielle. Nous pouvons traduire les changements opérés par une surface de mer sur la polarisation de l'onde radar en une matrice complexe de diffusion, dite matrice de Sinclair [60].

## 1.3 Polarimétrie d'une cible Radar

Un objet illuminé par une onde électromagnétique, réémet dans l'espace un champ diffusé fonction, entre autres, de la fréquence et la polarisation initiale de l'onde incidente, ainsi que la position géométrique de la cible par rapport aux antennes d'émission et de réception. Cependant, l'onde diffusée possède en général des propriétés polarimétriques différentes de celles de l'onde incidente.

D'une façon générale, la réflectivité radar d'un contributeur peut être caractérisée par une grandeur appelée Surface Equivalente Radar  $\sigma$  (SER) de la cible, homogène à une surface. Il est d'usage de quantifier la réponse électromagnétique d'une surface rugueuse (par exemple surface de la mer dans notre étude) par le coefficient de diffusion  $\sigma^0 = \frac{\sigma}{A}$ , qui est le rapport de la surface équivalente radar sur la surface éclairée. Il est exprimé en  $m^2/m^2$  [28].

### 1.3.1 Position du problème

La mesure en hyperfréquence active est généralement faite en configuration monostatique (*émetteur et récepteur situés au même endroit*) ou quasi-monostatique : il s'agit dans ce cas d'une mesure de rétrodiffusion.

La mesure peut également se faire sur tout l'espace (*configuration bistatique*). Dans ce cas les antennes d'émission et de réception sont situées dans des emplacements différents (figure 1.4).

### 1.3.2 Equation radar

En considérant un système bistatique muni d'une antenne émettrice de gain  $G_t$  et d'une antenne réceptrice de gain  $G_r$ , situées respectivement à des distances

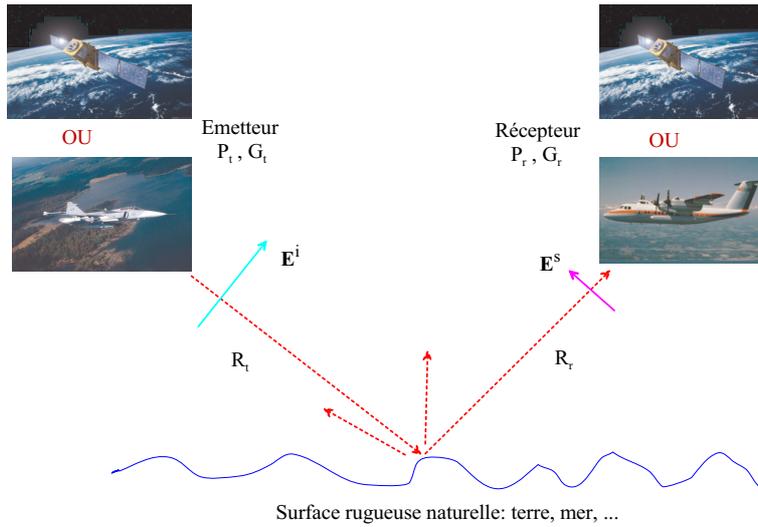


FIG. 1.4 – Diffusion bistatique d’une onde électromagnétique par une surface rugueuse.

$R_t$  et  $R_r$  de la surface (voir figure 1.4), la puissance reçue par le récepteur a pour expression [55] :

$$P_r = \frac{\lambda^2}{(4\pi)^3} \int_{A_0} \frac{P_t G_t G_r}{R_r^2 R_t^2} \sigma_{\alpha\alpha_0}^0 dA \quad (1.17)$$

où  $P_t$  représente la puissance émise,  $\lambda$  est la longueur d’onde de l’onde émise et  $A_0$  désigne la surface éclairée et  $\sigma_{\alpha\alpha_0}^0$  le coefficient de diffusion d’une surface illuminée par une onde en polarisation  $\alpha$  ( $\mathbf{v}$  ou  $\mathbf{h}$ ) et observé en polarisation  $\alpha_0$  ( $\mathbf{v}$  ou  $\mathbf{h}$ ).

Le coefficient de diffusion bistatique  $\sigma_{\alpha\alpha_0}$  est une fonction qui dépend des nombreux paramètres tels que les caractéristiques physiques et géométriques de la surface éclairée, la longueur d’onde, ou encore de la polarisation de l’émetteur et du récepteur. Son calcul nécessite le choix d’un repère ainsi qu’une modélisation appropriée.

### 1.3.3 Description de la géométrie utilisée

La figure 1.5 présente une illustration géométrique du phénomène de diffusion avec les notations utilisées pour la suite de ce manuscrit. De point de vue propagation d’onde électromagnétique, le vecteur  $\mathbf{R}$  est le vecteur position du point considéré, les composantes horizontales et verticales de ce vecteur sont respectivement le vecteur  $\mathbf{r}$  et  $z$ .  $\mathbf{K}_0$  représente le vecteur d’onde émise et  $\mathbf{K}$  celui de l’onde diffusée.  $\mathbf{k}_0$  et  $q_0$  sont respectivement la projection horizontale et verticale de  $\mathbf{K}_0$ , et  $\mathbf{k}$  et  $q$  sont les projections de  $\mathbf{K}$ . Il faut noter que dans ce manuscrit l’indice 0 sera accordé toujours aux grandeurs liées à l’incidence.

En explicitant le vecteur d’onde  $\mathbf{K}$  et le vecteur de position  $\mathbf{R}$  par leurs composantes horizontales et verticales, l’équation (1.5) devient

$$\mathbf{E}(\mathbf{R}, t) = |\mathbf{E}| \exp(-i[\omega t - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - qz)]) \quad (1.18)$$

D’ailleurs, quand le facteur du temps est omis l’expression de cette onde devient :

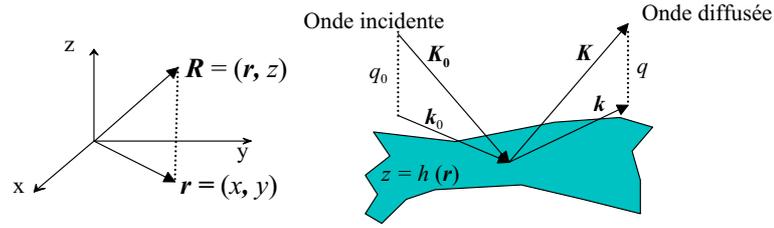


FIG. 1.5 – Illustration graphique des paramètres vectoriels et des notations de la diffusion.

- pour des ondes se propageant dans la direction des  $z$  négatifs :

$$\mathbf{E}(\mathbf{R}) = |\mathbf{E}| \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - qz)] \quad (1.19)$$

- pour des ondes se propageant dans la direction des  $z$  positifs :

$$\mathbf{E}(\mathbf{R}) = |\mathbf{E}| \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + qz)] \quad (1.20)$$

### 1.3.4 Matrice de diffusion

Dans les années 50, Sinclair a démontré que l'interaction d'une onde électromagnétique avec une cible modifie l'état de polarisation de l'onde [60]. La transformation de la polarisation entre l'onde incidente et l'onde réfléchie s'exprime à l'aide d'une matrice  $2 \times 2$  complexe de la cible notée  $[\mathbf{S}]$ . En convention BSA (*BackScatter Aligement*), elle est appelée matrice de Sinclair et en convention FSA (*Forward Scattering Aligement*) est nommée matrice de Jones. Cette matrice relie le vecteur de Jones de l'onde diffusée au vecteur de Jones incident. La matrice de diffusion est alors définie dans une base de polarisation. On notera que dans cette thèse, nous adopterons la convention FSA pour exprimer la matrice de diffusion.

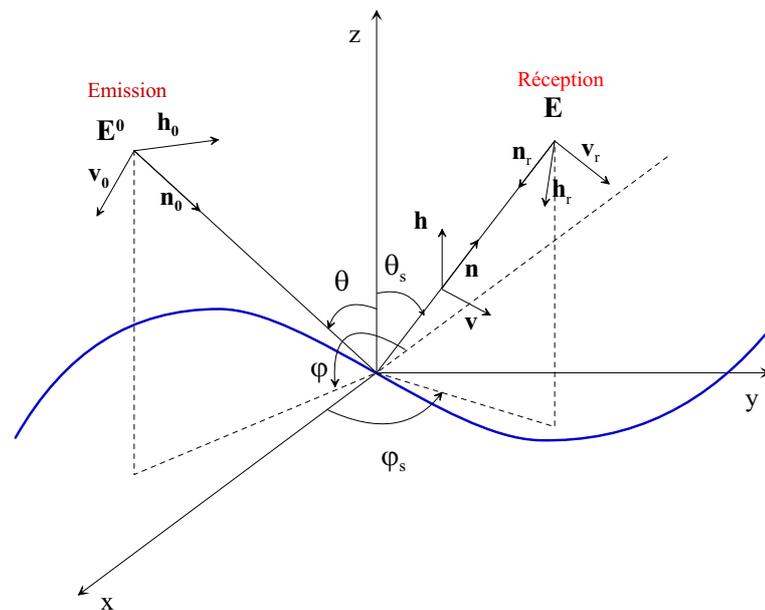


FIG. 1.6 – Configuration géométrique de la diffusion bistatique.

Les vecteurs de Jones des ondes incidente et diffusée, exprimés respectivement dans des bases  $(\mathbf{v}_0, \mathbf{h}_0)$  et  $(\mathbf{v}, \mathbf{h})$  comme indiqué sur la figure 1.6, sont liés par la relation suivante :

$$\begin{bmatrix} E_v \\ E_h \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{vv_0} & S_{vh_0} \\ S_{hv_0} & S_{hh_0} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{v_0}^0 \\ E_{h_0}^0 \end{bmatrix} = [\mathbf{S}]^{FSA} \begin{bmatrix} E_{v_0}^0 \\ E_{h_0}^0 \end{bmatrix} \quad (1.21)$$

Dans la relation (1.21), la matrice de diffusion est exprimée en convention FSA [61].

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

$$\begin{bmatrix} E_{v_r} \\ E_{h_r} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{v_r v_0} & S_{v_r h_0} \\ S_{h_r v_0} & S_{h_r h_0} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{v_0}^0 \\ E_{h_0}^0 \end{bmatrix} = [\mathbf{S}]^{BSA} \begin{bmatrix} E_{v_0}^0 \\ E_{h_0}^0 \end{bmatrix} \quad (1.22)$$

La matrice de diffusion exprimée en convention BSA s'écrit en fonction de la matrice de diffusion définie en convention FSA, par la relation [61] :

$$[\mathbf{S}]^{BSA} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} [\mathbf{S}]^{FSA} \quad (1.23)$$

Compte-tenu de la convention choisie (voir figure 1.6) pour les angles caractérisant les directions d'incidence et de diffusion, les vecteurs unitaires définissant les bases de polarisation en convention FSA et BSA s'expriment dans le repère local  $(x, y, z)$  par

$$\begin{cases} \mathbf{K}_0 = \mathbf{n}_0 = \sin \theta \cos \varphi \cdot \hat{\mathbf{x}} + \sin \theta \sin \varphi \cdot \hat{\mathbf{y}} - \cos \theta \cdot \hat{\mathbf{z}} \\ \mathbf{v}_0 = -\cos \theta \cos \varphi \cdot \hat{\mathbf{x}} - \cos \theta \sin \varphi \cdot \hat{\mathbf{y}} - \sin \theta \cdot \hat{\mathbf{z}} \\ \mathbf{h}_0 = -\sin \varphi \cdot \hat{\mathbf{x}} + \cos \varphi \cdot \hat{\mathbf{y}} \end{cases} \quad (1.24)$$

$$\begin{cases} \mathbf{K} = \mathbf{n} = \sin \theta_s \cos \varphi_s \cdot \hat{\mathbf{x}} + \sin \theta_s \sin \varphi_s \cdot \hat{\mathbf{y}} + \cos \theta_s \cdot \hat{\mathbf{z}} \\ \mathbf{v} = \boldsymbol{\theta}_s = \cos \theta_s \cos \varphi_s \cdot \hat{\mathbf{x}} + \cos \theta_s \sin \varphi_s \cdot \hat{\mathbf{y}} - \sin \theta_s \cdot \hat{\mathbf{z}} \\ \mathbf{h}_s = \boldsymbol{\varphi}_s = -\sin \varphi_s \cdot \hat{\mathbf{x}} + \cos \varphi_s \cdot \hat{\mathbf{y}} \end{cases} \quad (1.25)$$

et

$$\begin{cases} \mathbf{K}_r = -\mathbf{K} \\ \mathbf{v}_r = \mathbf{v} \\ \mathbf{h}_r = \mathbf{h} \end{cases} \quad (1.26)$$

Ces équations sont relatives au cas d'une configuration bistatique quelconque. D'autre part la géométrie de la propagation avant est définie pour  $\theta_s = \theta$  et  $\varphi_s = \varphi$ . La rétrodiffusion est obtenue lorsque les angles définissant les directions d'incidence et de diffusion vérifient  $\theta_s = \theta$  et  $\varphi_s = \varphi + \pi$ .

Dans notre étude, nous nous intéressons à la matrice de diffusion d'une surface rugueuse aléatoire d'un milieu naturel en particulier la surface océanique. Or dans ce cas, la solution exacte du problème n'existe pas [28]. Plusieurs modèles ont été développés dans la littérature. Une vue rapide de quelques modèles asymptotiques est donnée dans la section suivante. Une description plus détaillée faisant l'objet du chapitre 2.

### 1.3.5 Modèles de diffusion des ondes EM par une surface rugueuse

La littérature scientifique, concernant le problème de la diffusion électromagnétique par une surface maritime (rugueuse) montre qu'il n'existe pas jusqu'à présent de solution analytique exacte pour estimer la matrice de diffusion. Selon le degré de rugosité de la surface, l'estimation de la matrice de diffusion se fera par la mise en oeuvre de telle ou telle approximation. Dans ce contexte, nous pouvons citer des approches comme l'approximation de Kirchhoff (KA) [22, 37], le modèle des petites perturbations (SPM) [62, 63] et les modèles à larges domaines d'application comme les modèles composites à deux échelles (TSM) [64, 39] et le modèle des petites pentes (SSA) [34, 35]. Ces modèles sont étudiés dans notre travail et en particulier le modèle SSA est principalement adopté dans l'objectif de l'appliquer dans le cas d'une configuration bistatique. Bien évidemment il existe d'autres modèles dont on cite le modèle IEM [33, 65] et le modèle WCA [36], ainsi on pourra consulter l'aperçu typique [27] pour avoir un recensement quasi-exhaustif.

#### 1.3.5.1 Approximation de Kirchhoff

La théorie de Kirchhoff [22, 37] permet d'exprimer le champ diffusé par une surface rugueuse en utilisant l'approximation du plan tangent. Plus précisément, en chaque point du diffuseur, l'interface mer-air est localement assimilée à un plan infini tangent à la surface. Cette méthode reste valable si chaque point de la surface possède un rayon de courbure supérieur à la longueur d'onde ( $R > \lambda$ ). Ainsi, pour l'application visée dans le présent travail, cette approche sera surtout efficace pour traiter des surfaces dominées par les vagues de gravité (vagues ayant de grandes longueurs d'onde). En effet, dans les bandes de fréquence étudiées, la longueur des ondes électromagnétiques pourra alors être considérée comme faible devant celle des vagues.

#### 1.3.5.2 Modèle des petites perturbations

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que le formalisme de Kirchhoff nécessite d'avoir des surfaces de grands rayons de courbure en comparaison avec la longueur d'onde de l'onde émise. A contrario, dans le cas où les rugosités sont comparables à la longueur d'onde électromagnétique, ces rugosités se comportent comme des centres diffuseurs. Ceci veut dire que l'approximation de Kirchhoff n'est plus valable, puisqu'au voisinage de n'importe quel point de la surface, l'onde incidente n'est plus réfléchi simplement, mais diffusée dans tout l'espace. Dans le cas où la surface qui possède de petites rugosités possède également de petites pentes. La résolution du problème de la diffusion peut être assurée en utilisant la méthode des petites perturbations [62, 63].

Le modèle des petites perturbations se base sur le développement en série de Fourier des champs diffusé, réfléchi et transmis. Il n'est valable que pour des surfaces remplissant la condition suivante [66] :

$$\begin{cases} k\sigma < 0.3 \\ m < 0.3 \end{cases} \quad (1.27)$$

$\sigma$  et  $m$  désignent respectivement l'écart type des hauteurs et celui des pentes.

### 1.3.5.3 Modèle composite à deux échelles

L'approche de Kirchhoff et la méthode des petites perturbations sont des modèles applicables pour des surfaces n'admettant qu'une seule échelle de rugosité. Or, les surfaces naturelles sont caractérisées par plusieurs degrés de rugosité [13]; un modèle composite à deux échelles [39, 64], combinant les deux approches, semble donc être approprié. Cette dernière approche cherche, donc, à combiner la structure grande échelle et la structure petite échelle, elle permet en particulier de calculer la composante diffuse qui domine en dehors du domaine quasi spéculaire.

Le principe de ce modèle est de travailler, dans une première étape, dans un repère local afin d'appliquer la méthode des petites perturbations. Ensuite par le biais d'un moyennage suivant la distribution des pentes de la surface rugueuse le résultat obtenu sera adapté au repère global par l'intermédiaire de la matrice de changement de repère. On retrouve ainsi les coefficients de diffusion pour la surface composée de double échelle de rugosité. La composante spéculaire sera déduite par l'approximation de Kirchhoff. Toutefois, ce modèle introduit un paramètre de division  $K_d$  entre la structure petite et grande échelle de la rugosité de la surface. Généralement, ce paramètre est difficile à estimer en particulier dans le cas d'une diffusion en configuration bistatique. De plus, lors du traitement du problème inverse de diffusion, ce paramètre rajoute une variable inconnue supplémentaire [17].

### 1.3.5.4 Modèle SSA

Pour éviter le problème de division de la rugosité de la surface, Voronovich propose l'approximation des petites pentes SSA (Small Slope Approximation) [34, 35] qui combine les deux modèles classiques KA et SPM en un seul processus de traitement ce qui lui accorde plus de homogénéité. Sa structure est inspirée des invariances *a priori* de l'amplitude de diffusion  $SA$ , en particulier l'invariance de phase due aux translations horizontales et verticales de la surface. Nous adoptons principalement ce modèle, qui est intéressant à exploiter, pour étudier le problème de diffusion au dessus d'une surface océanique. Par ailleurs, jusqu'à présent, dans le cadre d'une application maritime, le modèle SSA a été étudié uniquement dans le cas d'une configuration monostatique. Dans ce contexte, notre objectif dans le présent travail est d'exploiter et d'appliquer ce modèle en configuration bistatique afin d'élaborer une cartographie du comportement polarimétrique de la surface océanique dans cette configuration.

Un développement plus détaillé de ces approches sera présenté dans le chapitre 2 du manuscrit.

## 1.4 Modélisation de surfaces rugueuses aléatoires

### 1.4.1 Caractéristiques d'une surface aléatoire rugueuse

Il s'agit, dans ce rappel, de relier un profil de surface à des valeurs statistiques clés, telles que l'écart type des hauteurs, l'écart type des pentes, la longueur de corrélation. Ces derniers pourront caractériser ce profil du point de vue statistique. En première approche, une surface rugueuse peut être définie par sa hauteur  $z$  au dessus d'un plan de référence en fonction des deux autres coordonnées de l'espace  $x$  et  $y$  prises dans ce plan. Si la surface n'est pas stationnaire, il convient de rajouter la variable temporelle  $t$ . La surface est, alors, définie par une relation de la forme :

$$z = z(x, y, t) \quad (1.28)$$

On s'attachera, dans le processus de modélisation, à réduire la fonction  $z$  à un nombre faible de paramètres décrivant les propriétés moyennes de la surface intervenant de façon prépondérante dans la formation du signal dans le problème de diffusion des ondes électromagnétiques par une telle surface. Les définitions de ces grandeurs découlent de l'interaction des ondes avec le milieu naturel. Il convient alors de les relier à des observations géophysiques.

Généralement la surface est observée comme la réalisation d'un processus stochastique. En chaque point  $M$  de coordonnées  $(x, y, t)$ , la hauteur  $z$  de la surface est une réalisation de la variable aléatoire  $z(x, y, t)$  qu'il faut caractériser. Deux descriptions traduisent l'aspect géométrique d'un profil ; la distribution des hauteurs vis-à-vis de la surface de référence (*c'est-à-dire son intervalle de variation* [ $z_{min} \dots z_{max}$ ]) et sa fonction de corrélation (*c'est-à-dire sa répartition sur la surface de référence*). Dans ce paragraphe, nous allons nous attacher à la description de ces deux aspects tout en essayant de les relier.

#### 1.4.1.1 Distribution des hauteurs

En chaque point  $M$  de la surface, la hauteur  $z(M)$  (*hauteur de la surface au point  $M$  par rapport au plan de référence*) est une réalisation d'une variable aléatoire  $z(M)$ . L'illustration de ce phénomène est présentée dans la figure 1.7

La distribution des hauteurs peut être caractérisée soit par sa fonction de densité soit par sa fonction de répartition. La fonction de densité  $p(z)$  définit la variation de la hauteur par rapport au plan de référence. Notons que  $p(z)dz$  est la probabilité que le point considéré soit à une hauteur comprise entre  $z$  et  $z + dz$  vis-à-vis du plan de référence. Les principaux paramètres caractérisant un processus aléatoire  $z$  sont, son *espérance mathématique* et son *écart-type*. Il est habituel de considérer une distribution des hauteurs centrée (*espérance mathématique égale à 0*) :

$$\langle z \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} zp(z)dz = 0 \quad (1.29)$$

où  $\langle \cdot \rangle$  correspond à la moyenne spatiale, c'est-à-dire la moyenne prise sur la surface. L'écart type des hauteurs, qui traduit la dispersion par rapport à la moyenne, est

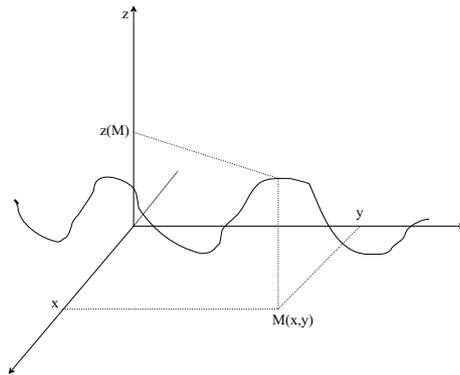


FIG. 1.7 – Illustration de la distribution des hauteurs d’une surface aléatoire rugueuse.

défini par

$$\sigma^2 = \langle z^2 \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} z^2 p(z) dz \quad (1.30)$$

Dans le cas d’une surface aléatoire, la variance  $\sigma^2$  caractérise le degré de rugosité verticale de la surface. Ce degré est souvent exprimé par rapport à la longueur d’onde de l’onde émise.

L’un des processus souvent utilisé, dans la littérature, pour décrire une surface aléatoire est le processus gaussien et il est caractérisé par sa fonction de densité donnée par l’expression (1.31).

$$p(z) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{z^2}{2\sigma^2}\right) \quad (1.31)$$

L’illustration graphique d’une telle distribution est représentée sur la figure 1.8.

Cette distribution est symétrique par rapport au plan de référence, c’est-à-dire qu’il y a autant d’éléments de la surface au dessus du plan moyen qu’au dessous. De même, il est possible de montrer que 95% des hauteurs probables sont dans l’intervalle  $[-2\sigma, 2\sigma]$ .

Dans la littérature, le profil d’une surface naturelle est supposé en première approximation gaussien. En effet les surfaces naturelles qui sont le résultat d’un grand nombre local d’événements, obéissent à une distribution statistique se rapprochant d’une loi gaussienne. Ce résultat découle du théorème central limite. Si une variable aléatoire  $z$  est la somme de variables aléatoires  $z_i$  indépendantes, de même loi, alors la distribution de  $z$  est gaussienne. Dans le cas d’une surface aléatoire, les  $z_i$  correspondent à la distribution des hauteurs du  $i^{\text{ème}}$  processus indépendant, chaque processus contribuant d’une façon cumulative à la hauteur finale.

#### 1.4.1.2 Fonction d’autocorrélation

La distribution des hauteurs seule ne permet pas de caractériser une surface. Ainsi, la figure 1.8 montre l’exemple de trois profils ayant la même distribution des hauteurs. Elles possèdent visiblement des écarts vis-à-vis du degré de rugosité

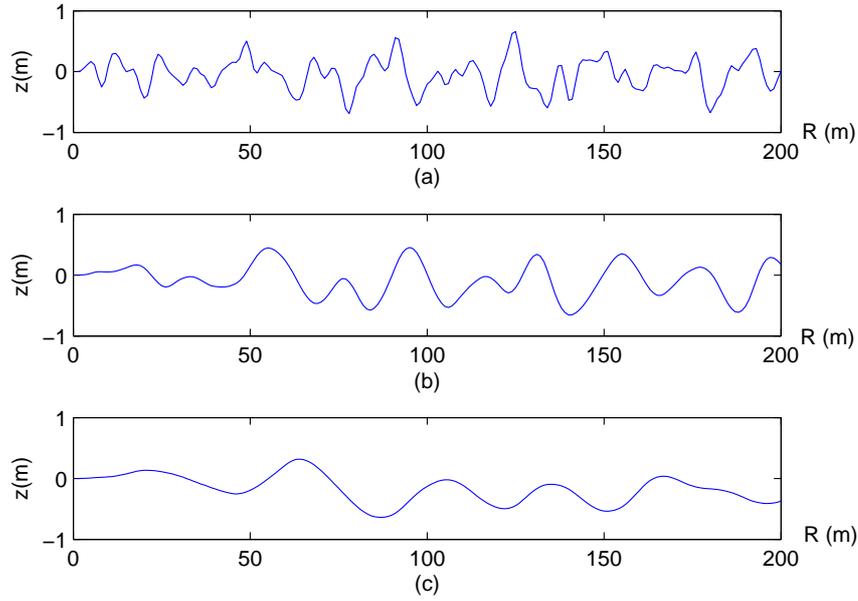


FIG. 1.8 – Profil d’une distribution gaussienne d’écart-type unitaire pour différentes longueurs de corrélation (a)  $L=7\text{m}$ , (b)  $L=20\text{m}$ , (c)  $L=40\text{m}$ .

horizontale. De tels profils peuvent être différenciés par la connaissance de leur fonction d’autocorrélation, elle est donnée par l’expression (1.32).

$$\rho(R) = \frac{\langle z(r)z(r+R) \rangle}{\sigma^2} \quad (1.32)$$

La fonction d’autocorrélation a la propriété d’être unitaire à l’origine  $\rho(0) = 1$  et de décroître jusqu’à une valeur nulle quand  $R$  augmente. La forme et le taux de décroissance dépendent du profil considéré. Dans le cas bidimensionnel, cette fonction s’écrit :

$$\rho(u, v) = \frac{\langle z(x, y) \cdot z(x', y') \rangle}{\sigma^2} \quad (1.33)$$

avec  $\sigma^2 = \langle z(x, y)^2 \rangle$  la variance des hauteurs et

$$\begin{cases} u = x - x' \\ v = y - y' \end{cases}$$

Ainsi, nous présentons, en annexe A.1, les deux types de fonction d’autocorrélation qui ont été utilisés auparavant dans la littérature : gaussien et exponentiel. Ces deux types ont été utilisés dans des modèles de diffusion. Il est important de noter que les hypothèses d’isotropie, de stationnarité et d’ergodicité sont souvent appliquées sur les surfaces rugueuses. Les définitions de ces hypothèses sont données en annexe A.2.

D’autres fonctions peuvent être utilisées pour décrire les caractéristiques statistiques d’une variable aléatoire qui est l’objet du paragraphe ci-dessous.

### 1.4.1.3 Fonction caractéristique

La fonction caractéristique mono-dimensionnelle d'une surface rugueuse est, à une constante multiplicative près, la transformée de Fourier de la densité de probabilité des hauteurs de la surface. Elle est donnée par :

$$\chi(s) = \int_{-\infty}^{\infty} p(z)e^{jsz} dz \quad (1.34)$$

La fonction caractéristique bidimensionnelle n'est qu'une généralisation de l'équation (1.34) et son expression est de la forme :

$$\chi(s_1, s_2) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p(z_1, z_2)e^{(j_1s_1+j_2s_2)z} dz_1 dz_2 \quad (1.35)$$

où  $z_1$  et  $z_2$  sont les hauteurs respectives de deux points distincts de la surface.

### 1.4.1.4 Représentation spectrale

Une surface aléatoire peut être décrite par sa représentation spectrale. Elle est définie comme étant la transformée de Fourier du produit de la fonction de corrélation et de la variance des hauteurs. Pour le cas monodimensionnel, on écrit

$$S(K) = \frac{\sigma^2}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \rho(R)e^{jKR} dR \quad (1.36)$$

où  $K$  désigne le nombre d'onde spatial. Le spectre normalisé  $W(K)$  s'écrit

$$W(K) = \frac{S(K)}{\sigma^2} \quad (1.37)$$

Pour le cas réel "bidimensionnel", on a en coordonnées cartésiennes

$$W(K_x, K_y) = \frac{1}{2\pi} \int \int \rho(u, v)e^{-j(K_x u + K_y v)} du dv \quad (1.38)$$

Toutefois, on définit en général le spectre de la mer en coordonnées polaires  $W(K, \phi)$  plutôt qu'en coordonnées cartésiennes, où  $\phi$  est la direction de propagation de la composante de nombre d'onde  $K$  par rapport à la direction du vent (voir figure-1.9). Autrement la transformée de Fourier inverse donne

$$\rho(u, v) = \int \int W(K_x, K_y)e^{j(K_x u + K_y v)} dK_x dK_y \quad (1.39)$$

$K_x = K \cos \phi$ ,  $K_y = K \sin \phi$  et  $dK_x dK_y = K dK d\phi$  permet d'écrire

$$\rho(u, v) = \int \int W(K \cos \phi, K \sin \phi)e^{jK(u \cos \phi + v \sin \phi)} K dK d\phi \quad (1.40)$$

ainsi  $S(K, \phi)$  s'écrit

$$S(K, \phi) = K \sigma^2 W(K, \phi) \quad (1.41)$$

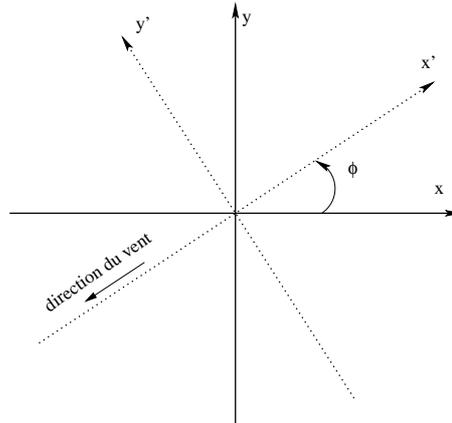


FIG. 1.9 – Direction du vent dans le plan  $(x, y)$

#### 1.4.1.5 Distribution des pentes

Une surface océanique peut aussi être décrite par la loi de distribution des pentes. Soit

- $Z_x = \frac{\partial}{\partial x} z(x, y)$  : pente dans la direction du vent,

- $Z_y = \frac{\partial}{\partial y} z(x, y)$  : pente dans la direction travers du vent.

On définit la loi de distribution des pentes  $P(Z_x, Z_y)$  comme suit :

$$\int \int P(Z_x, Z_y) dZ_x dZ_y = 1 \quad (1.42)$$

$P(Z_x, Z_y)$  s'exprime en fonction des quantités  $\sigma_u^2$  et  $\sigma_c^2$  qui sont les variances des pentes de la surface privée de vagues de capillarité, respectivement dans la direction du vent et dans la direction travers au vent.

### 1.4.2 Modélisation de la surface océanique

Considérée comme une cible radar, la surface océanique agit sur l'onde électromagnétique par le biais de ses propriétés physiques (constante diélectrique) et par sa forme géométrique (rugosité). Depuis les années 50, beaucoup de travaux théoriques et expérimentaux ont tenté de mettre en équation la description de la surface de la mer. Ainsi, la plupart des modèles, existant dans la littérature, se basent soit sur la distribution des pentes [4, 19, 20] soit sur la définition spectrale [2, 3, 21, 22, 23, 24]. Les modèles retenus seront développés dans le chapitre 3.

Dans notre étude, lors du traitement du problème de diffusion par la surface de la mer, en plus de la distribution des pentes, la représentation spectrale est principalement utilisée.

Dans la littérature il existe plusieurs modèles spectraux. nous citons le modèle Gaussien, Pierson-Moskowitz [3], Banner [21], Apel [26] et Elfouhaily [2]. Le dernier modèle est plus crédible que les autres modèles vu qu'il est élaboré à partir des essais expérimentaux et qu'il satisfait le modèle des pentes de Cox et Munk [4]. Il sera adopté principalement dans cette étude comme modèle spectral.

## 1.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différentes expressions analytiques, définitions et notations qui seront adoptées tout au long de ce rapport. Ainsi l'onde électromagnétique adoptée sera une onde plane monochromatique représentée sous la forme du vecteur de Jones qui donne une information complète sur l'état de polarisation. L'interaction de cette onde avec une cible quelconque est estimée par le biais de la matrice de diffusion. Cette matrice définit complètement le comportement polarimétrique de la cible. Elle est fonction des caractéristiques physiques et géométriques de la cible ainsi que de la position de l'émetteur et du récepteur.

Il existe différents modèles pour estimer les coefficients de la matrice de diffusion qui dépendent du degré de rugosité de la surface illuminée par l'onde électromagnétique. Ainsi nous avons donné une présentation rapide des modèles classiques (Approximation de Kirchhoff et Modèle des Petites Perturbations) qui ne sont valables que pour une surface à un seul degré de rugosité. Nous avons aussi évoqué le modèle composite à deux échelles qui combine les deux modèles classiques mais en introduisant le paramètre de division de la rugosité de la surface. Ensuite, nous avons rappelé le principe du modèle SSA qui combine les deux modèles classiques KA et SPM en un seul processus de traitement. Ce modèle sera principalement adopté dans le présent travail afin de l'utiliser dans le cadre d'une application maritime et d'obtenir une cartographie du comportement polarimétrique de la mer en configuration bistatique.

Quant à la surface rugueuse, qui constituera notre cible radar, nous avons présenté les différentes expressions analytiques traduisant sa rugosité telles que la distribution des hauteurs, la fonction d'autocorrélation, la représentation spectrale, la distribution des pentes  $\dots$ . Ces définitions seront nécessaires pour fixer les modèles de surfaces maritimes.

Dans le chapitre suivant nous allons nous focaliser plus en détail sur la matrice de diffusion ainsi que les modèles permettant l'estimation de ses différents coefficients et principalement en utilisant le modèle SSA.

# Chapitre 2

## Diffusion électromagnétique par une surface rugueuse : Modèles

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>28</b>
<b>2.2</b>	<b>Position du problème</b>	<b>29</b>
2.2.1	Formulation du problème	29
2.2.2	Description statistique du champ diffusé	31
<b>2.3</b>	<b>Récapitulatif des méthodes existantes</b>	<b>33</b>
2.3.1	Méthodes rigoureuses	33
2.3.2	Méthodes asymptotiques	34
<b>2.4</b>	<b>Modèles de diffusion asymptotiques étudiés</b>	<b>35</b>
2.4.1	Approximation de Kirchhoff	35
2.4.2	Méthode des petites perturbations	38
2.4.3	Modèle composite à deux échelles	42
2.4.4	Modèle SSA (Small Slope Approximation)	44
<b>2.5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>60</b>

---

*L'objectif de ce chapitre est d'exposer le problème de diffusion par des surfaces rugueuses afin de dégager une méthode de calcul permettant d'évaluer les phénomènes d'interaction entre une onde électromagnétique et la surface de mer. Nous étudions et analysons différents modèles de diffusion électromagnétique par les surfaces rugueuses. Ainsi, nous nous focalisons principalement sur l'étude du modèle SSA [67]. Afin de mener par la suite différentes comparaisons, d'autres modèles de diffusion ont été présentés (l'approximation de Kirchhoff : KA [22], modèle des petites perturbations : SPM [37], et le modèle composite à deux échelles - Two Scale Model : TSM [25, 31]). Les principes et les limites de ces modèles ont été présentés. Le modèle SSA est souvent appliqué dans le cas monostatique. Ainsi, notre contribution repose sur l'application de ce modèle aux cas des configurations bistatiques quelconques.*

## 2.1 Introduction

La diffusion des ondes électromagnétiques par les surfaces rugueuses est un phénomène important dans plusieurs domaines d'applications (radar, télédétection, communications, acoustique, médecine, ...). Dans le cadre d'une application maritime, contexte de notre étude, l'analyse de l'onde radar diffusée par la surface maritime s'avère indispensable dans plusieurs domaines. Nous citons par exemple :

- l'estimation du niveau de rugosité de la surface [13],
- la prédiction de la vitesse et la direction du vent au dessus de la surface [9, 18],
- l'extraction des caractéristiques physiques de l'eau : température et salinité [14],
- la détection de la présence de corps étrangers telles que les polluants [11].

Toutefois, ces estimations ne peuvent se faire sans modéliser de façon précise le champ électromagnétique diffusé dans toutes les directions.

En général, la diffusion est un phénomène complexe, cette complexité découle de la nature géométrique et physique des diffuseurs qui entraîne des interactions difficiles à quantifier. La solution analytique exacte au problème de diffusion par une surface rugueuse n'existe pas [28]. Les modèles approximatifs restent toujours une nécessité due à la complexité numérique insurmontable des problèmes réalistes étudiés [27]. Les techniques numériques telles que la méthode des moments [68] peuvent être utilisées pour obtenir une solution quasi précise. Néanmoins ces techniques sont prohibitives en temps de calcul et servent généralement à évaluer la précision et le domaine de validité des méthodes approchées plus simples à mettre en oeuvre [30]. Bien qu'elles ne soient valables que pour un domaine de rugosité limité, ces modèles approchés sont utilisés dans de nombreuses applications pratiques. Dans ce contexte, les deux approximations classiques souvent utilisées dans la littérature sont l'approximation de Kirchhoff (KA) [22] et la méthode des petites perturbations (SPM) [37]. L'approximation KA suppose qu'en tout point de la surface, le profil peut être remplacé par un plan tangent infini en ce point, ce qui impose implicitement un rayon de courbure grand devant la longueur d'onde en tout point de la surface. La méthode SPM constitue un complément du domaine d'application du modèle KA. Cette méthode impose que l'écart-type des hauteurs et la longueur de corrélation de la surface soient faibles devant la longueur d'onde de l'onde émise [25, 37]. Cela revient à dire que les méthodes SPM1 (SPM au premier ordre) et KA sont mutuellement incompatibles dans les régimes asymptotiques : KA ne coïncide pas avec SPM1 pour les petites hauteurs, et la solution SPM diverge dans le domaine de KA. Cette contradiction entre les deux limites fondamentales est à l'origine de bon nombre de méthodes approchées dites "unifiées", c'est-à-dire compatibles avec chacun des deux régimes asymptotiques. Dans le domaine des micro-ondes, les méthodes KA et SPM sont applicables pour des surfaces n'admettant qu'une seule échelle de rugosité, or les surfaces naturelles sont caractérisées par plusieurs degrés de rugosité ; un modèle dit à deux échelles (TSM) a donc été proposé [39]. Ce dernier fait intervenir la structure grande échelle et la structure petite échelle, il permet de calculer la composante diffuse en polarisations principales et croisées qui domine en dehors du domaine quasi spéculaire. Cependant ce modèle introduit un paramètre de division de la rugosité de la surface et qui est difficile à estimer dans le cas d'une configuration bistatique. Le modèle SSA qui unifie les deux modèles classiques KA

et SPM en un seul processus de traitement [35] permet ainsi de traiter à la fois la structure petite et grande échelle. L'autre intérêt supplémentaire de ce modèle est qu'il donne des résultats raisonnables à la fois en mode radar et radiomètre [17] et ne dépend pas de la fréquence des ondes électromagnétiques exploitées. Ce modèle sera principalement adopté dans notre étude. Dans ce chapitre, nous précisons d'abord les notations relatives au problème de diffusion tout en rappelant les définitions nécessaires. Nous récapitulons sur les deux catégories de méthodes de traitement : rigoureuses et asymptotiques.

Ensuite, nous présentons les modèles de diffusion étudiés dans ce travail, le principe de chaque modèle est donné. Nous commençons par les deux modèles classiques i.e. KA et SPM. Nous introduisons après le modèle composite à deux échelles (TSM). Enfin, nous présentons le développement théorique du modèle SSA. Notre objectif consistera à mettre en oeuvre ce modèle afin de l'appliquer dans le cadre d'une application maritime et notamment en configuration bistatique.

## 2.2 Position du problème

Ce paragraphe rappelle le problème de diffusion tout en posant certain nombre de notations et définitions [38, 54]. Une surface rugueuse sépare le vide (milieu situé au dessus) d'un milieu diélectrique homogène (milieu situé au dessous). Dans le repère cartésien  $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$  avec  $\hat{z}$  dirigé vers le haut, la surface est décrite par une équation  $z = h(\mathbf{r}) = h(x, y)$  et supposée de plan moyen  $(xoy)$ . Une onde électromagnétique plane de nombre d'onde  $K = 2\pi/\lambda$  se propageant vers le bas illumine la surface suivant le vecteur d'onde  $\mathbf{K}_0 = \mathbf{k}_0 - q_0\hat{z}$ . Nous noterons  $\mathbf{K} = \mathbf{k} + q_k\hat{z}$  les vecteurs d'onde associés aux ondes diffusées propageant vers le haut. Une dépendance harmonique en temps  $e^{-i\omega t}$  est implicite. Les vecteurs  $\mathbf{k}_0$  et  $\mathbf{k}$  sont respectivement les composantes horizontales des ondes planes incidente et diffusée,  $q_0$  et  $q$  sont leur composante verticale (en valeur absolue). Ces valeurs satisfont la relation 2.1.

$$k^2 + q_k^2 = k_0^2 + q_0^2 = K^2 \quad (2.1)$$

### 2.2.1 Formulation du problème

Pour la simplicité d'écriture, on pose  $q_k = q$ . La géométrie du problème est illustrée sur la figure 2.1.

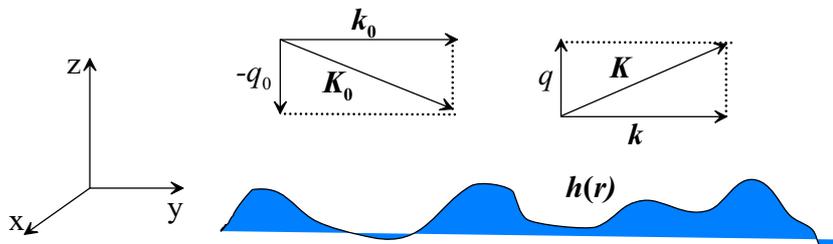


FIG. 2.1 – Problème de diffusion : Géométrie et notations

L'opérateur de diffusion  $\mathbb{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$  relie les ondes incidentes et diffusées. Pour une polarisation incidente  $\mathbf{E}_0$ , le champ diffusé au dessus de la plus grande excursion de la surface s'écrit sous la forme d'un développement de Rayleigh [38] :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, z) = \int \frac{d\mathbf{k}}{q} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}+iqz} \mathcal{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \mathbf{E}_0 \quad (2.2)$$

L'opérateur de diffusion est une structure matricielle que l'on peut projeter sur une base de polarisation incidente et diffusée. Il est alors représenté par une matrice deux-deux  $\mathcal{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$  appelée *matrice de diffusion* ou simplement *matrice  $\mathcal{S}$* . Dans la littérature, cet opérateur est souvent appelé *amplitude de diffusion* (Scattering Amplitude :SA), terminologie héritée du cas scalaire. Implicitement, la grandeur  $\mathcal{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$  correspond à l'amplitude de diffusion d'une onde incidente  $\mathbf{k}_0$  vers une onde diffusée  $\mathbf{k}$ . La base canonique est constituée par les polarisations verticale et horizontale [38] :

$$\mathbf{p}_1^\pm(\mathbf{k}) = \frac{k\hat{z} \mp q\hat{\mathbf{k}}}{K}, \quad \mathbf{p}_2^\pm(\mathbf{k}) = \hat{z} \times \hat{\mathbf{k}} \quad (2.3)$$

où les exposants « - » et « + » désignent respectivement les polarisations incidentes et émergentes. Les éléments de la matrice dans cette base sont donnés par :

$$S_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \mathbf{p}_\alpha^+(\mathbf{k}) (\mathcal{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \mathbf{p}_{\alpha_0}^+(\mathbf{k}_0)) \quad (2.4)$$

où  $\alpha_0$  et  $\alpha$  représentent respectivement la polarisation d'incidence et d'observation (diffusée). A noter que pour la suite  $\alpha, \alpha_0 = 1$  correspond à la polarisation verticale  $v$ , tandis que  $\alpha, \alpha_0 = 2$  signifie la polarisation horizontale  $h$ . L'objet fondamental de la théorie de la diffusion est le calcul de la matrice de diffusion  $[\mathcal{S}]$  et donc les éléments  $S_{\alpha\alpha_0}$  de cette matrice.

Pour une onde incidente avec une amplitude égale à l'unité et une polarisation  $\alpha_0$ , le champ électrique est

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, z) = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-iq_0z} \mathbf{p}_{\alpha_0}^-(\mathbf{k}_0), \quad (2.5)$$

le champ diffusé au dessus de la surface s'écrit sous la forme suivante [47] :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, z) = \frac{1}{q} \int \mathbf{k} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}+iqz} \sum_{\alpha=1,2} S_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \mathbf{p}_\alpha^+(\mathbf{k}) \quad (2.6)$$

Ainsi, le coefficient de réflexion moyen est lié à la partie cohérente de la matrice de diffusion. Pour les cibles étendues, telles que les surfaces rugueuses infinies, il est défini par :

$$V(\mathbf{k}_0) = \lim_{A_0 \rightarrow \infty} \frac{\langle S_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \rangle}{A_0} \quad (2.7)$$

où  $\langle \cdot \rangle$  désigne l'opérateur espérance mathématique et  $A_0$  l'aire éclairée. La quantité non cohérente de la grandeur appelée surface équivalente radar normalisée (SERN) (en anglais Normalized Radar Cross-Section (NRCS)) est liée au moment du second ordre de la matrice de diffusion.

$$\sigma_{\alpha\alpha_0}^0(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \lim_{A_0 \rightarrow \infty} \frac{4\pi^2 K \langle |S_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) - \langle S_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \rangle|^2 \rangle}{q_0 A_0} \quad (2.8)$$

L'amplitude de diffusion SA satisfait certaines propriétés géométriques, qui traduisent des principes physiques fondamentaux. Elle peut être étudiée dans deux cas

limites importants obtenus dans les régimes basses- et hautes-fréquences. Le premier régime est défini par les petites valeurs du paramètre de rugosité  $m = K\sigma$ , où  $\sigma$  est l'échelle verticale caractéristique de la surface (pour une surface aléatoire, on prend en général l'écart type  $\sigma = \langle h^2 \rangle^{1/2}$ ).

## 2.2.2 Description statistique du champ diffusé

La rugosité d'une surface éclairée par une onde électromagnétique est définie par rapport à la fréquence (*longueur d'onde*) de l'onde émise. En particulier, on dira qu'une surface est rugueuse si le comportement spéculaire de l'onde diffusée est fortement atténué. Ce critère est présenté dans la première partie de ce paragraphe. Une description statistique de cette variable est présentée dans la seconde partie de ce paragraphe.

### 2.2.2.1 Critère du Rayleigh

Rayleigh en 1877 [69], a été parmi les premiers à étudier le phénomène de la diffusion d'une onde électromagnétique par une surface rugueuse. Il s'intéressait au champ diffusé par une surface sinusoïdale éclairée par une onde plane monochromatique sous une incidence verticale. Ce travail a conduit Rayleigh à définir un critère de rugosité. En observant la direction du champ diffusé par une surface dont les dimensions sont très grandes et les irrégularités très petites par rapport à la longueur d'onde, on constate qu'un maximum d'énergie est obtenu dans la direction du faisceau réfléchi. On parle alors de réflexion spéculaire.

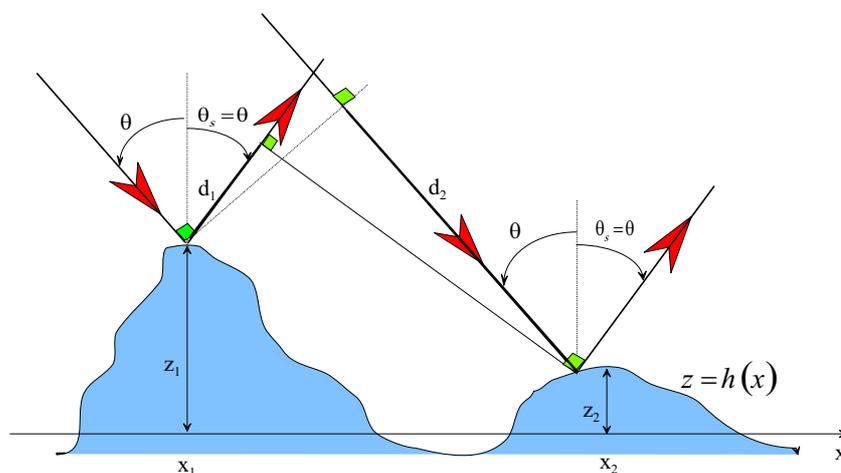


FIG. 2.2 – Calcul du déphasage entre deux rayons dû à la rugosité de la surface dans la direction d'observation spéculaire

Toute surface rugueuse entraîne une diffusion dans la direction spéculaire (composante spéculaire) et dans toutes les directions autres que celle-ci (composante diffuse). La proportion entre les deux composantes dépend du degré de rugosité.

Considérons le cas d'une onde plane monochromatique qui éclaire une surface rugueuse sous une incidence  $\theta$  et observée sous un angle  $\theta_s$  (figure 2.2).

La différence de phase  $\Delta\varphi$  entre deux rayons diffusés aux points de la surface d'abscisses  $x_1$  et  $x_2$  (figure 2.2) est donnée par [37] :

$$\Delta\varphi = k\Delta d = \frac{2\pi}{\lambda}\{(z_1 - z_2)(\cos\theta + \cos\theta_s) + (x_2 - x_1)(\sin\theta - \sin\theta_s)\} \quad (2.9)$$

Si la surface est plane, alors  $z_1 = z_2$  et  $\Delta\varphi = 0$  dans la direction spéculaire ( $\theta_s = \theta$ ).

Dans le cas où  $z_1 \neq z_2$  et  $\theta_s \neq \theta$ , la phase peut varier entre 0 et  $2\pi$ . Si le profil n'est pas connu, alors la phase est imprévisible et l'énergie diffusée dans ce cas devient diffuse. La rugosité de la surface détermine la cohérence de l'énergie.

Dans la direction spéculaire ( $\theta_s = \theta$ ), la phase est donnée par :

$$\Delta\varphi = 2k(z_1 - z_2)\cos\theta = \frac{4\pi}{\lambda}(z_1 - z_2)\cos\theta \quad (2.10)$$

L'interférence entre les deux faisceaux dépend de la différence de phase  $\Delta\varphi$ . Si  $\Delta\varphi \approx 0$ , les deux ondes sont en phase et l'interférence est constructive. Par contre si  $\Delta\varphi \approx \pi$ , les deux faisceaux interfèrent d'une façon destructive, entraînant une faible contribution de l'énergie diffusée dans la direction spéculaire. L'étude ci-dessus, menée dans le cas de deux points seulement, peut être étendue à la surface entière. Le critère de Rayleigh fixe un seuil de  $\frac{\pi}{2}$  entre ces deux comportements : si  $\Delta\varphi < \frac{\pi}{2}$  soit  $z_1 - z_2 < \frac{\lambda}{8\cos\theta}$  alors la surface est considérée comme lisse, si non elle est considérée comme rugueuse. Souvent la rugosité n'est pas considérée comme une propriété intrinsèque de la surface mais dépend aussi de la longueur de l'onde incidente et de sa direction. Dans le cas d'une description statistique de la surface, le paramètre  $\Delta z = z_1 - z_2$  correspond à la hauteur quadratique moyenne  $\sigma$ . Sous ces conditions, le critère de Rayleigh s'exprime sous la forme

$$R_a = k\sigma\cos\theta \quad (2.11)$$

avec  $R_a$  le paramètre de Rayleigh et  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  le nombre d'onde. Si  $R_a < \pi/4$ , la surface sera lisse ou peu rugueuse, et si  $\pi/4 < R_a$ , elle sera dite rugueuse.

### 2.2.2.2 Composante cohérente et composante diffuse

En l'absence de toute rugosité (*plan*), une surface de dimension infinie réfléchit une onde plane incidente dans la direction spéculaire ( $\theta = \theta_s$ ). L'amplitude du champ réfléchi est égale à celle du champ incident multipliée par les coefficients de réflexion de Fresnel (voir figure 2.3-a) [70].

Si on considère maintenant une surface faiblement rugueuse (*dont la variance des hauteurs est faible par rapport à la longueur d'onde*), une partie de l'énergie est diffusée en dehors de la direction spéculaire (voir figure 2.3-b). Cette portion d'énergie est appelée composante diffuse. La composante cohérente correspond à l'énergie diffusée le long de la direction spéculaire. Plus le degré de rugosité de la surface augmente, plus l'amplitude de la composante cohérente diminue. Finalement pour une surface très rugueuse le diagramme de diffusion se réduit à la composante diffuse (voir figure 2.3-c). La phase de composante diffuse est qualifiée d'aléatoire contrairement à celle de la composante cohérente qui fluctue faiblement autour d'une valeur moyenne. Or, les phases relatives des composantes diffuses sont aléatoires. Et dans ce cas, on s'intéresse uniquement à l'intensité du champ, ce qui exclut l'information

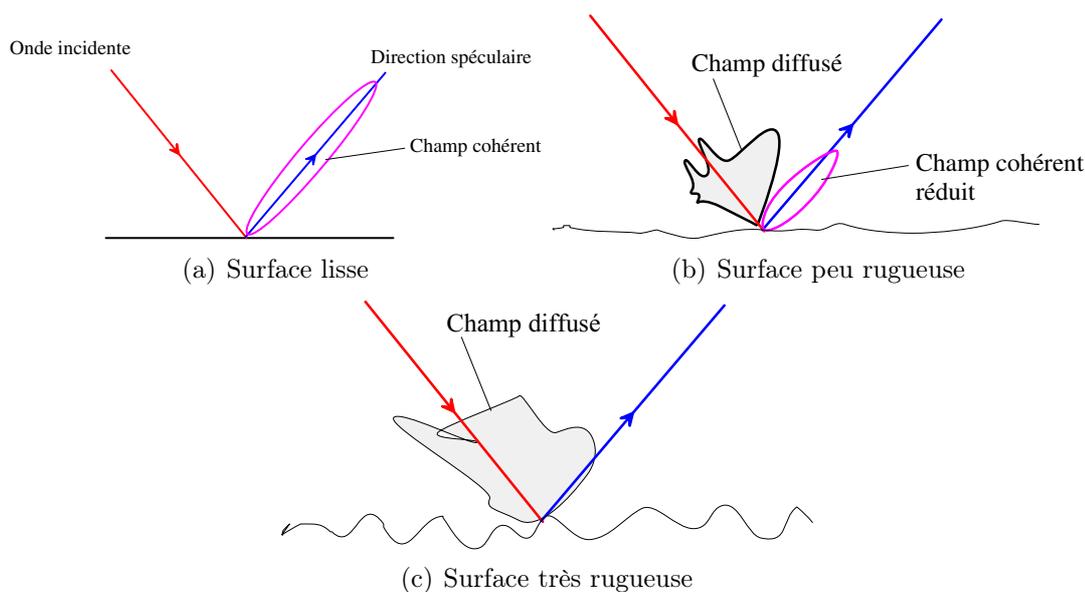


FIG. 2.3 – Interaction d’une onde électromagnétique avec une surface rugueuse : l’intégrale du lobe, représentant la puissance diffusée totale est la même pour toutes les configurations

sur la phase. Les illustrations graphiques dans la figure 2.3 montre schématiquement l’influence du degré de rugosité sur la modélisation de la surface diffusante. Cette modélisation nécessite l’évaluation statistique de ses caractéristiques physiques et géométriques. Le chapitre 3 détaille la modélisation de la rugosité dans le contexte d’une surface océanique. En terme de modélisation électromagnétique, nous présentons dans le paragraphe suivant un panorama sur les techniques de résolution du problème de diffusion.

## 2.3 Récapitulatif des méthodes existantes

Nous ne faisons, dans ce panorama, aucune hypothèse préalable ni sur le champ incident (cela pourra être un faisceau gaussien, une onde impulsionnelle,  $\dots$ ) ni sur la surface étudiée (une surface dite rugueuse pourra être la surface de la mer, la surface d’une antenne ou une forêt,  $\dots$ ).

Nous rappelons qu’il n’existe pas, à l’heure actuelle, un modèle approché unique qui permette de résoudre et simuler parfaitement le phénomène de diffusion dans toutes les conditions physiques et géométriques du problème [27, 29]. Pourtant, les méthodes de résolution se divisent schématiquement en deux familles : méthodes quasi-exactes (rigoureuses) et méthodes approchées (asymptotiques).

### 2.3.1 Méthodes rigoureuses

Les modèles dits **rigoureux** ont recours à des méthodes de résolution numériques. Dans cette catégorie, les techniques de résolution les plus courants sont : méthode des éléments finis (FEM) [71], méthode de différence finies (FDTD), et les méthodes intégrales (IEM) [72] qui se traduit généralement à la méthode des

moments (MoM) [68]. La précision de ces modèles dépend principalement du pas numérique de résolution défini.

Ils sont souvent utilisés pour cerner le domaine de validité des théories approchées, et pour étudier les problèmes de diffusion où ces théories sont encore peu développées (surface de forte rugosité, incidence rasante, ...).

Cependant, ces méthodes, contrairement aux méthodes asymptotiques, ne font pas ressortir, dans la majorité des cas, les mécanismes physiques mis en jeu lors de la diffusion. C'est pourquoi nous choisissons de travailler avec des méthodes asymptotiques pour traiter le problème de diffusion par la surface maritime notamment en configuration bistatique.

### 2.3.2 Méthodes asymptotiques

Pour les modèles dits *asymptotiques* ou *approchés*, des hypothèses physiques sont introduites pour simplifier et développer les calculs. On considère en effet qu'un des paramètres du problème est "grand" (ou "petit") devant les autres ; il s'agit souvent du nombre d'onde qui est ce paramètre clé.

En approximation haute-fréquence, il est supposé grand (la longueur d'onde est alors petite devant une dimension caractéristique de la surface). Parmi ces modèles, nous trouvons l'approximation de Kirchhoff (**KA**) connue sous le nom de l'approximation du plan tangent. En supposant de plus que l'onde incidente est de fréquence infinie nous aboutissons à l'approximation de Kirchhoff en optique Géométrique (**KA-GO**).

Quant aux méthodes basse-fréquence, où la longueur d'onde électromagnétique est grande devant la rugosité, la méthode des petites perturbations (**SPM**) est la plus ancienne, développée par Rice [62] et Rayleigh [69].

Durant les deux dernières décennies, des méthodes analytiques asymptotiques qui ont pour but d'élargir le domaine de validité des méthodes haute-fréquence et basse-fréquence ont été développées, nous citons : la méthode composite qui s'appuie sur le modèle à deux échelles (**TSM**) [39, 73], la méthode Full Wave Method (**FWM**) [74, 75], la méthode des faibles pentes (**SSA**) développée par Voronovich en 1985 [34, 35] tout en unifiant le problème de diffusion en utilisant KA et SPM à un seul processus de traitement. Plusieurs variantes de cette méthode ont été publiées dans la littérature [76, 77, 78]. Récemment, Elfouhaily a développé un modèle nommé Weighted Curvature Approximation (**WCA**) [36]. Ces quatre méthodes ont donné lieu à un grand nombre de publications [53], et existent pour le cas d'un milieu inférieur parfaitement conducteur ou diélectrique [30]. D'autres modèles existent dans la littérature et le lecteur pourra consulter [27] pour avoir un recensement quasi-exhaustif.

Une fois que le choix de traiter le problème de diffusion par la surface maritime sous l'angle des modèles asymptotiques est déterminé, nous allons présenter les quatre modèles retenus pour calculer les coefficients de diffusion bistatique d'une surface maritime et en particulier l'approximation SSA, modèle principalement adopté dans ce travail.

## 2.4 Modèles de diffusion asymptotiques étudiés

Dans ce paragraphe, d'abord, nous rappelons les principes théoriques des deux modèles classiques qui sont à la base de tous les modèles asymptotiques : l'approximation de Kirchhoff (KA) [22, 37] et le modèle de petites perturbations (SPM) ainsi que le modèle à deux échelles (TSM). Ensuite, nous présentons le développement théorique du modèle à faibles pentes (Small Slope Approximation : SSA).

### 2.4.1 Approximation de Kirchhoff

L'approximation KA est l'une des plus anciennes approches pour traiter le problème de la diffusion des ondes par les surfaces rugueuses. Ce modèle est connu aussi sous le nom de l'approximation du plan tangent (tangent plane approximation : TPA). L'approximation TPA consiste à assimiler le champ local à la surface à celui créé par un plan infini tangent au même point. Cette approximation est valable quand le rayon de courbure en chaque point de la surface est grand par rapport à la longueur d'onde électromagnétique ( $R > \lambda$ ). Dans ce cas, la loi de Snell-Descartes est appliqué dans un système de référence local pour déterminer le courant de surface afin d'évaluer par la suite le champ diffusé. Sous cette approximation, l'amplitude de diffusion s'écrit sous la forme suivante [47, 54] :

$$\mathbb{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \frac{1}{q_0 + q_k} \int \mathbb{K}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; -(q_0 + q_k) \nabla \mathbf{h}) e^{-i[(q_0 + q_k)h(\mathbf{r}) + (\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) \cdot \mathbf{r}]} \frac{d\mathbf{r}}{(2\pi)^2} \quad (2.12)$$

où le tenseur  $\mathbb{K}$  dépend d'une manière compliquée de la pente locale de la surface  $\nabla \mathbf{h}$  via les coefficients de réflexion de Fresnel. Cette dépendance de la pente locale est généralement non linéaire, elle ne peut pas être facilement évaluée sans avoir poser des simplifications préalables. Cette expression se simplifie si l'on fait une approximation supplémentaire de type phase stationnaire [79], valable à hautes fréquences, qui permet d'extraire le noyau  $\mathbb{K}$  de l'intégrale.

Sous cette hypothèse, l'expression de l'amplitude de diffusion en (2.12) se simplifie donc sous la forme suivante :

$$\mathbb{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \frac{\mathbb{K}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)}{q_0 + q_k} \int e^{-i[(q_0 + q_k)h(\mathbf{r}) + (\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) \cdot \mathbf{r}]} \frac{d\mathbf{r}}{(2\pi)^2} \quad (2.13)$$

Cette dernière forme est connue sous le nom d'approximation de l'optique physique (Physical Optics : PO) ou d'approximation de Kirchhoff (KA). L'intégrale associée intervient fréquemment dans les méthodes approchées et elle est connue sous le nom de "intégrale de Kirchhoff" [38]. Toutefois, cette intégrale fera le point de départ du développement du modèle SSA, comme on va le voir dans le paragraphe approprié à ce modèle. L'expression explicite de l'amplitude de diffusion dans ce cas s'écrit sous la forme suivante [54, 30] :

$$S(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \frac{2(q_0 q_k)^{1/2}}{q_0 + q_k} \mathcal{K}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \frac{1}{(2\pi)^2} \int \exp[-i(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) \cdot \mathbf{r} - i(q_0 + q_k)h(\mathbf{r})] d\mathbf{r} \quad (2.14)$$

Les travaux dans [30] et [79] présentent une étude détaillée du modèle KA dans les deux cas de surface : parfaitement conductrice et diélectrique. Les expressions explicites du noyau  $\mathcal{K}$  sont données dans l'annexe B.1.

### 2.4.1.1 Approximation de l'Optique Géométrique

Ainsi dans certaines limites du régime hautes fréquences (nombre d'onde assez grand), l'amplitude de diffusion de KA se réduit à une fonction de densité de probabilité des pentes évaluée suivant la direction spéculaire [80]. Cette approximation est connue sous le nom de la limite d'optique géométrique (*GO : geomteric optics*). Cette approximation est basée sur l'hypothèse que le champ diffusé provient essentiellement des points spéculaires. L'énergie alors diffusée est proportionnelle à la probabilité des pentes au point spéculaire. D'ailleurs, dans la littérature, l'acronyme de ce modèle est souvent lié au modèle de base KA, il est désigné par "KA-GO".

Avec l'approximation KA-GO, l'expression générale des coefficients de diffusion s'écrit sous la forme suivante [54] :

$$\sigma_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \frac{4qq_0}{(q + q_0)^4} |\mathcal{K}_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)|^2 p\left(\frac{\mathbf{k} - \mathbf{k}_0}{q + q_0}\right) \quad (2.15)$$

où la fonction  $p\left(\frac{\mathbf{k} - \mathbf{k}_0}{q + q_0}\right) \equiv p(Z_x, Z_y)$  est la densité de probabilité des pentes, ainsi que  $Z_x$  et  $Z_y$  désignent les pentes de la surface suivant les directions des x et des y. Pour une loi gaussienne centrée, cette densité de probabilité s'exprime en fonction des variances des pentes de la surface  $\delta_x^2$  et  $\delta_y^2$  selon la densité de probabilité gaussienne :

$$p\left(\frac{\mathbf{k} - \mathbf{k}_0}{q_k + q_0}\right) = p(Z_x, Z_y) = \frac{1}{2\pi\delta_x\delta_y} \exp\left(\frac{-Z_x^2}{2\delta_x^2} + \frac{-Z_y^2}{2\delta_y^2}\right) \quad (2.16)$$

Notons que dans le cas de la mer, un autre modèle mettant en évidence une dissymétrie des pentes dans la direction du vent a été établi par Cox et Munk [4].

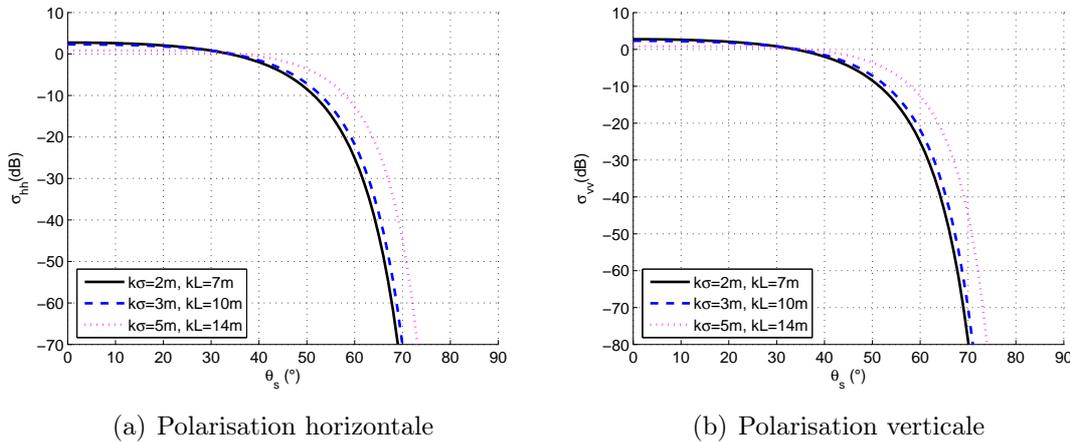


FIG. 2.4 – Coefficients de rétrodiffusion (obtenus en utilisant KA-GO) de trois types de surfaces Gaussiennes avec des rugosités différentes

**Rétrodiffusion** Le cas de rétrodiffusion ou monostatique correspond à un angle d'incidence égal à l'angle d'observation ( $\theta = \theta_s$ ) et à une différence d'azimut entre l'incident et l'observé de  $\pi$  ( $\varphi_s = \varphi + \pi$ ). En effet, cela correspond à  $\mathbf{k} = -\mathbf{k}_0$  et  $q = q_0$ , ainsi avec ces paramètres, l'équation (2.15) permet de déduire les coefficients de rétrodiffusion (monostatique) :

$$\begin{cases} \sigma_{vv} = \frac{1}{(K \cos \theta)^2} |\mathcal{K}_{hh}(-\mathbf{k}_0, \mathbf{k}_0)|^2 \text{Prob}(\tan \theta, 0) \\ \sigma_{hh} = \frac{1}{(K \cos \theta)^2} |\mathcal{K}_{vv}(-\mathbf{k}_0, \mathbf{k}_0)|^2 \text{Prob}(\tan \theta, 0) \\ \sigma_{vh} = \sigma_{hv} = 0 \end{cases} \quad (2.17)$$

La figure 2.4 présente les coefficients de rétrodiffusion en polarisation verticale  $\sigma_{vv}$  et horizontale  $\sigma_{hh}$  en fonction de l'angle d'observation pour trois surfaces Gaussiennes de rugosités différentes. Généralement, les coefficients de rétrodiffusion sont très faibles pour des angles d'incidence supérieurs à 60 degrés. Les courbes de la figure 2.4 montrent qu'en configuration monostatique, les termes de polarisation principale sont identiques  $\sigma_{vv} = \sigma_{hh}$  tandis que les termes de polarisation croisée  $\sigma_{vh} = \sigma_{hv}$  sont nuls. Les résultats obtenus avec le modèle KA-GO dans le cas de la surface de la mer seront représentés et comparés avec ceux obtenus avec d'autres modèles dans le chapitre 4 dédié aux résultats des simulations numériques dans le cadre de l'application maritime.

**Propagation avant** La propagation avant diffère du cas monostatique au niveau de l'azimut. En effet on a ( $\varphi_s = \varphi_i$ ) et ( $\theta = \theta_s$ ). Cela correspond à  $\mathbf{k} = \mathbf{k}_0$  et  $q = q_0$  ainsi, on déduit les coefficients de diffusion pour cette configuration :

$$\begin{cases} \sigma_{vv} = \frac{1}{(K \cos \theta)^2} |\mathcal{K}_{vv}(\mathbf{k}_0, \mathbf{k}_0)|^2 \text{Prob}(0, 0) \\ \sigma_{hh} = \frac{1}{(K \cos \theta)^2} |\mathcal{K}_{hh}(\mathbf{k}_0, \mathbf{k}_0)|^2 \text{Prob}(0, 0) \\ \sigma_{vh} = \sigma_{hv} = 0 \end{cases} \quad (2.18)$$

#### 2.4.1.2 Domaine de validité

Les conditions de validité de l'approximation de la phase stationnaire valable à hautes fréquences (KA-GO) sont données par (2.19) [28] et représentées dans le cas Gaussien [81] sur la figure 2.4.

$$K\sigma > \frac{\sqrt{10}}{|\cos \theta + \cos \theta_s|} \text{ et } \begin{cases} KL > 6 \\ R_c > \lambda \end{cases} \quad (2.19)$$

Pour une distribution Gaussienne des pentes d'écart-type  $m$ , une longueur de corrélation  $L$  et un écart type des hauteurs  $\sigma$ , le rayon de courbure  $R_c$  s'exprime ainsi  $R_c = \frac{L^2 \sqrt{\pi}}{2\sigma \sqrt{6}}$  et les conditions de validité deviennent :

$$\begin{cases} KL > 2\sqrt{K\sigma\sqrt{6\pi}} \\ KL > 6 \\ K\sigma > \frac{\sqrt{10}}{|\cos \theta + \cos \theta_s|} \end{cases} \quad (2.20)$$

avec  $m = \sqrt{2} \frac{\sigma}{L}$  (corrélation gaussienne).

Les conditions (2.20) dans le cas d'une fonction de corrélation gaussienne peuvent s'écrire en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$  :

$$\begin{cases} \frac{L}{\lambda} > \sqrt{\frac{2\sigma}{\lambda} \sqrt{6\pi}} \\ \frac{L}{\lambda} > \frac{3}{\pi} \\ K\sigma > \frac{\sqrt{10}}{2\pi} \frac{1}{|\cos \theta + \cos \theta_s|} \end{cases} \quad (2.21)$$

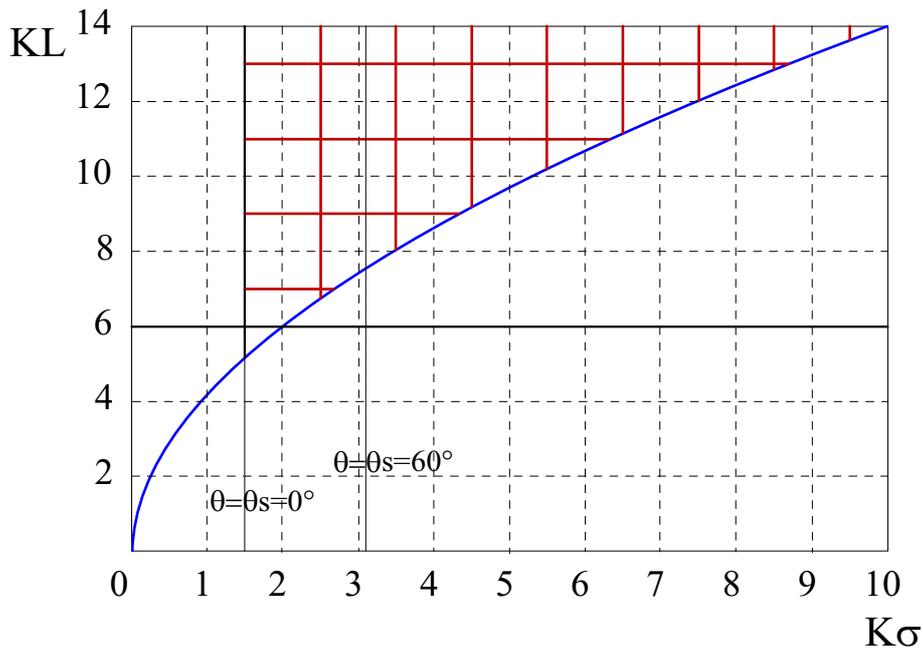


FIG. 2.5 – Domaine de validité de l’approximation de la phase stationnaire (KA-GO)

Ainsi, vu sa simplicité d’application, l’approximation KA-GO a été utilisée fréquemment dans la littérature [50].

### 2.4.1.3 Conclusion

Globalement, l’approximation de Kirchhoff (notamment et les approximations qui en dérivent dans le régime hautes fréquences *PO* et *GO*) est applicable dans le cas où l’échelle de rugosité horizontale et le rayon de courbure moyen de la surface sont supérieurs à la longueur d’onde  $\lambda$ . Si l’écart type des hauteurs de la surface  $\sigma$  et si la longueur de corrélation  $L$  sont plus petits que la longueur d’onde, d’autres méthodes doivent être utilisées. En particulier, l’approche standard du modèle des petites perturbations répond à cette exigence et permet de résoudre le problème sous ces hypothèses. Le principe théorique ainsi que le développement théorique de cette méthode feront l’objet du paragraphe suivant.

## 2.4.2 Méthode des petites perturbations

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que le formalisme de Kirchhoff concernant le calcul du champ diffusé nécessite un rayon de courbure important et une rugosité importante par rapport à la longueur de l’onde émise. Dans le cas contraire où la rugosité est comparable à la longueur de l’onde électromagnétique, cette rugosité est traduite sur la surface comme des centres diffuseurs. Ceci veut dire que l’approximation de la phase stationnaire n’est plus valable, puisqu’au voisinage de n’importe quel point de la surface l’onde incidente n’est plus réfléchi simplement, mais diffusée dans tout l’espace. Dans le cas où la surface possède une faible rugosité par rapport à la longueur d’onde de l’onde émise, la résolution du problème de

diffusion peut être assurée selon le domaine angulaire en utilisant la méthode des petites perturbations (SPM).

### 2.4.2.1 Principe et expression analytique

Le modèle des petites perturbations se fonde sur l'hypothèse, que les champs diffusés ou transmis à travers une surface rugueuse peuvent être représentés par une superposition d'ondes planes d'amplitude inconnue se propageant vers le récepteur. Plus précisément, le modèle SPM consiste à rechercher l'opérateur de diffusion sous la forme d'une série formelle [82] :

$$\mathbb{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \mathbb{S}^0(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) + \mathbb{S}^1(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) + \mathbb{S}^2(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) + \dots \quad (2.22)$$

où  $\mathbb{S}^n(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$  est l'ordre  $n$  en  $m$ , avec  $m = K\sigma$ ,  $K$  est le nombre d'onde et  $\sigma$  est l'écart type de la surface. L'expression explicite de l'amplitude de diffusion est donnée par [54] :

$$\begin{aligned} S(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = & \mathbf{B}_0(\mathbf{k})\delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) - 2i(q_k q_0)^{1/2} \mathbf{B}_1(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)h(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) \\ & - (q_k q_0)^{1/2} \int \sum_{n=2}^{\infty} \mathbf{B}_n(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \boldsymbol{\xi}_1, \dots, \boldsymbol{\xi}_{n-1}) \\ & \times h(\mathbf{k} - \boldsymbol{\xi}) + \dots h(\boldsymbol{\xi}_{n-1} - \mathbf{k}_0) d\boldsymbol{\xi}_1 \dots \boldsymbol{\xi}_{n-1} \end{aligned} \quad (2.23)$$

où  $h(\boldsymbol{\xi})$  est la transformée de Fourier de la fonction  $h(\mathbf{r})$ .

$$h(\boldsymbol{\xi}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int \exp(-i\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{r}) h(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (2.24)$$

et sa transformée de Fourier inverse est donnée par

$$h(\mathbf{r}) = \int \exp(i\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{r}) h(\boldsymbol{\xi}) d\boldsymbol{\xi} \quad (2.25)$$

*Remarque* : nous n'avons pas introduit une nouvelle notation pour la transformée de Fourier  $h(\boldsymbol{\xi})$  de la fonction de rugosité  $h(\mathbf{r})$ , mais toutefois c'est l'argument ( $\mathbf{r}$  ou bien  $\boldsymbol{\xi}$ ) qui clarifie quelle fonction est désignée.

Les matrices  $\mathbf{B}_1, \mathbf{B}_2, \dots$  intervenant dans SPM sont souvent appelées "noyaux de Bragg", une terminologie que nous utiliserons par la suite. Les expressions explicites du terme au premier ordre  $\mathbf{B}$  ( $\mathbf{B} \equiv \mathbf{B}_1$  pour la simplification) pour les différentes polarisations possibles sont données dans l'annexe B.2 dans le cas d'une surface diélectrique (comme la surface de la mer). La dépendance de la polarisation dans (2.23) est sous entendue en éliminant les indications appropriées  $\alpha\alpha_0$ . Au premier ordre SPM1, seuls les termes en  $(\mathbf{B}_0, \mathbf{B})$  sont retenus. Le terme en  $\mathbf{B}_2$  complète le deuxième ordre (SPM2).

Il est à noter que l'expression de l'amplitude de diffusion dans le modèle SPM (2.23) sera utilisée dans le développement du modèle SSA. Cela aura lieu lors de l'étape d'identification entre SSA et SPM pour calculer des coefficients de développement du modèle SSA. La façon la plus simple pour obtenir la solution de la méthode perturbative SPM est la méthode de Rayleigh [83], qui s'appuie sur l'hypothèse que

le développement (2.2) est valable en tout point du demi-espace supérieur (et non pas seulement au dessus du maximum de la surface). Bien que cette hypothèse soit inexacte en général, le procédé donne un développement correct à tous les ordres en hauteur [67]. Notons que la limite SPM est exacte, dans la mesure où le terme d'erreur est contrôlé. Ainsi, l'écart relatif entre la matrice  $\mathbf{S}$  exacte et approchée peut être rendu arbitrairement petit en diminuant le paramètre  $m = K\sigma$  (toutes autres quantités fixées par ailleurs). En général, seuls les deux premiers ordres sont exploités, les ordres supérieurs devenant trop complexes. L'ordre de la méthode des petites perturbations est donné par l'ordre auquel le développement en (2.23) est fait. Les calculs détaillés peuvent être trouvés dans [25, 54]. Les coefficients de diffusion bistatique à l'ordre 1 sont donnés par l'expression (2.26) [54] :

$$\sigma_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = 4q_k q_0 |\mathbf{B}_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)|^2 W(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) \quad (2.26)$$

où  $W(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0)$  désigne le spectre normalisé de la rugosité de la surface.  $B_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$  est le noyau de Bragg à l'ordre 1 dépendant des directions de polarisation des champs électriques incident et diffusé, ainsi que des directions d'incidence et de diffusion. Dans la suite, nous allons présenter les cas particuliers à savoir la rétrodiffusion et la propagation avant.

**Rétrodiffusion** Le cas de rétrodiffusion est équivalent à une configuration avec un angle d'incidence égal à l'angle d'observation ( $\theta = \theta_s$ ) et une différence d'azimut entre l'incident et l'observé de  $\pi$  ( $\varphi_s = \varphi + \pi$ ). Ceci permet d'écrire

$$\sigma_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = 4q_0^2 |\mathbf{B}_{\alpha\alpha_0}(-\mathbf{k}_0, \mathbf{k}_0)|^2 W(2\mathbf{k}_0) \quad (2.27)$$

Dans la figure 2.6 nous traçons les coefficients de rétrodiffusion normalisés (NRCS)  $\sigma_{vv}$  (en polarisation verticale) et  $\sigma_{hh}$  (en polarisation horizontale) en fonction de l'angle d'observation pour trois surfaces Gaussiennes de rugosités différentes.

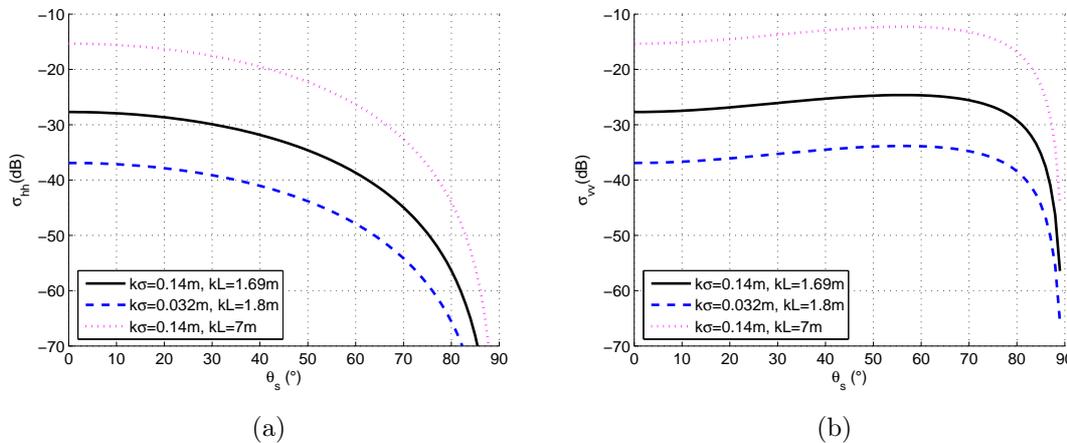


FIG. 2.6 – Coefficients de rétrodiffusion (obtenus en utilisant SPM) de trois types de surfaces Gaussiennes avec différentes rugosités

**Propagation Avant** La configuration propagation avant correspond à une géométrie où l'angle d'incidence est égal à l'angle d'observation ( $\theta = \theta_s$ ) de même pour les azimuts d'incidence et observé ( $\varphi_s = \varphi$ ) ce qui donne

$$\sigma_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = 4q_0^2 |\mathbf{B}_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}_0, \mathbf{k}_0)|^2 W(\mathbf{0}) \quad (2.28)$$

En effet, nous constatons qu'avec SPM au premier les coefficients de diffusion croisés sont nuls dans le cas de la rétrodiffusion et de la propagation avant.

#### 2.4.2.2 Domaine de validité

La méthode des petites perturbations est valable pour des surfaces à faible rugosité. Si on désigne par  $z$  la déviation en hauteur définie par

$$z = z(x, y) \quad (2.29)$$

et vérifiant :

$$\langle z(x, y) \rangle = 0 \quad (2.30)$$

alors la méthode des petites perturbations sera applicable si on satisfait les conditions (2.31) et (2.32).

$$|2Kz \cos \theta| \ll 2\pi \quad (2.31)$$

$$\left| \frac{\partial z}{\partial x} \right| \ll 1 \quad \left| \frac{\partial z}{\partial y} \right| \ll 1 \quad (2.32)$$

L'équation (2.32) est équivalente à :

$$\begin{cases} K\sigma < 0.3 \\ s < 0.3 \end{cases} \quad (2.33)$$

où  $\sigma$  désigne l'écart-type des hauteurs et  $s$  est l'écart-type des pentes.

Dans la cas d'une surface gaussienne les conditions précédentes sont remplacées par

$$\begin{cases} K\sigma < 0.3 \\ \frac{\sqrt{2}}{0.3} K\sigma < KL \end{cases} \quad (2.34)$$

$L$  étant la longueur de corrélation de la surface. Le domaine de validité est illustré par la figure 2.7.

#### 2.4.2.3 Conclusion

Dans cette section, on s'est intéressé au calcul de la matrice de diffusion en utilisant la méthode des petites perturbations. Deux conditions sont nécessaires pour l'application de ce modèle :

- Rugosité faible par rapport à l'onde électromagnétique émise,
- Pente non brutale.

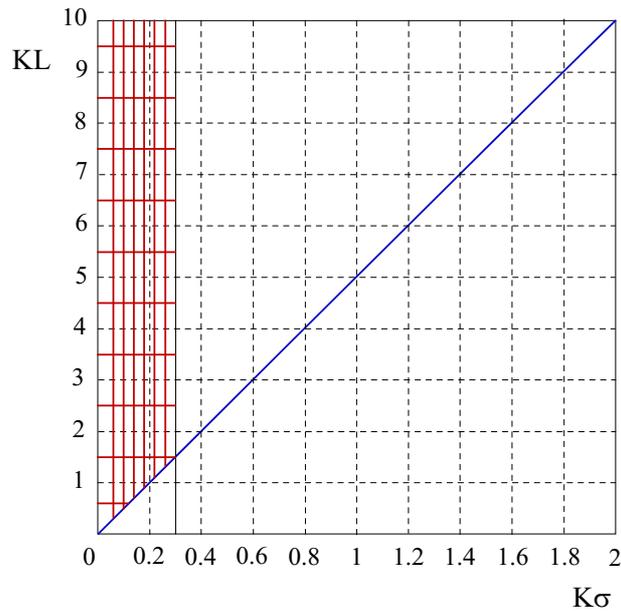


FIG. 2.7 – Domaine de validité de la méthode des petites perturbations

Ces contraintes permettent d'utiliser le développement en séries de Fourier des champs et de linéariser un système d'équations différentielles.

Les méthodes SPM1 et KA sont mutuellement incompatibles dans les régimes asymptotiques [38] : KA ne coïncide pas avec SPM1 pour les petites hauteurs, et la solution SPM1 diverge dans le domaine de KA ( $m \gg 1$ ). Cette contradiction entre les deux limites fondamentales est à l'origine de bon nombre de méthodes approchées dites "unifiées", c'est à dire compatible avec chacun des régimes asymptotiques. le paragraphe suivant présente ainsi deux modèles vérifiant ce critère : le modèle TSM et l'approximation SSA.

### 2.4.3 Modèle composite à deux échelles

Les surfaces naturelles sont caractérisées par plusieurs échelles de rugosité [2, 20, 84]. Il est donc difficile de se reporter à une des approches vues précédemment. La méthode composite à deux échelles (TSM) [25, 39, 64] suppose que la surface rugueuse est une superposition de deux processus stochastiques indépendants, l'un caractérise la structure grande échelle et l'autre la structure petite échelle. Ce modèle a été bien adapté et appliqué en bistatique [25, 39]. Ainsi, dans le paragraphe suivant, nous présentons brièvement le principe de ce modèle et l'expression des coefficients de diffusion. En effet, nous allons nous en servir des résultats numériques obtenus avec ce modèle (TSM) pour les comparer avec ceux obtenus en utilisant le modèle SSA en particulier dans le cas des configurations bistatiques.

#### 2.4.3.1 Principe du modèle

Le principe de cette méthode est de combiner le modèle KA-GO avec le modèle SPM1 [25, 27]. Cette technique se caractérise par son large domaine d'application [39]. La composante totale est calculée en estimant à la fois la contribution du

spéculaire et celle du diffus. La composante incohérente dans la zone spéculaire est estimée en utilisant l'approximation de Kirchhoff (KA-GO). Quant à la composante diffuse, elle est déterminée en deux temps. En premier lieu on se focalise sur le repère local où on peut appliquer la méthode des petites perturbations. Ensuite, les coefficients estimés par cette méthode seront ensuite pondérés par la distribution des pentes des facettes de grande échelle (vagues de gravité dans le cas de la mer) et adaptés au repère global par multiplication par la matrice du changement de repère.

La figure 2.8 montre une illustration graphique de la géométrie du problème de diffusion selon le modèle TSM. Avec  $(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z})$  étant le repère global, le repère  $(\mathbf{x}', \mathbf{y}', \mathbf{z}')$  désigne le repère local dont l'origine est le point d'incidence de l'onde électromagnétique et  $\mathbf{z}'$  est la normale locale à la surface en ce point.

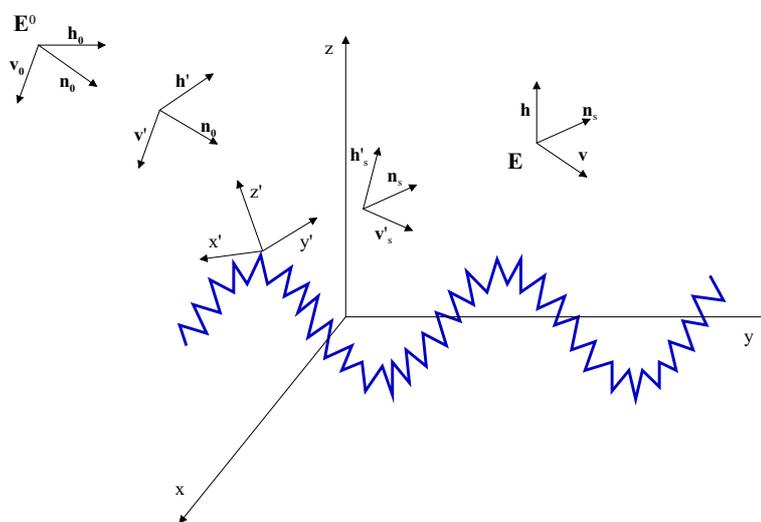


FIG. 2.8 – Géométrie du problème de diffusion

En partant du fait que TSM divise la surface en deux régimes de rugosité :

$$h(\mathbf{r}) = h_L(\mathbf{r}) + h_S(\mathbf{r}) \quad (2.35)$$

où  $h_L(\mathbf{r})$  et  $h_S(\mathbf{r})$  décrivent respectivement la rugosité grande échelle (large-scale) et le régime de petite échelle (small-scale). Toutefois, cette division de rugosité se traduit par une division spectrale de la surface :

$$W^{(L)}(K, \psi) = \begin{cases} W(K, \psi) & \text{si } K < K_d \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (2.36)$$

$$W^{(S)}(K, \psi) = \begin{cases} 0 & \text{si } K > K_d \\ W(K, \psi) & \text{sinon} \end{cases} \quad (2.37)$$

où  $K_d$  est le paramètre de division de la rugosité de la surface entre structure petite échelle et structure grande échelle. Parfois le choix de ce paramètre est arbitraire et peut varier dans une gamme de valeur importante. Souvent, il est fixé en configuration monostatique à  $K/3$  [17] où  $K = 2\pi/\lambda$  est le nombre d'onde de l'onde électromagnétique émise.

### 2.4.3.2 Expression analytique

Nous ne rentrons pas dans la formulation théorique de ce modèle que nous pouvons trouver en détail dans [25]. Il est à noter qu'il existe plusieurs versions de ce modèle et dans cette étude nous utilisons celle établie dans [25, 39]. Ainsi, juste pour conserver les mêmes notations utilisées dans ce manuscrit et montrer l'esprit théorique en général de ce modèle, nous rappelons l'expression explicite des coefficients de diffusion donnée par [54] :

$$\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \sigma^{(L)}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) + 4q_k q_0 |\mathbf{B}(\mathbf{k}_0, \mathbf{k}_0)|^2 \int W^{(S)}[\mathbf{K} - \mathbf{k}_0 - \mathbf{a}(q_k + q_0)] P(\mathbf{a}) d\mathbf{a} \quad (2.38)$$

avec  $\sigma^{(L)}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$  est le coefficient de diffusion des composantes de grande échelle estimé en utilisant le modèle KA-GO. La fonction  $P(\mathbf{a})$  est la densité de probabilité des pentes du régime grande échelle (vagues de gravité dans le cas de la mer) et  $\mathbf{a} = \nabla h_L(\mathbf{r})$ .

Cette méthode a été utilisée fréquemment dans la littérature [31, 32, 39]. Ce modèle a été appliqué dans le cas de la surface océanique en configuration bistatique [25, 39]. Aussi dans ce contexte, il a été exploré dans le cadre de la détection d'éléments polluants au dessus de la surface maritime [11, 85, 86]. Il est à noter que, récemment, une nouvelle version de ce modèle a été proposée [87, 88] qui consiste à utiliser le modèle SSA au lieu du modèle SPM dans la combinaison avec le modèle KA-GO. Ce nouveau modèle provoque un décalage sur la valeur du paramètre de division  $K_d$  (en comparant par rapport au modèle TSM standard) ce qui restreint l'utilisation de KA-GO au régime grande échelle. L'une des difficultés dans l'application de ce modèle concerne le choix du paramètre  $K_d$  qui n'est pas unique [17]. Mais ce modèle permet d'estimer les quatre termes de la matrice de diffusion pour des angles d'incidence et d'observation élevés et pour un temps de calcul faible [39, 53].

Il serait tout de même souhaitable de s'affranchir de ce paramètre de division, et c'est dans cet esprit que le modèle SSA a été proposé par Voronovich [34, 35]. Ce modèle permet de résoudre le problème de diffusion avec un seul processus de traitement [17]. Le paragraphe suivant sera dédié à la présentation de ce modèle : principe et développement.

### 2.4.4 Modèle SSA (Small Slope Approximation)

Le modèle SSA [34, 67] est une tentative pour réconcilier les deux approximations fondamentales KA et SPM dans un cadre unifié. Cela signifie que SSA permet de traiter le problème de diffusion avec un seul processus de traitement sans l'intervention du paramètre de division arbitraire entre les structures de rugosité de la surface. Sa structure est inspirée des invariances *a priori* de l'amplitude de diffusion, en particulier l'invariance de phase due aux translations horizontales et verticales de la surface. Dans le paragraphe suivant, nous présentons le principe de cette structure ainsi que son développement théorique détaillé.

Il est primordial de noter que cette méthode a été largement examinée, discutée et comparée à d'autres approximations par plusieurs auteurs dans le cas monostatique pour plusieurs types de surfaces monodimensionnelles et bidimensionnelles notamment la surface de la mer [6, 17]. Toutefois, même si quelques travaux sont

publiés dans le cas de propagation avant (Forward scattering) [30, 50, 51, 52], il n'existe pas une étude numérique approfondie dans le cas bistatique et notamment dans le cadre de la surface maritime. Le présent travail rentre dans le cadre de cette problématique concernant l'application du modèle SSA à une surface maritime en configuration bistatique et comparée au modèle TSM [53].

#### 2.4.4.1 Introduction

Lors du développement du modèle SSA, Voronovich [35] préconise une normalisation déterminée pour les ondes planes. Elle consiste à choisir l'amplitude de l'onde plane de façon à ce que le flux d'énergie propageant suivant l'axe des  $z$  soit constant et ne dépende pas du vecteur  $\mathbf{k}$  (projection horizontale du vecteur d'onde). Cette normalisation se traduit par le fait de fixer l'amplitude de l'onde plane à la valeur  $q_0^{-1/2}$  pour les ondes incidentes et  $q^{-1/2}$  pour les ondes diffusées.

L'illustration graphique de la figure 2.9 rappelle le contexte du problème de diffusion.

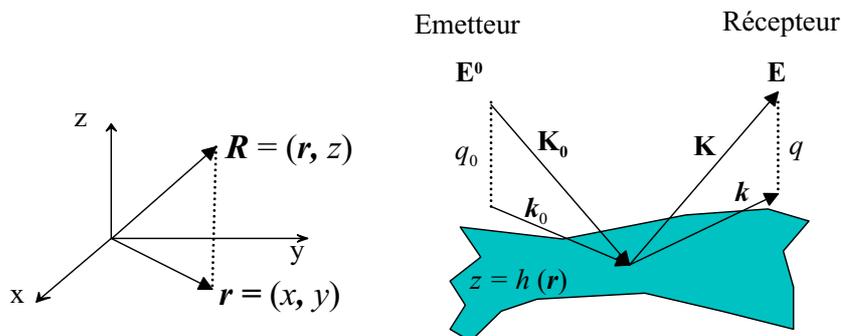


FIG. 2.9 – Illustration graphique du problème de diffusion et notations

Avec cette normalisation, pour une onde électromagnétique polarisée rectilignement, l'expression explicite du champ électrique incident  $\mathbf{E}^0$  s'écrit donc [54]

$$\mathbf{E}^0 = q_0^{-1/2} \exp[i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r} - iq_0 z] \mathbf{p}_{\alpha_0}^-(\mathbf{k}_0) \quad (2.39)$$

et celle du champ diffusé  $\mathbf{E}$

$$\mathbf{E} = q^{-1/2} \exp[i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + iqz] \mathbf{p}_{\alpha}^+(\mathbf{k}) \quad (2.40)$$

où  $\mathbf{p}_{\alpha_0}^-(\mathbf{k}_0)$  et  $\mathbf{p}_{\alpha}^+(\mathbf{k})$  définis dans (2.3) sont respectivement le vecteur unitaire qui décrit la polarisation de l'onde incidente et de l'onde diffusée.

Le développement théorique du modèle SSA se base sur l'hypothèse d'écrire l'amplitude de diffusion sous forme de l'intégrale de Kirchhoff multiplié par une fonctionnelle inconnue de la hauteur, invariante sous translations horizontales et verticales. Ensuite, ce noyau de pondération sera exprimé sous la forme d'un développement de Taylor fonctionnel en  $h(\mathbf{r})$ , et enfin les termes de ce développement seront identifiés en imposant la coïncidence avec la série du modèle SPM à tous les ordres.

Ce développement nous le présentons selon le déroulement suivant :

- Tout d'abord, comme le modèle SSA est inspiré des invariances *a priori* de l'amplitude de diffusion (SA), en particulier l'invariance de phase, nous présentons les propriétés de translations horizontale et verticale de la surface qui sont à l'origine de cette invariance.
- Ensuite, nous présentons l'hypothèse de départ qui consiste à écrire l'amplitude de diffusion sous forme de l'intégrale de Kirchhoff pondérée par une fonctionnelle inconnue de la hauteur, invariante sous translations horizontale et verticale.
- Vient après, le principe théorique de la notion des pentes qui résulte de l'extension du noyau de pondération sous la forme d'un développement de Taylor fonctionnel en  $h(\mathbf{r})$ .
- Enfin, la dernière étape consiste à déterminer les termes de ce développement qui seront identifiés en imposant la coïncidence avec la série du modèle SPM à tous les ordres. Après toutes ces étapes, le calcul des coefficients de diffusion s'obtient donc par le calcul des moments statistiques du premier et second ordre.

#### 2.4.4.2 Propriétés des translations horizontale et verticale de la surface

Pour analyser l'effet des translations horizontale et verticales sur les termes de la matrice de diffusion, les calculs sont faits dans le cas d'un champ scalaire (sans polarisation). Toutefois, la généralisation au cas vectoriel correspondant à un champ électromagnétique ne pose pas de problème.

Partant d'abord de l'amplitude de diffusion (SA) définie par  $S(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$  d'une surface de la forme  $z = h(\mathbf{r})$ . Ainsi, en effectuant un décalage horizontal par un vecteur  $\mathbf{d}$  sur la surface diffusante et un décalage vertical d'une valeur scalaire  $H$ , l'amplitude de diffusion (SA) subit un changement dans sa formulation qu'il faut évaluer [54].

La figure 2.10 présente une illustration graphique du phénomène de décalage de la surface, horizontal par un vecteur  $\mathbf{d}$  et vertical par la valeur  $H$ .

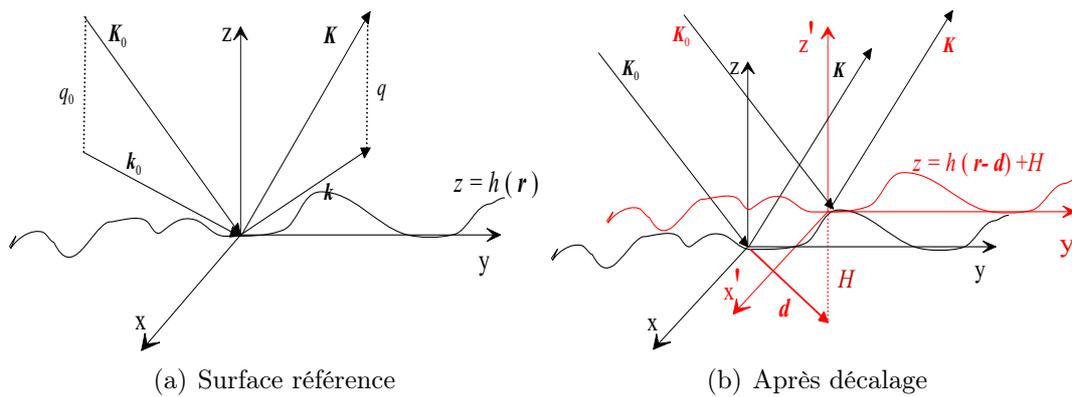


FIG. 2.10 – Illustration graphique du décalage de la surface, (a) problème de référence et (b) problème après le décalage horizontal et vertical de la surface

Le cas (a) de la figure représente le phénomène de diffusion de base (référence), et SA dans ce cas est noté par  $S_{h(\mathbf{r})}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$ . Tandis que le cas (b) correspond au phénomène de la diffusion après un décalage horizontal et vertical de la surface, l'amplitude SA sera notée par  $S_{h(\mathbf{r}-\mathbf{d})+H}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$ .

Il est bien clair que le décalage de la surface diffusante ne change pas le problème physique de la diffusion.

**Décalage horizontal :** D'abord, évaluons l'effet du décalage horizontal. Dans le nouveau système des coordonnées  $(o', x', y', z')$  obtenu après un même décalage pour le premier système de coordonnées par un vecteur  $\mathbf{d}$ , les deux processus coïncident parfaitement. Ainsi, dans le nouveau repère de coordonnées, l'amplitude de l'onde incidente acquiert un facteur de phase additionnel  $\exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{d})$ . En raison de la linéarité du problème, l'onde diffusée sera multipliée par le même facteur. De la même façon, tout en retournant aux coordonnées primaires  $(o, x, y, z)$ , chaque onde diffusée subit un changement additionnel de phase  $\exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{d})$ . Par conséquent, suite à un décalage horizontal de la surface, l'amplitude de diffusion (SA) subit donc la transformation suivante [54] :

$$S_{h(\mathbf{r}-\mathbf{d})}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = e^{-i(\mathbf{k}-\mathbf{k}_0) \cdot \mathbf{d}} \cdot S_{h(\mathbf{r})}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \quad (2.41)$$

De la même façon, cette translation horizontale se traduira dans le cas vectoriel par la transformation suivante :

$$S_{\alpha\alpha_0}^{h(\mathbf{r}-\mathbf{d})}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = e^{-i(\mathbf{k}-\mathbf{k}_0) \cdot \mathbf{d}} \cdot S_{\alpha\alpha_0}^{h(\mathbf{r})}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \quad (2.42)$$

où  $\alpha$  et  $\alpha_0$  représentent respectivement la polarisation de l'onde diffusée et de l'onde incidente,  $S_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$  représente l'amplitude de diffusion d'une onde plane incidente de polarisation  $\alpha_0$  avec  $\mathbf{k}_0$  la projection horizontale de son vecteur d'onde vers une onde plane diffusée de polarisation  $\alpha$  avec  $\mathbf{k}$  la projection horizontale de son vecteur d'onde.

**Décalage vertical :** Le raisonnement dans le cas d'un décalage vertical est similaire à celui du cas d'un décalage horizontal. En affectant à la frontière un décalage vertical d'une valeur  $H : h(\mathbf{r}) \rightarrow h(\mathbf{r}) + H$ , chaque onde plane incidente acquiert un changement additionnel de phase dépendant de la nouvelle location de la frontière, et qui vaut  $\exp(-iq_0H)$ . Comme dans le cas du décalage horizontal, en retournant aux coordonnées primaires chaque onde diffusée obtient un changement de phase  $\exp(-iqH)$ . En effet après un décalage vertical de la frontière d'une valeur  $H$ , SA subit un changement suivant la formulation suivante [54] :

$$S_{h(\mathbf{r})+H}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = e^{-i(q+q_0)H} \cdot S_{h(\mathbf{r})}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \quad (2.43)$$

Aussi pour le cas d'un champ électromagnétique la généralisation dérive simplement de (2.43). Par conséquent SA vérifie la transformation suivante :

$$S_{\alpha\alpha_0}^{h(\mathbf{r})+H}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = e^{-i(q+q_0)H} S_{\alpha\alpha_0}^{h(\mathbf{r})}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \quad (2.44)$$

En effet, ces deux propriétés présentées sont à la base de l'approche théorique du modèle SSA.

Le paragraphe suivant fait l'objet de la présentation du développement théorique de l'approximation SSA (ordres 1 et 2). Néanmoins, dans le cadre de notre application concernant la diffusion bistatique par une surface maritime, seul l'ordre 1 est utilisé.

### 2.4.4.3 Hypothèse de départ

L'hypothèse de départ suppose d'écrire l'amplitude de diffusion sous forme de l'intégrale de Kirchhoff pondérée par une fonctionnelle inconnue de la hauteur, invariante sous les translations horizontales et verticales étudiées ci-dessous. Ensuite, ce noyau de pondération sera exprimé sous la forme d'un développement de Taylor fonctionnel en  $h(\mathbf{r})$ . Ce paragraphe présente ce point de départ. On rappelle l'expression explicite de l'intégrale de Kirchhoff donnée précédemment par l'expression (2.13) :

$$I_K = \int \exp[-i(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) \cdot \mathbf{r} - i(q_0 + q_k)h(\mathbf{r})]d\mathbf{r} \quad (2.45)$$

Ainsi, en analysant l'expression de l'amplitude de diffusion dans le cas du modèle KA (ou PO) établie en (2.14) et qui est fonction de l'intégrale de Kirchhoff,

$$S(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \frac{2(q_0 q_k)^{1/2}}{q_0 + q_k} \mathcal{K}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \frac{1}{(2\pi)^2} \int \exp[-i(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) \cdot \mathbf{r} - i(q_0 + q_k)h(\mathbf{r})]d\mathbf{r} \quad (2.46)$$

il est clair que cette l'équation (2.46) satisfait les deux propriétés de transformation de SA suite aux translations horizontale et verticale données par (2.41) et (2.43). Cela est accompli grâce à la présence du facteur dans l'intégral de Kirchhoff, appelé aussi *facteur de Kirchhoff* et donné par (2.47) :

$$F_K = \exp[-i(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) \cdot \mathbf{r} - (q + q_0)h(\mathbf{r})] \quad (2.47)$$

Dans le développement théorique du modèle SSA, l'hypothèse de départ consiste à extraire le facteur de Kirchhoff et à le multiplier par un poids  $\mathcal{L}$ , et par conséquent l'amplitude de diffusion SA sera écrite sous la forme suivante [54, 35] :

$$S(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \int \frac{1}{(2\pi^2)} \exp[-i(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) \cdot \mathbf{r} - i(q + q_0)h(\mathbf{r})] \mathcal{L}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \mathbf{r}; h(\mathbf{r}))d\mathbf{r} \quad (2.48)$$

où  $\mathcal{L}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \mathbf{r}; h(\mathbf{r}))$  est une fonctionnelle inconnue de la hauteur de la surface  $h(\mathbf{r})$ , invariante sous translations horizontale et verticale de la surface. Elle dépend de  $\mathbf{k}, \mathbf{k}_0$  tout au long du vecteur  $\mathbf{r}$ .

Ainsi pour obtenir la formule explicite de l'amplitude de diffusion, le noyau  $\mathcal{L}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \mathbf{r}; h(\mathbf{r}))$  doit être recherché sous la forme d'un développement de Taylor fonctionnel en  $h(\mathbf{r})$  [34].

Toutefois, il est plus adapté, lors du développement de l'approximation SSA, d'utiliser la transformée de Fourier de  $\mathcal{L}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \mathbf{r}; h(\mathbf{r}))$  figurant dans (2.48) par rapport à  $\mathbf{r}$  [54], elle est donnée par :

$$\mathcal{L}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \mathbf{r}; h(\mathbf{r})) = \int \exp(i\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{r}) \Phi(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \boldsymbol{\xi}; h(\boldsymbol{\xi}))d\boldsymbol{\xi} \quad (2.49)$$

Par conséquence l'équation (2.48) devient

$$S(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \int \frac{1}{(2\pi)^2} \exp[-i(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) \cdot \mathbf{r} - i(q + q_0)h(\mathbf{r})] e^{i\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{r}} \Phi(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \boldsymbol{\xi}; h(\boldsymbol{\xi}))d\boldsymbol{\xi}d\mathbf{r} \quad (2.50)$$

Suite à l'introduction de la transformée de Fourier du noyau de pondération dans (2.50), le développement de Taylor se fait alors sur la fonctionnelle  $\Phi$  et exprimé ensuite sous la forme des séries d'intégrale de puissance. La fonctionnelle  $\Phi$  s'écrit donc sous la forme suivante [54] :

$$\begin{aligned} \Phi(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \boldsymbol{\xi}; h(\boldsymbol{\xi})) &= \delta(\boldsymbol{\xi})\Phi_0 + \int \delta(\boldsymbol{\xi} - \boldsymbol{\xi}_1)\Phi_1(\boldsymbol{\xi}_1)h(\boldsymbol{\xi}_1)d\boldsymbol{\xi}_1 \\ &+ \int \delta(\boldsymbol{\xi} - \boldsymbol{\xi}_1 - \boldsymbol{\xi}_2)\Phi_2(\boldsymbol{\xi}_1, \boldsymbol{\xi}_2)h(\boldsymbol{\xi}_1)h(\boldsymbol{\xi}_2)d\boldsymbol{\xi}_1d\boldsymbol{\xi}_2 + \dots \end{aligned} \quad (2.51)$$

où  $h(\boldsymbol{\xi})$  est la transformée de Fourier de la fonction de surface  $h(\mathbf{r})$  :

$$h(\boldsymbol{\xi}) = \int \frac{1}{(2\pi)^2} h(\mathbf{r}) \exp(-i\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (2.52)$$

Les fonctions de Dirac dans (2.51) garantissent la vérification de la propriété de décalage horizontal de la surface (2.41). Les coefficients  $\Phi_1, \Phi_2 \dots$  sont indépendants de la rugosité de la surface, ils dépendent seulement des deux vecteurs  $\mathbf{k}$  et  $\mathbf{k}_0$ . Cependant, si le facteur  $e^{i\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{r}}$  dans (2.50) est combiné (multiplié) par la fonctionnelle  $\Phi$ , l'équation (2.50), devient donc :

$$S(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \int \frac{1}{(2\pi^2)} \exp[-i(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) \cdot \mathbf{r} - i(q + q_0)h(\mathbf{r})] \Gamma(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \boldsymbol{\xi}; h(\boldsymbol{\xi})) d\boldsymbol{\xi} d\mathbf{r} \quad (2.53)$$

avec

$$\begin{aligned} \Gamma(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \boldsymbol{\xi}; h(\boldsymbol{\xi})) &= \Phi(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \boldsymbol{\xi}; h(\boldsymbol{\xi})) \times \exp(i\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{r}) \\ &= \Phi_0 + \int \Phi_1(\boldsymbol{\xi}_1)h(\boldsymbol{\xi}_1)\exp(i\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{r})d\boldsymbol{\xi}_1 \\ &+ \int \Phi_2(\boldsymbol{\xi}_1, \boldsymbol{\xi}_2)h(\boldsymbol{\xi}_1)h(\boldsymbol{\xi}_2)\exp[i(\boldsymbol{\xi}_1 + \boldsymbol{\xi}_2) \cdot \mathbf{r}]d\boldsymbol{\xi}_1d\boldsymbol{\xi}_2 + \dots \end{aligned} \quad (2.54)$$

Après le développement global, résultant de l'hypothèse de départ, et l'obtention de l'expression de l'amplitude de diffusion en (2.50) ou bien dans sa formulation équivalente dans (2.53), vient la présentation du principe du développement théorique du modèle SSA. Ce point fera l'objet du paragraphe suivant.

#### 2.4.4.4 Principe du développement théorique

Le principe de base correspond à l'invariance (indépendance) du noyau  $\Phi$  suite aux translations horizontale et verticale ce qui permet de quantifier les coefficients  $(\Phi_n)_{n=0,1,2,\dots}$  de ce noyau. D'abord, pour un décalage horizontal de la surface  $h(\mathbf{r})$  par un vecteur  $\mathbf{d}$ ,

$$h(\mathbf{r}) \rightarrow h(\mathbf{r} - \mathbf{d}) \quad (2.55)$$

sa transformée de Fourier subit le changement suivant :

$$h(\boldsymbol{\xi}) \rightarrow h(\boldsymbol{\xi}) \exp(-i\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{d}) \quad (2.56)$$

cela peut montrer que la propriété de décalage horizontal en (2.41) est vérifiée dans (2.50). Pour un décalage vertical de la surface d'une valeur  $H$  :

$$h(\mathbf{r}) \rightarrow h(\mathbf{r}) + H \quad (2.57)$$

la transformée de Fourier subit la transformation suivante :

$$h(\boldsymbol{\xi}) \rightarrow h(\boldsymbol{\xi}) + H\delta(\boldsymbol{\xi}) \quad (2.58)$$

le facteur  $\exp[-i(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) \cdot \mathbf{r} - i(q + q_0)h(\mathbf{r})]$  dans l'intégrale en (2.50) assure la vérification de la propriété de changement vertical en (2.43).

Par conséquent, il est légitime de considérer que la fonctionnelle  $\Phi$  dans (2.54) reste invariante par rapport à cette propriété de transformation (2.58). Cette supposition est plutôt plausible, mais elle ne peut pas être admise dans le cas général et il faut la vérifier dans chaque situation physique concrète [54]. En effet, du fait que l'invariance de la fonctionnelle  $\Phi$  dans (2.51) avec la transformation en (2.58) a lieu, il en résulte donc que les coefficients  $\Phi_n$ ,  $n \geq 1$  s'annulent si un des arguments  $\boldsymbol{\xi}_n$  vaut zéro [67].

$$\Phi_n(\boldsymbol{\xi}_1, \dots, \boldsymbol{\xi}_n) = 0 \quad \text{si} \quad \boldsymbol{\xi}_j (j = 1, 2, \dots, n) = 0 \quad (2.59)$$

La démonstration de l'expression en (2.59) est donnée en annexe C.1. En utilisant l'équation (2.59) et après les remplacements appropriés obtenus pour les coefficients  $\Phi_n$ , l'équation (2.51) prend la forme suivante :

$$\begin{aligned} \Phi(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \boldsymbol{\xi}; h(\mathbf{r})) = & \delta(\boldsymbol{\xi})\tilde{\Phi}_0 + \int \delta(\boldsymbol{\xi} - \boldsymbol{\xi}_1)\boldsymbol{\xi}_1\tilde{\Phi}_1(\boldsymbol{\xi}_1)h(\boldsymbol{\xi}_1)d\boldsymbol{\xi}_1 \\ & + \int \delta(\boldsymbol{\xi} - \boldsymbol{\xi}_1 - \boldsymbol{\xi}_2)\boldsymbol{\xi}_1\boldsymbol{\xi}_2\tilde{\Phi}_2(\boldsymbol{\xi}_1, \boldsymbol{\xi}_2)h(\boldsymbol{\xi}_1)h(\boldsymbol{\xi}_2)d\boldsymbol{\xi}_1d\boldsymbol{\xi}_2 + \dots \end{aligned} \quad (2.60)$$

où  $\tilde{\Phi}_n$  est une fonction régulière mais non singulière pour  $\boldsymbol{\xi}_i = 0$ . En effet, pour mettre en évidence la dépendance de la pente de la surface dans l'approche SSA dans l'expression de SA en (2.60), nous présentons la vérification appropriée. La transformée de Fourier inverse de  $h(\boldsymbol{\xi})$  en (2.52) s'écrit :

$$h(\mathbf{r}) = \int h(\boldsymbol{\xi})\exp(i\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{r})d\boldsymbol{\xi} \quad (2.61)$$

En dérivant cette équation par rapport à  $\mathbf{r}$ , l'équation de la pente de la surface s'écrit donc sous la forme suivante :

$$\nabla h(\mathbf{r}) = \frac{h(\mathbf{r})}{dr} = i \int \boldsymbol{\xi}h(\boldsymbol{\xi})\exp(i\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{r})d\boldsymbol{\xi} \quad (2.62)$$

Par conséquent, chaque terme de la forme  $\boldsymbol{\xi}_j h(\boldsymbol{\xi}_j)$  dans (2.60) est équivalent à la transformée de Fourier de la pente de la surface [89].

En substituant (2.60) dans (2.49), le terme d'ordre  $n$  s'écrit donc sous la forme suivante [54] :

$$\begin{aligned} & \left| \tilde{\Phi}_n(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \boldsymbol{\xi}_1, \dots, \boldsymbol{\xi}_n)\boldsymbol{\xi}_1 h(\boldsymbol{\xi}_1)\exp(i\boldsymbol{\xi}_1 \cdot \mathbf{r}) \dots \boldsymbol{\xi}_n h(\boldsymbol{\xi}_n)\exp(i\boldsymbol{\xi}_n \cdot \mathbf{r})d\boldsymbol{\xi}_1 \dots d\boldsymbol{\xi}_n \right| \\ & \propto \left| \tilde{\Phi}_n \right| \cdot |\nabla h|^n \propto V_n \cdot |\nabla h|^n \end{aligned} \quad (2.63)$$

où la fonction  $\left| \tilde{\Phi}_n \right|$  représente une certaine valeur typique du coefficient fonctionnel (à noter que  $\tilde{\Phi}_n$  est non-dimensionnelle). Ainsi, quand la fonction  $\tilde{\Phi}_n$  est bornée pour tous les termes  $\boldsymbol{\xi}_1, \boldsymbol{\xi}_2, \dots$ , ( $\tilde{\Phi}_n < V_n$ ) et de plus si la condition sur la pente

$$|\nabla h| \ll 1, \quad (2.64)$$

est satisfaite, le développement dans (2.60) est donc considérée comme une série de termes en fonction des petites pentes de la surface, d'où vient le nom de ce modèle (Small Slope Approximation).

Après l'obtention du développement sous la forme donnée dans l'expression (2.63), il reste donc à calculer les fonctions  $\tilde{\Phi}_n$ . Ceci fera l'objet du paragraphe suivant.

#### 2.4.4.5 Calcul des coefficients du noyau $\tilde{\Phi}_n$

Pour déterminer les fonctions du noyau  $\tilde{\Phi}_n$  (coefficients du développement), il existe plusieurs méthodes permettant de les calculer. En particulier Voronovich [35] propose la procédure d'identification de l'expression de SA obtenue en SSA à celle de la théorie des petites perturbations : SPM.

Comme nous avons vu précédemment dans le paragraphe (2.4.2) dédié à la méthode SPM, l'amplitude de diffusion SA est donnée par l'expression (2.23). Elle est donnée sous la forme [54] :

$$\begin{aligned} S(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = & \mathbf{B}_0(\mathbf{k})\delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) - 2i(q_k q_0)^{1/2} \mathbf{B}_1(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)h(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) \\ & - (q_k q_0)^{1/2} \int \sum_{n=2}^{\infty} \mathbf{B}_n(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \boldsymbol{\xi}_1, \dots, \boldsymbol{\xi}_{n-1}) \\ & \times h(\mathbf{k} - \boldsymbol{\xi}) + \dots h(\boldsymbol{\xi}_{n-1} - \mathbf{k}_0) d\boldsymbol{\xi}_1 \dots \boldsymbol{\xi}_{n-1} \end{aligned} \quad (2.65)$$

Il est à noter que la structure des arguments de la fonction  $h$  dans (2.65) assure la propriété de transformation suite à une translation horizontale de la surface (2.41). Ainsi, les noyaux de Bragg à l'ordre  $1, 2, \dots \mathbf{B}_1, \mathbf{B}_2, \dots$  sont indépendants des élévations de la surface mais ils sont reliés aux conditions aux limites à la frontière (vecteurs  $\mathbf{k}$  et  $\mathbf{k}_0$ ). Toutefois, le premier terme dans (2.65) décrit la réflexion spéculaire des ondes qui possèdent les mêmes composantes horizontales ( $\mathbf{k} = \mathbf{k}_0$ ).

La détermination des coefficients fonctionnels  $\tilde{\Phi}_1, \tilde{\Phi}_2, \dots$  se fait suivant la méthodologie suivante : d'abord en remplaçant l'expression (2.60) dans (2.53), en développant le terme exponentiel  $\exp[-i(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) \cdot \mathbf{r} - (q + q_0)h(\mathbf{r})]$  dans (2.53) en série de  $h(\mathbf{r})$  et enfin en comparant le résultat à l'équation (2.65).

Toutefois, une particularité extrêmement importante doit être prise en compte. Elle se représente par le fait que la fonction  $\tilde{\Phi}$  dans (2.53) ne peut pas être déterminée d'une manière univoque ce qui permet un choix de jauge sur les noyaux des différents ordres. Cela vient du fait que le noyau fonctionnel  $\tilde{\Phi}_n$  peut être additionné avec une certaine fonction arbitraire qui s'annule pour la condition  $\mathbf{k} - \mathbf{k}_0 = \boldsymbol{\xi}_1 + \boldsymbol{\xi}_2 + \dots + \boldsymbol{\xi}_n$  tout en introduisant simultanément un facteur de compensation dans la fonction d'ordre suivant  $\tilde{\Phi}_{n+1}$ .

En effet, cette transformation se traduit par [54] :

$$\tilde{\Phi}_n \rightarrow \tilde{\Phi}_n + (\mathbf{k} - \mathbf{k}_0 - \boldsymbol{\xi}_1 - \boldsymbol{\xi}_2 - \dots - \boldsymbol{\xi}_n)\mathbf{g} \quad , \quad \tilde{\Phi}_{n+1} \rightarrow \tilde{\Phi}_{n+1} + i(q + q_0)\mathbf{g} \quad (2.66)$$

où  $\mathbf{g}$  est une fonction arbitraire, la valeur de SA dans (2.53) ne subie aucun changement. La démonstration de l'invariance de l'amplitude SA suite à la transformation

(2.66) est présentée dans l'annexe C.2. Cependant, cette transformation permet d'exclure n'importe quel terme d'ordre  $n$  dans le développement (2.51). Cela revient à dire que les fonctions  $\Phi_n$  peuvent être choisies d'une manière que  $n$  termes de la série (2.51) assurent le calcul de l'amplitude de diffusion  $SA$  avec une précision à l'ordre  $n + 1$  en paramètre de la pente  $\nabla h$ .

**Premier ordre** Maintenant, nous procédons à la détermination des coefficients fonctionnels, et calculons dans la représentation (2.51) les termes jusqu'au premier ordre en  $h$ , tout en supposant que l'élévation  $h$  est petite et le terme  $\Phi_1$  est exclu par la procédure d'élimination présentée dans l'annexe C.2.

Dans ce cas, l'amplitude de diffusion s'obtient donc sous la forme suivante [54] :

$$S(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \Phi_0 \cdot \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) - i(q + q_0)\Phi_0 \cdot h(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) + \mathcal{O}(h^2) \quad (2.67)$$

En identifiant cette formule avec l'expression donnée par (2.65) on obtient

$$\Phi_0(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \frac{2(qq_0)^{1/2}}{(q + q_0)} \cdot \mathbf{B}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \quad (2.68)$$

Dans le cas d'une surface plate  $h(\mathbf{r}) = cte$  ou 0 (diffusion selon la direction spéculaire) ce qui correspond à  $\mathbf{k} = \mathbf{k}_0$  et  $q = q_0$ , les coefficients  $\mathbf{V}_0$  et  $\mathbf{B}$  sont reliés par la relation (2.69) :

$$\mathbf{V}_0(k) = \mathbf{B}(\mathbf{k}, \mathbf{k}) = \Phi_0(\mathbf{k}, \mathbf{k}) \quad (2.69)$$

La relation (2.69) montre aussi que les termes d'ordre zéro dans (2.65) et (2.67) sont identiques.

Ainsi, après la détermination du noyau de Bragg donné par la fonction  $\mathbf{B}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$ , on passe à l'approximation SSA au premier ordre en remplaçant la valeur trouvée de  $\Phi_0(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$  dans l'expression générale de SA établie pour SSA en (2.50) et (2.51), ce qui nous donne :

$$S(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \mathbf{B}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \frac{2(qq_0)^{1/2}}{(q + q_0)} \int \frac{1}{(2\pi)^2} \exp[-i(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) \cdot \mathbf{r} - i(q + q_0)h(\mathbf{r})] d\mathbf{r} \quad (2.70)$$

cette relation est valable avec l'hypothèse que la pente vérifie la condition (2.64), où  $|\nabla h| \ll 1$ , avec une précision du premier ordre sur ce paramètre (pente de la surface). En comparant l'expression de l'amplitude de diffusion (2.14) obtenue dans le cadre du modèle du  $KA$  (modèle du plan tangent) avec celle obtenue pour SSA (2.70), on constate que les deux modèles  $KA$  et  $SSA$  au premier ordre ne se différencient qu'avec les noyaux de Bragg appropriés pour chaque modèle [30]. Jusqu'à ce point de développement, on constate que la formulation scalaire du problème n'est pas utilisée, et par conséquent l'amplitude de diffusion  $S(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$  peut être prise comme une valeur matricielle qui décrit les transitions des ondes de diverses polarisations l'une dans l'autre (voir discussion en section 2.4.4.2). Ainsi, dans le cas général,  $\Phi$ ,  $\Phi_n$ ,  $\mathbf{B}$  sont des matrices.

**Deuxième ordre** Cherchons à estimer le terme du second ordre  $\Phi_2$ . L'expression de l'amplitude de diffusion dans le cas du modèle SPM (2.65) au second ordre en fonction de  $h$  s'écrit sous la forme suivante [54] :

$$S(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \mathbf{V}_0(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \cdot \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) - 2i(qq_0)^{1/2} B(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) h(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) - (qq_0)^{1/2} \int B_2(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \boldsymbol{\xi}_1, \boldsymbol{\xi}_2) \times h(\boldsymbol{\xi}_1) h(\boldsymbol{\xi}_2) h(\mathbf{k} - \boldsymbol{\xi}_1) h(\boldsymbol{\xi}_1 - \mathbf{k}_0) d\boldsymbol{\xi}_1 d\boldsymbol{\xi}_2 \quad (2.71)$$

Et comme les deux variables d'intégration  $\boldsymbol{\xi}_1, \boldsymbol{\xi}_2$  sont symétriques (permutation d'ordre d'intégration), l'égalité (2.71) devient :

$$S(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = V_0(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \cdot \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) - 2i(qq_0)^{1/2} B(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) h(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) - \frac{(qq_0)^{1/2}}{2} \int B_2(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \mathbf{k} - \boldsymbol{\xi}_1) + B_2(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \mathbf{k} - \boldsymbol{\xi}_2) \times h(\boldsymbol{\xi}_1) h(\boldsymbol{\xi}_2) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0 - \boldsymbol{\xi}_1 - \boldsymbol{\xi}_2) d\boldsymbol{\xi}_1 d\boldsymbol{\xi}_2 \quad (2.72)$$

D'une manière similaire au calcul du premier ordre, nous retenons lors du développement de (2.50) et (2.51) les termes au second ordre en  $h$  tout en considérant que le terme fonctionnel du premier ordre  $n = 1$  est exclu,  $\Phi_1 = 0$  (comme cela est démontré précédemment). Ensuite, l'égalité obtenue de  $S(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$  est identifiée avec l'expression en (2.72) on obtient [54] :

$$\int \left[ \frac{1}{2} (q + q_0)^2 \cdot \Phi_0 + \Phi_2 \right] h(\boldsymbol{\xi}_1) h(\boldsymbol{\xi}_2) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0 - \boldsymbol{\xi}_1 - \boldsymbol{\xi}_2) d\boldsymbol{\xi}_1 d\boldsymbol{\xi}_2 = -\frac{(qq_0)^{1/2}}{2} \int B_2(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \mathbf{k} - \boldsymbol{\xi}_1) B_2(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \mathbf{k} - \boldsymbol{\xi}_2) h(\boldsymbol{\xi}_1) h(\boldsymbol{\xi}_2) \times h(\boldsymbol{\xi}_1) h(\boldsymbol{\xi}_2) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0 - \boldsymbol{\xi}_1 - \boldsymbol{\xi}_2) d\boldsymbol{\xi}_1 d\boldsymbol{\xi}_2 \quad (2.73)$$

Ainsi, dû au comportement aléatoire de la surface  $h$ , l'égalité (2.73) détermine la fonction symétrique  $\Phi_2$  avec une précision d'un terme arbitraire qui s'annule au  $\mathbf{k} - \mathbf{k}_0 = \boldsymbol{\xi}_1 + \boldsymbol{\xi}_2$ . Toutefois, comme c'est déjà montré avant, ce terme peut se transformer à l'aide de (C.10) en un terme de troisième ordre en  $\nabla h$ , et sera inclus dans le coefficient fonctionnel  $\Phi_3$ . Cependant, en remplaçant  $\Phi_0$  par sa valeur donnée par (2.68), la fonction  $\Phi_2$  vaut :

$$\Phi_2(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \boldsymbol{\xi}_1, \boldsymbol{\xi}_2) = \frac{(qq_0)^{1/2}}{2} [B_2(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \mathbf{k} - \boldsymbol{\xi}_1) + B_2(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \mathbf{k} - \boldsymbol{\xi}_2) + 2(q + q_0) B(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)] \quad (2.74)$$

Après la détermination de  $\Phi_2$  on peut transformer dans (2.50) et 2.51) ce terme calculé à l'aide des relations (C.10), (C.12) et (C.13). Selon l'expression en (C.13) la contribution de ces termes dans  $\Phi_1$  s'écrit sous la forme suivante [54] :

$$\begin{aligned}
 \Phi_1(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \boldsymbol{\xi}) &= \frac{i}{q + q_0} \Phi_2(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \boldsymbol{\xi}, \mathbf{k} - \mathbf{k}_0 - \boldsymbol{\xi}) \\
 &= \frac{i (qq_0)^{1/2}}{2 (q + q_0)} [B_2(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \mathbf{k} - \boldsymbol{\xi}_1) + B_2(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \mathbf{k} - \boldsymbol{\xi}_2) \\
 &\quad - 2(q + q_0)B(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)] \tag{2.75}
 \end{aligned}$$

Il faut noter que la partie restante du terme  $\Phi_2$  est transformée par (C.13) et sera inclus dans le terme  $\Phi_3$ .

Ainsi, après la détermination des coefficients fonctionnels  $\Phi_0$ ,  $\Phi_1$  et  $\Phi_2$  puis les remplacer dans l'expression (2.50), on obtient le développement des petites pentes avec une précision au second ordre de la pente de la surface  $(\nabla h)^2$  sous la forme suivante [17] :

$$\begin{aligned}
 S(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) &= \frac{2(qq_0)^{1/2}}{(q + q_0)} \int \frac{1}{(2\pi)^2} \exp[-i(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) \cdot \mathbf{r} - i(q + q_0)h(\mathbf{r})] \\
 &\quad \times \left( B(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) - \frac{i}{4} \int M(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \boldsymbol{\xi}) h(\boldsymbol{\xi}) \exp(i\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{r}) d\boldsymbol{\xi} \right) d\mathbf{r} \tag{2.76}
 \end{aligned}$$

où

$$M(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \boldsymbol{\xi}) = B_2(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0; \mathbf{k} - \boldsymbol{\xi}) + B_2(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0; \mathbf{k} + \boldsymbol{\xi}) - 2(q + q_0)B(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \tag{2.77}$$

Avec une démarche similaire, on est capable de déterminer les fonctions  $\Phi_n$  aux ordres supérieurs mais les calculs deviennent de plus en plus complexe.

Toutefois, dans notre étude, nous avons effectué les simulations numériques en utilisant le modèle SSA au premier ordre. Le deuxième ordre [17] est beaucoup plus coûteux en temps de calcul par rapport au premier ordre. Ainsi, nous avons choisi de réaliser nos simulations au premier ordre tout en acceptant une précision d'une valeur moyenne de 1 dB par rapport au deuxième ordre dans le cas monostatique [17, 90].

#### 2.4.4.6 Coefficients de diffusion : Expressions analytiques

Le champ diffusé par une surface aléatoire est traité comme une variable aléatoire car la surface elle-même est décrite par un processus stochastique. Une description complète de cette variable nécessite la connaissance de sa fonction de répartition et ses différents moments. Une fois l'expression de SA est déterminée, pour quantifier l'expression analytique des coefficients de diffusion (ou SER), il faut calculer les deux moments statistiques du premier et du second ordre de SA. La procédure générale de ce calcul est présentée dans l'annexe C.3.

Ainsi, pour une surface où les élévations sont considérées comme un ensemble spatial homogène et Gaussien, l'expression des coefficients de diffusion au deuxième ordre s'écrit sous la forme suivante [35] :

$$\sigma_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \left( \frac{2q_k q_0}{q + q_0} \right)^2 \cdot \int \exp[-i(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) \cdot \mathbf{r}] \cdot R_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0, \mathbf{r}) \frac{d\mathbf{r}}{(2\pi)^2} \quad (2.78)$$

avec

$$\begin{aligned} R_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0, \mathbf{r}) &= -\exp[-(q_k + q_0)^2 \cdot \sigma^2] |B_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) - F_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; 0)|^2 \\ &+ \exp[-(q_k + q_0)^2 \cdot (\sigma^2 - C(\mathbf{r}))] \cdot \left( \frac{1}{16} \int |M_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0, \boldsymbol{\xi})|^2 \right. \\ &\times S(\boldsymbol{\xi}) e^{i\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{r}} d\boldsymbol{\xi} + (B_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) - F_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; 0) + F_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; 0)) \\ &\times (B_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) - F_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; 0) + F_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \mathbf{r}))^* \left. \right) \end{aligned} \quad (2.79)$$

avec

$$M(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0, \boldsymbol{\xi}) = B_2(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \mathbf{k} - \boldsymbol{\xi}) + B_2(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \mathbf{k} + \boldsymbol{\xi}) - 2(q_k + q_0)B(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \quad (2.80)$$

et

$$F(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0, \mathbf{r}) = \frac{(q_k + q_0)}{4} \int M(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0, \boldsymbol{\xi}) W(\boldsymbol{\xi}) \exp(i\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{r}) d\boldsymbol{\xi} \quad (2.81)$$

$W(\boldsymbol{\xi})$  est le spectre de la rugosité de la surface. En effet, la fonction  $M(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0, \boldsymbol{\xi})$  s'annule pour  $\boldsymbol{\xi} = 0$  et  $\boldsymbol{\xi} = \mathbf{k} - \mathbf{k}_0$

$$M(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0, 0) = M(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0, \mathbf{k} - \mathbf{k}_0) = 0, \quad (2.82)$$

cela montre que la valeur de la fonction  $F(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0, \mathbf{r})$  est proportionnelle au second ordre de la pente de la surface  $(\nabla h)^2$  [35]. Ainsi, pour des angles non rasants, les grandeurs correspondantes de la fonction  $F$  présentent généralement des petites corrections à la valeur  $B(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$ . Si on néglige ces termes, l'expression (2.79) se simplifie donc par :

$$R_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0, \mathbf{r}) = |B_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)|^2 \left( e^{[-(q_k + q_0)^2 (C(0) - C(\mathbf{r}))]} - e^{-(q_k + q_0)^2 C(0)} \right) \quad (2.83)$$

ensuite l'expression de coefficients de diffusion au premier ordre dérive de (2.78) et s'écrit sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \sigma_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0, \mathbf{r}) &= \frac{1}{\pi} \left| \frac{2q_k q_0}{q_k + q_0} B_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \right|^2 \cdot \exp[-(q_k + q_0)^2 \cdot C(0)] \\ &\times \int \{ \exp[(q_k + q_0)^2 \cdot C(\mathbf{r})] - 1 \} \exp[-i(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) \cdot \mathbf{r}] d\mathbf{r} \end{aligned} \quad (2.84)$$

En effet, l'expression (2.84) exprime les coefficients de diffusion dans le cas bistatique général d'une onde incidente de vecteur horizontal  $\mathbf{k}_0$  et diffusée pour une onde de vecteur horizontal  $\mathbf{k}$ . Les expressions correspondantes aux configurations monostatiques (rétrodiffusion) et propagation avant, qui sont des cas particuliers de la configuration bistatique, dérivent de l'expression générale (2.84). Pour la suite, cette expression sera principalement utilisée pour évaluer les coefficients dans différentes configurations géométriques monostatique et bistatique.

**Configuration monostatique (Rétrodiffusion)** La configuration monostatique (Rétrodiffusion) est celle la plus utilisée dans différents systèmes d'applications pratiques (Radar, Télédétection, ...). Nous rappelons que cette géométrie correspond à un angle d'incidence égal à celui d'observation  $\theta = \theta_s$  et une différence entre les angles d'azimut est égal à  $\pi$ ,  $\varphi_s = \varphi + \pi$ . L'équivalence des vecteurs d'onde de ce cas est donc comme suit :

$$\mathbf{k} = -\mathbf{k}_0 \quad \text{donc} \quad |\mathbf{k}| = |\mathbf{k}_0| \quad \text{et} \quad q_k = q_0 \quad (2.85)$$

Dans ce cas le coefficient de rétrodiffusion au premier ordre devient :

$$\begin{aligned} \sigma_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) &= 2q_0^2 |B_{\alpha\alpha_0}|^2 \\ &\times \int_0^{2\pi} \frac{d\phi}{2\pi} \int_0^\infty \exp \{ -4q_0^2 [C(0) - C(\mathbf{r})] \} \exp (2i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}) r dr \end{aligned} \quad (2.86)$$

avec  $C(\mathbf{r})$  est la fonction de corrélation de la surface, et  $C(0)$  sa valeur à l'origine. Il est à noter qu'avec le modèle SSA au premier ordre les termes de polarisations croisées (VH et HV) sont nuls en configuration monostatique. Par contre, dans le cas bistatique, le modèle SSA au premier ordre est capable d'estimer les coefficients de diffusion des polarisations croisées. Les résultats des simulations numériques de ces termes seront présentés et analysés dans le chapitre 4.

**Propagation avant** La configuration propagation avant est un cas particulier de la configuration bistatique. Le récepteur est dans le même plan que l'émetteur. Pour la diffusion spéculaire, les paramètres de cette configuration sont  $\theta = \theta_s$ , et  $\varphi_s = \varphi$ . L'équivalence de ce cas en terme des vecteurs utilisés lors du développement est :

$$\mathbf{k} = \mathbf{k}_0 \quad \text{donc} \quad |\mathbf{k}| = |\mathbf{k}_0| \quad \text{et} \quad q_k = q_0 \quad (2.87)$$

Et l'expression analytique des coefficients de diffusion devient sous la forme suivante :

$$\sigma_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = 2q_0^2 |B_{\alpha\alpha_0}|^2 \int_0^{2\pi} \frac{d\phi}{2\pi} \int_0^\infty \exp \{ -4q_0^2 [C(0) - C(\mathbf{r})] \} r dr \quad (2.88)$$

De même dans le cas de propagation avant, à l'aide de SSA au premier ordre, les coefficients de diffusion croisés s'annulent.

Tandis qu'avec la correction d'ordre deux ces coefficients ne sont pas du tout nuls, de même pour le cas de rétrodiffusion.

#### 2.4.4.7 Dépendance de la surface d'intégration

Avant de terminer ce chapitre, il est important d'analyser la dépendance des coefficients de diffusion de la taille de la surface prise en compte dans le calcul. Cette grandeur est en fonction de la fréquence et de l'état de la surface. Contrairement aux autres modèles KA-GO, SPM et TSM, pour chaque bande de fréquence le modèle

SSA dépend de la grandeur de la surface illuminée participant à l'intégration dans le calcul approprié du coefficient de diffusion. Ainsi, dans le cas de la mer, son état (en fonction de la vitesse du vent) joue un rôle important dans la détermination de la surface à tenir en compte dans les calculs. Le paragraphe suivant sera dédié à l'étude de ce phénomène et à une analyse sur le comportement des coefficients de diffusion est représentée.

Pour clarifier cette dépendance, nous effectuons l'étude en considérant que la surface est isotrope, ce qui revient à dire que la surface sera représenté par  $z = h(r)$ , et sa fonction de corrélation bidimensionnelle  $C(\mathbf{r})$  devient  $C(r)$  (ne dépend pas de la direction d'observation). Ainsi, suite à cette hypothèse d'isotropie, l'équation (2.84) déterminant les coefficients de diffusion dans le cas bistatique général s'écrit avec la formulation suivante [41] :

$$\begin{aligned} \sigma_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) &= 2 \left| \frac{2q_k q_0}{q_k + q_0} B_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \right|^2 \cdot e^{-(q_k+q_0)^2 C(0)} \\ &\times \int_0^{2\pi} \frac{d\phi}{2\pi} \int_0^\infty \{ \exp[(q_k + q_0)^2 C(r)] - 1 \} \\ &\times \exp[-i(k_x - k_{0x}) \cos \phi - i(k_y - k_{0y}) \sin \phi] r dr \end{aligned} \quad (2.89)$$

où

$\theta, \varphi$  et  $\theta_s, \varphi_s$  : sont respectivement les directions d'incidence et de diffusion.  $K$  est le nombre d'onde électromagnétique. Par conséquent, les composantes des vecteurs d'ondes s'expriment donc :

$$\begin{aligned} q_k &\equiv q = K \cos \theta & , & \quad q_0 = K \cos \theta \\ k_x &= K \sin \theta_s \cos \varphi_s & , & \quad k_{0x} = K \sin \theta \cos \varphi \\ k_y &= K \sin \theta_s \sin \varphi_s & , & \quad k_{0y} = K \sin \theta \sin \varphi \end{aligned}$$

Le facteur de phase dans (2.89) a la forme suivante :

$$\begin{aligned} &\exp[-jMr \cos \varphi \cos \phi - jMr \sin \varphi \sin \phi] \\ &= \exp[-iMr \cos(\varphi - \phi)] \end{aligned}$$

avec

$$M = \sqrt{(k_x - k_{0x})^2 + (k_y - k_{0y})^2}$$

Or le coefficient de diffusion est une valeur réelle [54], il faut donc prendre seulement la partie réelle du terme de phase. Ainsi en utilisant des relations de Bessel [91], on obtient [41] :

$$\begin{aligned} \sigma_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) &= 2 \left| \frac{2q_k q_0}{q_k + q_0} B_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \right|^2 \\ &\cdot \int_0^\infty \{ e^{-\kappa[C(0)-C(r)]} - e^{-\kappa C(0)} \} J_0(Mr) r dr \end{aligned} \quad (2.90)$$

où  $\kappa = (q_k + q_0)^2$ , et  $J_0$  est la fonction de Bessel du première espèce d'ordre 0.

Toutefois, il faut calculer l'intégrale sur un domaine borné. Cette limite dépend des paramètres de chaque cas étudié (fréquence, fonction d'autocorrélation de la surface  $C(r, \cdot \cdot)$ ). Pour montrer l'importance de la grandeur de la portée  $r$  de la surface dans l'intégration, on trace les variations du facteur entre crochets dans l'intégrale (2.90).

Pour étudier la grandeur de la portée d'intégration, les simulations sont faites dans le cas d'une surface de la mer et sa fonction d'autocorrélation  $C(r)$  est évaluée en utilisant le spectre d'Elfouhaily [2]. Nous signalons qu'une étude détaillée sur la représentation spectrale et la fonction d'autocorrélation sera proposée dans le chapitre 3 lors de la modélisation et la description de la surface de la mer.

A titre d'illustration, nous pouvons observer sur la figure 2.11 les variations de la fonction d'autocorrélation de la surface de la mer pour deux vitesses du vent 4 et 7 m/s dans différentes directions d'observation ( $0^\circ$ ,  $45^\circ$  et  $90^\circ$ ).

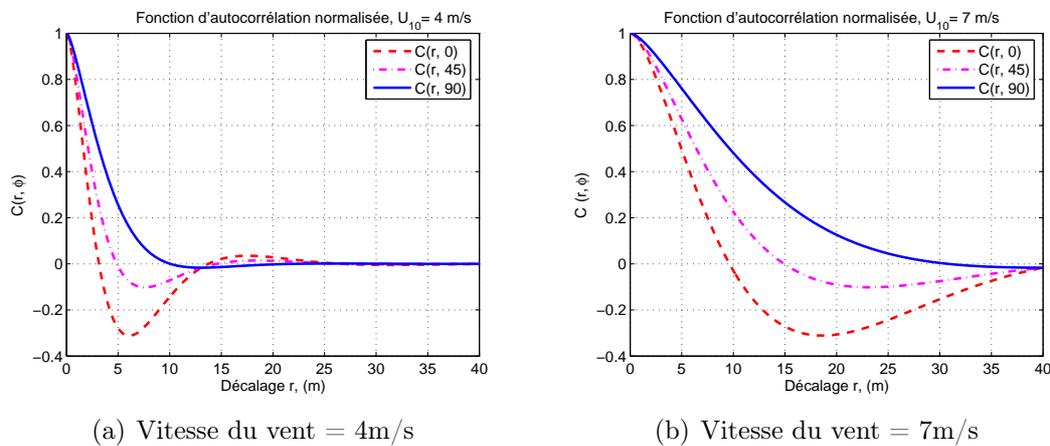


FIG. 2.11 – Variations de la fonction d'autocorrélation de la surface de la mer calculée à partir du spectre d'Elfouhaily, ( $C(r, 0)$  et  $C(r, 90)$  correspondent respectivement au cas upwind et crosswind, (a)  $U_{10}=4$ m/s et (b)  $U_{10}=7$ m/s)

Il est à noter que la fonction d'autocorrélation de la mer contient une partie négative. Ainsi, dans des cas particuliers, cette zone négative intervient dans le calcul du coefficient de diffusion notamment pour la bande de fréquence  $L$  et pour des faibles vitesses du vent [41]. Cette particularité sera étudiée et analysée plus spécifiquement dans le chapitre 4 lors des simulations numériques.

On peut analyser l'influence de la fréquence de l'émission sur la grandeur de la portée d'intégration  $r$  en mètre. La figure 2.12 montre l'évaluation numérique du facteur d'intégration (entre les crochets) dans (2.90) pour différentes fréquences en bande  $L$ ,  $C$ , et  $K_u$ . Cette évaluation est faite dans un cas bistatique particulier (diffusion suivant la direction spéculaire;  $\theta = \theta_s$   $\varphi = \varphi_s = 0$ ) pour deux angles d'incidence  $0^\circ$  (figure 2.12-a) et  $60^\circ$  (figure 2.12-b).

En examinant les courbes de la figure 2.12 deux comportements peuvent être signalés :

- La zone de la surface qu'il faut prendre en compte lors de l'intégration augmente quand la fréquence diminue, (tous autres paramètres fixes par ailleurs). Pour une incidence normale, il faut intégrer sur une valeur de 0.1 m pour une

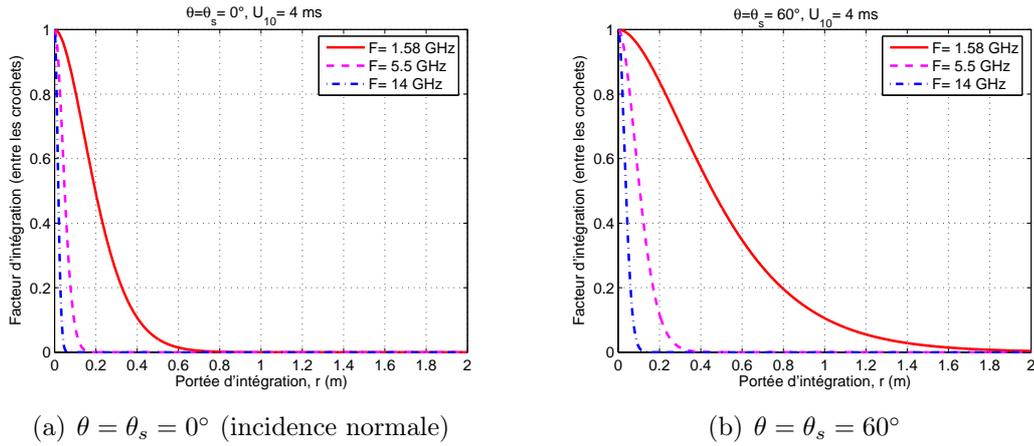


FIG. 2.12 – Grandeur de la portée d’intégration en fonction de la fréquence de l’émission pour une vitesse du vent de 4m/s (a)  $\theta = \theta_s = 0^\circ$ , et (b)  $\theta = \theta_s = 60^\circ$

fréquence dans la bande  $K_u$ , 0.2 m en bande  $C$ , et jusqu’à 0.7 m pour une fréquence dans la bande  $L$ .

- Toutefois, il faut signaler que ce facteur est commun à la configuration monostatique (rétrodiffusion) et propagation avant selon la direction spéculaire ( $\theta = \theta_s$ ). Ainsi, nous constatons que le fait d’augmenter l’angle d’incidence attribue une augmentation de la portée d’intégration. Pour la fréquence  $F=1.58$  GHz (bande  $L$ ), quand on passe d’un angle de  $\theta = 0^\circ$  (incidence normale) à un angle de  $\theta = 60^\circ$  la portée d’intégration augmente de 0.7 m à 2 m environ.

Cependant, la figure 2.13 montre l’influence de la vitesse du vent sur la grandeur de la surface qu’il faut prendre en compte dans l’intégration. Dans cette figure, les simulations sont faites pour une fréquence de 1.58 GHz pour différentes vitesses du vent  $U_{10}=4, 7$  et 10m/s. D’après les courbes de la figure 2.13, nous constatons que

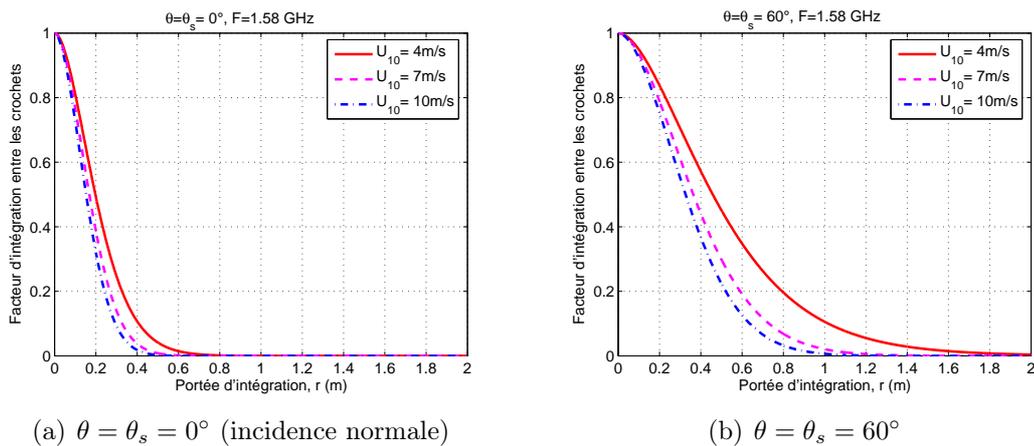


FIG. 2.13 – Grandeur de la portée d’intégration en fonction de la vitesse du vent pour une fréquence  $F=1.58$ GHz (a)  $\theta = \theta_s = 0^\circ$ , et (b)  $\theta = \theta_s = 60^\circ$

la portée d’intégration sur la surface est inversement proportionnelle à la vitesse du vent, c’est-à-dire quand la vitesse du vent diminue la grandeur  $r$  augmente.

Des résultats numériques des coefficients de diffusion en configuration mono-

statique et bistatique seront présentés et analysés dans le chapitre 4 consacré à ce propos.

## 2.5 Conclusion

Tout d'abord, il est bien de clarifier que ce chapitre ne présente pas une contribution théorique, mais, toutefois la valeur ajoutée est au niveau de l'application du problème de diffusion dans le contexte maritime particulièrement en configuration bistatique, et précisément en utilisant le modèle SSA. En plus du contexte d'application, l'étude faite, à la fin de ce chapitre, sur la dépendance des calculs d'intégration de la grandeur de la surface représente un apport théorique à cette étude.

La solution analytique exacte au problème de diffusion par une surface rugueuse n'existe pas. Les modèles approximatifs restent toujours une nécessité due à la complexité numérique insurmontable des problèmes réalistes étudiés [27]. D'ailleurs, les techniques numériques telle que la méthode des moments peuvent être utilisées pour obtenir une solution quasi précise, néanmoins ces techniques sont prohibitives en temps de calcul et servent généralement à évaluer la précision et le domaine de validité des méthodes approchées plus simples à mettre en oeuvre [30]. Bien qu'elles ne soient valables que pour un domaine de rugosité limité, ces modèles approchés sont utilisés dans de nombreuses applications pratiques [25]. Avant de conclure sur les différents modèles de diffusion retenus pour calculer les coefficients de diffusion bistatiques d'une surface maritime polluée, il est nécessaire de remarquer que le champ diffusé est constitué de plusieurs composantes. Ainsi on distingue la composante cohérente et la composante diffuse. Les différents modèles de diffusion présentés dans ce document permettent de calculer l'ensemble de ces contributions.

Ainsi la composante incohérente du champ diffusé dans la zone spéculaire, correspondant à la moyenne du champ diffusé, peut être calculée à partir de l'approximation de Kirchhoff. Cette composante est influencée par la taille de la zone éclairée et par le degré de rugosité de la surface. La composante diffuse, correspondant à la variance du champ diffusé, peut être calculée à partir de la méthode des petites perturbation. Le modèle composite à deux échelles est un modèle hybride qui permet d'estimer à la fois la composante spéculaire et la composante diffuse. Cependant ce modèle introduit un paramètre de division de la rugosité de la surface et qui est difficile à estimer dans le cas d'une configuration bistatique. Pour éviter cette division, l'approximation SSA [35], a été proposé. Ce modèle qui unifie les deux modèles classiques KA et SPM en un seul processus de traitement permet ainsi de traiter à la fois la structure petite et grande échelle. L'autre intérêt supplémentaire de ce modèle est qu'il donne des résultats raisonnables à la fois en mode radar et radiomètre [17] et ne dépend pas de la fréquence des ondes électromagnétiques exploitées.

Ayant les modèles nécessaires pour estimer les coefficients de diffusion pour différents types de surfaces rugueuses, dans le chapitre suivant, nous allons étudier les caractéristiques physiques et géométriques de la surface maritime qui sont des éléments nécessaires pour pouvoir évaluer les coefficients de diffusion appropriés. Ainsi, cette surface sera définie à travers des représentations fondées sur la description spectrale, sur la distribution des pentes ainsi que sur la constante diélectrique.

# Chapitre 3

## Modélisation de la surface océanique

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>62</b>
<b>3.2</b>	<b>Modélisation de la surface maritime</b>	<b>62</b>
3.2.1	Caractéristiques physiques	62
3.2.2	Aspect géométrique de la mer	65
3.2.3	Modélisation géométrique de la mer	68
<b>3.3</b>	<b>Modèles de spectre de mer</b>	<b>74</b>
3.3.1	Modèle Gaussien	74
3.3.2	Spectre de Pierson-Moskowitz	75
3.3.3	Spectre d'Elfouhaily	77
3.3.4	Comparaison des spectres isotropes	79
3.3.5	Fonctions angulaires	81
3.3.6	Les modèles numériques du spectre de mer	87
<b>3.4</b>	<b>Fonction d'autocorrélation</b>	<b>87</b>
3.4.1	Fonction d'autocorrélation spatiale	88
3.4.2	Fonction d'autocorrélation spatiale des hauteurs	89
3.4.3	Calcul analytique de l'intégration angulaire	89
3.4.4	Intégration numérique en nombre d'onde	90
<b>3.5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>92</b>

---

*La diffusion des ondes électromagnétiques par la surface de la mer, étant assimilée à une surface rugueuse aléatoire, nécessite la connaissance des caractéristiques électromagnétiques de l'eau de mer et l'état de la surface. Il est donc primordial de disposer d'une description réaliste de la surface de la mer afin d'estimer le champ électromagnétique diffusé. L'objectif principal de ce chapitre est d'élaborer une modélisation et description statistique de la surface de la mer.*

## 3.1 Introduction

La mer peut être considérée comme un système physique aléatoire dont l'évolution est essentiellement commandée par le vent et la gravité : plus le vent est fort et souffle longtemps, plus agitée est la mer. Les ondes (vagues) en chaque point de la surface résultent d'une sommation d'ondes générées localement par le vent et d'ondes provenant de régions et de directions autres. Ces interactions rendent le phénomène très difficile à quantifier.

La surface de la mer présente donc un état chaotique, sa modélisation déterministe est assez difficile, c'est pourquoi une approche probabiliste (statistique) a été retenue. Ce chapitre sera consacré à cette modélisation. Depuis les années 50, beaucoup de travaux théoriques et expérimentaux ont tenté de mettre en équation la description de la surface de la mer. Ainsi, la plupart des modèles, existant dans la littérature, se basent soit sur la distribution des pentes [4, 19, 20] soit sur la définition spectrale [2, 3, 21, 22, 23, 24].

Pour présenter une description géométrique et physique de la surface océanique, le présent chapitre s'articule autour de trois parties. Dans un premier temps, nous présentons les caractéristiques physiques en utilisant la loi de Debye [92]. De même nous introduisons d'une façon générale la nature géométrique de la surface de mer. Ensuite, nous étudions la représentation spectrale de la surface de la mer à travers plusieurs modèles spectraux où une comparaison entre eux est effectuée. Plus précisément, nous nous focalisons sur la représentation spectrale d'Elfouhaily [2], modèle principalement adopté dans ce travail. Nous introduisons également la modification de sa fonction angulaire suggérée par McDaniel [6].

La dernière partie est consacrée à la modélisation de la fonction d'autocorrélation (utile dans le modèle SSA) de la surface de la mer, nous présentons les simulations numériques appropriées calculées en utilisant les deux versions du spectre d'Elfouhaily.

## 3.2 Modélisation de la surface maritime

Le traitement du phénomène de la diffusion électromagnétique par la surface de mer nécessite sa modélisation géométrique et la quantification des caractéristiques physiques de l'eau de mer vis à vis des ondes électromagnétiques. Dans un premier temps, nous étudions dans le paragraphe suivant les variations des paramètres physiques de l'eau de mer en s'appuyant sur la formulation de Debye [92]. Par la suite, nous nous focalisons sur l'aspect géométrique de la surface en terme de génération des vagues et des modèles de représentation spectrale [2].

### 3.2.1 Caractéristiques physiques

Un milieu diélectrique est généralement décrit par sa permittivité  $\epsilon_r$  électrique relative et sa perméabilité magnétique relative  $\mu_r$  [25].

### 3.2.1.1 Perméabilité magnétique

La surface diélectrique peut également avoir une influence sur l'onde électromagnétique par le biais de sa perméabilité magnétique  $\mu$ . Toutefois, dans notre étude, l'eau de mer sera supposée comme un milieu non magnétique ( $\mu=1$ ). Ainsi, seule sa permittivité électrique relative  $\epsilon_r$  sera prise en compte.

### 3.2.1.2 Permittivité électrique

La constante diélectrique relative  $\epsilon_r$  est définie comme étant le rapport de la constante diélectrique de la surface  $\epsilon$  par la permittivité de l'espace libre  $\epsilon_0$ . Elle dépend de la fréquence de l'onde  $f = \omega/2\pi$  ainsi que de la température  $T$  et de la salinité<sup>1</sup> de l'eau de mer dont la moyenne est de l'ordre de  $S = 35\text{‰}$  (35g/l) [93].

Dans la littérature, il existe plusieurs modèles utilisés qui définissent la permittivité diélectrique de l'eau : le modèle de Debye [92], le modèle de Cole-Cole [94, 95] et plus récemment le modèle d'Ellison [96]. Ces modèles spécifiques ont été validés avec des données expérimentales recueillies dans des plages de température et de salinité particulières. Dans cette étude, nous avons adopté le modèle de Debye. Il est à noter qu'une comparaison entre ces différents modèles montre qu'il n'y a pas de différence significative entre eux.

La valeur de  $\epsilon_r$  d'un milieu donné dépend de la valeur de la fréquence du champ magnétique imposé ainsi que de l'état physique du milieu. On peut prendre en compte des variables macroscopiques telles que la température et la pression en termes de propriétés moléculaires [92, 93, 97]. La distribution des charges électriques dans une molécule peut lui conférer les propriétés d'un dipôle (ou multipôle pour des molécules complexes) et le champ électromagnétique imposé peut agir sur les dipôles de la molécule d'une façon classique selon la théorie des milieux continus. Ce fut par un tel raisonnement que Debye [92] montra que si on modélise un liquide polaire par des dipôles sphériques oscillants dans un milieu visqueux continu, alors la dépendance de  $\epsilon$  avec la fréquence du champ électromagnétique imposée est donnée par [92] :

$$\epsilon_r = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_{s0} - \epsilon_\infty}{1 + j\omega\tau} \quad (3.1)$$

Dans le cas de l'eau salée on a :

$$\epsilon_r = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_{s0} - \epsilon_\infty}{1 + (j\omega\tau)} - j \frac{\sigma}{\omega\epsilon_0} \quad (3.2)$$

avec  $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}$  Farads/mètre est la permittivité de l'espace libre,  $\epsilon_\infty=4.8$  est la permittivité électrique pour une très haute fréquence. Quant à la permittivité statique  $\epsilon_{s0}$ , elle dépend de la salinité et de la température de l'eau. Elle s'écrit :

$$\epsilon_{s0}(T, S) = \epsilon_{s0}(T, 0)a(T, S) \quad (3.3)$$

Cette expression est valable pour une mer de salinité comprise entre 4 et 35 ppm où

$$\epsilon_{s0}(T, 0) = 87.134 - 1.949 \times 10^{-1}T - 1.276 \times 10^{-2}T^2 + 2.491 \times 10^{-4}T^3 \quad (3.4)$$

<sup>1</sup>Correspond à la quantité (en g) de sel pur dissout dans 1 kg de la solution

et

$$a(T, S) = 1.0 + 1.613 \times 10^{-5}TS - 3.656 \times 10^{-3}S + 3.210 \times 10^{-5}S^2 - 4.232 \times 10^{-7}S^3 \quad (3.5)$$

$\tau$  est le temps de relaxation<sup>2</sup>, il est donnée par

$$\tau(T, S) = \tau(T, 0)b(T, S) \quad (3.6)$$

Cette expression est valable pour  $0 \leq S \leq 157ppm$  et pour  $0 \leq T \leq 40^\circ C$  avec

$$2\pi\tau(T, 0) = 1.1109 \times 10^{-10} - 3.824 \times 10^{-12}T + 6.938 \times 10^{-14}T^2 - 5.096 \times 10^{-16}T^3 \quad (3.7)$$

$$b(T, S) = 1.0 + 2.282 \times 10^{-5}TS - 7.638 \times 10^{-4}S - 7.760 \times 10^{-6}S^2 + 1.105 \times 10^{-8}S^3 \quad (3.8)$$

$\sigma$  est la conductivité ionique de l'eau salée exprimée en  $\Omega^{-1}m^{-1}$  et donnée par

$$\sigma(T, S) = \sigma(25, S)e^{-\Pi} \quad (3.9)$$

Cette expression est valable pour  $0 \leq S \leq 40ppm$  avec

$$\sigma(25, S) = S[0.18252 - 1.4619 \times 10^{-3}S + 2.093 \times 10^{-5}S^2 - 1.282 \times 10^{-7}S^3] \quad (3.10)$$

$$\Pi = \Delta[2.033 \times 10^{-2} + 1.266 \times 10^{-4}\Delta + 2.464 \times 10^{-6}\Delta^2 - S(1.849 \times 10^{-5} - 2.551 \times 10^{-7}\Delta + 2.551 \times 10^{-8}\Delta^2)] \quad (3.11)$$

et

$$\Delta = 25 - T \quad (3.12)$$

La figure 3.1 représente la variation de la partie réelle  $\epsilon'_r$  et la partie imaginaire  $\epsilon''_r$  de la constante diélectrique de l'eau de mer en fonction de la fréquence, pour différentes valeurs de température et de salinité.

La partie réelle de la constante diélectrique peut se décomposer en trois domaines en fonction de la fréquence.

- Une partie sensiblement constante correspond à la zone des basses fréquences. Dans cette partie  $\epsilon_r$  est sensiblement égale à la permittivité statique  $\epsilon_{s0}$ .
- Une zone de transition brusque correspondant à la fréquence de coupure de la partie réelle de la constante diélectrique ( $f_c = \frac{1}{2\pi\sqrt{3t_r}}$ ).
- Enfin une zone pouvant être qualifiée de haute fréquence, correspondant sensiblement à la valeur limite de la constante diélectrique ( $\epsilon_{ir}$ ).

Chaque zone possède un comportement différent selon la température. Ainsi, dans la première partie, l'effet de la température est marqué par une translation des courbes vers l'axe des abscisses. Ce comportement s'explique par la prédominance du terme de permittivité statique. Dans la seconde partie, la valeur de la fréquence de coupure se déplace vers les hautes fréquences lorsque la température augmente. Dans la dernière zone, l'influence de la température reste négligeable.

La partie imaginaire de la constante diélectrique présente trois comportements différents en fonction de la fréquence :

---

<sup>2</sup>Signification physique de la constante temps de relaxation : si à un instant  $t=0$ , on crée dans un élément de volume d'un milieu conducteur un excès de charges libres, celui-ci disparaîtra exponentiellement de l'élément de volume considéré avec une constante de temps "temps de relaxation"

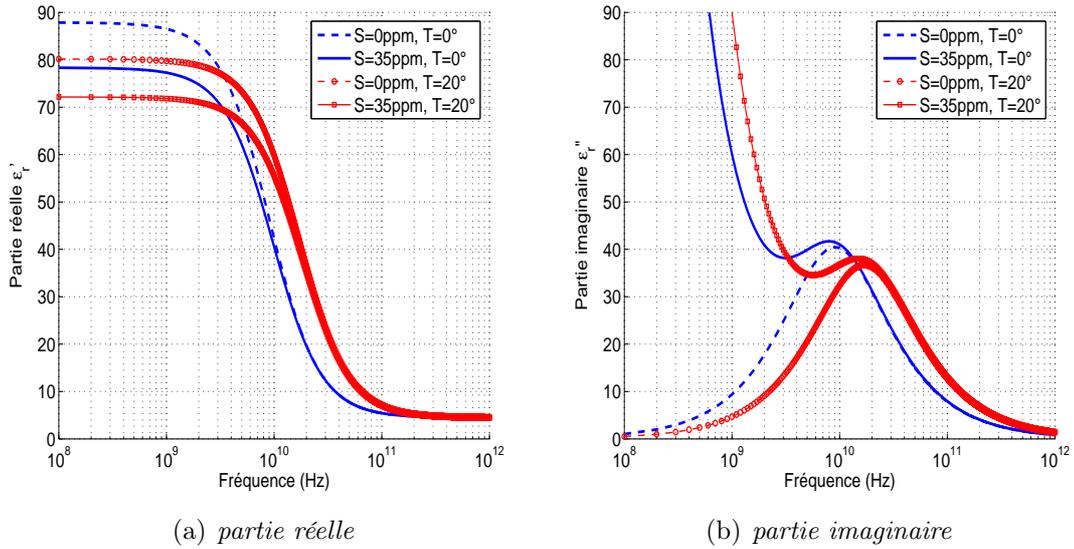


FIG. 3.1 – Comportement de la permittivité électrique de l'eau de mer en fonction de la fréquence : (a) partie réelle, (b) partie imaginaire.

- Une diminution rapide pour des fréquences faibles. Dans ce cas, une augmentation de la température provoque une translation des courbes vers les valeurs plus élevées.
- Une zone de transition avec un maximum relatif dont le comportement est inversement proportionnel à la température (*plus la température est basse, plus ce maximum est élevé*).
- Une diminution de la partie imaginaire pour des fréquences importantes avec un comportement vis-à-vis de la température identique à la première partie.

En ce qui concerne la partie imaginaire, on notera la forte variation en fonction de la salinité dans la bande  $L$ , voir figure 3.2. Ainsi, les signaux du système GPS par exemple pourraient être un indicateur intéressant dans des applications de télédétection pour la prédiction de la salinité de l'eau de mer.

### 3.2.2 Aspect géométrique de la mer

L'état de la mer à un instant donné résulte d'agitations hydrodynamiques, d'amplitude et de direction de propagation différentes, d'origines variées : mer de vent, houle, réaction du fond pour des profondeurs faibles, effet de la côte. Ainsi, la surface de la mer présente un aspect aléatoire qui doit être décrit par une représentation statistique. Elle peut être considérée comme un système aléatoire à quatre dimensions (*trois spatiales et une temporelle  $x, y, z, t$* ), dont l'évolution est essentiellement gouvernée par le vent et la gravité. On distingue généralement deux types de vagues : la mer de vent et la houle. Avant d'aborder la modélisation géométrique statistique de la surface de mer et ses différentes représentations, nous décrivons le mécanisme de génération des vagues, la notion de fetch et enfin la représentation spectrale de la surface de mer.

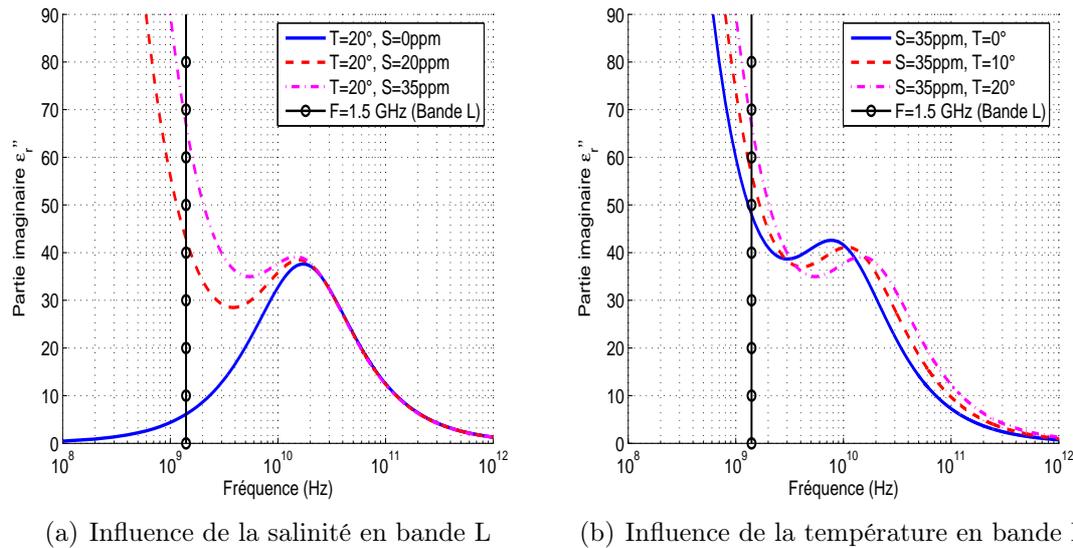


FIG. 3.2 – Comportement de la partie imaginaire de la permittivité en bande L, (a) en fonction de la salinité  $S$  : (b) en fonction de la température  $T$ .

### 3.2.2.1 Génération des vagues

La force du vent est le principal créateur des vagues à la surface de la mer. Les instabilités hydrodynamiques, la turbulence et la non-linéarité des mécanismes occupent une place prépondérante dans cette phase. Ainsi, le degré d'organisation et les caractéristiques du champ de vagues crée par le vent ne dépendent pas exclusivement de la durée d'action du vent, mais aussi de la distance horizontale, appelée *Fetch*<sup>3</sup>[1], le long de laquelle il s'est manifesté.

### 3.2.2.2 Notion de Fetch

Le fetch désigne la distance d'action du vent sur la mer et par extension sa durée d'action [2, 98]. La figure 3.3 représente une illustration graphique de la notion du fetch.

Lorsque le fetch est court, les vagues sont en phase de croissance sous l'action du vent et leurs caractéristiques (amplitude, longueur d'onde) dépendent alors à la fois de la vitesse du vent et du fetch. On parle de mer "jeune". Pour un vent donné, l'amplitude et la longueur d'onde dominante des vagues augmente lorsque le fetch augmente. Inversement, lorsqu'un vent constant a soufflé suffisamment longtemps ou sur une longue distance, leur amplitude et longueur d'onde ne dépendent plus que de la force du vent. On parle alors de mer pleinement développée ou de mer "vieille". On caractérise également "l'âge des vagues" par le rapport entre la vitesse de phase des vagues dominantes et la vitesse du vent. Lorsque ce rapport est petit devant l'unité (vagues jeunes), le bilan d'énergie est dominé par le transfert d'énergie du vent vers les vagues (phase de croissance). Inversement lorsque ce rapport est proche de l'unité (vagues vieilles), l'énergie transférée par le vent est compensée par

<sup>3</sup>L'état de la mer en un point donné ne dépend pas uniquement de la force du vent soufflant localement, mais aussi de la distance appelée *Fetch* sur laquelle le vent agit.

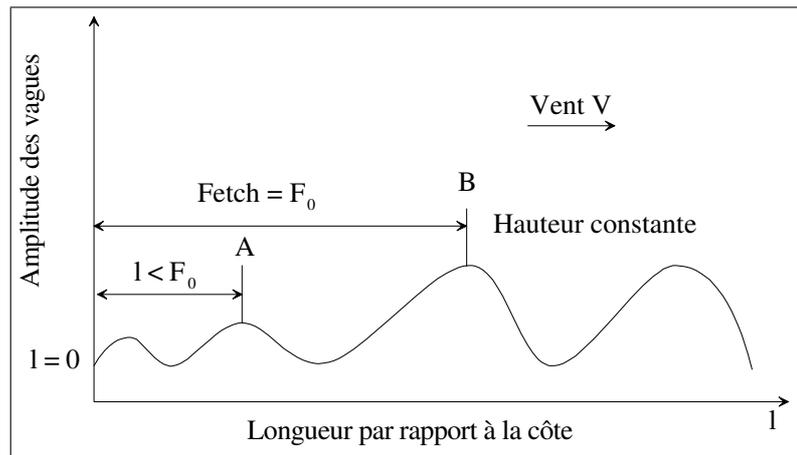


FIG. 3.3 – Illustration du fetch.

la dissipation (déferlement) et l'amplitude des vagues se stabilise.

### 3.2.2.3 Vagues de capillarité et de gravité

On peut distinguer deux catégories de vagues selon leur longueur d'onde : les vagues de capillarité et les vagues de gravité.

- Quand le vent commence à souffler sur une mer calme, des vagues de courte longueur d'onde naissent, appelées également vaguelettes, risées ou vagues de capillarité. La force de restauration de ces vagues est principalement la tension superficielle. la longueur d'onde de ces vagues varie entre quelques millimètres à quelques centimètres.
- Après formation, leur amplitude et leur longueur d'onde vont augmenter par des transferts d'énergie non linéaires et par recouvrement. Ces ondes sont nommées vagues de gravité car elles se propagent à cause de la force de pesanteur. La longueur d'onde des vagues gravitationnelles peut varier d'une dizaine de centimètres à quelques dizaines de mètres.

### 3.2.2.4 Houle théorique

La houle est simplement une vague bien formée qui a quitté sa zone de génération. Les vagues de houle sont en conséquence plutôt régulières, d'amplitude et de période sensiblement constantes [99]. En outre, leur période est toujours plus grande que celle de la mer du vent.

### 3.2.2.5 Mer du vent

La mer du vent est définie comme l'ensemble des vagues levées par le vent dans leur aire de genèse. Elle est constituée de la combinaison d'un ensemble d'ondulations de toutes longueurs d'onde qui se chevauchent (figure 3.4). Les vagues de la mer du vent sont dites à courte crête [99]. Quand un vent constant souffle sur la mer pendant un temps suffisamment long, un régime d'équilibre est atteint, caractérisé par :

- par la présence de vagues de toute longueur d’onde inférieure à un seuil qui dépend de la vitesse du vent,
- par des directions de propagation qui se répartissent en première approximation sur un secteur de  $180^\circ$  autour de la direction du vent.

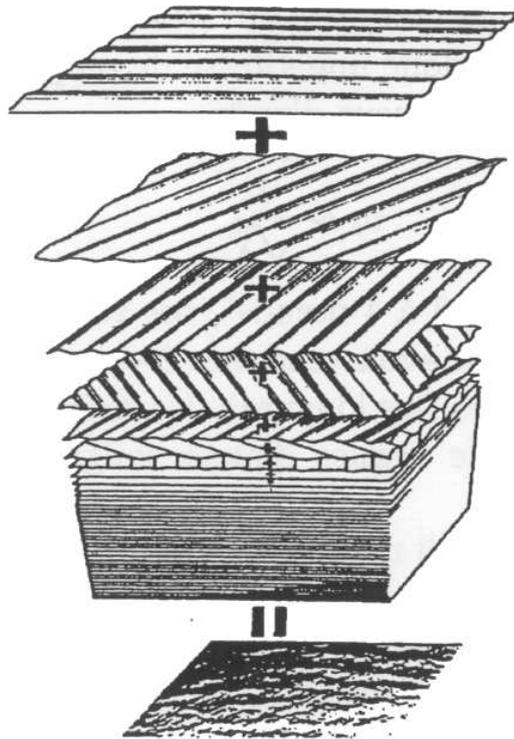


FIG. 3.4 – Formation de la mer du vent (extrait de [1]).

Elle est décrite par la répartition spectro-angulaire de l’énergie des vagues. Le paragraphe suivant sera consacré à la représentation statistique géométrique de la surface de la mer.

### 3.2.3 Modélisation géométrique de la mer

Vu son état chaotique, la mer est difficile à décrire d’une manière déterministe. C’est dans cet esprit que la modélisation géométrique statistique apparaît comme une nécessité. Pour cette modélisation géométrique, deux points de vue ont été utilisés : la représentation *spectrale* ou *spectro-angulaire* et la *distribution des pentes*. Ces deux types de représentation feront l’objet du paragraphe suivant.

#### 3.2.3.1 Représentation spectro-angulaire de la surface

Pour modéliser géométriquement la surface de la mer et trouver une expression du spectre de cette surface on peut utiliser la relation exprimant la conservation de l’action en fonction des trois principales sources d’énergie [100] :

- l’énergie apportée du vent vers les vagues

- l'énergie de la dissipation par viscosité ou à cause du déferlement des grandes vagues
- l'énergie qui correspond à l'interaction non linéaire des vagues.

Nous simplifions notre propos en ne considérant que l'agitation résultant du vent après que l'état de la mer ait atteint son régime d'équilibre et admettons que cette agitation se comporte comme une variable aléatoire gaussienne, la mer du vent est alors définie par son spectre, fonction qui décrit la répartition fréquentielle et directionnelle de l'énergie dissipée par le vent sur la mer.

**Définition** La hauteur de la surface de mer est donnée par une fonction  $z(x, y)$ , de moyenne nulle

$$\langle z(x, y) \rangle = 0. \quad (3.13)$$

On associe à  $z(x, y)$  sa transformée de Fourier bidimensionnelle :

$$\hat{Z}(K_x, K_y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} z(x, y) e^{-j(K_x x + K_y y)} dx dy \quad (3.14)$$

et

$$z(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{Z}(K_x, K_y) e^{j(K_x x + K_y y)} dK_x dK_y \quad (3.15)$$

Avec  $K = (K_x, K_y)$  est le nombre d'onde spatial. Ainsi, on définit le spectre de mer par la fonction  $W(K_x, K_y)$ , la transformée de Fourier de la fonction de corrélation  $\rho(u, v)$  de la surface de la mer :

$$W(K_x, K_y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \rho(u, v) e^{-j(K_x u + K_y v)} du dv \quad (3.16)$$

avec

$$\langle z(x, y) \cdot z(x', y') \rangle = \sigma^2 \rho(u, v) \quad \text{et} \quad \begin{cases} u = x - x' \\ v = y - y' \end{cases}$$

$\sigma^2 = \langle z^2(x, y) \rangle$  est la variance des hauteurs de la surface

On définit en général le spectre de mer en coordonnées polaires  $W(K, \phi)$  plutôt qu'en coordonnées cartésiennes,  $\phi$  désignant la direction de propagation de la composante de nombre d'onde  $K$  par rapport à la direction du vent (voir figure 3.5), il suffit pour cela d'effectuer un changement de variable dans l'expression :

$$\rho(u, v) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} W(K_x, K_y) e^{j(K_x u + K_y v)} dK_x dK_y \quad (3.17)$$

avec

$$K_x = K \cos \phi ; \quad K_y = K \sin \phi ; \quad dK_x dK_y = K dK d\phi$$

alors l'expression précédente devient :

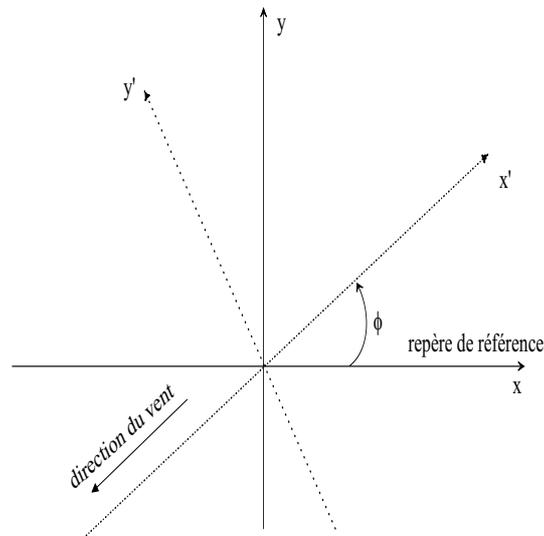


FIG. 3.5 – Repère de référence et celui lié à la direction du vent.

$$\rho(u, v) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} W(K \cos \phi, K \sin \phi) e^{jK(u \cos \phi + v \sin \phi)} K dK d\phi \quad (3.18)$$

ce qui est équivalent à l'écriture suivante :

$$\rho(u, v) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{jKx} \underbrace{W(K, \phi) K}_{S(K, \phi)} dK d\phi \quad (3.19)$$

Il est commode et le plus souvent justifié de décomposer le spectre d'énergie  $S(K, \phi)$  ou  $S(w, \phi)$ , où  $w$  et  $K$  sont liés simplement par la relation de dispersion [101], en une partie non directionnelle  $S(K)$  et une partie directionnelle  $f(K, \phi)$ .

**Expression analytique du spectre** Souvent dans la littérature l'expression analytique du spectre s'écrit sous la forme suivante [2, 102] :

$$S(K, \phi) = S(K) \times f(K, \phi) \quad (3.20)$$

où  $f(K, \phi)$  est normalisée de la manière suivante :

$$\int_0^{2\pi} f(K, \phi) d\phi = 1 \quad (3.21)$$

La fonction de répartition angulaire  $f(K, \phi)$  permet de décrire la distribution de l'énergie du vent, selon une direction fixée. Cette fonction de répartition angulaire peut être développée en série de Fourier :

$$f(K, \phi) = \sum_{n=0}^{+\infty} a_n \cos(n\phi) + b_n \sin(n\phi) \quad (3.22)$$

Comme la surface est supposée symétrique par rapport à la direction du vent, alors  $f(K, \phi)$  doit être paire par rapport à  $\phi$ . Les coefficients  $b_n$  dans l'équation précédente sont alors tous nuls. D'un autre côté, comme la fonction de corrélation de la surface de la mer est paire  $C(\mathbf{r}) = C(-\mathbf{r})$ , le spectre de mer, qui est la transformée de Fourier de cette fonction de corrélation, est également paire, cela veut dire que  $f(K, \phi) = f(K, \phi + \pi)$ . Par conséquent, le développement en série de Fourier précédent doit être fonction des termes d'ordre pair en  $n$ . Selon le modèle d'Elfouhaily [2], la fonction  $f(K, \phi)$  est alors donnée par la relation suivante obtenue en tronquant la série de Fourier à  $n=2$  :

$$f(K, \phi) = \frac{1}{2\pi} (1 + \Delta(K) \cos(2\phi)) \quad (3.23)$$

La fonction  $\Delta(K)$  matérialise l'asymétrie du spectre entre la direction ( $\phi = 0$ ) et la direction transversale ( $\phi = \pi/2$ ), ceci peut être déduit de la relation suivante :

$$\Delta(K) = \frac{W(K, 0) - W(K, \frac{\pi}{2})}{W(K, 0) + W(K, \frac{\pi}{2})} \quad (3.24)$$

Remarques :

- Dans la suite de notre étude les trois directions de propagation des vagues associés aux valeurs  $\phi = 0$ ,  $\phi = \pi/2$ , et  $\phi = \pi$  seront appelées respectivement : les directions "upwind", "crosswind", et "downwind". L'origine de cette appellation n'est pas liée aux directions de propagation des vagues elles même mais aux directions de visée de l'antenne du Radar (à l'émission et à la réception).
- On avait précédemment introduit la variable  $K = 2\pi/\lambda$ , nombre d'onde de l'onde électromagnétique homogène à des  $rad \cdot m^{-1}$ . Il faut distinguer cette grandeur de celle introduite en (3.15) dans l'expression de la transformée de Fourier ; cette dernière représente les abscisses du spectre des hauteurs de la surface et est aussi homogène à des  $m^{-1}$ . Le schéma 3.6 illustre cette différence.

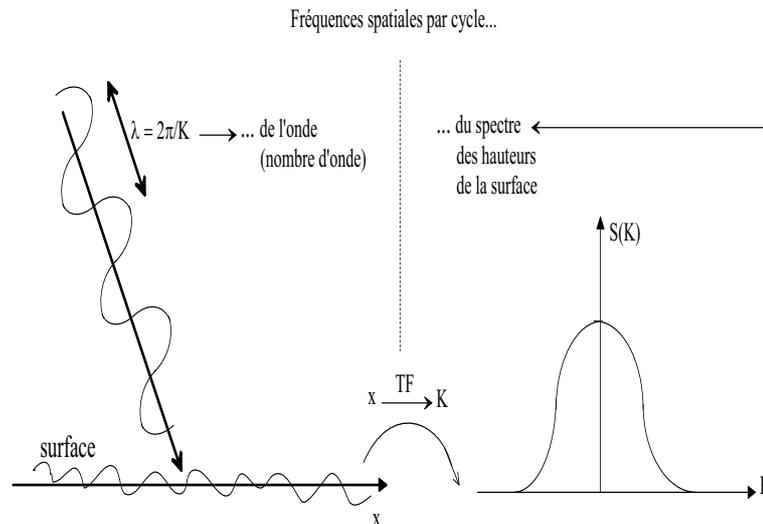


FIG. 3.6 – Fréquences spatiales de l'onde électromagnétique et du spectre la surface.

### 3.2.3.2 Distribution des pentes

Pour une surface océanique, la structure des vagues de gravité module les attitudes des facettes de la structure grande échelle. Ainsi ces vagues de gravité seront repérées par la distribution des pentes.

Dans ce paragraphe deux lois de distribution des pentes sont présentées : la distribution Gaussienne et la distribution de Cox & Munk.

**Distribution de Gauss** La distribution Gaussienne est définie par deux paramètres  $\sigma_u^2$  et  $\sigma_c^2$  qui sont les variances des pentes de la surface privée des vagues de capillarité (l'atténuation des vagues de capillarité se fait par le versement de l'huile sur la surface, ce phénomène s'appelle : oil slicks), respectivement dans la direction du vent et la direction travers au vent. Ces deux paramètres ont été établis par Cox & Munk [20] à partir des mesures photographiques du scintillement du soleil sur la mer. Ainsi une expression analytique (3.25) a été proposée, elle est donnée par [4] :

$$Pr(Z_x, Z_y) = \frac{1}{2\pi\sigma_u\sigma_c} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{Z_x^2}{\sigma_u^2} + \frac{Z_y^2}{\sigma_c^2}\right)} \quad (3.25)$$

avec

$$\begin{cases} \sigma_u^2 = 0,005 + 0,78 \cdot 10^{-3} U_{12,5} \\ \sigma_c^2 = 0,003 + 0,84 \cdot 10^{-3} U_{12,5} \end{cases} \quad (3.26)$$

$U_{12,5}(m/s)$  étant la vitesse du vent à l'altitude de 12.5 mètres.

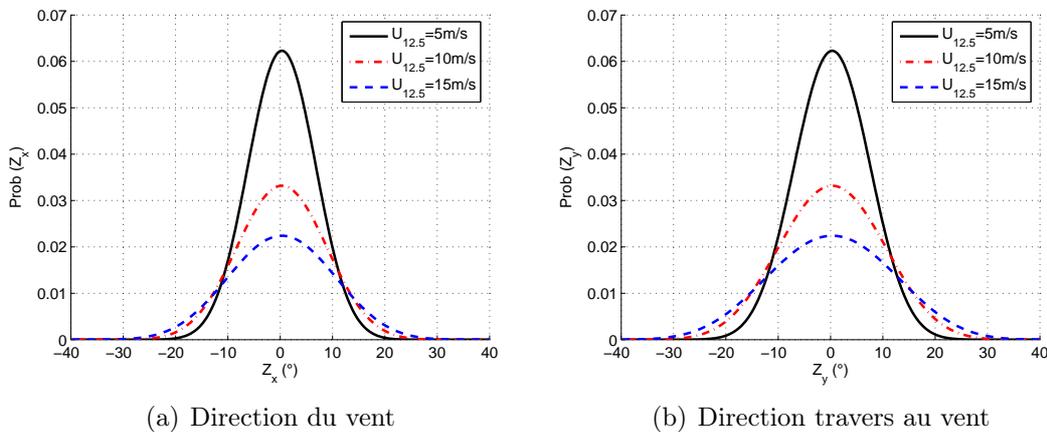


FIG. 3.7 – Distribution des pentes Gaussienne.

Les figures-3.7a et-3.7b illustrent le comportement de la loi de distribution Gaussienne vis à vis de la vitesse du vent  $U_{12,5}(m/s)$  et ceci pour les directions face au vent et travers au vent.

On remarque que cette distribution est plus focalisée au centre pour une direction face au vent que pour une direction travers au vent. On peut noter aussi qu'elle est symétrique dans les deux cas indépendamment de la vitesse du vent. Ce qui ne correspond pas au phénomène réel où on doit avoir une dissymétrie pour la direction face au vent. Le phénomène a été considéré dans les travaux de Cox & Munk [20, 4].

**Distribution de Cox & Munk** Cox & Munk ont proposé un modèle plus complexe pour traduire la dissymétrie des pentes. La distribution proposée est donnée par [4] :

$$P(Z_x, Z_y) = \frac{F(Z_x, Z_y)}{2\pi\sigma_u\sigma_c} \exp\left(-\frac{1}{2}\left[\frac{Z_x^2}{\sigma_u^2} + \frac{Z_y^2}{\sigma_c^2}\right]\right) \quad (3.27)$$

avec

$$F(Z_x, Z_y) = 1 - \frac{C_{21}}{2} \left[\frac{Z_y^2}{\sigma_c^2} - 1\right] \frac{Z_x}{\sigma_u} - \frac{C_{03}}{6} \left[\frac{Z_x^3}{\sigma_u^3} - 3\frac{Z_x}{\sigma_u}\right] + \dots$$

$$\dots + \frac{C_{40}}{24} \left[\frac{Z_y^4}{\sigma_c^4} - 6\frac{Z_y^2}{\sigma_c^2} + 3\right] + \frac{C_{22}}{4} \left[\frac{Z_y^2}{\sigma_c^2} - 1\right] \left[\frac{Z_x^2}{\sigma_u^2} - 1\right] + \frac{C_{04}}{24} \left[\frac{Z_x^4}{\sigma_u^4} - 6\frac{Z_x^2}{\sigma_u^2} + 3\right]$$

$C_{40}$ ,  $C_{22}$ ,  $C_{04}$ ,  $C_{21}$ , et  $C_{03}$  sont des coefficients dépendant de la vitesse du vent  $U_{12,5}$  donnée à une altitude de 12,5m

$$C_{21} = 0,01 - 0,0086.U_{12,5}; \quad C_{03} = 0,04 - 0,033.U_{12,5}$$

$$C_{40} = 0,4; \quad C_{22} = 0,12 \text{ et } C_{04} = 0,23$$

$Z_x$  est la pente dans la direction du vent et  $Z_y$  est la pente dans la direction travers au vent.

Pour identifier les différents paramètres figurant dans l'équation analytique (3.27), Cox & Munk ont effectué des mesures optiques sur deux types de surface :

- SSM  $\equiv$  "Slick Sea Model", obtenu à partir de mesures sur une mer recouverte d'un film d'huile pour éliminer l'effet des vagues de capillarité,

$$\begin{cases} \sigma_u^2 = 0,005 + 0,78 \times 10^{-3}u_{12,5} \\ \sigma_c^2 = 0,003 + 0,84 \times 10^{-3}u_{12,5} \end{cases} \quad (3.28)$$

- CSM  $\equiv$  "Clean Sea Model", obtenu d'après une mer "propre" :

$$\begin{cases} \sigma_u^2 = 3,16 \times 10^{-3}u_{12,5} \\ \sigma_c^2 = 0,003 + 1,92 \times 10^{-3}u_{12,5} \end{cases} \quad (3.29)$$

Une telle distribution paraît plus vraisemblable du fait qu'elle met en évidence la dissymétrie des pentes par rapport à la direction du vent : les pentes dans la direction "dos au vent" sont en moyenne plus fortes que dans la direction "face au vent".

Les figures-3.8a et-3.8b représentent la distribution des pentes dans la direction du vent ("upwind") et dans la direction transverse ("crosswind") pour les valeurs de la vitesse du vent 5, 10 et 15 m/s. Les courbes appropriées de ces deux figures montrent clairement la dissymétrie des pentes par rapport à l'axe du vent. Ainsi, cette distribution de Cox & Munk sera retenue par la suite pour modéliser le régime de gravité lors de l'évaluation des coefficients de diffusion de la mer avec les deux modèles KA-GO et TSM (chapitre 4). Par contre, avec les deux modèles SPM et SSA seule la représentation spectrale est demandée pour cette évaluation. Par la suite, nous présentons plusieurs modèles spectraux existants en particulier celui d'Elfouhaily [2], principalement adopté dans notre étude. Cela fera l'objet du paragraphe suivant.

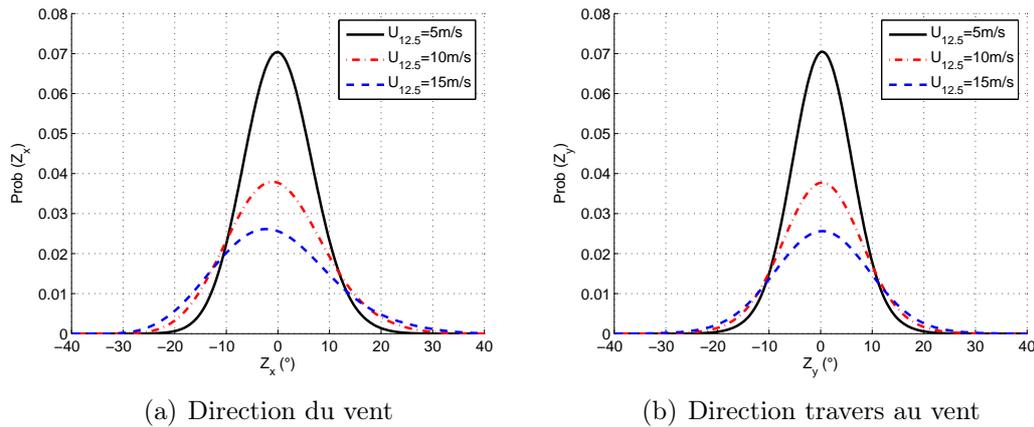


FIG. 3.8 – Distribution des pentes de Cox et Munk pour différentes valeurs du vent de friction.

### 3.3 Modèles de spectre de mer

Dans les années 70, ont commencé les développements théoriques sur les spectres de mer, afin d'estimer les coefficients de rétrodiffusion d'une surface océanique, dans les bandes de fréquence L et Ku, c'est-à-dire entre 2 et 18 GHz. Après la modélisation classique standard par le spectre Gaussien, le spectre de Pierson [103] est l'un des premiers spectres apparus dans la littérature, notamment pour décrire les deux régimes de capillarité et de gravité. JONSWAP [104] propose une modification de ce spectre en introduisant l'effet du Fetch. Le spectre de Apel est une synthèse des travaux effectués dans les années 1980-1990. Plus récemment Elfouhaily [2] a proposé un spectre en incluant des critères physiques. Ce dernier modèle sera adopté dans l'étude du phénomène de la diffusion par la surface de la mer. L'analyse du comportement de ces modèles spectraux est abordée dans les paragraphes suivants.

#### 3.3.1 Modèle Gaussien

Il s'agit du spectre le plus souvent utilisé dans la littérature pour caractériser une surface aléatoire. Sa fonction de densité de probabilité s'écrit sous la forme suivante :

$$Pr(z) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{z^2}{2\sigma^2}} \quad (3.30)$$

où  $\sigma$  est l'écart type des hauteurs et  $\sigma^2$  désigne la variance. Ainsi la fonction d'autocorrélation du spectre gaussien s'écrit [105] :

$$\rho(R) = e^{-R^2/L^2} \quad (3.31)$$

$L$  désigne la longueur de corrélation. Le spectre est obtenu à partir de la transformée de Fourier de  $\rho(R)$ , son expression s'écrit comme suit :

$$W(K) = \frac{L^2}{2} e^{-\frac{L^2}{4} K^2} \quad (3.32)$$

où  $K$  est la fréquence spatiale dans le cas monodimensionnel. D'après la formule de normalisation du spectre

$$S(K) = K\sigma^2 W(K),$$

$$S(K) = \frac{L^2\sigma^2 K}{2} e^{-\frac{L^2}{4}K^2} \quad (3.33)$$

Cette expression peut être adaptée au cas bidimensionnel, il suffit de remplacer  $K$  par son expression en fonction de  $K_x$  et  $K_y$  ce qui revient à écrire :

$$S(K_x, K_y) = \frac{L^2\sigma^2 \sqrt{K_x^2 + K_y^2}}{2} e^{-\frac{L^2}{4}(K_x^2 + K_y^2)} \quad (3.34)$$

La figure 3.9 illustre le comportement du spectre Gaussien  $S(K)$  suivant la variation de la longueur de corrélation  $L$  et pour différentes valeurs de l'écart type  $\sigma$ .

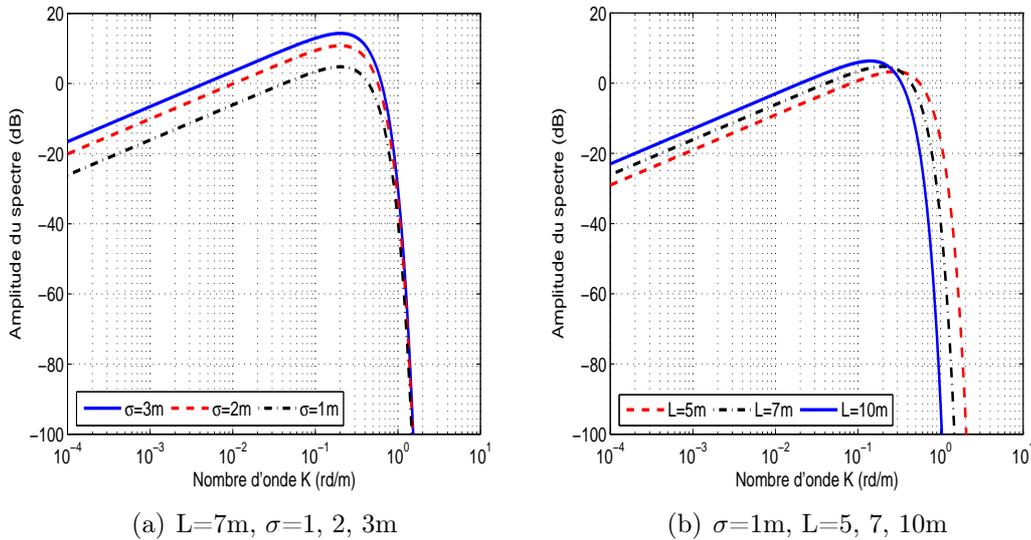


FIG. 3.9 – Comportement du spectre Gaussien  $S(K)$  pour différentes valeurs de  $L$  et  $\sigma$ .

D'après la figure 3.9 nous notons que la variance favorise le déplacement horizontal du spectre de surface (suivant la fréquence spatiale) alors que la distance de corrélation  $L$  présente un effet direct sur l'amplitude du spectre.

Le modèle Gaussien décrit une configuration aléatoire de la surface diffusante. Pour le définir il suffit de préciser la variance ainsi que la longueur de corrélation. Toutefois ces paramètres sont insuffisants pour décrire la réalité des surfaces maritimes qui dépendent essentiellement de la force et la direction du vent, d'où la nécessité des modèles plus réalistes.

### 3.3.2 Spectre de Pierson-Moskowitz

Le spectre de Pierson-Moskowitz [3, 84] est l'un des premiers spectres apparus dans la littérature notamment pour décrire le régime de capillarité. De nos jours,

la partie décrivant la zone de gravité reste quasiment invariante, par contre il a beaucoup évolué dans la zone de capillarité. L'expression analytique du spectre en cinq intervalles suivant les valeurs de  $K$  (nombre d'onde spatial).

$$S(K) = S_i(K) \quad K_{i-1} < K \leq K_i \quad rad/cm \quad (3.35)$$

avec

$$S_1(K) = \frac{4,05 \times 10^{-3}}{K^3} e^{-\frac{0,74g^2}{K^2 u_{19}^4}} \quad 0 < K \leq K_1 = \frac{K_2 u_m^2}{v_f^2} \quad (3.36a)$$

$$S_2(K) = \frac{4,05 \times 10^{-3}}{K_1^{\frac{1}{2}} K^{\frac{5}{2}}} \quad K_1 < K \leq K_2 = 0,359 \quad (3.36b)$$

$$S_3(K) = S_4(K_3) \left(\frac{K}{K_3}\right)^q \quad K_2 < K \leq K_3 = 0,942 \quad (3.36c)$$

$$S_4(K) = 0,875(2\pi)^{p-1} g^{\frac{1-p}{2}} \frac{(1 + \frac{3K^2}{K_m^2})}{[K(1 + \frac{K^2}{K_m^2})]^{\frac{p+1}{2}}} \quad K_3 < K \leq K_4 \quad (3.36d)$$

$$S_5(K) = 1,473 \times 10^{-4} v_f^3 \frac{K_m^6}{K^9} \quad K_4 < K \quad (3.36e)$$

où

$$k_m = 3,63 \quad p = 5 - \log v_f \quad u_m = 12cm/s \quad q = \frac{\log[S_2(K_2)/S_4(K_3)]}{\log(K_2/K_3)} \quad (3.36f)$$

$S_1$ ,  $S_2$  et  $S_3$  décrivent les vagues à grande longueur d'onde, dites aussi vagues de gravité alors que  $S_4$  et  $S_5$  décrivent les vagues de capillarité (vagues à petites échelles).

A noter que la valeur de  $K_4$  est calculée numériquement par la relation  $S_4(K_4) = S_5(K_4)$ ,  $u_{19}$  est la vitesse du vent à une altitude de 19 mètres de la surface de la mer et  $v_f$  est la vitesse de friction du vent <sup>4</sup>.

Le vent  $u_z$  à une altitude  $z$  s'exprime en fonction du vent de friction par la relation

$$\begin{cases} u_z = u_f(z)/0.4 \ln(z/z_0) \\ z_0 = 0.684/u_f(z) + 4.28 \times 10^{-5} u_f^2(z) - 4.43 \times 10^{-2} \\ u_z \text{ en cm/s, } z \text{ et } z_0 \text{ en cm/s} \end{cases} \quad (3.37)$$

Le fait de tenir compte du vent dans son comportement donne beaucoup plus de crédibilité à ce spectre par rapport à celui du modèle gaussien. Mais la détermination de la valeur limite  $K_4$  entre les deux régimes ne peut pas être effectuée d'une façon générale. Le choix de ce dernier paramètre, qui dépend de la vitesse du vent, peut engendrer une discontinuité entre  $S_4$  et  $S_5$ , ce qui ne correspond pas au phénomène réel. Il est important de noter que Fung [103] a proposé d'utiliser ce spectre tout en le divisant en deux intervalles seulement. Afin de remédier à ce problème, Elfouhaily *et al* [2] propose un raccordement plus élégant des deux parties du spectre. Le paragraphe suivant est dédié à la présentation de ce spectre.

---

<sup>4</sup>vitesse de friction est la vitesse limite du vent à la surface de la mer

### 3.3.3 Spectre d'Elfouhaily

Le spectre d'Elfouhaily [2], établi en 1997, est une synthèse de l'ensemble des travaux effectués depuis 1970 sur le comportement des océans. Il est élaboré à partir de faits expérimentaux et théoriques que Pierson n'avait pas pris en compte, comme par exemple le modèle des pentes de Cox et Munk [4]. De plus le fetch apparaît explicitement. Du même type que dans l'équation (3.20), son expression analytique bidirectionnelle est définie comme le produit d'une partie isotrope  $S(K)$  par une fonction de répartition angulaire  $f(K, \phi)$

$$S(K, \phi) = S(K)f(K, \phi) \quad (3.38)$$

La partie isotrope du spectre d'Elfouhaily est définie comme la somme de deux termes, l'un représente le régime capillaire et l'autre celui du régime de gravité. Son expression analytique est donnée par (3.39) [2].

$$S(K) = K^{-3}[B_L(K) + B_H(K)] \quad (3.39)$$

où  $B_L$  et  $B_H$  sont respectivement la contribution des vagues basse fréquence (vagues de gravité) et celles de haute fréquence (vagues de capillarité).

$$B_L(K) = \alpha_p F_p c(K_p)/2c(K) \quad (3.40)$$

Les paramètres dans (3.40) dépendent de  $U_{10}$ , la vitesse du vent à une altitude de 10m de la surface, et  $\Omega \approx c(K_p)/2c(K)$  l'inverse de l'âge de la vague où  $c(K)$  est la vitesse de phase et  $K_p$  est le nombre d'onde pour la valeur maximale du spectre.

$$\alpha_p = 0.006\Omega^{1/2} \quad K_p = g \Omega^2/U_{10}^2 \quad c(K) = [g(1 + K^2/K_m^2)/K]^{1/2} \quad (3.41)$$

avec  $g = 9.81m/s^2$ .

$$\Omega = 0.84 \tanh [(X/X_0)^{0.4}]^{-0.75} \quad \text{avec} \quad X_0 = 2.2 \times 10^4 \quad (3.42)$$

où  $X$  désigne le fetch du vent exprimé en  $m$ . Pour une mer développée la valeur du fetch est relativement grande. Avec  $K_m = 370m^{-1}$ , la fonction  $F_p$  dans (3.40) est donnée par :

$$F_p = \gamma^\Gamma \exp[-5(K_p/K)^2/4] \exp\{-\Omega[(K/K_p)^{1/2} - 1]/\sqrt{10}\} \quad (3.43)$$

où

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

$$\Gamma = \exp\{-[(K/K_p)^{1/2} - 1]^2/2\partial^2\} \quad \partial = 0.08(1 + 4/\Omega^3)$$

La contribution dans (3.39) des vagues de capillarité est :

$$B_H(K) = \alpha_m F_m c(K_m)/2c(K) \quad (3.44)$$

où

$$\alpha_m = 0.01 \begin{cases} 1 + \ln[v_f/c(K_m)] & v_f \leq c(K_m) \\ 1 + 3\ln[v_f/c(K_m)] & v_f > c(K_m) \end{cases}$$

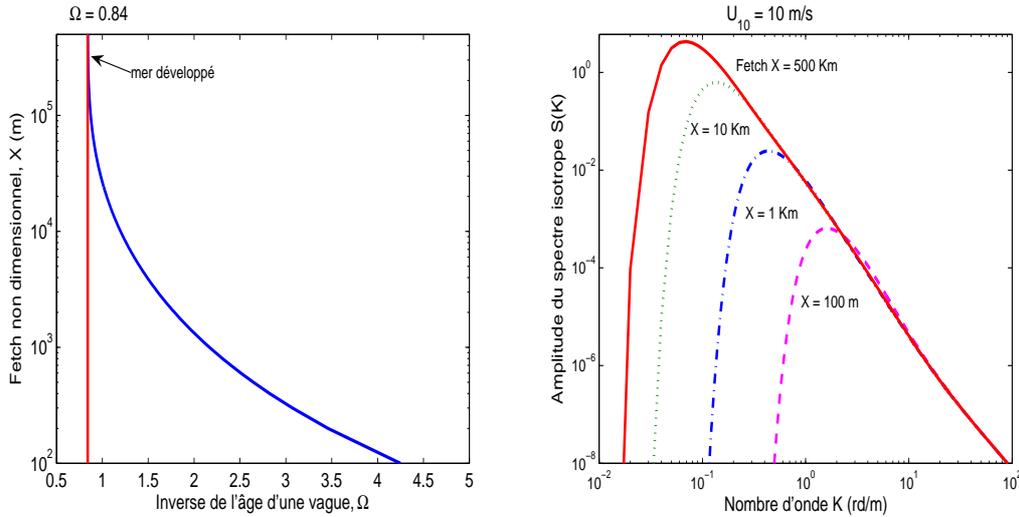
La vitesse de friction  $v_f$  est donnée par la relation [2] :

$$v_f = C_{10}^{1/2} U_{10} \text{ avec } C_{10} = (0.8 + 0.065 U_{10}) \times 10^{-3}$$

où  $U_{10}$  et  $v_f$  sont exprimées en  $m s^{-1}$ . Enfin

$$F_m = \exp[-(1 - K/K_m)^2/4] \exp[-5(K_p/K)^2/4] \quad (3.45)$$

La variation du fetch en fonction de  $\Omega$  est illustrée par la figure 3.10(a).  $\Omega$  varie inversement proportionnellement à la valeur du fetch. Pour un fetch élevé la valeur correspondante atteint sa limite qui vaut  $\Omega = 0.84$ .



(a) Variations du fechth en fonction de  $\Omega$  (b) Variations du spectre pour différentes valeurs du fetch

FIG. 3.10 – Variations du spectre d’Elfouhaily en fonction du nombre d’onde pour différentes valeurs du fetch avec  $U_{10} = 10m/s$ .

La figure 3.10(b) montre la variation de l’amplitude du spectre en fonction du nombre d’onde  $K$  pour différentes valeurs du fetch  $X = \{0.1, 1, 10, 500\}$  Km, et pour une vitesse du vent de  $10m/s$ . On constate que lorsque le fetch diminue, le maximum se déplace vers des nombres d’ondes plus élevés, c’est-à-dire vers les courtes longueurs d’onde correspondant au régime de capillarité. En revanche pour un fetch élevé, le spectre est beaucoup plus énergétique car le régime de gravité est complètement développé. Dans la suite de notre étude, lors du traitement du problème de diffusion par la surface océanique, seul le cas d’une mer développée est traité ;  $\Omega = 0.84$ .

La figure 3.11(a) illustre le comportement du spectre monodirectionnel d’Elfouhaily en fonction du nombre d’onde pour trois valeurs de vitesse du vent  $U_{10} = \{5, 10, 15\}m/s$ . On observe que toutes les courbes passent par un maximum pour un nombre d’onde  $K_p$  correspondant à une vitesse de phase  $c(K_p)$  :

$$K_p = g \Omega^2 / U_{10}^2 = 0.705 \frac{g}{U_{10}^2} \quad \text{et} \quad c(K_p) = 1.1904 \times U_{10} \quad (3.46)$$

Lorsque la vitesse de phase est inférieure à la vitesse du vent, les vagues sont fortement travaillées par le vent, d’où une augmentation de leur énergie. D’une manière similaire les variations du spectre de courbure correspondant sont représentées

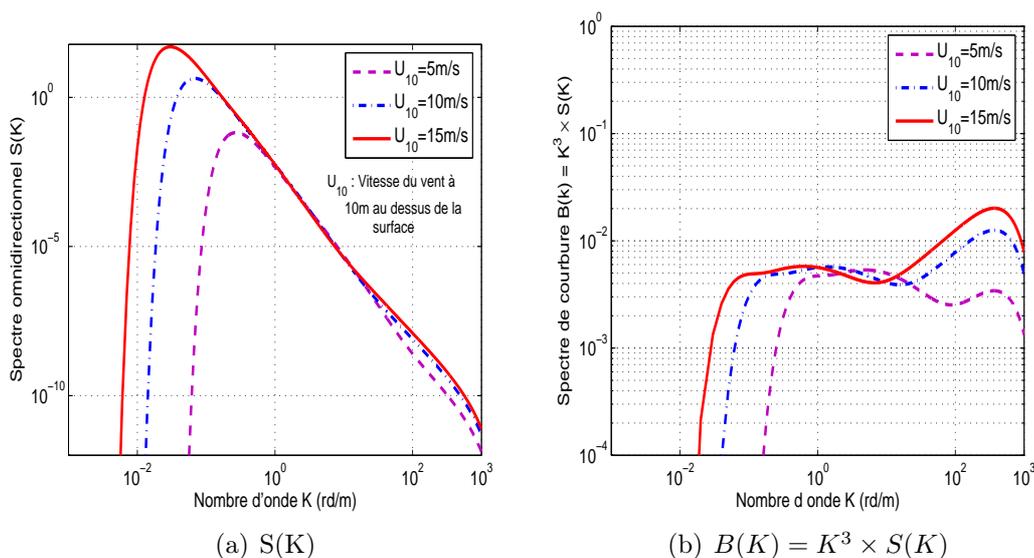


FIG. 3.11 – Comportement du spectre monodirectionnel d'Elfouhaily en (a), et celui du spectre de courbure correspondant en (b).

dans le cas (b) de la figure 3.11. Dans ce cas, on constate que les grandeurs des axes d'abscisse  $K$  et du niveau d'amplitude ne sont pas du même ordre que dans le cas (a). Cette différence nous donne une idée à propos de la valeur du nombre d'onde  $K$  significatif dans le calcul de la variance des hauteurs (qui dépend du spectre seulement  $S(K)$ ) et la variance des pentes (qui dépend du spectre  $S(K)$  multipliées par  $K^2$ ). En effet cette remarque sera précisée dans le paragraphe suivant.

### 3.3.4 Comparaison des spectres isotropes

L'objet de ce paragraphe est de comparer les parties isotropes des deux spectres : Pierson-Moskowitz et Elfouhaily. Cette comparaison est menée pour une vitesse de  $10 \text{ m/s}$ . En plus du spectre Gaussien, les courbes obtenues sont représentées par la figure 3.12.

La figure 3.12 montre que le spectre Gaussien a une forme particulière par rapport aux deux autres spectres. En effet pour le régime capillaire, la simulation illustre une décroissance rapide du spectre Gaussien par rapport aux spectres d'Elfouhaily et de Pierson-Moskowitz. Pour la partie basse fréquence (vagues de gravité) le modèle Gaussien varie peu par rapport aux deux autres représentations.

Quant à la différence entre le spectre d'Elfouhaily et celui de Pierson-Moskowitz, elle est faible mais non négligeable. Elle peut atteindre 4 dB au niveau des vagues de gravité selon la force du vent. La différence est plus importante au niveau du régime capillaire.

Physiquement l'intégration du spectre selon le nombre d'onde  $K$  entre zéro et l'infinie est égale à la variance des hauteurs, dont la contribution provient essentiellement du régime de gravité. En revanche la variance des pentes est obtenue en multipliant le spectre par le nombre d'onde élevé au carré  $K^2$ , et par conséquent le régime de capillarité n'est plus négligeable. Cette contribution importante des vagues de capillarité est illustrée sur la figure 3.3.4 avec les deux spectres de

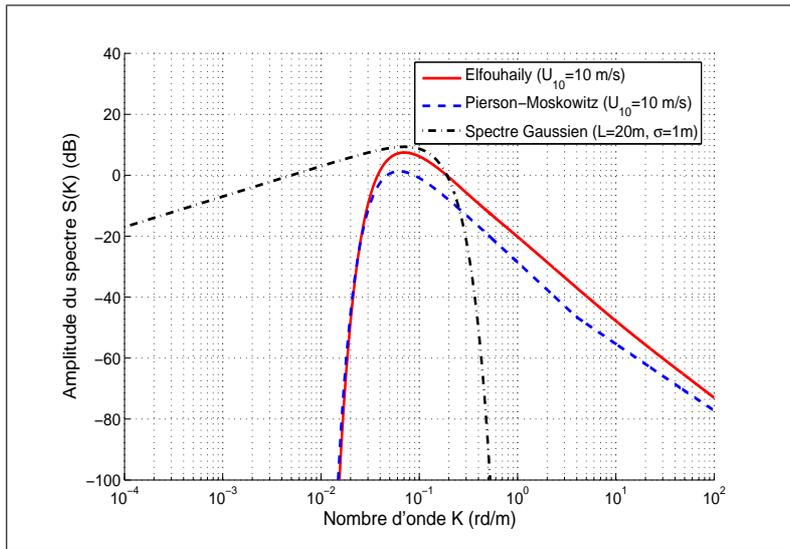


FIG. 3.12 – Comparaison des trois spectres de surface pour une vitesse de 10 m/s.

Pierson-Moskowitz et celui d’Elfouhaily.

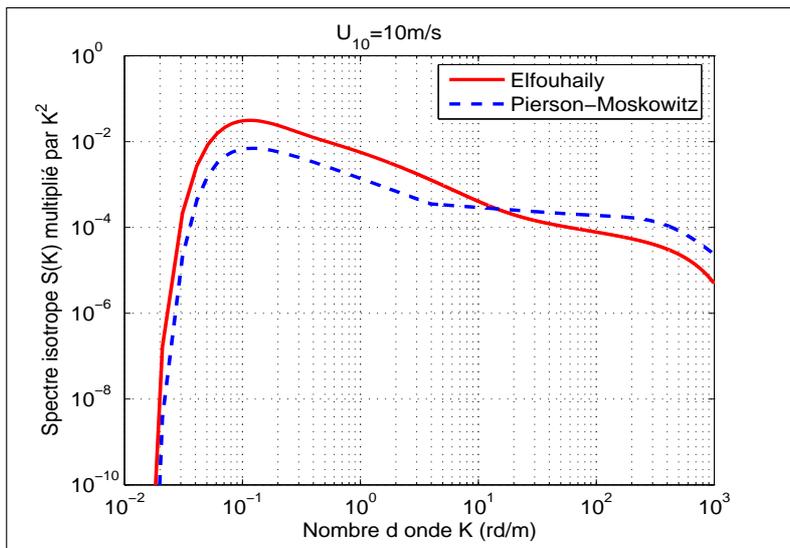


FIG. 3.13 – Variations des spectres multipliés par  $K^2$  en fonction du nombre d’onde, pour une vitesse du vent =10m/s.

Pour mettre en évidence le choix du modèle d’Elfouhaily dans la suite de notre étude, on représente sur la figure 3.14 la variance des pentes calculée avec les deux modèles et les résultats obtenus avec le modèle de Cox et Munk [4]. Le calcul de la variance est réalisé en intégrant le nombre d’onde de 0 à 2000 rd/m, valeur nominale de la convergence des valeurs de la variance des pentes.

Les courbes de la figure 3.14 montrent que le modèle de Pierson-Moskowitz n’estime pas correctement la variance des pentes en particulier pour des vitesses du vent élevées. Par contre les résultats d’Elfouhaily sont plus en accord avec ceux du modèle de Cox et Munk ce qui lui accorde plus de crédibilité. Par la suite, le modèle d’Elfouhaily est retenu pour traité le problème de diffusion par la surface maritime

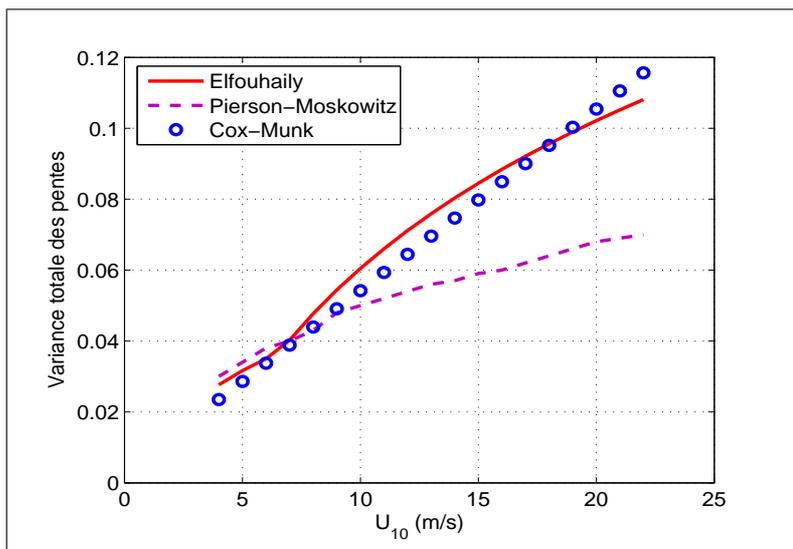


FIG. 3.14 – Variations totales des pentes, selon Elfouhaily [2], Pierson [3] et Cox et Munk [4], en fonction de la vitesse du vent.

en utilisant le modèle SSA. Pour avoir une description spectrale complète, le spectre est modulé par sa fonction angulaire introduite dans le paragraphe suivant.

### 3.3.5 Fonctions angulaires

Les spectres décrits dans cette section, donnent une description monodirectionnelle de la propagation des vagues. En fait chaque raie du spectre se propage dans un faisceau de direction  $\phi \in [-\pi, \pi]$  par rapport à la direction du vent, rendant le spectre bidimensionnel  $S(K, \phi)$  :

$$S(K, \phi) = S(K) \times f(K, \phi) \quad (3.47)$$

où  $f(K, \phi)$  est la fonction de répartition angulaire qui permet de décrire la distribution de l'énergie du vent, qui a une direction fixe, sur toutes les directions de propagation des vagues.

La parité du spectre impose une répartition angulaire donnée sous la forme suivante [2] :

$$f(K, \phi) = \frac{1}{2\pi} (1 + \Delta(K) \cos(2\phi)) \quad (3.48)$$

où  $\Delta(K)$  est précisée selon différents modèles.

#### 3.3.5.1 Formulations existantes de la fonction angulaire

Les premières fonctions angulaires développées dans les années 1970, ne respectent pas toujours la formulation (3.48). Le terme  $\Delta(K)$  figurant dans (3.48) est donné par différents auteurs. Au départ, Pierson-Moskowitz [84] donne la valeur unité au terme  $\Delta_p(K) = 1$ , ce qui revient à dire que ce terme est indépendant du nombre d'onde  $K$ . Fung [103] utilise ce terme en lui associant un lien avec le nombre d'onde  $K$ .

$$\Delta_F(K) = a_1(1 - e^{-bK^2}) \quad (3.49)$$

où

$$a_1 = \frac{(1 - R)/(1 + R)}{\pi(1 - B)}, \quad R = \frac{0.003 + 1.92 \times 10^{-3}U_{12.5}}{3.16 \times 10^{-3}U_{12.5}},$$

$U_{12.5}$  est la vitesse du vent à une hauteur de 12.5m de la surface de la mer.

$$B = (1/\sigma^2) \int_0^\infty K^2 S(K) e^{-bK^2} \quad \text{et} \quad b \approx 1.5 [cm^2]$$

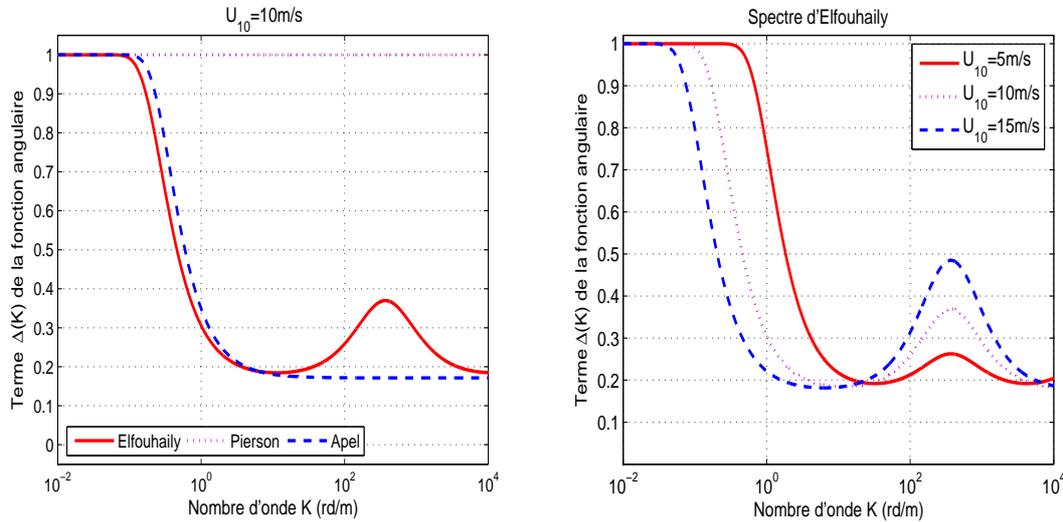
Par la suite Apel [26] a proposé une formule plus réduite pour ce terme afin de déterminer la fonction de répartition angulaire.

$$\Delta_A(K) = \tanh \left[ 0.173 + 6.168 \left( \frac{K}{K_p} \right)^{-1.3} \right] \quad (3.50)$$

S'inspirant du modèle d'Apel et aussi d'autres considérations dans les années 80, Elfouhaily donne à ce terme la forme suivante :

$$\Delta_E(K) = \tanh \left\{ a_0 + a_p \left( \frac{C(K)}{C(K_p)} \right)^{2.5} + a_m \left( \frac{C(K_m)}{C(K)} \right)^{2.5} \right\} \quad (3.51)$$

$$\text{avec} \quad \begin{cases} a_0 = 0,173 & a_p = 4 \\ a_m = 0,13 \frac{v_f}{C(K_m)} \end{cases}$$



(a) Comparaison des modèles

(b)  $\Delta_E(K)$  d'Elfouhaily en fonction du vent

FIG. 3.15 – Variations des termes  $\{\Delta_E(K), \Delta_P(K), \Delta_A(K)\}$  de la fonction angulaire du nombre d'onde, pour une vitesse du vent  $U_{10}=10\text{m/s}$  (a), Comparaison de  $\Delta_E(K)$  d'Elfouhaily pour trois vitesses du vent  $\{5,10,15\}$  m/s (b).

La figure 3.15(a) montre que la fonction de Apel est décroissante, et est supérieure à celle d'Elfouhaily en régime de gravité, tandis que dans la zone de capillarité, le terme d'Elfouhaily passe par un maximum correspondant à la valeur du

nombre d'onde où la vitesse de phase est égale à la vitesse de groupe. Quant à la figure 3.15(b), elle illustre la variation du terme  $\Delta_E(K)$  d'Elfouhaily en fonction du nombre d'onde pour différentes vitesses du vent. Ainsi la figure 3.15 montre que les vagues de gravité deviennent de plus en plus directionnelles quand la vitesse du vent augmente. En fait, dans le régime des vagues de capillarité l'effet contraire a lieu.

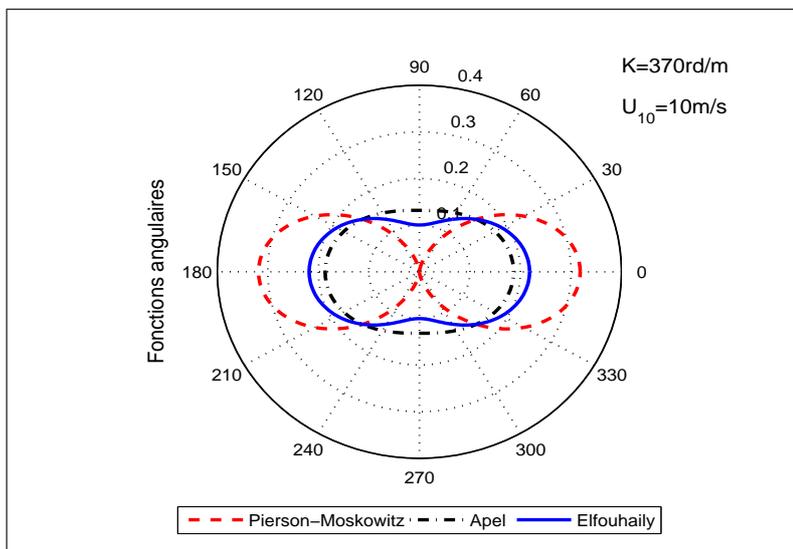


FIG. 3.16 – Comparaison des fonctions angulaires de Pierson, Apel et Elfouhaily pour un nombre d'onde égal  $370rd/m$  et une vitesse du vent  $U_{10}=10m/s$ .

La figure 3.16 représente une comparaison entre les fonctions angulaires de trois modèles : Pierson, Apel et Elfouhaily pour une vitesse du vent  $U_{10} = 10m/s$  et un nombre d'onde  $K = 370rd/m$  (régime capillaire). La comparaison de ces trois fonctions angulaires montre que tous les modèles répondent à la condition de centrosymétrie, le modèle de Apel et celui d'Elfouhaily présentent une bonne similitude ce qui n'est pas le cas pour le modèle de Pierson-Moskowitz. Nous constatons que le désaccord du dernier modèle avec les deux autres a lieu à la fois dans la direction du vent et celle travers au vent.

Comme dans cette étude on se focalise sur l'utilisation du modèle spectral d'Elfouhaily, on présente dans la figure 3.17 l'influence de la vitesse du vent sur la fonction angulaire de ce spectre dans les deux régimes de capillarité (cas a) et de gravité (cas b). La figure 3.17(a) montre la forte dépendance des vagues de capillarité avec la vitesse et la direction du vent. D'un autre côté les courbes quasi confondues dans la figure 3.17(b) montrent que pour un nombre d'onde suffisamment faible ( $K=10rd/m$ ), l'influence de la variation du vent est négligeable sur la distribution angulaire des vagues de gravité. Le spectre d'Elfouhaily sera utilisé dans la suite de cette étude, pourtant d'après la littérature sa fonction angulaire présente une anomalie [106]. Pour remédier à ce problème quelques suggestions d'amélioration sont proposées. Dans le paragraphe suivant cette modification sera analysée ainsi que les influences sur les paramètres appropriés notamment la fonction d'autocorrélation de la surface de la mer.

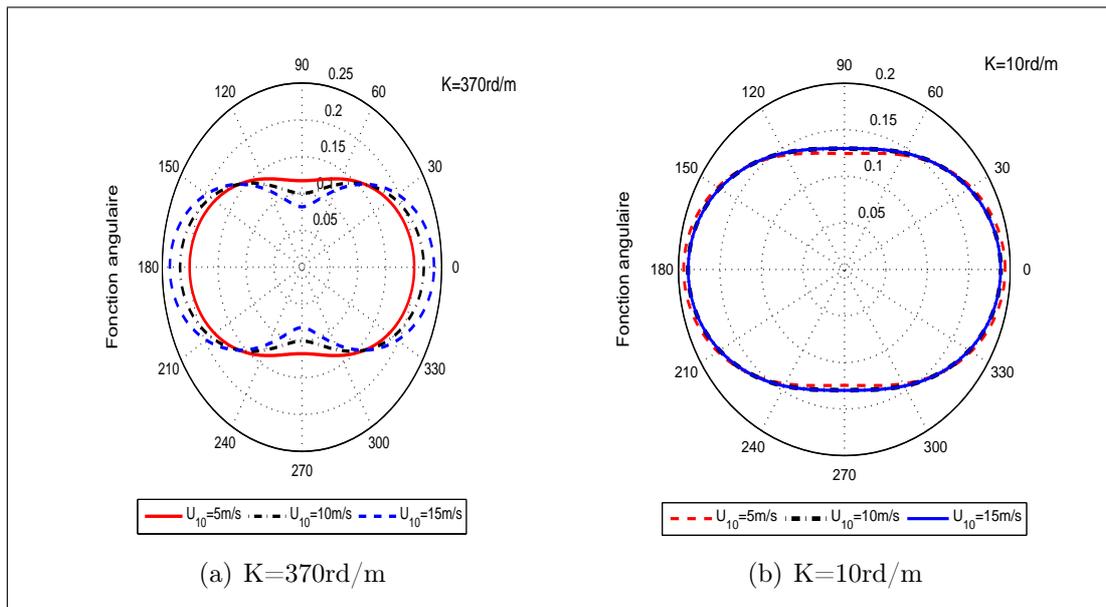


FIG. 3.17 – Variations de la fonction angulaire d’Elfouhaily pour trois vitesses du vent {5,10,15}m/s : (a) régime de capillarité, (b) régime de gravité.

### 3.3.5.2 Modification de la partie angulaire du spectre d’Elfouhaily

Les données radars sont un moyen permettant de vérifier la représentation spectrale de la mer [6, 106]. Quant au spectre monodirectionnel d’Elfouhaily, il donne des résultats en accord avec les données radars publiées dans la littérature [6] dans le cas d’une mer isotrope. Pour le cas d’une mer directionnelle les résultats de la diffusion des signaux radars obtenus en utilisant le spectre d’Elfouhaily divergent des données expérimentales [17] et notamment dans le cas de diffusion dans la direction travers au vent (direction crosswind). Cela revient à dire que la fonction de répartition angulaire d’Elfouhaily nécessite un ajustement.

Pour pallier à ce problème, Voronovich propose dans [106] la multiplication du terme  $\Delta(K)$  de la fonction angulaire de l’équation (3.50) par un facteur correctif :

$$\Delta_V(K) \rightarrow \Delta(K) \times \left[ 1 + h_2 + (h_1 - h_2) \left( \frac{1}{2} - \frac{1}{\pi} \tan^{-1} \frac{K - K_0}{\delta K} \right) \right] \quad (3.52)$$

où  $h_1$ ,  $h_2$ ,  $K_0$  et  $\delta K$  sont des paramètres déterminés à l’aide d’un ajustement à partir des tests expérimentaux. Cette proposition nécessite d’évaluer ces paramètres pour chaque état de la mer donc pour chaque vitesse du vent. Il est donc plus judicieux de trouver une modification théorique plus générale et compatible avec tous les états de mer.

Dans le même contexte, une autre suggestion a été proposée par McDaniel dans [6], elle consiste à remplacer la fonction angulaire du spectre d’Elfouhaily par celle de Banner [21] avec quelques modifications. Ainsi, l’expression générale de la fonction angulaire proposée par McDaniel est définie sous la forme suivante [6] :

$$f(K, \phi) = \frac{f_N}{2} [\operatorname{sech}^2(\beta\phi) + \operatorname{sech}^2(\beta|\phi \pm \pi|) + 2\alpha_2(K)\cos(2\phi)] \quad (3.53)$$

La forme désirée pour les nombres d'onde élevés est :

$$f(K, \phi) = [1 + 2\alpha_2(K)\cos(2\phi)]/2\pi \quad (3.54)$$

où  $\alpha_2(K)$  est donné par :

$$\alpha_2(K) = \{1 - \exp[-U_{10}(K/K_T)^2]\} \times \{0.4 - 0.2\tanh[0.1(U_{10} - U_T)]\} \quad (3.55)$$

où  $K_T = 349m^{-1}$ ,  $U_T = 27.91 - 0.0218K$  et  $U_{10}$  and  $U_T$  exprimé en  $m s^{-1}$ .  
avec

$$\beta = \begin{cases} 2.28(K/K_p)^{-0.65} & K < 2.56K_p \\ \exp[-(K/100)^2] \times \exp[-0.921 + 1.114(K/K_p)^{-0.567}] & K \geq 2.56K_p \end{cases} \quad (3.56)$$

et

$$f_N(K) = \begin{cases} 0.5\beta/\tanh(\beta\pi) & K \leq 60m^{-1} \\ 1/2\pi & K \geq 60m^{-1} \end{cases} \quad (3.57)$$

Afin de quantifier l'effet de cette modification, nous effectuons une comparaison entre les deux modèles : le modèle d'Elfouhaily et le modèle modifié. Cette analyse est faite sur le terme  $\Delta(K)$  dans un premier temps ensuite sur la fonction angulaire appropriée  $f(K, \phi)$  de chaque modèle. La figure 3.18 montre que les trois modèles sont

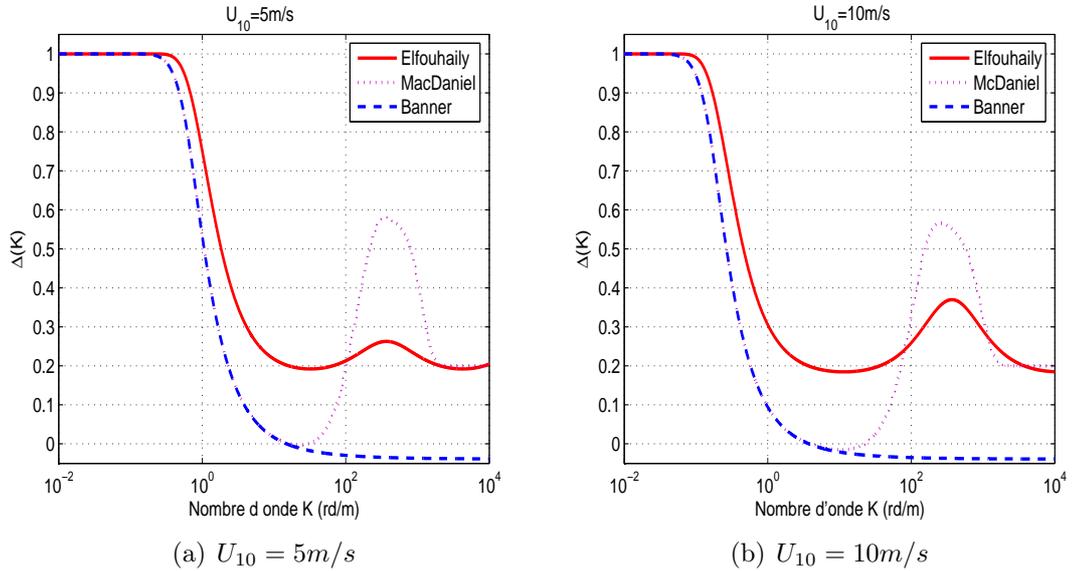


FIG. 3.18 – Comparaison de la variation du terme  $\Delta(K)$  en fonction du nombre d'onde avec les modèles d'Elfouhaily, MacDaniel et Banner pour deux vitesses du vent : (a)  $U_{10} = 5m/s$  , (b)  $U_{10} = 10m/s$ .

fortement directionnels pour  $K_p$ , nombre d'onde à la valeur maximale du spectre. Dans le cas (a)  $K_p = 0.2768$  et dans le cas (b)  $K_p = 6.92 \times 10^{-2}$ . La modification suggérée par MacDaniel signifie fondamentalement l'obtention d'un spectre beaucoup plus isotrope pour les grandes vagues et un spectre plus directionnel pour des courtes vagues.

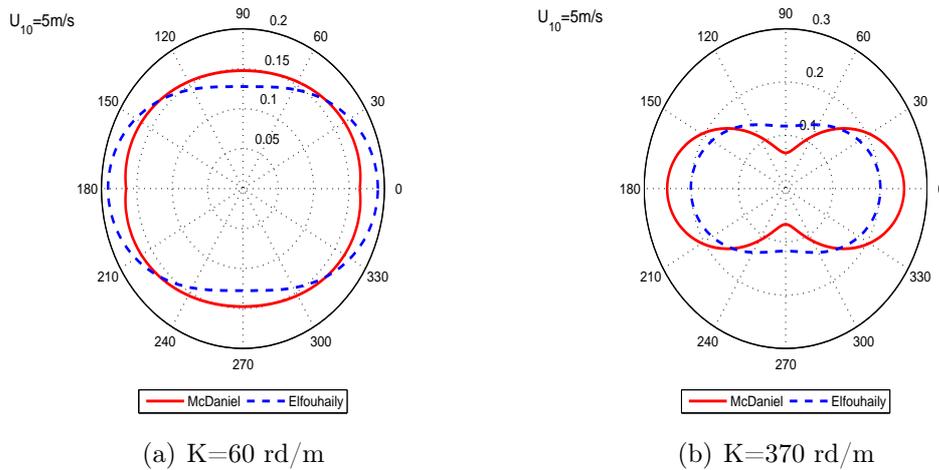


FIG. 3.19 – Comparaison entre la fonction angulaire de McDaniel et celle d’Elfouhaily dans les deux régimes : (a) régime de gravité, (b) régime de capillarité.

L’analyse de la figure 3.19 relève deux remarques. D’abord, la fonction angulaire d’Elfouhaily est supérieure à celle de McDaniel dans la direction travers au vent (crosswind) dans le régime des vagues de capillarité cas(b). On peut dire donc que la fonction angulaire d’Elfouhaily surestime la densité spectrale dans ce cas. Cette constatation est similaire à celle observée dans [106]. Ensuite on peut noter que le modèle d’Elfouhaily favorise plus l’alignement des vagues de capillarité dans la direction du vent (upwind). Par contre, dans le régime proche des vagues de gravité (cas (a)), on constate le comportement inverse. Toutefois, la différence est moins importante entre les deux résultats par rapport à ceux de régime capillaire (cas (b)).

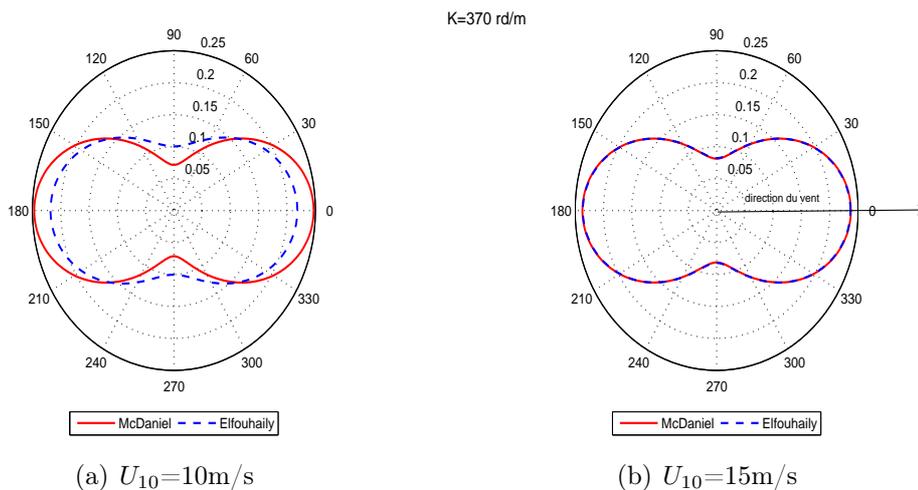


FIG. 3.20 – Comparaison des fonctions angulaires calculées avec les deux modèles pour des vitesses du vent relativement élevées, (a) 10 m/s, (b) 15m/s.

La figure 3.20 montre une comparaison des fonctions angulaires calculées avec les deux spectres pour des vitesses du vent relativement élevées  $U_{10} = 10$  et  $15 \text{ m/s}$ .

En examinant les courbes de la figure 3.20, on peut constater que la différence entre la fonction angulaire des deux spectres diminue quand la vitesse du vent augmente. Pour une vitesse du vent de 15 m/s (figure 3.20-b), les fonctions angulaires des deux modèles sont complètement confondues.

Dans notre étude du phénomène de la diffusion électromagnétique par la surface maritime, le spectre d'Elfouhaily sera utilisé dans les simulations ainsi que sa version modifiée proposée par McDaniel. La comparaison entre les résultats des coefficients de diffusion obtenus à l'aide de ces deux spectres sera effectuée dans le cas monostatique ainsi que dans le cas bistatique [107].

### 3.3.6 Les modèles numériques du spectre de mer

En dehors des modèles de spectres empiriques, ou semi empiriques étudiés précédemment, il existe des modèles numériques qui déterminent le spectre de mer par résolution numérique de l'équation de conservation [108], reliée aux trois principales sources d'énergie, dans tout le domaine des longueurs d'ondes. Les trois types de sources d'énergie vérifient la relation de conservation dans (3.58).

$$S_{nl} + S_{diss} + S_w = 0 \quad (3.58)$$

où

1.  $S_w$  est l'énergie apportée du vent vers les vagues,
2.  $S_{diss}$  est la dissipation par viscosité ou à cause de déferlement des grandes vagues,
3.  $S_{nl}$  correspond à l'interaction non linéaire entre les vagues.

Dans le contexte d'étude spectrale, on peut consulter le travail effectué dans [108], pour obtenir une vue détaillée sur les modèles numériques des spectres de mer.

L'approche probabiliste permet de caractériser la mer soit par son spectre soit par sa fonction d'autocorrélation. Il y a une dualité entre ces deux fonctions à travers une transformée de Fourier. En outre, le calcul des coefficients de diffusion en utilisant le modèle SSA (équation 2.84, chapitre 2) nécessite l'évaluation de la fonction d'autocorrélation de la surface diffusante (surface de mer dans notre cas d'étude). Pour cela, nous allons modéliser et analyser cette fonction utilisée dans les résultats numériques présentés dans le chapitre 4). Cette modélisation fera l'objet du paragraphe suivant.

## 3.4 Fonction d'autocorrélation

Le but de ce paragraphe est de modéliser la fonction d'autocorrélation spatiale des hauteurs (utile dans le modèle SSA). Cette modélisation tient compte des propriétés générales des spectres [37]. Nous simulons cette fonction en utilisant la description spectrale d'Elfouhaily [2], ainsi qu'avec la version modifiée du spectre introduite dans le paragraphe précédent. Les résultats de simulations de cette fonction obtenus avec les deux versions du spectre sont présentés et analysés.

### 3.4.1 Fonction d'autocorrélation spatiale

L'état de la mer en un point  $\mathbf{r}(x, y)$  est le résultat de la superposition d'ondes planes indépendantes, qui se traduit mathématiquement par [109] :

$$z(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \{a(\mathbf{K})e^{j[\mathbf{K}\cdot\mathbf{r}-\omega(K)t]} + a^*(\mathbf{K})e^{-j[\mathbf{K}\cdot\mathbf{r}-\omega(K)t]}\} d\mathbf{K} \quad (3.59)$$

où  $\omega$  est la pulsation angulaire,  $\mathbf{K}$  est le vecteur d'onde et  $a(\mathbf{K})$  l'amplitude aléatoire complexe de l'onde. Le repère est choisi de telle manière que  $\langle z(\mathbf{r}, t) \rangle = 0$ , où  $\langle \rangle$  est l'opérateur moyenne. De plus  $a^*(\mathbf{K}) = a(\mathbf{K})$  car la fonction  $z(\mathbf{r}, t)$  doit être réelle. L'amplitude  $a(\mathbf{K})$  s'exprime en fonction du spectre  $W(\mathbf{K})$  par :

$$W(\mathbf{K}) = \langle |a(\mathbf{K})|^2 \rangle = W(-\mathbf{K}) \quad (3.60)$$

La fonction d'autocorrélation  $C$  s'écrit donc :

$$C(\mathbf{R}, \tau) = \langle z(\mathbf{r}, t)z(\mathbf{r}', t') \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} W(\mathbf{K}) \cos[\mathbf{K}(\omega)\mathbf{R} - w\tau] d\mathbf{K} \quad (3.61)$$

avec  $\mathbf{R} = \mathbf{r}' - \mathbf{r}$  car le processus est stationnaire dans l'espace, et  $\tau = t' - t$  car il est également stationnaire dans le temps. En posant (voir figure 3.21)

$$\mathbf{R} = \|\mathbf{R}\| \cdot \hat{\mathbf{d}} = R \cdot (\hat{\mathbf{x}} \cos \psi + \hat{\mathbf{y}} \sin \psi); \quad \mathbf{K} = \|\mathbf{K}\| \cdot \hat{\mathbf{s}} = K \cdot (\hat{\mathbf{x}} \cos \phi + \hat{\mathbf{y}} \sin \phi) \quad (3.62)$$

où  $\hat{\mathbf{d}}$  est le vecteur unitaire de  $\mathbf{R}$  dans la direction d'observation  $\psi$  par rapport à

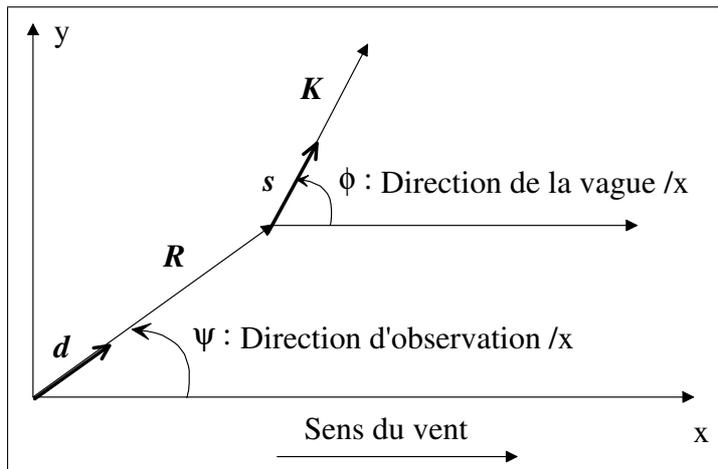


FIG. 3.21 – Illustration des vecteurs d'onde spatiales en coordonnées polaires.

$\hat{\mathbf{s}}$  est le vecteur unitaire de  $\mathbf{K}$  dans la direction d'observation  $\phi$  par rapport à  $x$ . Le sens du vent est suivant l'axe des  $x$ . En coordonnées polaires la fonction d'autocorrélation s'écrit donc [26] :

$$C(R, \psi, \tau) = \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} S(K, \phi) \cos[KR \cos(\phi - \psi) - \omega\tau] d\phi dK \quad (3.63)$$

La fonction d'autocorrélation spatiale ( $\tau = 0$ ) en coordonnées cartésiennes, est obtenue à partir de la composante réelle de la transformée inverse de Fourier du spectre :

$$C(R_x, R_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{S(K_x, K_y)}{\sqrt{K_x^2 + K_y^2}} \cos(K_x R_x + K_y R_y) dK_x dK_y = \Re \left\{ TF^{-1} \frac{S(K_x, K_y)}{\sqrt{K_x^2 + K_y^2}} \right\} \quad (3.64)$$

avec  $K_x = K \cos \phi$  et  $K_y = K \sin \phi$

### 3.4.2 Fonction d'autocorrélation spatiale des hauteurs

En substituant l'expression explicite de la fonction angulaire 3.48 dans 3.38, selon le modèle spectral d'Elfouhaily le spectre de mer  $S(K, \phi)$  s'écrit [2] :

$$S(K, \phi) = \frac{1}{2\pi} S(K) (1 + \Delta(K) \cos(2\phi)) \quad (3.65)$$

où  $S(K)$  représente la partie isotrope du spectre et  $\phi$  la direction de la vague par rapport au vent. D'après la relation 3.63 la fonction d'autocorrélation s'écrit donc :

$$C(R, \psi, \tau) = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} S(K) [1 + \Delta(K) \cos(2\phi)] \cos[KR \cos(\phi - \psi) - \omega\tau] d\phi dK \quad (3.66)$$

La fonction d'autocorrélation spatiale des hauteurs  $C(R, \psi)$  est obtenue pour  $\tau = 0$  soit :

$$C(R, \psi) = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} S(K) [1 + \Delta(K) \cos(2\phi)] \cos[KR \cos(\phi - \psi)] d\phi dK \quad (3.67)$$

La modélisation de  $C(R, \psi)$  est complexe, si la double intégrale est calculée numériquement en coordonnées cartésiennes  $\{K_x = K \cos \phi, K_y = K \sin \phi\}$  (relation 3.64) par un algorithme de transformée de Fourier. En effet le résultat dépend de deux paramètres  $\{R_x = R \cos \psi, R_y = R \sin \psi\}$ . Afin de réduire le nombre de paramètres, l'intégration angulaire est réalisée analytiquement.

### 3.4.3 Calcul analytique de l'intégration angulaire

D'après Abramowitz [91] (relation 9.1.44) :

$$\cos(x \cos \alpha) = J_0(x) + 2 \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^m J_{2m}(x) \cos(2m\alpha) \quad (3.68)$$

où  $J_{2m}$  est la fonction de Bessel d'ordre  $2m$  de première espèce. Nous montrons que :

$$\int_0^{2\pi} \cos[x \cos(\phi - \psi)] \cdot \cos(a\phi) = \begin{cases} 0 & a \text{ impair} \\ (-1)^p \times 2\pi J_a(x) \cos(a\psi) & a = 2p \text{ pair} \end{cases} \quad (3.69)$$

En utilisant l'équation 3.69, la fonction d'autocorrélation spatiale s'écrit après l'intégration angulaire [90, 106] sous la forme suivante :

$$C(R, \psi) = C_0(R) - \cos(2\psi) \times C_2(R) \quad \text{avec} \quad \begin{cases} C_0(R) = \int_0^{\infty} S(K) J_0(RK) dK \\ C_2(R) = \int_0^{\infty} S(K) J_2(RK) \Delta(K) dK \end{cases} \quad (3.70)$$

Physiquement le terme  $C_0$  représente la partie isotrope, tandis que  $C_2$  est la partie anisotrope.

### 3.4.4 Intégration numérique en nombre d'onde

La complexité analytique des spectres implique que la détermination de l'intégration en nombre d'onde  $K$  est numérique, entre zéro et l'infinie. Il est donc nécessaire de déterminer les bornes d'intégration pour lesquelles le terme sous l'intégrale peut être négligé. Seulement l'étude du spectre  $S(K)$  permet de déterminer ces bornes d'intégration, car le terme  $\Delta(K)$  est compris entre zéro et l'unité. Les valeurs  $K_1$  et  $K_2$  correspondant aux abscisses respectives à gauche et à droite du passage choisi à un seuil déterminé du maximum du spectre d'Elfouhaily.

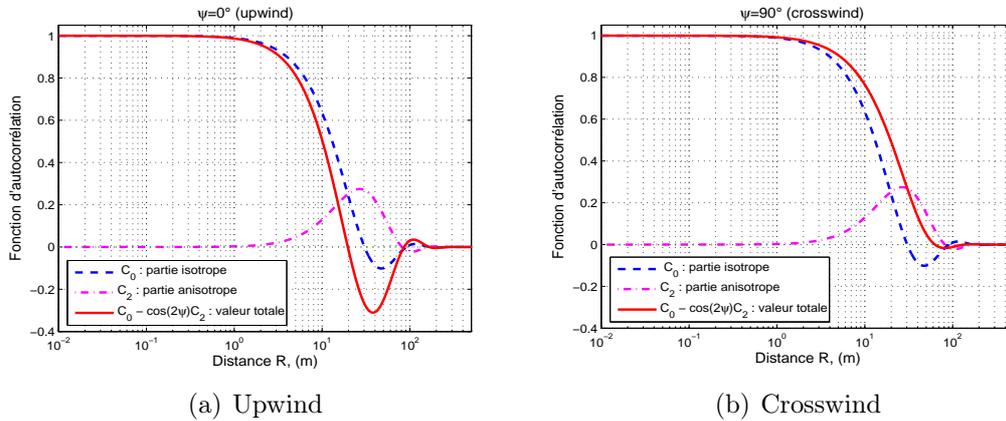


FIG. 3.22 – Variations des termes  $\{C_0(R), C_2(R)\}$  et la fonction d'autocorrélation  $C(R, \psi)$  calculés en utilisant le spectre d'Elfouhaily en fonction de la distance  $R$  pour une vitesse du vent de 10m/s, (a) upwind et (b) crosswind.

La figure 3.22 montre les variations de  $C_0(R)$ ,  $C_2(R)$  et  $C(R, \psi)$  en fonction de la distance  $R$  dans la direction upwind (cas a) et dans la direction crosswind (cas b). Le spectre d'Elfouhaily est utilisé dans le calcul de ces grandeurs, la vitesse du vent est fixée à 10 m/s. Nous constatons la présence d'une partie négative dans la fonction d'autocorrélation qui est plus importante dans le cas upwind que dans le cas crosswind.

Ainsi, pour montrer l'effet de la vitesse du vent sur la fonction d'autocorrélation, nous présentons sur la figure 3.23 les simulations faites pour trois vitesses du vent 5, 10 et 15 m/s dans la direction upwind (cas a) et dans la direction crosswind (cas b).

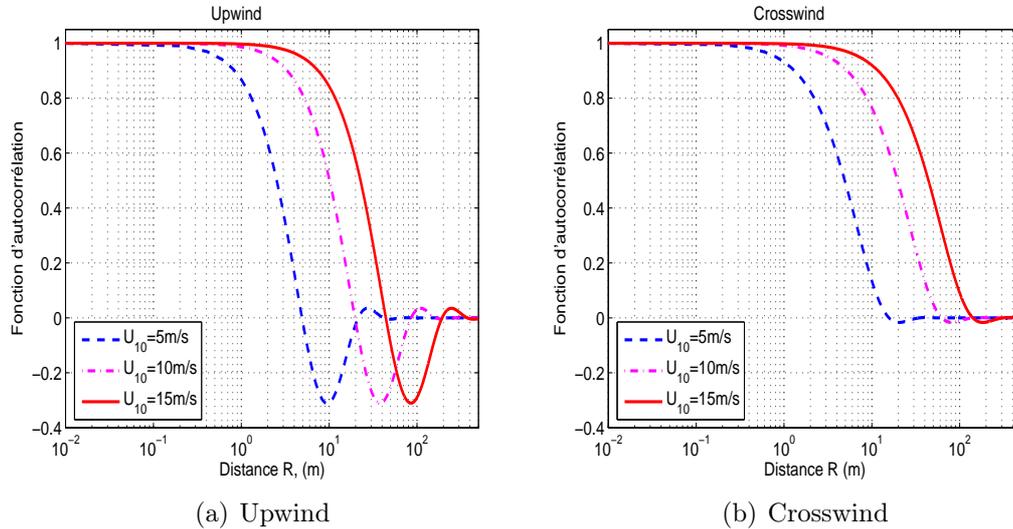


FIG. 3.23 – Variations de la fonction d'autocorrélation calculée en utilisant le spectre d'Elfouhaily en fonction de la distance R pour différentes valeurs de vitesse du vent  $\{5,10,15\}$ m/s , (a) upwind et (b) crosswind.

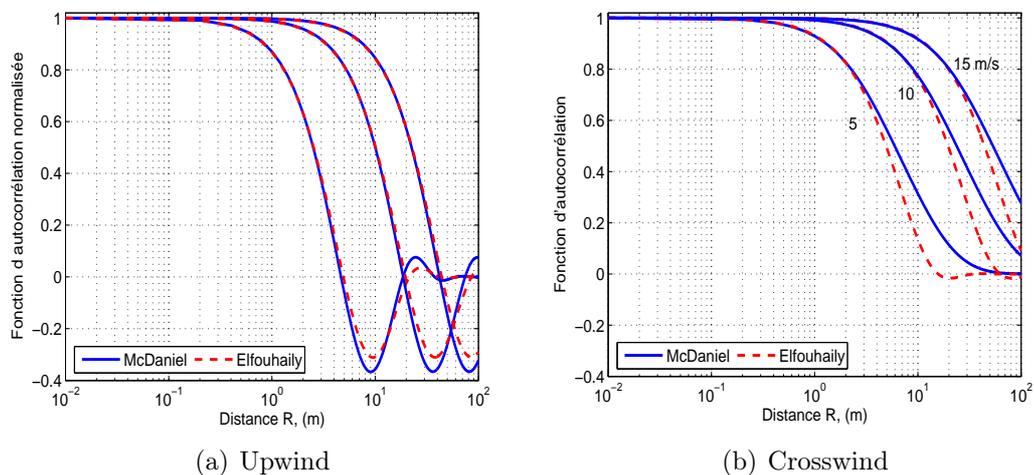


FIG. 3.24 – Comparaison de la fonction d'autocorrélation calculée en utilisant les deux modèles : Elfouhaily et McDaniel pour différentes valeurs de vitesse du vent  $\{5,10,15\}$ m/s, (a) upwind et (b) crosswind.

Pour quantifier l'effet de la modification de la fonction angulaire du spectre d'Elfouhaily sur la fonction d'autocorrélation, nous présentons sur la figure 3.24 une comparaison des résultats des simulations obtenus avec les deux modèles. En examinant les courbes de cette figure, il est bien clair que l'effet de la modification de la fonction angulaire est beaucoup plus important dans la direction travers au vent

(crosswind) que dans la direction du vent (upwind). Comme nous avons vu dans le chapitre 2, l'évaluation des coefficients de diffusion dépend de la fonction d'autocorrélation. Par conséquent, toute variation de cette fonction produit un changement sur les coefficients de diffusion.

Dans le chapitre 4, à l'aide des résultats de simulations, nous montrons et analysons ce phénomène dans le cas monostatique ainsi que dans le cas bistatique.

Avant de conclure ce chapitre, nous montrons l'allure tridimensionnelle de la fonction d'autocorrélation. La figure 3.25 illustre les résultats simulés en utilisant le modèle d'Elfouhaily pour deux vitesses du vent 5 et 10 m/s.

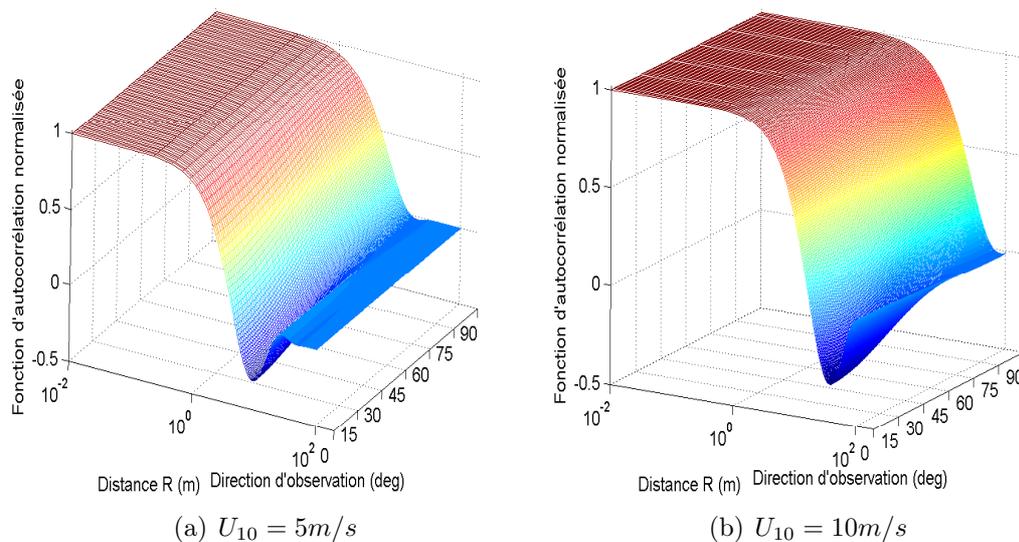


FIG. 3.25 – Fonction d'autocorrélation normalisée modélisée à partir du spectre d'Elfouhaily, en fonction de la distance R et de la direction d'observation, (a) 5m/s et (b) 10m/s.

### 3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons traité la surface de la mer comme étant un exemple de surface rugueuse diélectrique. Ainsi nous avons modélisé cette surface à travers ses caractéristiques physiques et géométriques.

Dans la caractérisation physique, le modèle de Debye a été retenu pour estimer la constante diélectrique de l'eau de mer. Quant à la modélisation géométrique, nous avons étudié les deux descriptions : la distribution des pentes et la représentation spectrale.

En ce qui concerne la distribution des pentes, nous avons décrit et simulé la distribution de Gauss et la distribution de Cox & Munk. Cette dernière a été retenue car elle prend en compte la dissymétrie évidente par rapport à la direction du vent.

Pour la représentation spectrale, nous avons étudié plusieurs modèles largement utilisés dans la littérature (le modèle Gaussien, le modèle de Pierson-Moskowitz, et le modèle d'Elfouhaily). Nous avons retenu le modèle d'Elfouhaily, établi à partir des essais expérimentaux, présentant une continuité tout au long de la bande de

fréquence spatiale et qui fournit une expression simple du spectre de la mer. Malgré sa capacité à décrire correctement le comportement isotrope de la mer [6], le spectre d'Elfouhaily présente une anomalie au niveau de sa fonction angulaire. Plusieurs modifications ont été proposées [6, 102, 106] afin de remédier à ce problème. Ainsi la modification proposée par McDaniel [6] a été retenue dans notre travail. En fait, cette modification consiste à substituer la fonction angulaire d'Elfouhaily par celle de Banner [21] avec quelques changements. La comparaison des fonctions angulaires obtenues avec le spectre d'Elfouhaily et sa version modifiée (voir figures 3.19 et 3.20) montre que le modèle d'Elfouhaily surestime la densité spectrale en particulier dans la direction travers au vent.

À la fin de ce chapitre, nous avons calculé la fonction d'autocorrélation de la surface de la mer en utilisant le modèle spectral d'Elfouhaily d'une part et d'autre part à partir de la version modifiée de ce spectre. Contrairement aux autres surfaces naturelles (terre, surface végétale, . . . ), la fonction d'autocorrélation de la surface de la mer est bien caractérisée par la présence d'une région négative. Cette région joue un rôle important dans des cas spécifiques de diffusion, en particulier en bande  $L$  [41]. Ce cas sera explicitement étudié dans le chapitre 4. Nécessaires pour étudier l'impact de la surface océanique sur la propagation et la diffusion électromagnétique, les représentations et les modèles étudiés dans ce chapitre sont utilisés dans l'évaluation numérique des coefficients de diffusion de la surface maritime. Cette étude numérique fera l'objet du chapitre suivant.



# Chapitre 4

## Résultats numériques : Application à la surface maritime

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>96</b>
<b>4.2</b>	<b>Gammes fréquentielles</b>	<b>96</b>
<b>4.3</b>	<b>Configuration monostatique : Etape de Validation</b>	<b>97</b>
4.3.1	Variations des coefficients de diffusion en fonction de la fréquence	98
4.3.2	Variations en fonction de l'angle d'incidence	98
4.3.3	Variations en fonction de la vitesse du vent	101
4.3.4	Variations en fonction de la direction du vent	103
<b>4.4</b>	<b>Configuration bistatique particulière : propagation avant</b>	<b>105</b>
4.4.1	Propagation avant	105
4.4.2	Diffusion suivant la direction spéculaire	109
4.4.3	Etude en bande L	113
<b>4.5</b>	<b>Configuration bistatique</b>	<b>116</b>
4.5.1	Variations des coefficients de diffusion en fonction de l'angle d'observation	116
4.5.2	Variations en fonction de l'angle azimut d'observation	122
<b>4.6</b>	<b>Effet de la modification du spectre d'Elfouhaily</b>	<b>126</b>
4.6.1	Effet de la modification en monostatique	127
4.6.2	Effet de la modification en bistatique	129
<b>4.7</b>	<b>Conclusion</b>	<b>131</b>

---

*L'objet principal du présent chapitre est d'estimer et d'analyser numériquement les coefficients de diffusion de la surface maritime en fonction des différents paramètres de la liaison, de la surface,  $\dots$ , dans le cadre des configurations classiques (monostatique et propagation avant) et ensuite en configuration bistatique. Les simulations sont réalisées principalement en utilisant le modèle SSA. Les résultats obtenus sont comparés à ceux obtenus avec d'autres modèles notamment le modèle TSM.*

## 4.1 Introduction

Les outils et définitions permettant la caractérisation du comportement polarimétrique d'une surface rugueuse, en particulier la matrice de diffusion d'une cible, ont été présentés dans le premier chapitre. Dans le deuxième chapitre nous avons présenté plusieurs modèles de diffusion asymptotiques (KA, SPM, TSM, et SSA) permettant l'estimation de la matrice de diffusion. Les deux premiers modèles ont un domaine de validité réduit suivant la rugosité de la surface (rayon de courbure) et la longueur d'onde électromagnétique émise. Quant au modèle TSM, il combine ces deux modèles dans deux processus de traitement en divisant la rugosité de la surface. Par contre le modèle SSA combine les deux modèles classiques dans un seul processus de traitement. Dans le troisième chapitre, la modélisation et la caractérisation physique et ensuite géométrique de la surface de la mer ont été présentées.

Dans le présent chapitre, nous allons mettre en évidence les résultats de simulations de l'interaction de l'onde électromagnétique avec la surface de la mer à travers différentes configurations. Nous commencerons tout d'abord, en configuration monostatique, par la validation des différents modèles retenus en comparant nos résultats avec ceux publiés dans la littérature.

Ensuite, nous traitons le problème en configuration bistatique et nous présentons les résultats de simulations obtenus pour différents scénarios. Nous analysons le comportement de la diffusion en fonction des paramètres principales du problème (fréquence d'émission, vitesse et direction du vent, géométrie...) ce qui permet d'obtenir une cartographie du comportement polarimétrique de la mer en configuration bistatique. Vient enfin la présentation et la comparaison des résultats obtenus avec les deux versions du spectre de mer adoptés : celui d'Elfouhaily et sa version modifiée. Cela est analysé dans les deux configurations : monostatique et bistatique.

## 4.2 Gammes fréquentielles

Les bandes L (1 à 2 GHz), S (2 à 4 GHz), C (4 à 8 GHz) et X (8 à 12.5 GHz) sont utilisées principalement par des systèmes destinés à la veille, à la poursuite de cibles ou encore à la radionavigation. Ces systèmes assurent une détection en moyenne portée. D'autres part, diverses études portent depuis de nombreuses années sur le développement de radars fonctionnant à des fréquences supérieures, dans les bandes  $K_u$  (12.5 à 18 GHz), K (18 à 26.5 GHz),  $K_a$  (26.5 à 40 GHz) voire millimétrique. Cependant l'usage de ces systèmes sera limité aux faibles distances en raison de l'absorption atmosphérique, et de l'augmentation du bruit. Ces systèmes seront essentiellement employés pour l'imagerie, l'identification de cibles, la radiolocalisation, la radionavigation.

En effet, conjointement avec la bande X, la bande  $K_u$  est la bande de fréquence de fonctionnement de la plupart des systèmes embarqués et parmi ceux-ci on peut citer les radars aéroportés, les radars de surveillance, ... néanmoins d'autres applications peuvent être menées en dehors de ces bandes de fréquence en utilisant les modélisations proposées. Dans le problème de la diffusion par la surface de mer, le choix de la gamme fréquentielle des signaux radar utilisés est déterminé par le fait que les longueurs d'onde des vagues de la mer doivent être du même ordre de

grandeur que la longueur d'onde du radar. Ainsi, par exemple, à partir d'une incidence de l'ordre de  $30^\circ$ , la rétrodiffusion de la surface obéit à un mécanisme de résonance particulier, la *diffusion de Bragg*. Ainsi, pour une direction déterminée, seules certaines composantes spectrales de la surface  $K_s = \frac{2\pi}{\lambda_s}$  prennent part à cette diffusion ; la condition de résonance pour la rétrodiffusion se traduit par la relation :

$$\lambda_s = \frac{\lambda_r}{2\sin\theta} \quad (4.1)$$

où  $\lambda_s$ ,  $\lambda_r$  sont respectivement les longueurs d'onde de la surface de la mer, et du radar. Par exemple, pour  $\lambda_r = 20$  cm ce qui correspond à une fréquence de 1.5 GHz (bande L), pour  $\lambda_r = 3$  cm ce qui correspond à une fréquence de 10 GHz (bande X) et  $\lambda_r = 2.14$  cm ce qui correspond à une fréquence de 14 GHz (bande  $K_u$ ), le tableau (4.1) représente une illustration sur les grandeurs des composantes spectrales qui participent à la rétrodiffusion pour différents angles d'incidence.

$\theta^\circ$	40	50	60	70	80
$\lambda_s$ en cm (pour $\lambda_r=20$ cm, bande L)	15.55	13.05	11.54	10.64	10.15
$\lambda_s$ en cm (pour $\lambda_r=3$ cm, bande X)	2.33	1.95	1.73	1.60	1.52
$\lambda_s$ en cm (pour $\lambda_r=2.14$ cm, bande $K_u$ )	1.66	1.40	1.23	1.14	1.09

TAB. 4.1 – Grandeurs des composantes spectrales qui participent à la diffusion de Bragg pour différents angles d'incidence en bande L, X et  $K_u$

Nous remarquons qu'en bande X et  $K_u$  ce sont les vagues de capillarité qui génèrent l'énergie de rétrodiffusion. Tandis qu'en bande L, les vagues participantes s'approchent plus du régime grande échelle.

Dans notre travail, nous présentons à travers les résultats de simulation numériques les variations des coefficients de diffusion de la surface la mer dans la gamme de fréquence allant de la bande L jusqu'à la bande  $K_u$  ; mais toutefois nous avons privilégié les bandes  $K_u$  et L. En effet, la fréquence en bande L représente la limite inférieure d'application pour plusieurs modèles de diffusion. Par exemple, dans le modèle SSA, pour cette gamme de fréquence la région négative de la fonction d'autocorrélation intervient dans les calculs des coefficients de diffusion pour certains cas spécifiques [41].

### 4.3 Configuration monostatique : Etape de Validation

Monostatique : Adjectif désignant un radar dont la position de l'antenne de réception coïncide avec celle de l'antenne d'émission. La rétrodiffusion (configuration monostatique) correspond au cas où  $\theta_s = \theta$  et  $\varphi_s = \varphi + 180^\circ$ . Le fonctionnement de la plupart des applications classiques du radar se base sur la configuration monostatique. Pour cela, dans la littérature, le problème de diffusion monostatique a été bien étudié ainsi que plusieurs campagnes expérimentales ont été réalisées afin de valider des algorithmes théoriques développés ou bien tout simplement pour des besoins spécifiques. Pour cela, nous présentons les résultats de simulations obtenus

dans le cas monostatique. Cette étape peut être considérée comme une phase de validation du modèle de diffusion adopté SSA pour la diffusion par la surface maritime avant de l'appliquer dans le cas bistatique. Dans cette section les coefficients de rétrodiffusion sont estimés numériquement en fonction de la fréquence d'émission, la position de l'émetteur ainsi qu'en fonction de la vitesse et la direction du vent.

### 4.3.1 Variations des coefficients de diffusion en fonction de la fréquence

Dans ce paragraphe, les résultats obtenus sont comparés à ceux établis par Wright, Daley, Jones, Wilste, Sittrop, MacDonald, Guinard et rassemblés par Fung [5, 73, 103, 110, 111, 112, 113, 114, 115]. Nous adopterons les mêmes hypothèses de simulation : une salinité de 35 ppm et une température d'eau de 20°C et nous tracerons les coefficients de rétrodiffusion  $\sigma_{vv}$  et  $\sigma_{hh}$  en fonction de la fréquence d'émission.

Les figures 4.1 et 4.2 illustrent la variation du coefficient de rétrodiffusion en fonction de la fréquence de l'émission pour la gamme [1-14GHz] pour différentes vitesses du vent.

Globalement les résultats obtenus avec le modèle SSA et avec le spectre d'Elfouhaily présentent un bon accord avec les valeurs expérimentales publiées. Ainsi, on constate que l'allure des courbes de simulations avec SSA montrent une importante similitude avec les courbes publiées par Fung [103]. Toutefois, la différence entre ces deux résultats vient du fait que les simulations de Fung sont accomplies en utilisant le modèle à deux échelles avec le spectre de Pierson-Moskowitz [84]. D'ailleurs, pour le cas de la vitesse du vent de 3.46 m/s, la dissemblance entre l'allure de la courbe obtenue en utilisant SSA avec celle présentée par Fung dérive de la divergence entre les deux spectres de Pierson-Moskowitz et celui d'Elfouhaily pour des vitesses du vent faibles. Ce comportement particulier est aussi remarqué en appliquant le modèle TSM avec le spectre d'Elfouhaily [11, 49].

### 4.3.2 Variations en fonction de l'angle d'incidence

Au cours de cette partie nous allons fixer l'ensemble des paramètres géométriques et physiques à l'exception de l'angle d'incidence (identique à l'angle d'observation) qu'on fera varier de 0° à 90° (voir figure 4.3). Nos comparaisons dans la bande  $K_u$  seront réalisées par rapport au modèle semi-empirique SASS-II [8] de diffusion développé en se basant sur des mesures expérimentales obtenues pendant la campagne de mesure SeaSat scatterometer (SASS). Il est important de noter que ce modèle a été actualisé pendant la mission récente faite par la NASA (NASA Scatterometer : NSCAT) [9].

La figure 4.4 compare le modèle SSA et les deux méthodes classiques KA-GO et SPM en rétrodiffusion ainsi qu'avec des données expérimentales [8]. En examinant les différentes courbes représentées sur la figure 4.4, plusieurs observations peuvent être notées. D'abord, on constate que l'approximation KA-GO est capable de prédire les coefficients de diffusion dans la zone proche de la normale mais pas pour des angles d'incidence élevés. Pour le modèle SPM on remarque le comportement inverse du modèle KA-GO, ce modèle estime mal les coefficients de diffusion pour des angles

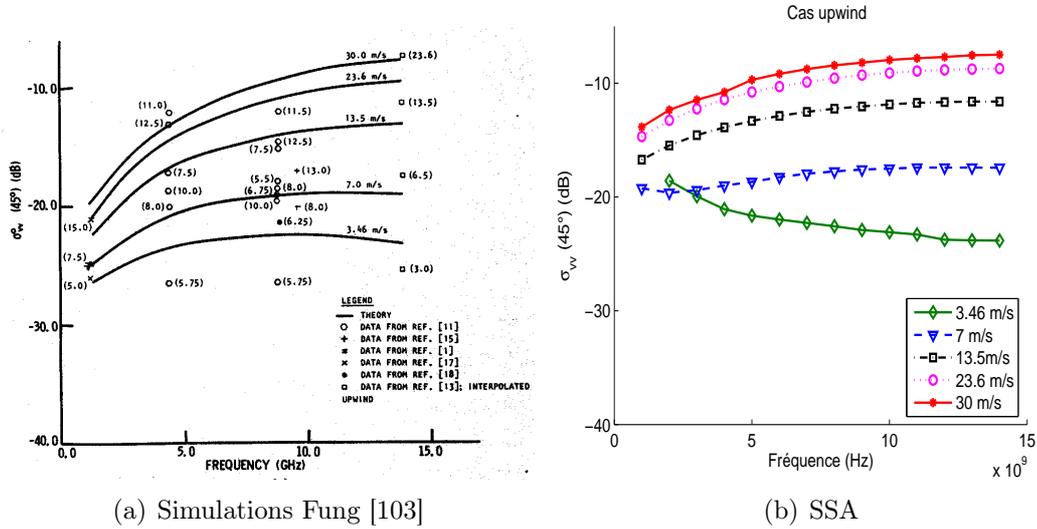


FIG. 4.1 – Coefficient de rétrodiffusion en polarisation VV en fonction de la fréquence pour un angle d'incidence  $\theta = 45^\circ$  pour différentes vitesses du vent.

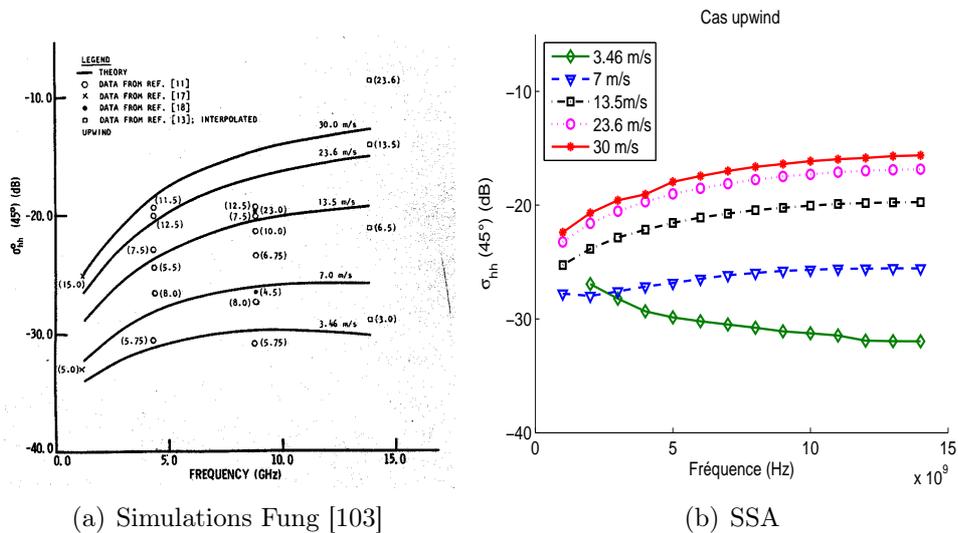


FIG. 4.2 – Coefficient de rétrodiffusion en polarisation HH en fonction de la fréquence pour un angle d'incidence  $\theta = 45^\circ$  pour différentes vitesses du vent.

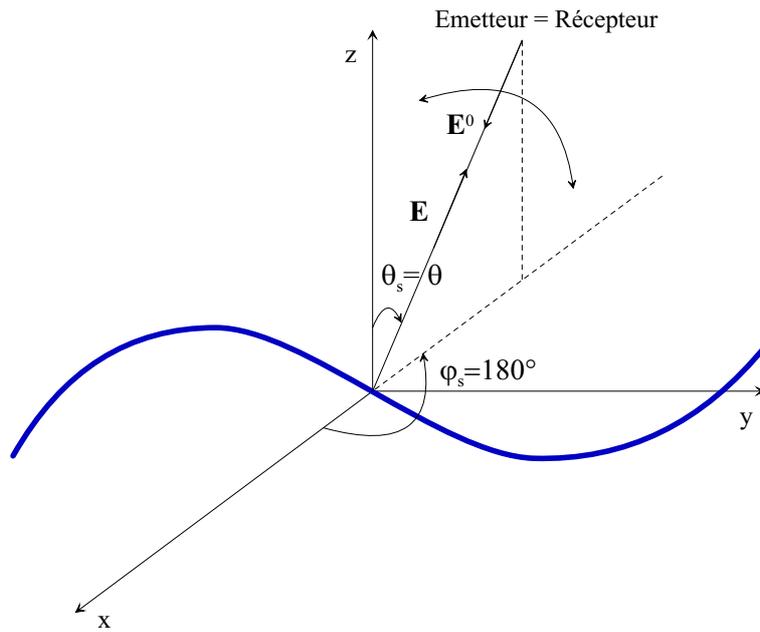


FIG. 4.3 – Configuration monostatique : variation de l’angle d’incidence.

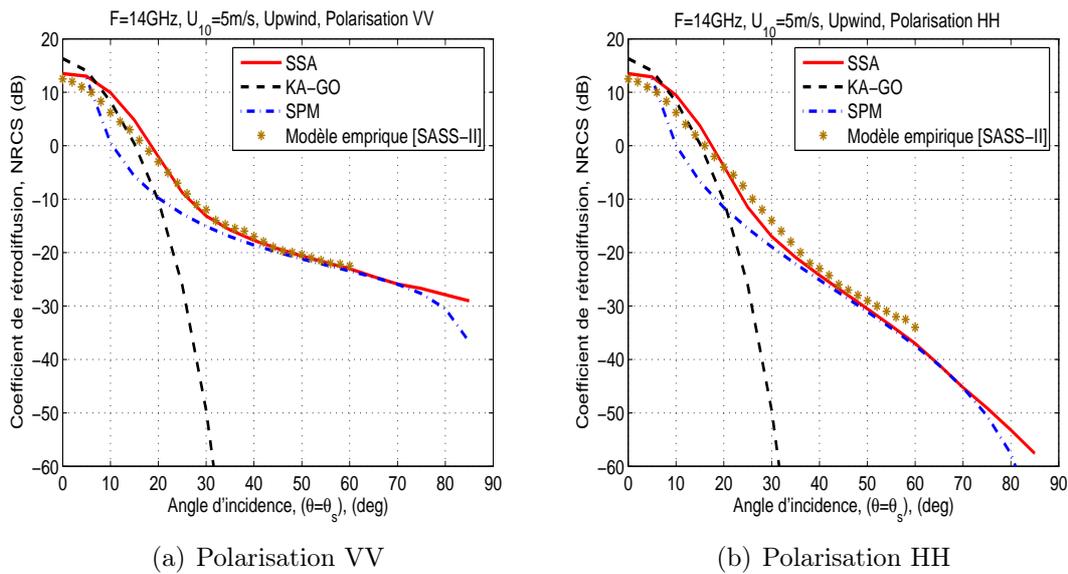


FIG. 4.4 – Variation du coefficient de rétrodiffusion en fonction de l’angle d’incidence dans le cas upwind, (a) VV-pol, (b) HH-pol.

d’incidence proche de la normale  $\theta \in [0^\circ - 30^\circ]$ , ce déséquilibre est justifié du fait que les conditions de validité du SPM ne sont pas vérifiées dans cette zone. Quant à l’approximation SSA, elle présente un comportement de transition entre les courbes de KA-GO et SPM dans la zone angulaire  $\theta \in [20^\circ - 35^\circ]$  là où aucune de ces deux méthodes n’est valable. Enfin, nous constatons une importante concordance entre les résultats obtenus avec SSA et les données expérimentales dans la zone angulaire du domaine de télédétection  $\theta \in [0^\circ - 60^\circ]$  pour les deux polarisations mise à part une déviation en HH pour des angles élevés  $\theta \in [50^\circ - 60^\circ]$ .

La figure 4.5 illustre une comparaison, en monostatique, entre les données ex-

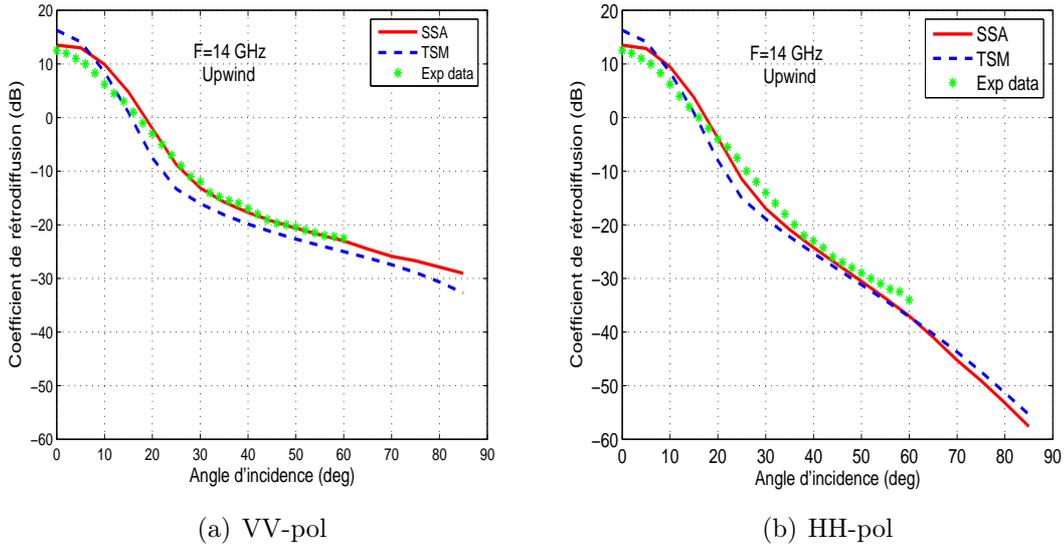


FIG. 4.5 – Comparaison entre SSA et TSM avec des données expérimentales pour une vitesse du vent  $U_{10} = 5m/s$  (a) VV-pol, (b) HH-pol.

périmentales [8][17] et les résultats obtenus en utilisant les deux modèles SSA et TSM pour une fréquence de 14 GHz (bande  $K_u$ ) dans le cas upwind. Le paramètre de division  $K_d$  dans le modèle TSM est fixé à  $K/3$  [17]. Il est important de signaler que le choix de ce paramètre influe légèrement sur les résultats mais dans le présent travail nous n'analysons pas ce point. Les courbes représentées dans la figure 4.5 montrent que le modèle SSA présente plus de concordance avec les résultats d'expérimentations publiées [17] que le modèle TSM. Toutefois, le modèle SSA présente une légère surestimation dans la zone angulaire proche de nadir  $\theta \in [0^\circ - 20^\circ]$  (incidence autour de la normale). Ainsi, en polarisation VV, pour des angles d'incidence relativement élevés, le modèle SSA présente une concordance parfaite, tandis qu'en polarisation HH, une sous estimation est constatée d'une valeur moyenne de 2 dB (pour  $\theta \in [50^\circ - 60^\circ]$ ). En fait, les résultats et les analyses faites dans le cas monostatique, permettent de constater que dans la zone angulaire des applications de télédétection  $\theta \in [0^\circ - 60^\circ]$ , le modèle SSA au premier ordre peut être appliqué avec une incertitude de 1 dB seulement. Cette constatation confirme les remarques dites à ce propos dans [6, 17].

### 4.3.3 Variations en fonction de la vitesse du vent

La vitesse du vent joue un rôle important quant à la rugosité de la surface de la mer, ceci se traduit automatiquement par un changement dans son comportement électromagnétique. Ainsi nous allons représenter les deux coefficients de diffusion copolaires  $\sigma_{VV}$  et  $\sigma_{HH}$  en fonction de la vitesse du vent. Les simulations sont effectuées en utilisant le modèle SSA avec le spectre d'Elfouhaily. Les simulations sont réalisées pour une fréquence de 13.9 GHz et pour différents angles d'incidence  $\theta = [0^\circ - 50^\circ]$ . Ainsi, les résultats sont comparés aux mesures expérimentales publiées par Jones [5].

Les variations des graphes représentées dans les figures 4.6 et 4.7 révèlent dif-

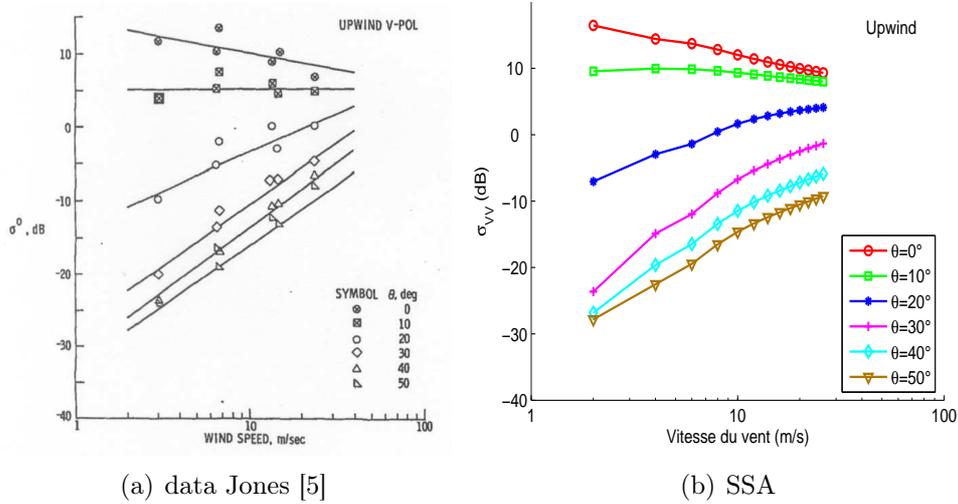


FIG. 4.6 – Variations du coefficient de rétrodiffusion  $\sigma_{VV}$  en fonction de la vitesse du vent pour un angle d'incidence  $\theta = [0^\circ - 50^\circ]$  dans le cas upwind, pour une fréquence de 13.9 GHz, comparaison avec des mesures expérimentales publiées par Jones *et al* [5].

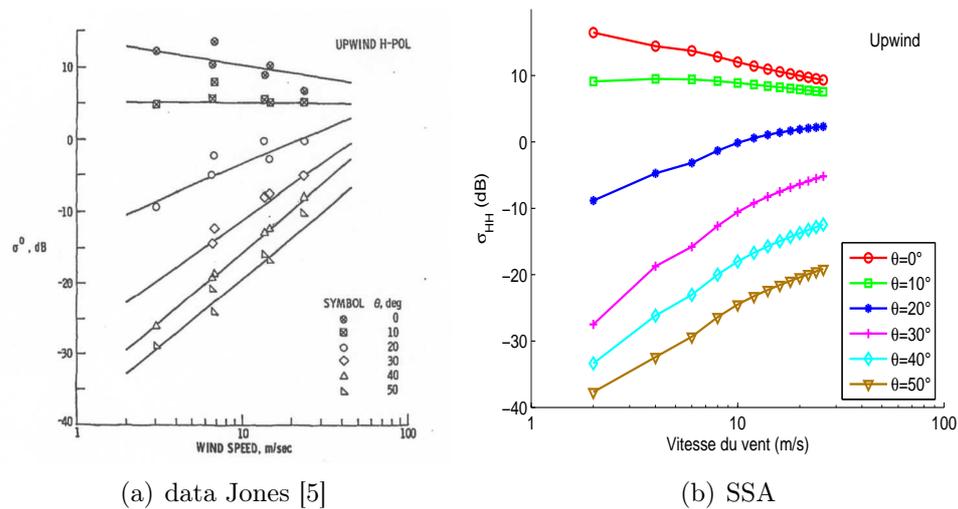


FIG. 4.7 – Variations du coefficient de rétrodiffusion  $\sigma_{HH}$  en fonction de la vitesse du vent pour un angle d'incidence  $\theta \in \{0^\circ - 50^\circ\}$  dans le cas upwind, pour une fréquence de 13.9 GHz, Comparaison avec des mesures expérimentales publiées par Jones *et al* [5].

férents comportements du coefficient de rétrodiffusion en fonction de la vitesse du vent pour différentes valeurs de l'angle d'incidence et dans le cas upwind.

En incidence verticale ( $\theta = 0^\circ$ ) et par mer plate, l'onde est réfléchiée comme par un miroir ; quand le vent augmente, le nombre de facettes en réflexion spéculaire devient moins important et le coefficient de diffusion diminue. Visiblement, pour un angle d'incidence de  $\theta = 10^\circ$ , la vitesse du vent n'a pas d'influence sur les coefficients de rétrodiffusion  $\sigma_{VV}$  et  $\sigma_{HH}$ . Ce cas particulier ( $\theta = 10^\circ$ ) peut se servir dans une application bien déterminée dont on ne possède pas d'information sur la vitesse du vent.

Entre  $\theta \in \{20^\circ - 50^\circ\}$ , le coefficient de diffusion augmente avec la vitesse du vent. Ce phénomène s'explique très naturellement : pour de fortes incidences, le pouvoir réflecteur de la mer est très important et la puissance de l'écho reçu est essentiellement due aux facettes de la surface perpendiculaire à la direction d'illumination.

#### 4.3.4 Variations en fonction de la direction du vent

Comme le montre le paragraphe précédent, la vitesse du vent est un paramètre significatif dans le problème de diffusion, au même titre que la direction du vent. Cette dépendance est tout à fait justifiée vu que la direction des vagues est reliée fortement à la direction du vent ce qui traduit une variation sur l'amplitude de diffusion des ondes selon la direction des facettes des vagues de la surface.

##### 4.3.4.1 Validation par des mesures expérimentales

Pour analyser cette dépendance, nous fixons l'angle d'émission  $\theta$  (identique à l'angle d'observation  $\theta_s$ ) d'abord à  $30^\circ$ . La fréquence du champ incident sera de 13.9 GHz (Bande  $K_u$ ) et nous considérons deux vitesses du vent (6.5 m/s et 15 m/s à 19.5 m au dessus de la surface de l'eau) et nous faisons varier la direction du vent  $\varphi_{vent}$  de  $0^\circ$  à  $360^\circ$  voir figure 4.8. La permittivité électrique relative de la surface est fixée à  $\epsilon = 39 - 38.5i$ . Les résultats seront comparés aux données expérimentales publiées par Jones *et al* [5].

La figure 4.9 présente une comparaison entre les résultats obtenus en utilisant SSA et des données expérimentales publiées par Jones [5] en fonction de la direction du vent. En fait, le maximum d'énergie rétrodiffusée est obtenu dans le cas upwind et downwind, tandis que le minimum d'énergie est reçue dans le cas crosswind (travers au vent).

D'ailleurs, on constate une importante concordance avec les valeurs expérimentales avec un écart moyen de 2 dB . Ainsi, on remarque que les valeurs simulées dans le cas upwind et downwind sont identiques contrairement aux données expérimentales où le cas downwind est légèrement inférieur à celui du cas upwind. L'égalité entre ces deux valeurs provient du fait que le spectre de la surface de mer (d'Elfouhaily [2]), utilisé dans les simulations, possède la même valeur spectrale pour le cas upwind et downwind (cela est dû à la présence du facteur de symétrie ( $\cos(2\phi)$ ) dans la fonction angulaire de ce spectre [2]).

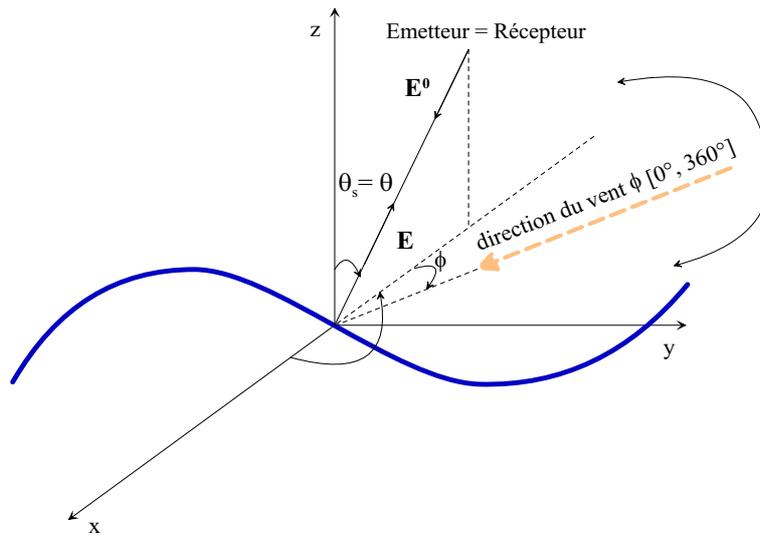


FIG. 4.8 – Illustration de la variation de la direction du vent en configuration monostatique.

#### 4.3.4.2 Influence de la fréquence sur la direction du vent

La figure 4.10 présente les variations du coefficient de rétrodiffusion en fonction de la direction du vent dans les trois bandes de fréquence :  $K_u$ ,  $C$  et  $L$  pour un angle d'incidence égal à  $30^\circ$  et une vitesse du vent égale à  $14\text{m/s}$ . L'analyse des courbes montre que le coefficient de rétrodiffusion devient moins sensible à la direction du vent quand la fréquence diminue. En effet, dans le cas de la fréquence  $1.27\text{ GHz}$  ; la différence entre les résultats en upwind et crosswind devient minime par rapport à ceux obtenus pour les autres fréquences.

#### 4.3.4.3 Analyse simultanée par rapport à la vitesse et la direction du vent

Il est important de montrer l'effet de la vitesse du vent et la direction du vent simultanément. Pour visualiser cet effet, nous traçons dans la figure 4.11 les variations du coefficient de rétrodiffusion simulées dans les deux cas upwind et crosswind pour trois angles d'incidence  $\theta = \{20^\circ, 40^\circ, 60^\circ\}$  en fonction de la vitesse du vent. La fréquence d'émission est fixée à  $14\text{ GHz}$ . En fait, pour un angle d'incidence  $\theta = 20^\circ$  la différence entre les résultats des deux configurations (upwind et crosswind) est plus importante pour des faibles vitesses du vent que pour des grandes vitesses du vent. Le comportement inverse est observé dans le cas d'un angle d'incidence pour un angle d'incidence  $\theta = 40^\circ$  et  $\theta = 60^\circ$ .

En général, on peut mentionner que dans le cas de rétrodiffusion et pour les angles d'incidence dédiés à la télédétection  $\theta \in \{0^\circ - 60^\circ\}$  la différence moyenne entre le cas upwind et crosswind est d'une valeur de  $5\text{ dB}$  pour les fréquences situées dans les bandes  $X$  et  $K_u$ .

Dans la partie suivante nous allons examiner une autre configuration qui est aussi utilisée dans la littérature [50, 52] et qui est un cas particulier de la configuration bistatique, c'est la propagation avant (*Forward scattering*). Ainsi, la diffusion selon la direction spéculaire (*Scattering along the specular direction*), cas particulier

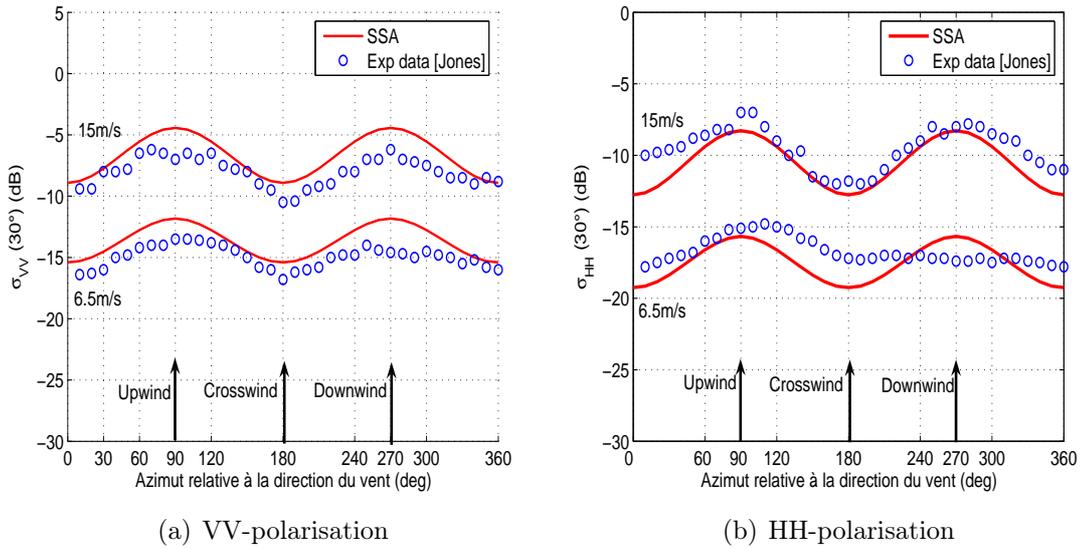


FIG. 4.9 – Variations du coefficient de rétrodiffusion en fonction de la direction du vent pour un angle d'incidence  $\theta = 30^\circ$  et pour une fréquence de 13.9 GHz : comparaison avec des mesures expérimentales publiées par Jones *et al* [5].

de la propagation avant, est le phénomène principal à quantifier dans des applications spécifiques [18, 40].

## 4.4 Configuration bistatique particulière : propagation avant

La propagation avant est un cas particulier de la configuration bistatique, le point d'émission et le point de réception doivent être dans le même plan par rapport au point de diffusion ( $\varphi_s = \varphi$ ).

Pour un angle d'incidence donné, deux cas de figure peuvent être dérivés de cette configuration : le premier consiste à évaluer les coefficients de diffusion en variant l'angle d'observation  $\theta_s$  avec toujours  $\varphi = \varphi_s$ . Le deuxième cas consiste à estimer les coefficients de diffusion selon la direction spéculaire ce qui correspond à la condition suivante :

$$\theta = \theta_s \quad \text{et} \quad \varphi = \varphi_s$$

Le dernier cas sera étudié dans le paragraphe 4.4.2 en fonction des paramètres du problème (fréquence en bande  $L$ , état de la mer, géométrie, ...). Il est important de noter que le calcul des coefficients de diffusion selon la direction spéculaire représente un intérêt majeur dans des applications spécifiques ; c'est par exemple le cas de la diffusion des signaux GPS par la surface de mer [18].

### 4.4.1 Propagation avant

La figure 4.12 représente l'illustration géométrique de cette configuration.

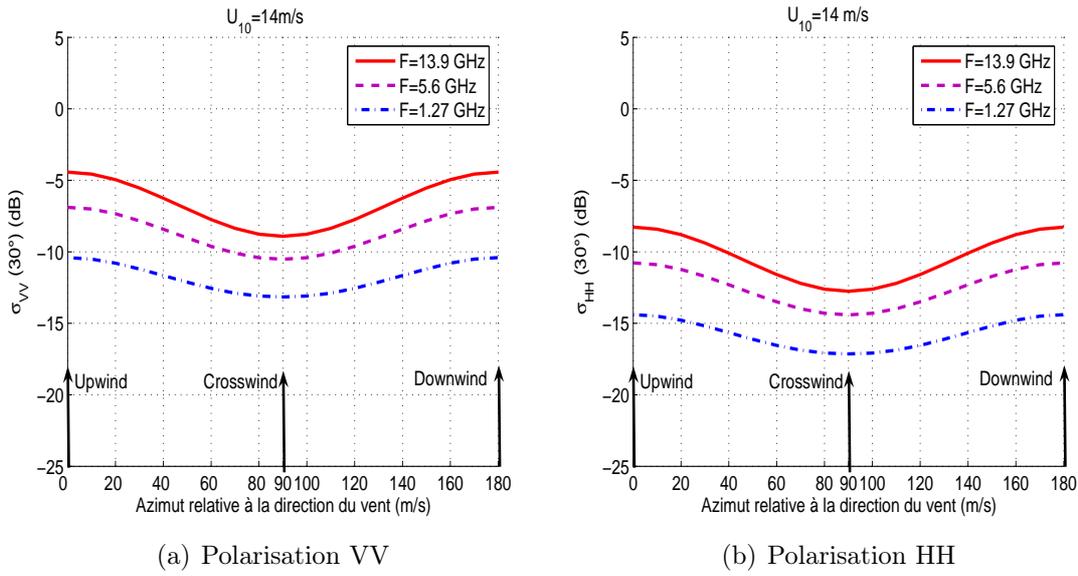


FIG. 4.10 – Variations du coefficient de rétrodiffusion en fonction de la direction du vent pour un angle d'incidence  $\theta = 30^\circ$  pour la bande de fréquence  $K_u$ ,  $C$  et  $L$ , (a) Polarisation VV et (b) Polarisation HH.

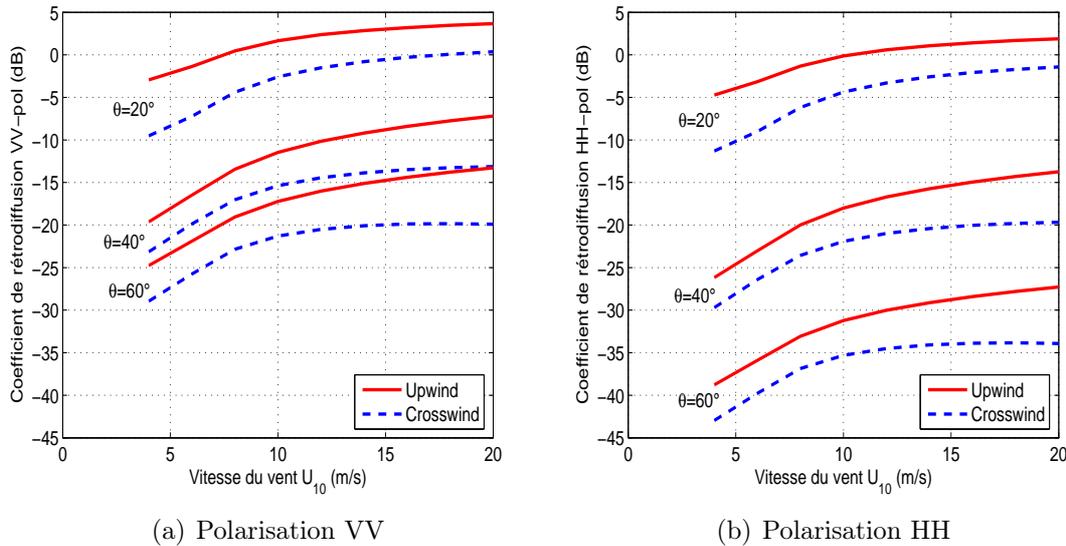


FIG. 4.11 – Variations du coefficient de rétrodiffusion en fonction de la vitesse du vent et sa direction (upwind et crosswind) pour trois angles d'incidence  $\theta \in \{20^\circ, 40^\circ, 60^\circ\}$ , et pour une fréquence d'émission égale à 14 GHz, (a) Polarisation VV et (b) Polarisation HH.

#### 4.4.1.1 Variations des coefficients de diffusion en fonction de l'angle d'observation

Nous fixons l'émetteur à travers l'angle d'incidence  $\theta$  et son azimut  $\varphi = 0^\circ$ . L'azimut du récepteur  $\varphi_s$  sera identique à celui de l'émetteur alors que l'angle d'observation  $\theta_s$  variera de  $0^\circ$  à  $90^\circ$ . La configuration spéculaire ( $\theta = \theta_s$  et  $\varphi = \varphi_s$ ) est

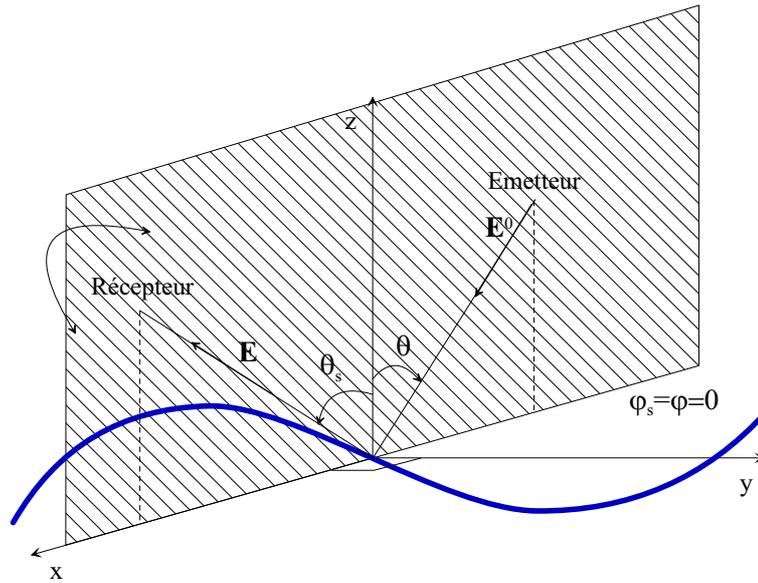


FIG. 4.12 – Illustration de la configuration propagation avant.

naturellement un cas particulier.

Nous adoptons tout d’abord un angle d’incidence à l’émission  $\theta = 50^\circ$  puis de  $80^\circ$ , la fréquence sera fixée à 14 GHz, la température de l’eau à  $20^\circ\text{C}$  et la salinité à 35 ppm. Nous supposons que l’émission évolue face au vent ( $\varphi = \varphi_{vent}$ ), ce dernier a une vitesse de 5 m/s à une altitude de 10 m.

D’après la figure 4.13 nous soulignons les limites de l’approche des petites perturbations par rapport aux autres approches. En effet le modèle SPM n’est pas adapté pour le cas spéculaire contrairement à l’approximation KA-GO qui donne des résultats identiques à ceux obtenus par le modèle composite à deux-échelles (TSM) et SSA pour les coefficients  $\sigma_{hh}$  et  $\sigma_{vv}$ . D’autre part on constate que l’énergie maximale est reçue autour de l’angle d’observation  $\theta_s = 50^\circ$  qui correspond à la direction spéculaire. D’ailleurs, il est connu dans la littérature [50] que le modèle KA-GO estime bien les coefficients de diffusion autour la région spéculaire. Ainsi, la concordance des résultats de SSA et de TSM avec ceux du modèle KA-GO accorde donc une certaine validité et crédibilité à ces deux modèles dans cette configuration.

La figure 4.14 affiche les limites du modèle KA-GO loin du secteur spéculaire. Dans ce cas le modèle des petites-perturbations est capable d’estimer la composante diffuse. Cela est traduit par la concordance des résultats de ce modèle avec ceux obtenus avec SSA et TSM pour les deux polarisations  $\sigma_{vv}$  et  $\sigma_{hh}$  dans la zone angulaire loin de la spéculaire  $\theta_s \in [0^\circ - 20^\circ]$ . Pourtant, dans ce cas correspondant à un angle relativement rasant ( $80^\circ$ ), on constate que les deux modèles SSA et TSM sont en accord dans le cas de polarisation VV qu’en polarisation HH, sachant que les deux modèles donnent les mêmes valeurs en direction spéculaire ( $\theta_s = 80^\circ$ ).

#### 4.4.1.2 Variations en fonction de la vitesse du vent

Pour déterminer l’effet du vent sur la diffusion électromagnétique de la surface en propagation avant, nous allons garder les mêmes valeurs pour les paramètres physiques de la simulation précédente et nous allons tracer les coefficients de la ma-

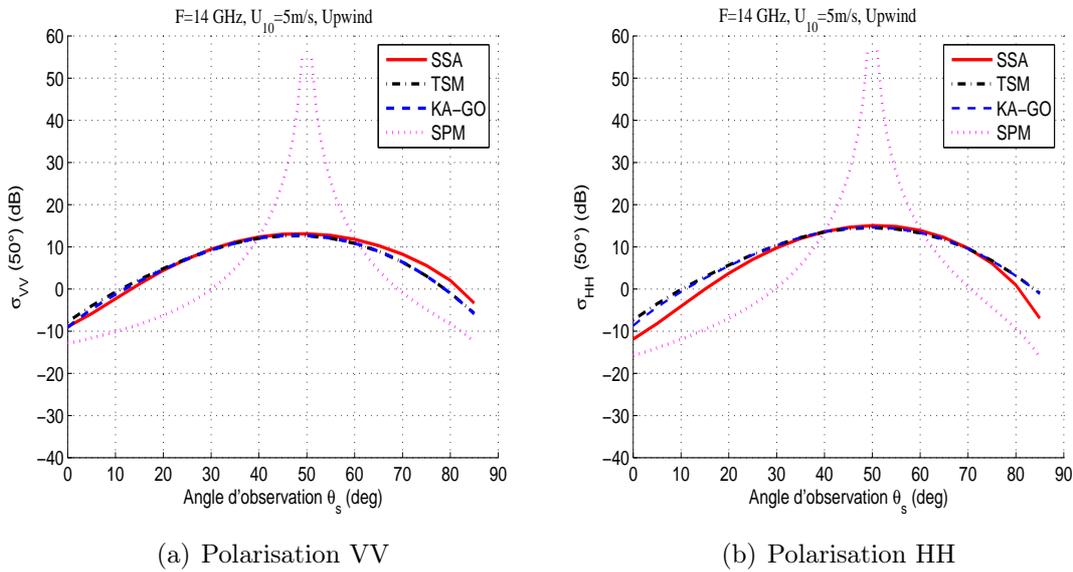


FIG. 4.13 – Coefficients de diffusion en fonction de l’angle d’observation en configuration propagation avant pour un angle d’incidence  $\theta = 50^\circ$ , (a) Polarisation VV et (b) Polarisation HH.

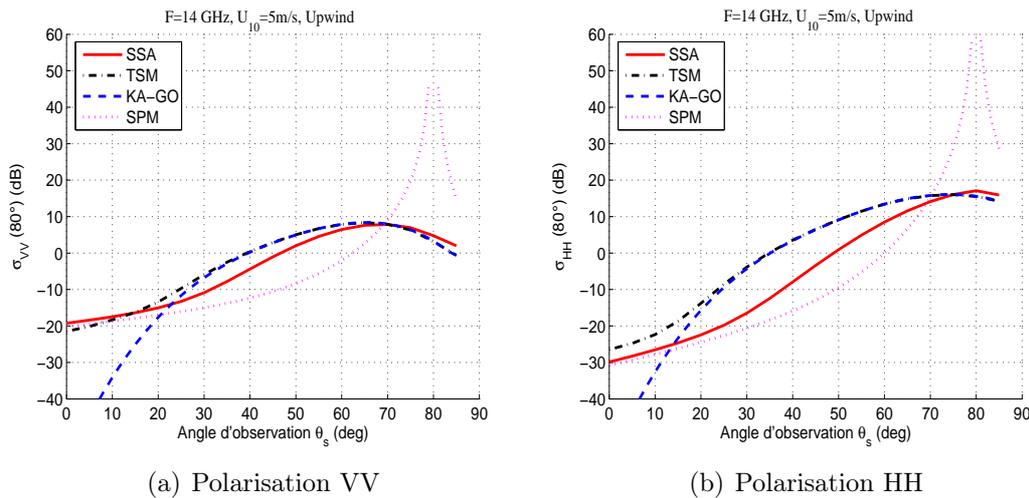


FIG. 4.14 – Coefficients de diffusion en fonction de l’angle d’observation en configuration propagation avant pour un angle d’incidence  $\theta = 80^\circ$ , (a) Polarisation VV et (b) Polarisation HH.

trice de diffusion en fonction l'angle d'observation pour quatre valeurs de la vitesse du vent ( $U_{10} \in \{5, 10, 15, 20\text{m/s}\}$ ). L'angle d'incidence est  $\theta = 50^\circ$  et l'évaluation se fait dans la direction upwind (système est supposé aligné à la direction du vent :  $\varphi_{vent} = 0$ ).

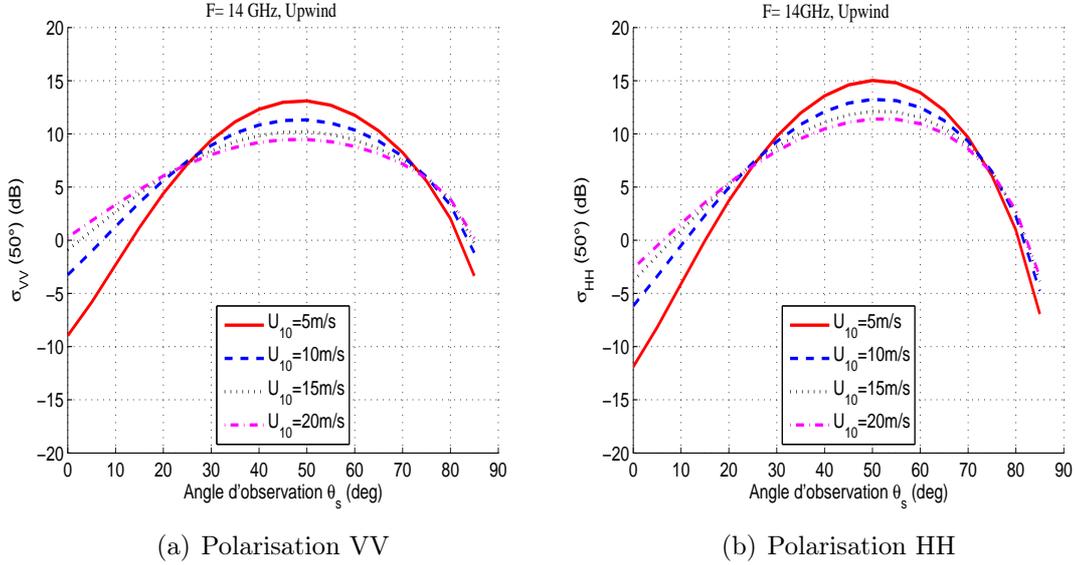


FIG. 4.15 – Variation des coefficients de diffusion en configuration propagation avant en fonction de la vitesse du vent pour un angle d'incidence  $\theta = 50^\circ$ , (a) Polarisation VV et (b) Polarisation HH.

Deux points importants peuvent être soulignés sur la figure 4.15

- La composante spéculaire (cohérente) présentée par les coefficients copolaires perd de l'amplitude ou fur et à mesure que la vitesse du vent augmente. En effet, celle-ci rend la surface de plus en plus rugueuse et alimente sa diffusion dans les autres direction autre que le spéculaire ce qui explique l'étalement de la courbe  $\sigma_{hh}$  et  $\sigma_{vv}$  vers les angles rasants et la perte d'amplitude de la composante spéculaire.
- En fait, on constate que l'effet de l'augmentation de la vitesse du vent agit dans deux zones angulaires de deux façons contradictoires. Une décroissance d'amplitude dans la zone angulaire de  $\pm 25^\circ$  autour de la direction spéculaire (composante cohérente) et une croissance d'amplitude hors cette zone angulaire (composante diffuse).

#### 4.4.2 Diffusion suivant la direction spéculaire

Ce paragraphe sera consacré à l'étude du phénomène de la diffusion suivant la direction spéculaire (cas particulier de la propagation avant). Les paramètres géométriques de cette configuration sont comme suit :

$$\theta = \theta_s \quad \varphi = \varphi_s$$

Il est important de noter que le calcul des coefficients de diffusion  $\sigma_{\alpha\alpha}$  suivant la direction spéculaire représente un intérêt majeur dans la détection bistatic des signaux GPS diffusés.

D'abord, dans le contexte de la diffusion suivant la direction spéculaire, nous comparons le modèle SSA avec le modèle KA-GO connu par son exactitude dans cette configuration [50]. La figure (4.16) illustre les résultats de cette configuration. En fait, les simulations sont faites pour deux valeurs de fréquence 1.58 GHz et 14 GHz, ainsi que la vitesse du vent est fixé à 5m/s.

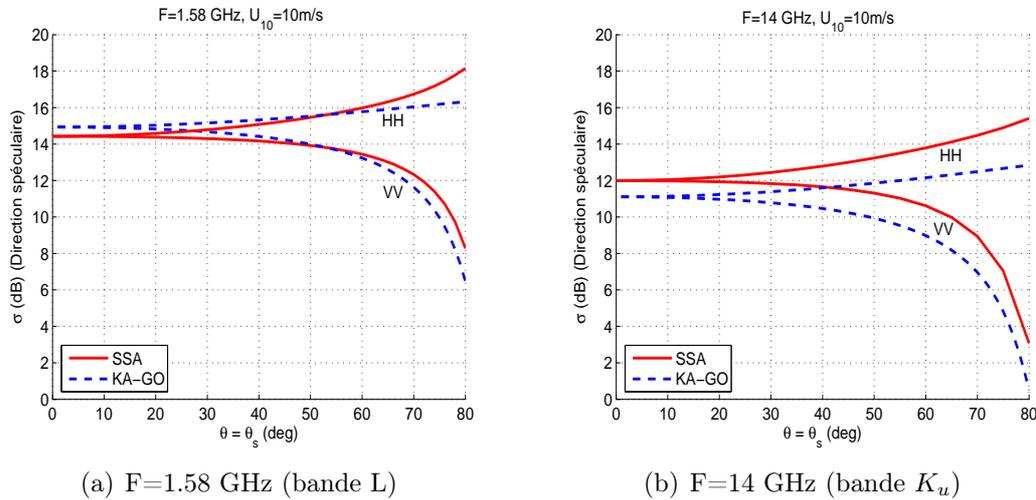


FIG. 4.16 – Variations des coefficients de diffusion selon la direction spéculaire : comparaison entre SSA et KA-GO pour une vitesse du vent  $U_{10}=10\text{m/s}$  pour deux fréquences (a)  $F= 1.58$  GHz, et (b)  $F= 14$  GHz.

D'abord, on remarque que pour des faibles angles d'incidence le coefficient de diffusion est quasiment constant. Pour les angles élevés le coefficient en polarisation HH commence à croître tandis qu'en polarisation VV il commence à décroître rapidement. On constate que la concordance entre les deux modèles KA-GO et SSA se règle pour des angles d'incidence ( $\theta = \theta_s$ ) pas très élevés ( $\theta < 40 - 50^\circ$ ). Dans cette zone la différence est de l'ordre de 0.5 dB pour la fréquence 1.58 GHz et 1 dB pour la fréquence 14 GHz. Au delà de cette zone les résultats du modèle SSA sont nettement supérieurs à ceux de KA-GO. Cela revient au fait que pour des angles relativement élevés SSA tient compte du mécanisme de Bragg contrairement au modèle KA-GO.

#### 4.4.2.1 Variations en fonction de la fréquence

D'une manière similaire à l'étude faite dans le cas monostatique, nous étudions la variation du coefficient de diffusion en fonction du changement de la fréquence. Pour étudier ce comportement, les simulations montrées sur la figure 4.17 sont faites pour différents angles d'incidence  $\theta = 20, 40, 60^\circ$  tout en faisant varier la fréquence de l'émission de 2 GHz à 14 GHz. La vitesse du vent  $U_{10}$  est fixée à 5m/s. En examinant les graphes sur la figure 4.17 deux points importants peuvent être soulignés.

- D'abord, dans une vue globale, on constate que le coefficient de diffusion diminue avec l'augmentation de la fréquence, ce qui représente un comportement opposé à celui obtenu dans le cas de rétrodiffusion (voir 4.3.1)
- Les coefficients en polarisation VV et HH ne possèdent pas la même allure de variation quand l'angle d'incidence augmente ( $\sigma_{VV}$  décroît tandis que  $\sigma_{HH}$

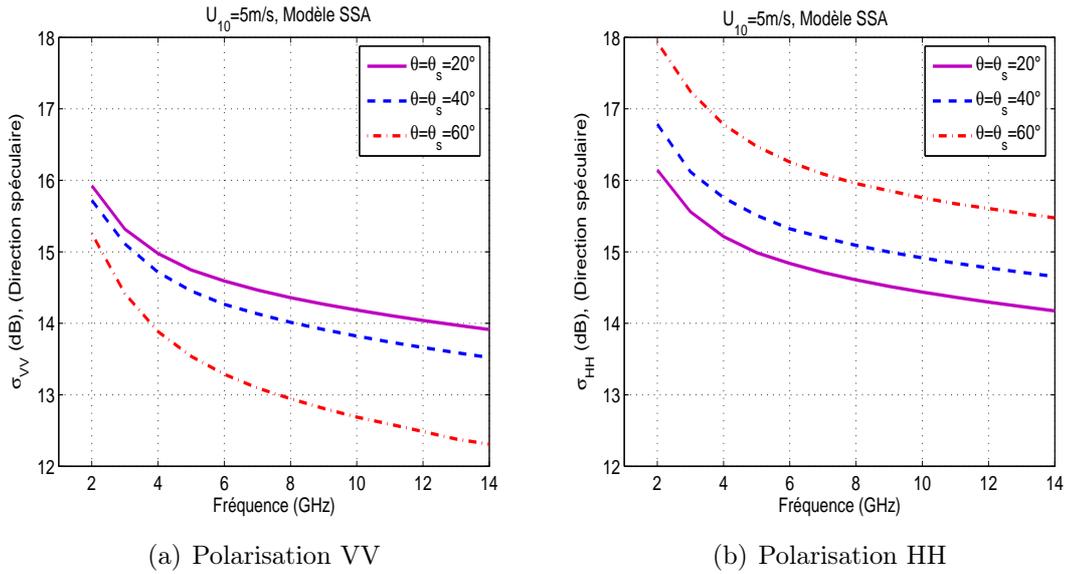


FIG. 4.17 – Variations des coefficients de diffusion suivant la direction spéculaire en fonction de la fréquence pour  $\theta = \theta_s = \{20^\circ, 40^\circ, 60^\circ\}$  pour  $U_{10} = 5 \text{ m/s}$ , (a) Polarisation VV, (b) Polarisation HH.

croît) comme c'est le cas dans le cas monostatique (les deux composantes VV et HH ont la même allure).

La figure 4.18 analyse simultanément l'influence de la vitesse du vent et de la fréquence. Nous fixons l'angle d'incidence et l'angle d'observation à  $40^\circ$  et nous traçons l'évaluation du coefficient de diffusion en direction spéculaire tout en faisant varier la fréquence pour différentes valeurs de vitesses du vent  $U_{10} = 5, 10, \text{ et } 15 \text{ m/s}$ .

En analysant les courbes obtenues, on constate que pour cette plage de fréquence (micro-ondes), l'augmentation de la vitesse du vent provoque une diminution du coefficient de diffusion évalué dans la direction spéculaire. Ce résultat est légitime car, la mer devient plus agitée quand la vitesse du vent augmente ce qui réduit la diffusion suivant la direction spéculaire au profit de la composante diffuse.

Dans le contexte de la diffusion selon la direction spéculaire, la partie suivante sera consacrée à l'analyse des coefficients de diffusion dans la bande  $L$ .

#### 4.4.2.2 Indépendance de la direction du vent

Contrairement au cas de la rétrodiffusion (monostatique), les graphes de la figure 4.19 montrent que la diffusion suivant la direction spéculaire est indépendante de la direction du vent [116]. Toutefois, dans le cas d'une configuration bistatique générale, le coefficient de diffusion dépend de la direction du vent. Ce phénomène sera établi par la suite dans le paragraphe consacré au cas d'une diffusion bistatique. Ainsi, dans le paragraphe suivant nous analysons particulièrement la bande fréquentielle  $L$  dans la configuration propagation avant.

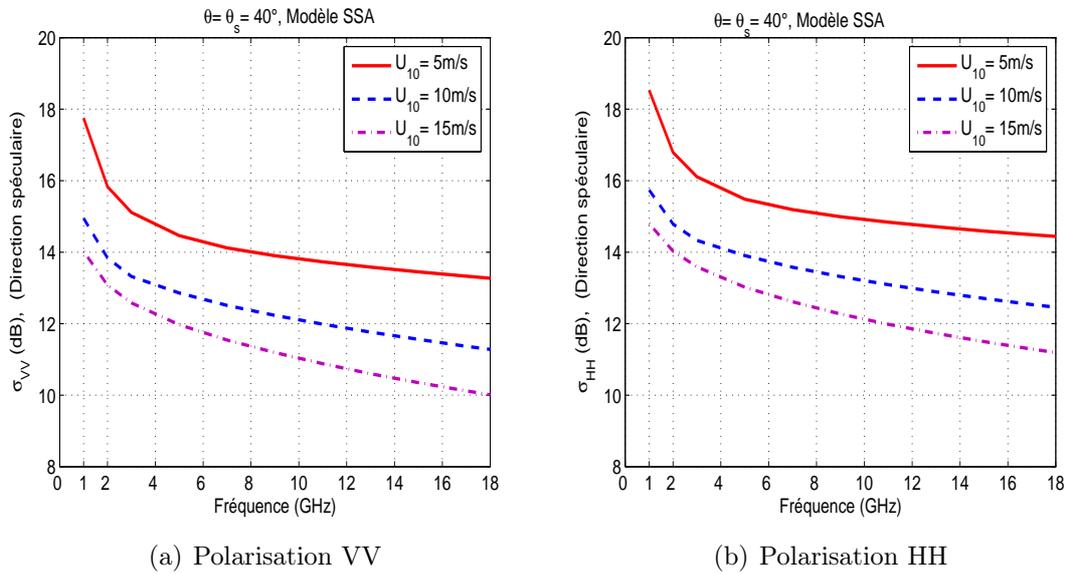


FIG. 4.18 – Variations des coefficients de diffusion suivant la direction spéculaire en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de vitesse du vent  $U_{10} \in 5, 10, 15\text{m/s}$ , (a) Polarisation VV, (b) Polarisation HH.

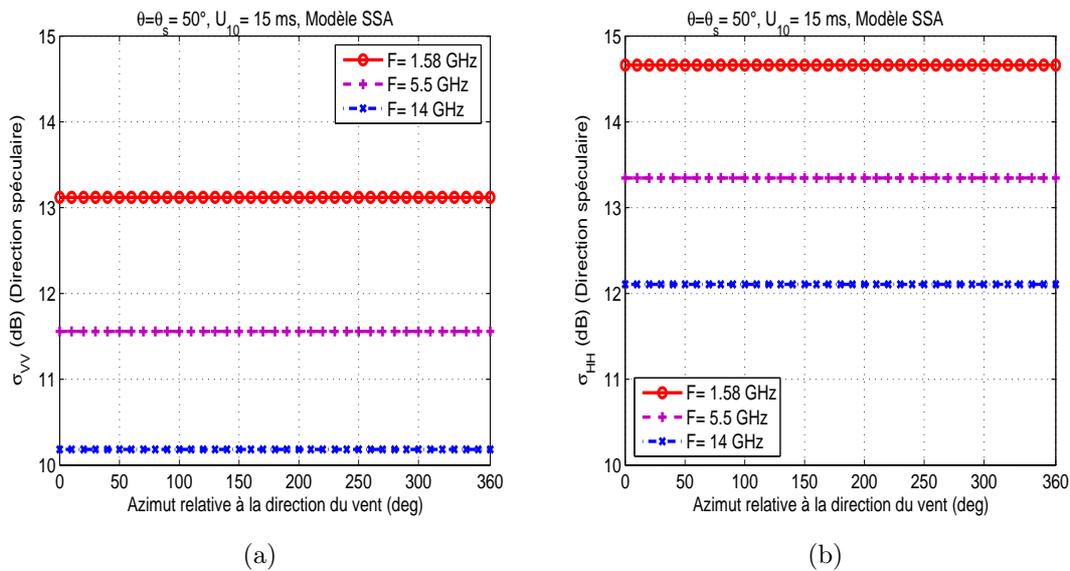


FIG. 4.19 – Indépendance de la direction du vent dans le cas d'une diffusion selon la direction spéculaire, (a) polarisation VV, et (b) polarisation HH.

### 4.4.3 Etude en bande L

Lors de l'étude du phénomène de la diffusion des ondes électromagnétiques par la surface de la mer, le fait de travailler avec des signaux en bande L L (1-2 GHz) n'est pas le choix le plus adéquat à cette application. Ce choix vient du fait que les fréquences en bande  $L$  représentent la limite inférieure d'application pour plusieurs modèles de diffusion [40, 41], d'où l'intérêt d'analyser cette limite fréquentielle. En particulier, l'étude pour la fréquence 1.58 GHz est importante vu le développement du système GPS (travaillant à cette fréquence). Cela parvient par le fait que ce système peut être aussi exploité, en plus de son application initiale dédiée à la navigation et la localisation [42], comme un outil de télédétection au dessus de la mer [14, 18].

Dans un premier temps, il est important de dimensionner la partie de la surface de la mer entrant dans le calcul des coefficients de diffusion pour cette bande de fréquence.

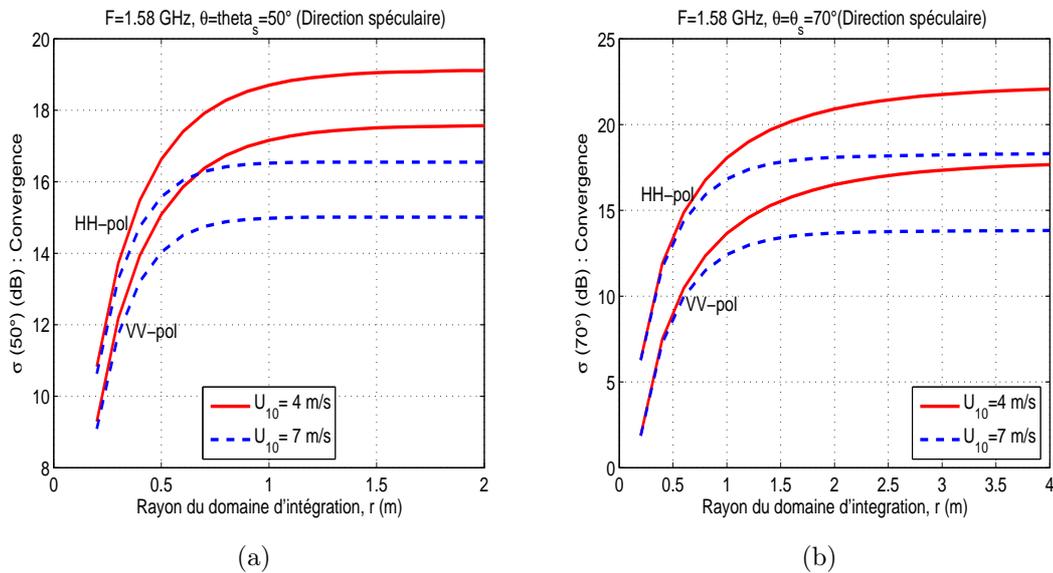


FIG. 4.20 – Convergence du coefficient de diffusion suivant la direction spéculaire pour une fréquence de 1.58 GHz et pour deux vitesses du vent de 4 et 7 m/s, (a) pour une incidence de  $50^\circ$  et (b) pour une incidence de  $70^\circ$ .

La figure 4.20 montre l'influence du rayon du domaine d'intégration sur la convergence des coefficients de diffusion. Aussi bien cette convergence est bien liée à la vitesse du vent qui à son tour détermine la contribution de la région négative de la fonction d'autocorrélation (voir figure 4.21) dans le calcul du coefficient de diffusion. L'effet de cette contribution sera analysé par la suite. En analysant les résultats du coefficient de diffusion obtenus pour un angle incidence  $\theta = 70^\circ$  en fonction de la vitesse du vent et paramétré par le rayon du domaine d'intégration, on constate que pour une vitesse du vent  $U_{10} = 7$  m/s le calcul doit être effectué sur une surface de rayon  $r = 2$  m. D'ailleurs en cas où  $U_{10} = 4$  m/s pour obtenir la convergence le rayon d'intégration atteint la valeur de  $r = 4$  m. Par conséquent, dans ce cas de diffusion suivant la direction spéculaire, seule dans le cas d'une vitesse du vent égale à 4 m/s la région négative intervient lors de l'évaluation des coefficients de diffusion.

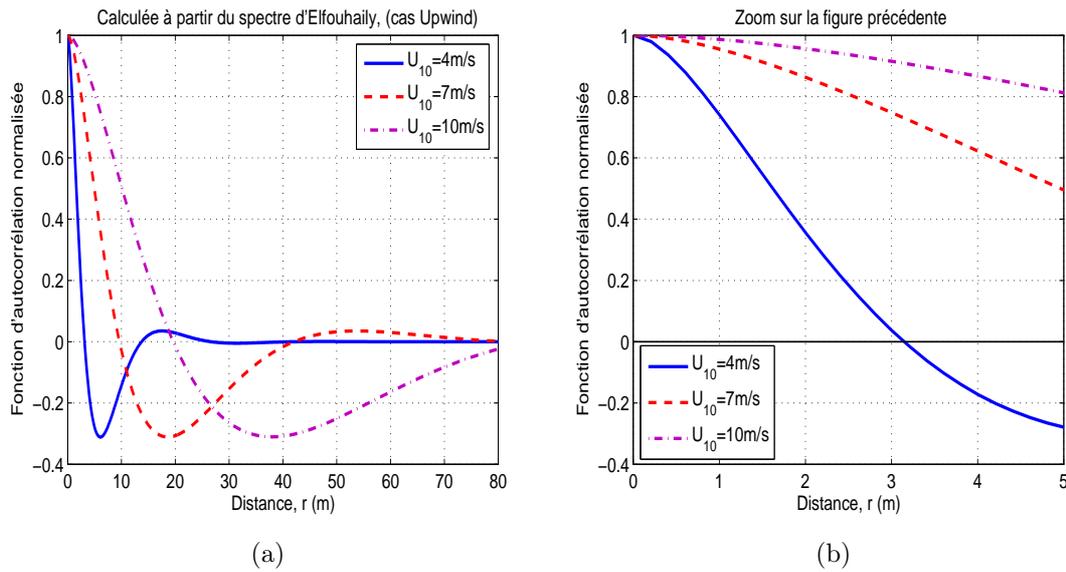


FIG. 4.21 – Variation de la fonction d'autocorrélation de la surface de la mer calculée à partir du spectre d'Elfouhaily pour différentes vitesses du vent : Manifestation d'une partie négative, (b) zoom sur la figure dans le cas (a).

La figure 4.21-a présente les variations de la fonction d'autocorrélation de la surface de la mer calculée à partir du spectre d'Elfouhaily. En fait, la région négative se déplace vers l'origine quand la vitesse du vent diminue. Par ailleurs, la figure 4.21-b représente un simple zoom de la figure dans le cas (a) pour bien déterminer la cartographie de la zone négative pour  $4\text{ m/s}$  qui commence à avoir lieu à partir d'une distance  $r = 3\text{ m}$  environ.

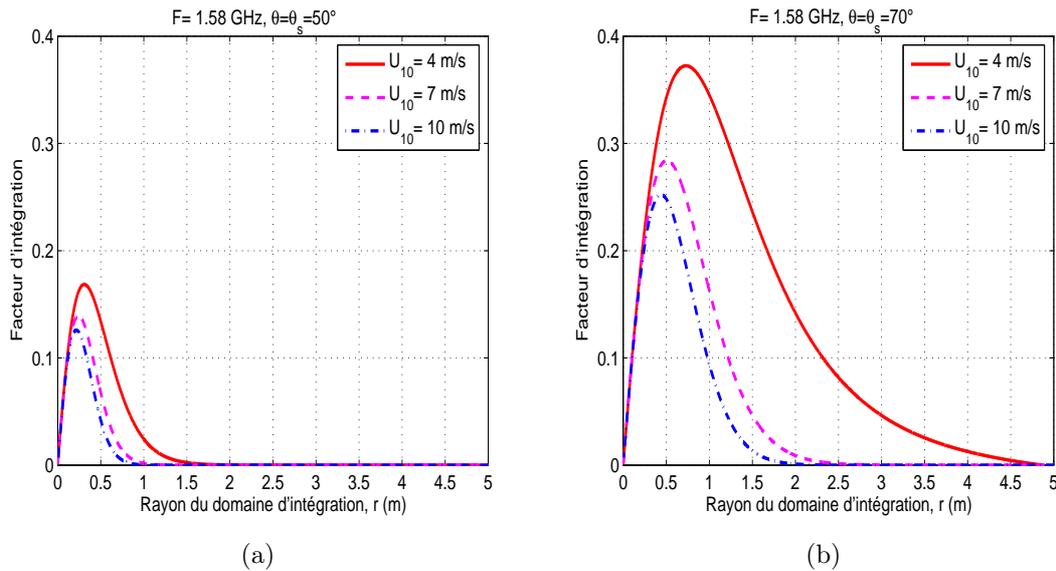


FIG. 4.22 – Evaluation numérique du facteur d'intégration en (2.90) dans le cas d'une diffusion suivant la direction spéculaire pour différentes valeurs de vitesse du vent, (a)  $\theta = 50^\circ$  et (b)  $\theta = 70^\circ$ .

Pour avoir une idée plus précise de la grandeur du rayon  $r$  de la zone d'intégration, on trace sur la figure 4.22 l'évaluation numérique du terme complet de l'intégrale dans l'équation (2.90) entre 0 et 5m. Les simulations sont réalisées pour deux angles d'incidence  $50^\circ$  et  $70^\circ$  toujours dans le cas d'une diffusion selon la direction spéculaire. Il est clair que la diminution de la vitesse du vent entraîne une translation de la grandeur de la zone d'intégration. Pour une incidence de  $50^\circ$ , le rayon d'intégration ne dépasse pas 1.5 m/s même pour une vitesse de 4m/s tandis que pour une incidence de  $70^\circ$  il est au delà de 4 m. Toutefois l'augmentation de l'angle d'incidence se traduit par un accroissement de la valeur du terme d'intégration (2.90).

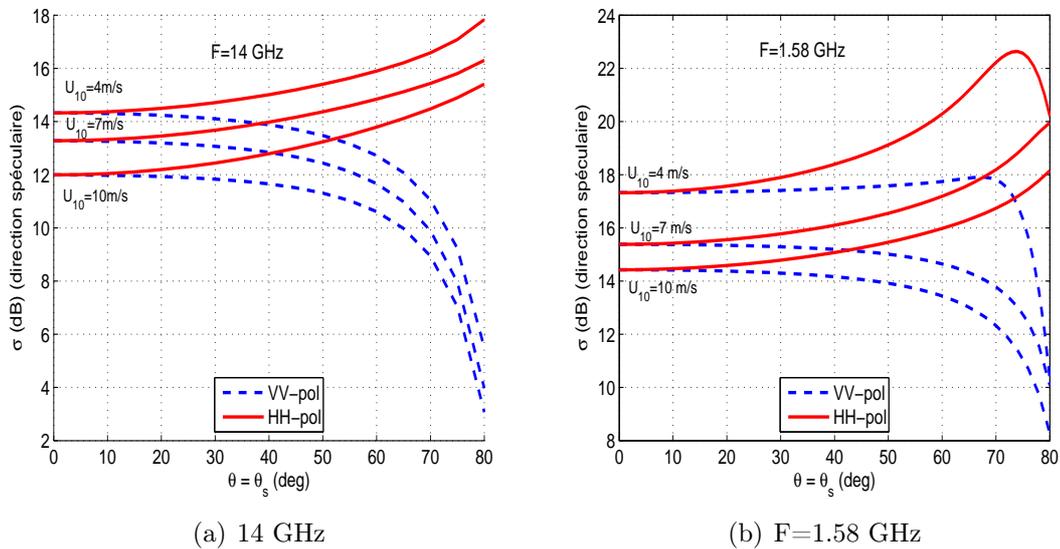


FIG. 4.23 – Variations des coefficients de diffusion dans la direction spéculaire en fonction de la vitesse du vent, (a)  $F=14$  GHz, (b)  $F=1.58$  GHz.

La figure 4.23 montre les simulations du coefficient de diffusion évalué selon la direction spéculaire pour différentes vitesses du vent  $U_{10} = 4, 7$  et  $10$  m/s pour deux fréquences  $F=14$  GHz dans le cas (a) et pour  $F=1.58$  GHz dans le cas (b). Nous faisons varier l'angle d'incidence de  $0$  à  $80^\circ$ . En fait, le but de cette figure est de concrétiser l'effet de la région négative de la fonction d'autocorrélation. Il est bien clair à partir des courbes de cette figure le détournement du coefficient de diffusion HH à partir de  $\theta = 70^\circ$  seulement pour la fréquence  $F=1.58$  GHz et pour une vitesse du vent  $U_{10} = 4$  m/s. Ce détournement provient du fait de l'intervention de la partie négative de la fonction de corrélation dans le calcul approprié du coefficient de diffusion (voir figure 4.21 et 4.22). Ce phénomène n'existe pas dans le cas de la fréquence  $F=14$  GHz car le rayon du domaine d'intégration est strictement inférieure au limite où se situe la région négative de la fonction d'autocorrélation. Le paragraphe suivant sera dédié à étudier le cas d'une configuration plus complexe à analyser : c'est la configuration bistatique aléatoire.

## 4.5 Configuration bistatique

En fonctionnement bistatique type, l'antenne émettrice et l'antenne réceptrice sont montées sur des plates-formes différentes, et sont utilisées à une certaine distance l'une de l'autre, distance supérieure de nombreux ordres de grandeur à la longueur d'onde du radar. Par exemple, un radar aéroporté avec une antenne à visée à droite illumine une cible, tandis qu'un deuxième radar aéroporté avec une antenne à visée à gauche reçoit le signal réfléchi par le côté opposé de la cible.

Récemment les radars bistatique ont commencé à avoir plus d'importance en particulier dans des applications de télédétection notamment en présence du système GPS, dont on commence à utiliser ses signaux pour la télédétection [14, 18]. L'objectif principal de la section suivante est d'évaluer les coefficients de diffusion de polarisation identique et croisées en utilisant le modèle SSA et de les comparer avec les résultats obtenus en utilisant le modèle TSM [117]. Cette étude numérique permet donc d'obtenir une cartographie du comportement polarimétrique de la surface de la mer en configuration [53].

### 4.5.1 Variations des coefficients de diffusion en fonction de l'angle d'observation

Dans ce paragraphe, nous évaluons les coefficients de diffusion en diffusion dans différentes configurations bistatiques. Nous fixons l'émetteur  $\theta$  et nous faisons varier l'angle d'observation  $\theta_s$  dans plusieurs plans ( $\varphi_s \in [0^\circ, 180^\circ]$ ) sachant que l'émission est dans le plan (zOx) ce qui revient à  $\varphi = 0^\circ$ .

Les paramètres physiques seront les mêmes que ceux utilisés dans les simulations précédentes à savoir une salinité d'eau de 35 ppm et une température de  $20^\circ C$ , la vitesse du vent sera prise entre 5 et 15m/s et la direction du vent est confondu avec la direction d'incidence.

#### 4.5.1.1 Résultats en bande $K_u$

Les courbes de la figure 4.24 représentent une comparaison entre les résultats obtenus avec SSA et ceux de TSM pour un angle d'incidence  $\theta = 40^\circ$  et le récepteur est placé dans le plan d'azimut  $\varphi_s = 45^\circ$ . La vitesse du vent est  $U_{10} = 5$  m/s. Le cas (a) de cette figure montre les polarisations identiques tandis que dans le cas (b) affichent les polarisations croisés.

D'abord en polarisation identique, trois cas de figure peuvent être signalés. En polarisation VV, dans la zone angulaire d'observation  $\theta_s \in [0 - 30^\circ]$ , SSA est supérieure à TSM d'une valeur moyenne de 3 dB. Une quasi égalité est observé entre les deux modèles dans la zone angulaire  $\theta_s \in [30 - 50^\circ]$  au delà de  $50^\circ$  le modèle TSM devient supérieure à SSA d'une valeur qui varie entre 2-4 dB. En polarisation HH, les résultats obtenus avec SSA sont supérieures à ceux obtenus avec TSM dans la zone angulaire  $\theta_s \in [0 - 60^\circ]$ , au delà de cette limite une quasi concordance aura lieu sauf pour les angles d'observation très élevés. Pour les polarisations croisé, la divergence entre les deux modèles existe seulement dans la région angulaire proche de la normale, ailleurs les courbes de deux modèles sont presque confondues.

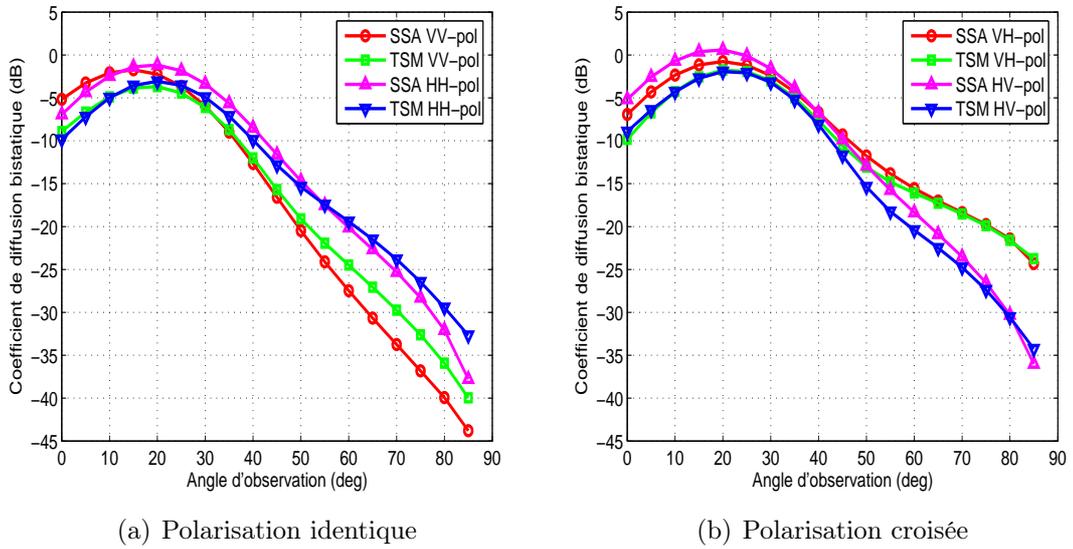


FIG. 4.24 – Coefficients de diffusion bistatique : comparaison entre SSA et TSM pour une fréquence  $F=14$  GHz et pour  $\theta = 40^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$ ,  $\varphi_s = 45^\circ$  et pour une vitesse du vent égale à 5m/s.

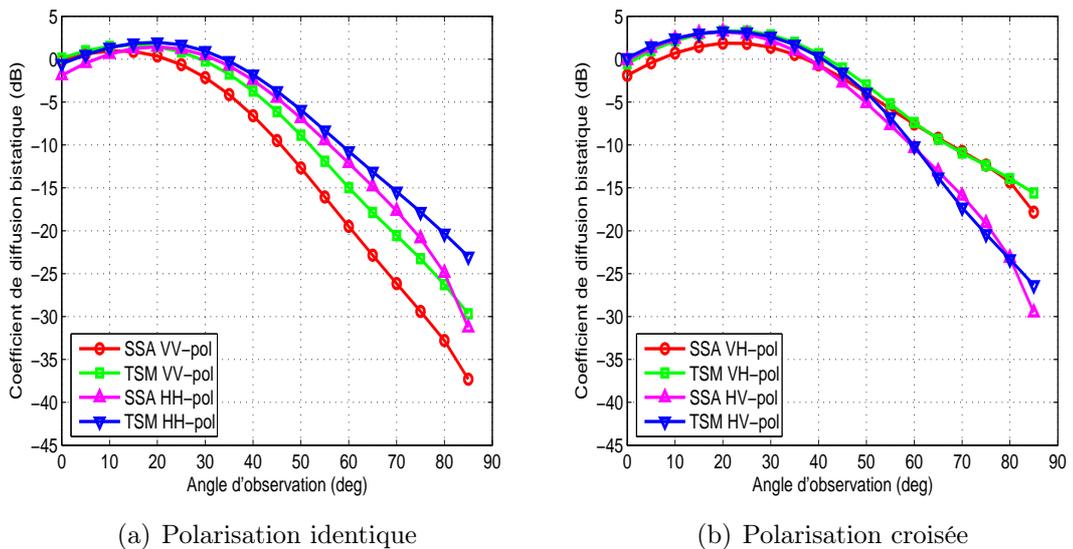


FIG. 4.25 – Coefficients de diffusion bistatique : comparaison entre SSA et TSM pour une fréquence  $F=14$  GHz et pour  $\theta = 40^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$ ,  $\varphi_s = 45^\circ$  et pour une vitesse du vent égale à 15m/s.

La figure 4.25 montre les courbes avec les mêmes paramètres que dans le cas de la figure précédente mais pour une vitesse du vent de  $U_{10} = 15$  m/s. Globalement, pour les coefficients croisés la similitude entre les deux modèles devient très proche. D'ailleurs en polarisation identique l'écart entre les deux modèles devient significatif en particulier dans la polarisation VV au fur et à mesure qu'on s'approche de la zone de rasance.

En examinant les deux figures 4.24 et 4.25 on constate que dans cette configuration bistatique l'énergie maximale est obtenue autour de l'angle d'observation  $\theta_s = 20^\circ$  avec une légère translation quand la vitesse du vent devient 15m/s. Toutefois, dans cette configuration bistatique, on constate que l'augmentation de la vitesse du vent entraîne un accroissement de la puissance diffusée.

La figure 4.26 présente les coefficients de diffusion dans une autre configuration bistatique là où l'azimut du récepteur est déphasé de celui de l'émetteur de  $135^\circ$ . La vitesse du vent est fixée à  $U_{10} = 5$  m/s. Globalement, les résultats obtenus montrent une bonne similitude entre les deux modèles sur toute la zone de diffusion  $[0 - 90^\circ]$ . En polarisation VV, la divergence entre les deux modèles existe au niveau de la zone de diffusion proche de la normale. Pour des angles d'observation relativement élevés les coefficients de diffusion obtenus avec SSA et TSM sont confondus. D'ailleurs les coefficients de polarisation HH sont presque identiques sur toute la zone angulaire de diffusion. En polarisation croisée, il est clair que les résultats obtenus avec SSA est plus élevés que ceux estimés à l'aide du modèle de TSM à la proximité de la normale tandis que ce comportement devient le contraire pour des angles de diffusion élevés en particulier en polarisation HV.

La figure 4.27 illustre la même configuration adoptée dans la figure précédente avec les mêmes paramètres mais pour une vitesse du vent  $U_{10} = 15$  m/s. Il est clair qu'avec l'augmentation de la vitesse la concordance entre les deux modèles devient importante pour les polarisations identiques en particulier dans la zone angulaire de diffusion proche de la normale. En revanche l'écart entre les deux modèles en polarisation HV devient plus significatif avec l'augmentation du vent.

#### 4.5.1.2 Résultats en bande C

Afin d'approfondir la validation du modèle SSA dans les différentes configurations pour une large gamme de fréquence, nous exploitons ce modèle dans la bande de fréquence C et les résultats obtenus sont comparés aussi avec ceux obtenus avec le modèle TSM. Les simulations présentées dans les figures 4.28 et 4.29 sont obtenues pour une fréquence  $F$  de 5.5 GHz avec la même configuration géométrique bistatique adoptée dans les figures 4.24 et 4.25 pour une vitesse du vent 5 et 15m/s respectivement.

Globalement, pour cette fréquence ( $F=5.5$  GHz) on constate la même similitude entre le résultats du modèle SSA et ceux du modèle TSM vue dans le cas d'une fréquence  $F=14$  GHz. Suite à la comparaison des courbes obtenues, les interprétations ne changent quasiment pas du cas précédent ( $F=14$  GHz). De même avec une fréquence  $F=5.5$  GHz les figures 4.30 et 4.31 montrent les simulations de la configuration bistatique pour une vitesse du vent 5 et 15 m/s respectivement tout en fixant l'angle d'azimut du récepteur  $\varphi_s$  à  $135^\circ$ . En examinant les courbes de ces

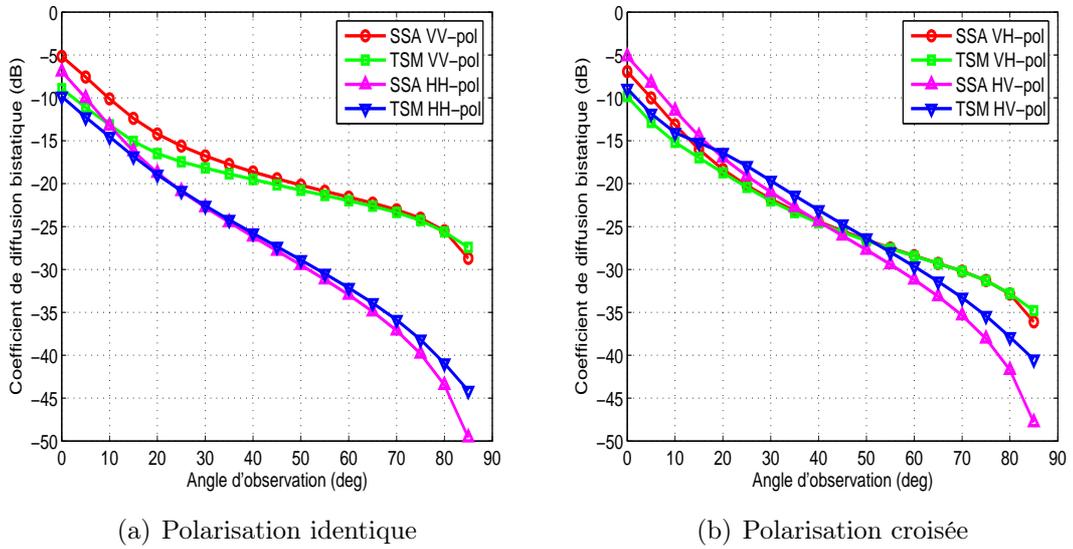


FIG. 4.26 – Coefficients de diffusion bistatique : comparaison entre SSA et TSM pour une fréquence  $F=14$  GHz et pour  $\theta = 40^\circ, \varphi = 0^\circ, \varphi_s = 135^\circ$  et pour une vitesse du vent égale à 5m/s

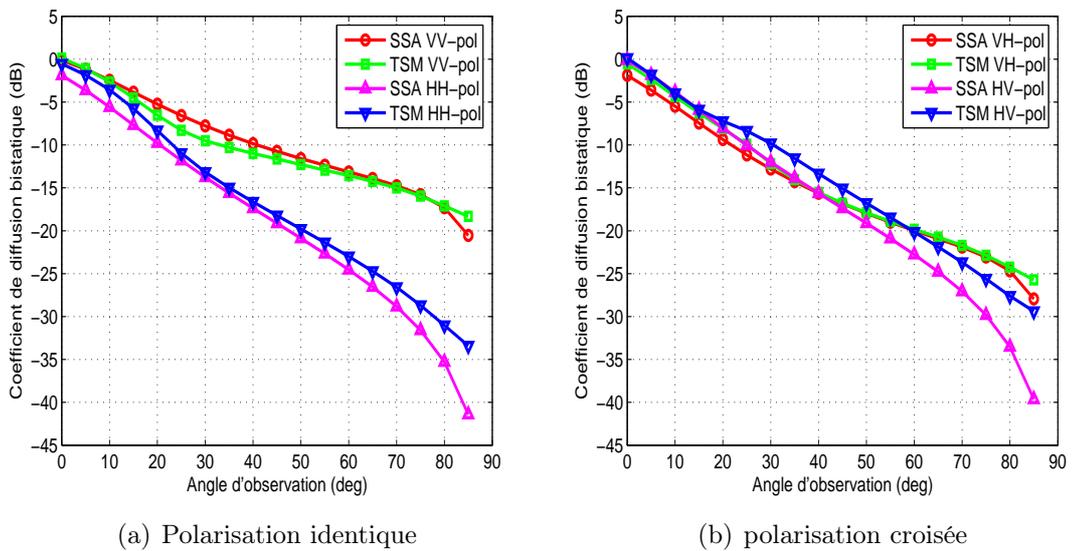
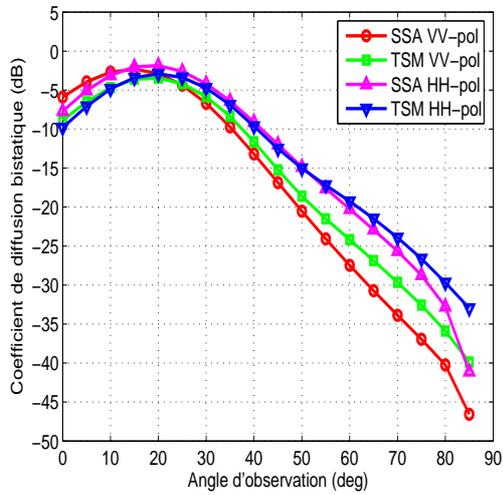
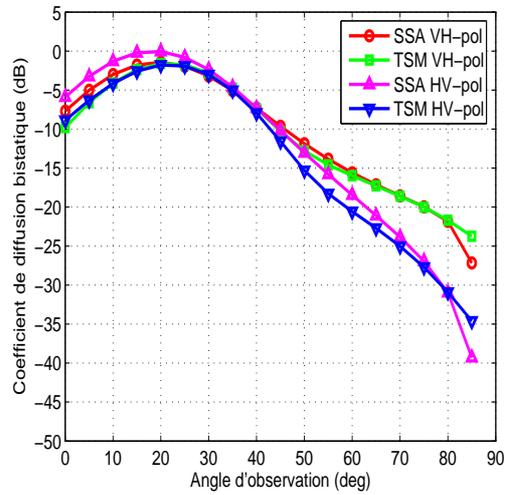


FIG. 4.27 – Coefficients de diffusion bistatique : comparaison entre SSA et TSM pour une fréquence de 14 GHz et pour  $\theta = 40^\circ, \varphi = 0^\circ, \varphi_s = 135^\circ$  et pour une vitesse du vent égale à 15m/s

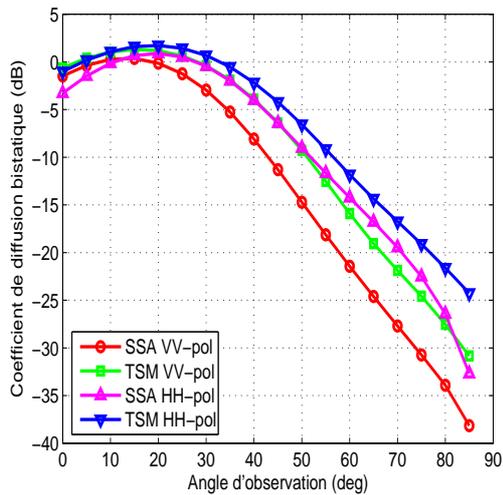


(a) Polarisation identique

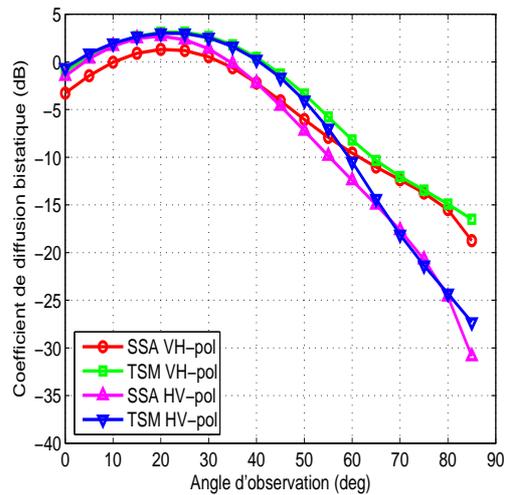


(b) Polarisation croisée

FIG. 4.28 – Coefficients de diffusion bistatique : comparaison entre SSA et TSM pour une fréquence  $F=5.5$  GHz et pour  $\theta = 40^\circ, \varphi = 0^\circ, \varphi_s = 45^\circ$  et pour une vitesse du vent égale à 5m/s.



(a) Polarisation identique



(b) Polarisation croisée

FIG. 4.29 – Coefficients de diffusion bistatique : comparaison entre SSA et TSM pour une fréquence  $F=5.5$  GHz et pour  $\theta = 40^\circ, \varphi = 0^\circ, \varphi_s = 45^\circ$  et pour une vitesse du vent égale à 15m/s.

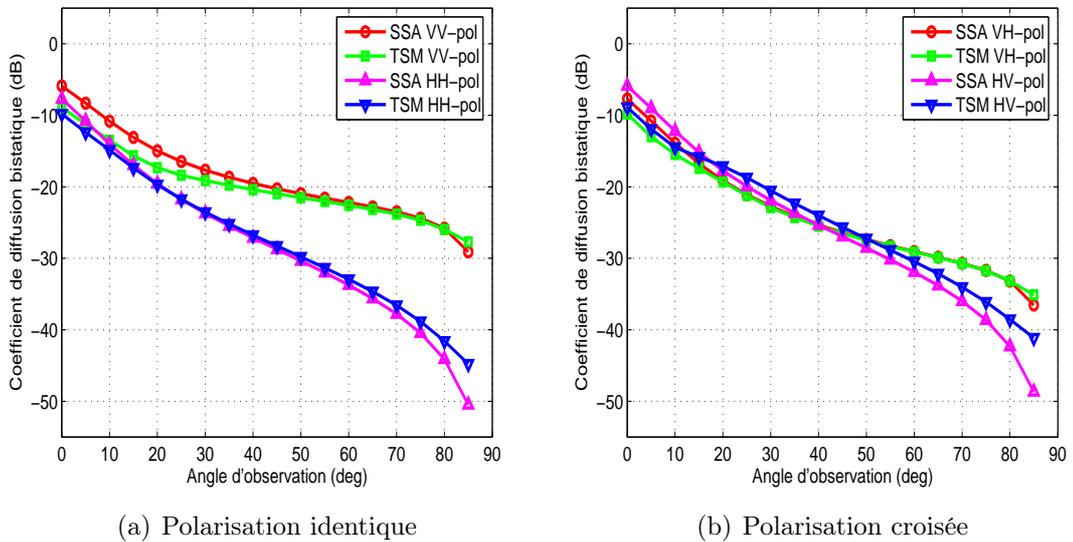


FIG. 4.30 – Coefficients de diffusion bistatique : comparaison entre SSA et TSM pour une fréquence  $F=5.5$  GHz et pour  $\theta = 40^\circ, \varphi = 0^\circ, \varphi_s = 135^\circ$  et pour une vitesse du vent égale à 5m/s.

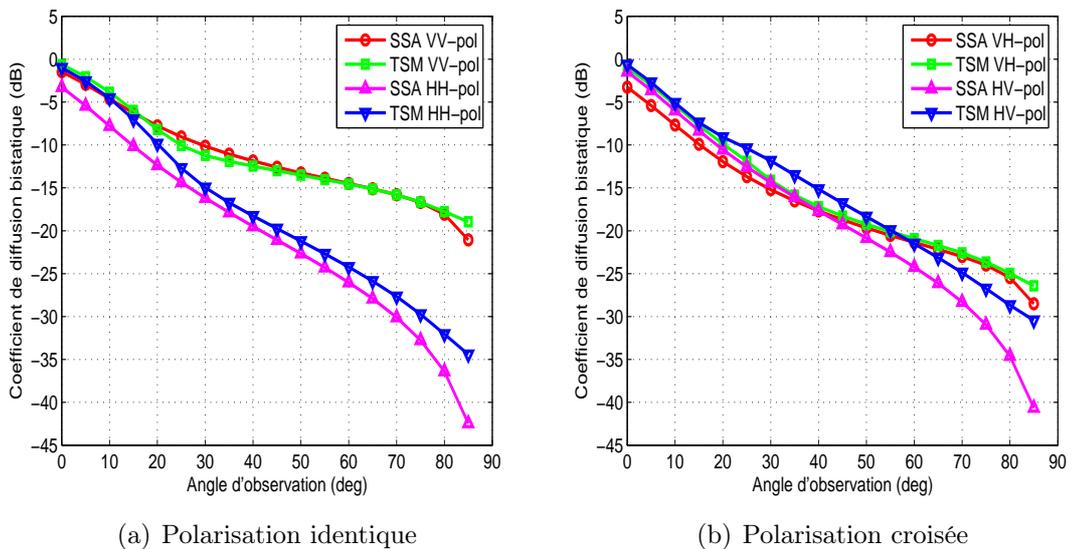


FIG. 4.31 – Coefficient de diffusion bistatique : comparaison entre SSA et TSM pour une fréquence  $F=5.5$  GHz et pour  $\theta = 40^\circ, \varphi = 0^\circ, \varphi_s = 135^\circ$  et pour une vitesse du vent égal 15m/s.

deux figures on peut signaler que la concordance entre les deux modèles est plus importante que dans le cas d'une fréquence  $F=14$  GHz en particulier pour les polarisations identiques (VV et HH).

Dans le paragraphe suivant, nous analysons le comportement du coefficient de diffusion en faisant varier l'angle d'azimut de l'observation.

#### 4.5.2 Variations en fonction de l'angle azimut d'observation

En fixant la position et la direction de l'émetteur, pour obtenir différentes configurations bistatiques, il suffit de faire varier l'emplacement du récepteur hors du plan d'incidence, cela se traduit par le changement de l'azimut du récepteur  $\varphi_s$ , voir la figure 4.32. Avant de commencer l'analyse des résultats obtenus dans ces configu-

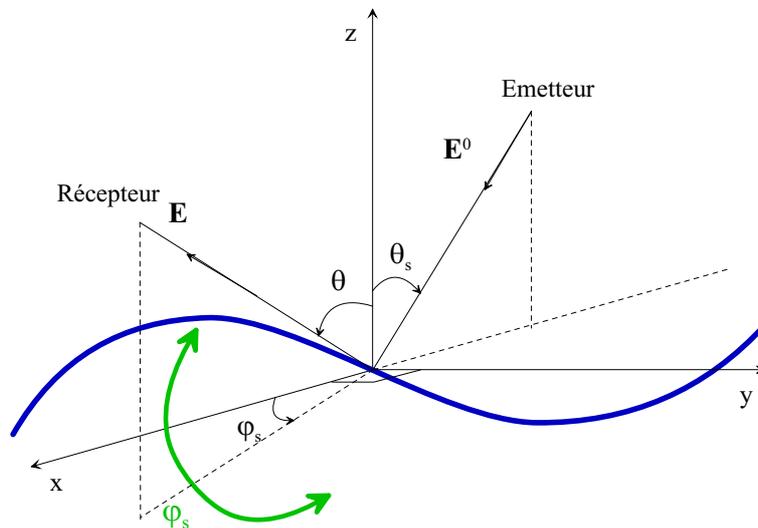


FIG. 4.32 – Illustration d'une configuration bistatique aléatoire :  $\varphi = 0^\circ$  et  $\varphi_s \in [0^\circ, 360^\circ]$ .

rations bistatiques, nous rappelons la signification particulière de chaque valeur de  $\varphi_s$  lors de sa variation de  $0^\circ$  à  $180^\circ$ . D'abord la valeur  $0^\circ$  correspond à la configuration bistatique particulière : la propagation avant. Quant à la valeur de  $\varphi_s = 180^\circ$ , elle correspond à la configuration monostatique (rétrodiffusion). Ainsi pour toute autre valeur de  $\varphi_s$  une configuration bistatique générale aura lieu, en particulier on distingue le cas où  $\varphi_s = 90^\circ$  ce qui signifie que le récepteur est situé dans le plan orthogonal à celui de l'émetteur.

Notons que ces simulations permettent d'avoir une cartographie générale des coefficients de diffusion de la surface de la mer en configuration bistatique. Nous présentons les résultats de simulations seulement dans la bande  $K_u$ . Les résultats pour les autres bandes de fréquence ne sont pas présentés dans le manuscrit car il n'y a pas de différence significative au niveau d'interprétation par rapport à ceux de la bande  $K_u$ .

Pour une fréquence de 14 GHz, nous fixons l'angle d'émission et l'angle d'observation à  $40^\circ$ , l'azimut d'émission est fixé à  $0^\circ$  suivant la direction du vent, et nous

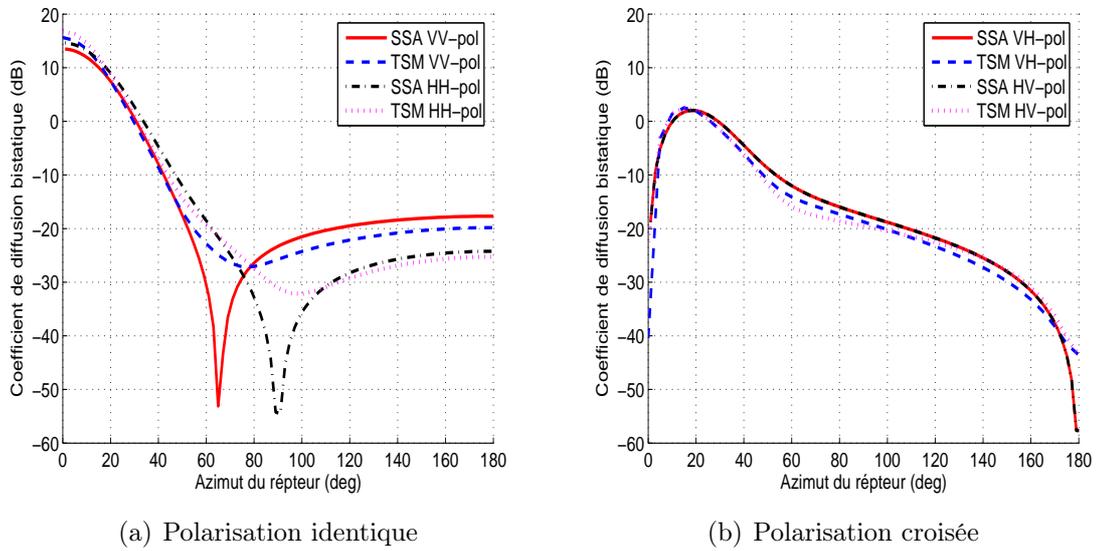


FIG. 4.33 – Coefficients de diffusion bistatique : comparaison entre SSA et TSM pour une fréquence  $F=14$  GHz et pour  $\theta = \theta_s = 40^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$  en variant  $\varphi_s$  entre  $0$  et  $180^\circ$  pour une vitesse du vent égal  $5\text{m/s}$ .

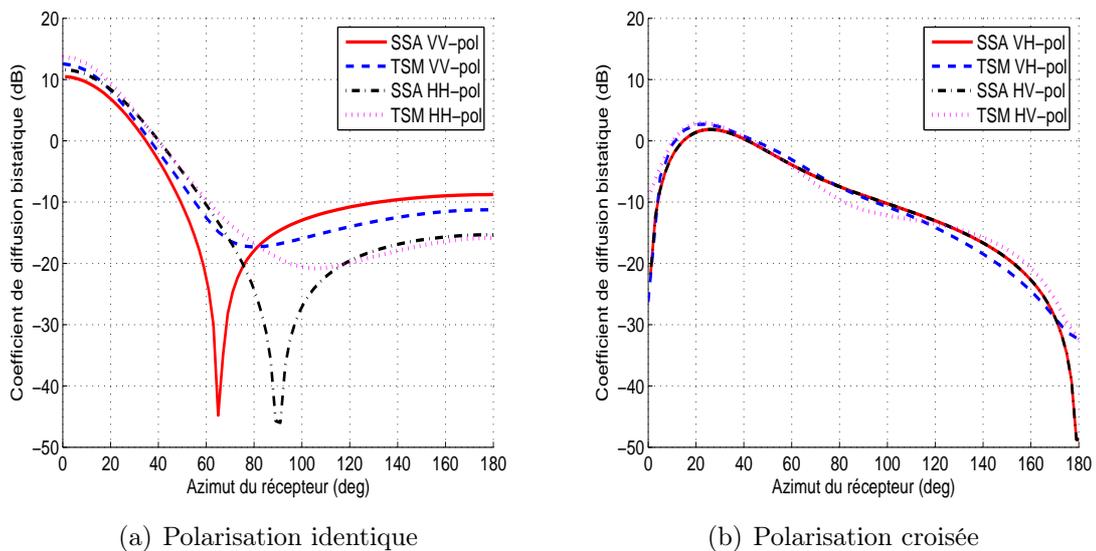


FIG. 4.34 – Coefficients de diffusion bistatique : comparaison entre SSA et TSM pour une fréquence  $F=14$  GHz et pour  $\theta = \theta_s = 40^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$  en faisant varier  $\varphi_s$  entre  $0$  et  $180^\circ$  pour une vitesse du vent égal  $15\text{m/s}$ .

varions l'azimut du récepteur dans tous les plans possibles de l'espace de  $0^\circ$  à  $180^\circ$ . La figure 4.33 représente les résultats pour une vitesse du vent  $U_{10} = 5m/s$  tandis que la figure 4.34 elle illustre ceux obtenus pour une vitesse du vent de  $15m/s$ . Les résultats obtenus pour des polarisations identiques sont illustrés dans le cas (a) quand à les coefficients de polarisation croisées dans le cas (b) où une comparaison entre les deux modèles SSA et TSM est accomplie. Pour le cas de polarisation identique VV et HH, on constate que le coefficient de diffusion a un maximum d'amplitude dans le cas de propagation avant ( $\varphi_s = 0$ ), ensuite une allure décroissance quand le récepteur s'écarte du plan de l'incidence jusqu'à un minimum pour une valeur  $\varphi_s$  déterminée. Ensuite, une légère croissance jusqu'à la valeur  $\varphi_s = 180^\circ$  qui correspond à la configuration monostatique (rétrodiffusion). En comparant les résultats des deux modèles SSA et TSM dans ce cas on remarque une similitude importante entre eux pour tous les plans d'observation sauf autour de la zone angulaire azimutal  $\varphi_s = 60^\circ$  où SSA présente un zéro erroné ce qui correspond un phénomène non physique [53]. Pour la polarisation HH, ce pique est situé autour du plan orthogonal à celui de l'émission  $\varphi_s = 90^\circ$ . Le positionnement de la valeur minimale du coefficient de diffusion ne dépend pas de la vitesse du vent comme le montre la figure 4.34-a par contre cette valeur dépend de l'angle d'incidence et de d'observation comme sera présenté par la suite.

Maintenant, les coefficients en polarisation croisée révèlent plusieurs observations. Tout d'abord, les coefficients sont égaux avec le modèle SSA ce qui n'est pas le cas dans le modèle TSM. Les coefficients VH et HV commence à croître à partir de la configuration propagation avant ( $\varphi_s = 0^\circ$ ) jusqu'à ce qu'ils atteignent un maximum autour du plan d'observation d'azimut  $20^\circ$  ensuite l'allure devient décroissante pour arriver au minimum dans le cas de la configuration de rétrodiffusion ( $\varphi_s = 180^\circ$ ). En ce qui concerne la comparaison entre les deux modèles SSA et TSM en polarisation croisée, on remarque qu'une importante similitude existe entre les deux modèles sauf dans les deux configurations de propagation avant et de rétrodiffusion où il existe un décalage entre les résultats obtenus.

Les figures 4.35-a et 4.36-a montrent les résultats de la simulation pour la même configuration que dans les deux figures précédentes mais en fixant l'angle d'incidence et d'observation à  $\theta = \theta_s = 60^\circ$ . En comparant les deux figures 4.33 et 4.35 il est clair que le minimum obtenu pour la polarisation VV se déplace vers un plan d'azimut plus inférieure avec l'augmentation de l'angle d'incidence/observation, tandis qu'en polarisation HH le minimum se situe toujours dans le plan d'observation orthogonal à celui de l'émission ( $\varphi_s = 90^\circ$ ). Aussi pour cet angle d'incidence/observation on remarque une bonne concordance entre les deux modèles en polarisation identique avec un écart moyen de 1 dB à l'exception de la présence du pic avec le modèle SSA qui constitue un zéro erroné. Concernant la polarisation croisée dans les figures 4.35-b et 4.36-b on constate toujours les résultats obtenus avec le modèle TSM en propagation avant sont beaucoup plus inférieurs à ceux du modèle SSA en particulier pour une vitesse du vent relativement basse. D'autre part, le maximum du coefficient de diffusion en polarisation a la tendance de s'approcher de la zone de la propagation avant suite à l'augmentation de l'angle d'incidence ou bien celui d'observation.

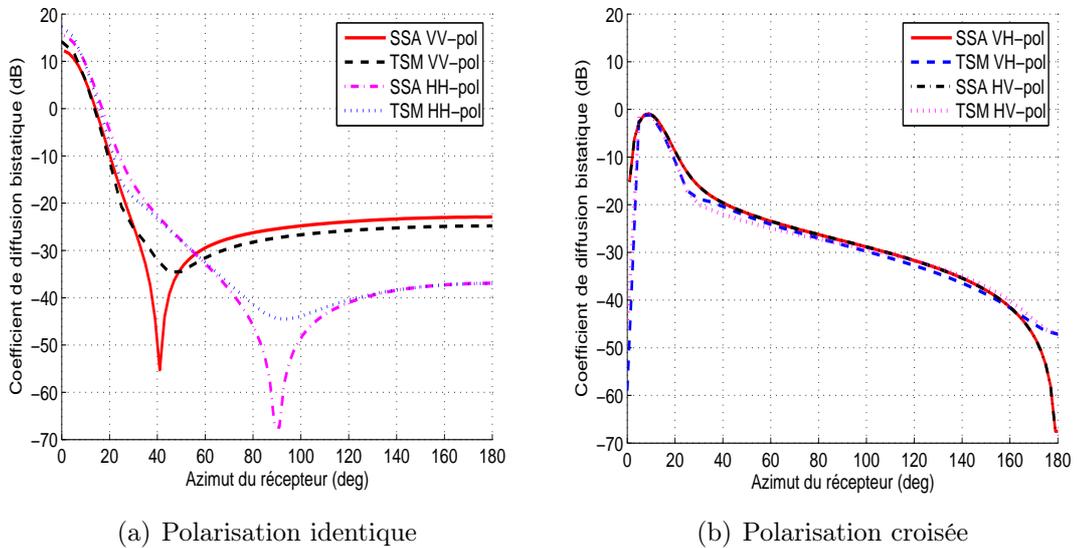


FIG. 4.35 – Coefficients de diffusion bistatique : comparaison entre SSA et TSM pour une fréquence  $F=14$  GHz et pour  $\theta = \theta_s = 60^\circ, \varphi = 0^\circ$  en faisant varier  $\varphi_s$  entre  $0$  et  $180^\circ$  pour une vitesse du vent égale à  $5\text{m/s}$ .

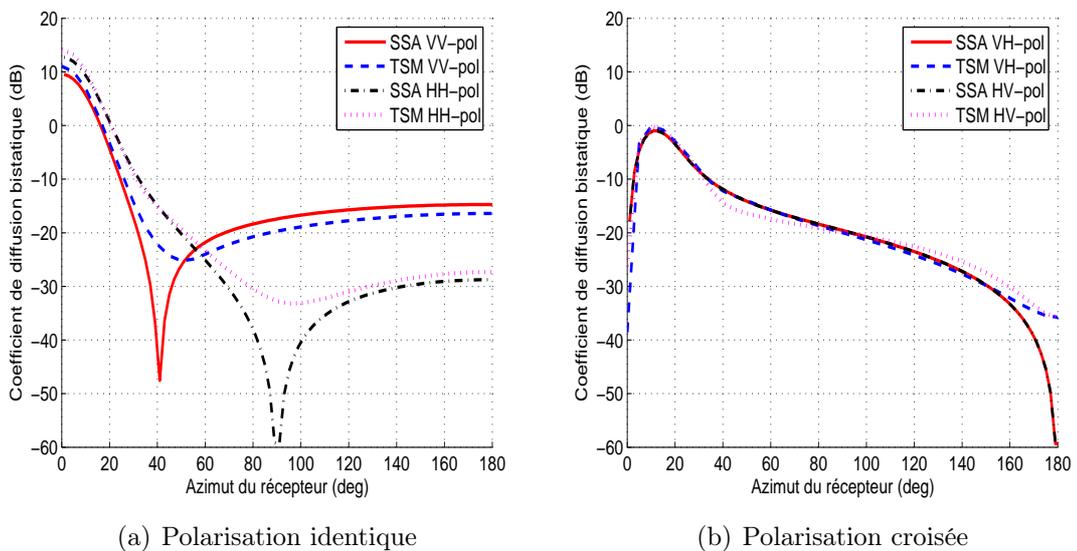


FIG. 4.36 – Coefficients de diffusion bistatique : comparaison entre SSA et TSM pour une fréquence  $F=14$  GHz et pour  $\theta = \theta_s = 60^\circ, \varphi = 0^\circ$  en faisant varier  $\varphi_s$  entre  $0$  et  $180^\circ$  pour une vitesse du vent égale à  $15\text{m/s}$ .

## 4.6 Effet de la modification du spectre d'Elfouhaily

Dans ce paragraphe, nous allons montrer l'effet de la modification de la fonction angulaire du spectre d'Elfouhaily. Nous relevons cet effet à travers des simulations numériques des coefficients de diffusion calculés à partir des deux versions du spectre ainsi comparés avec des données expérimentales en monostatique. Ainsi, le but de ce

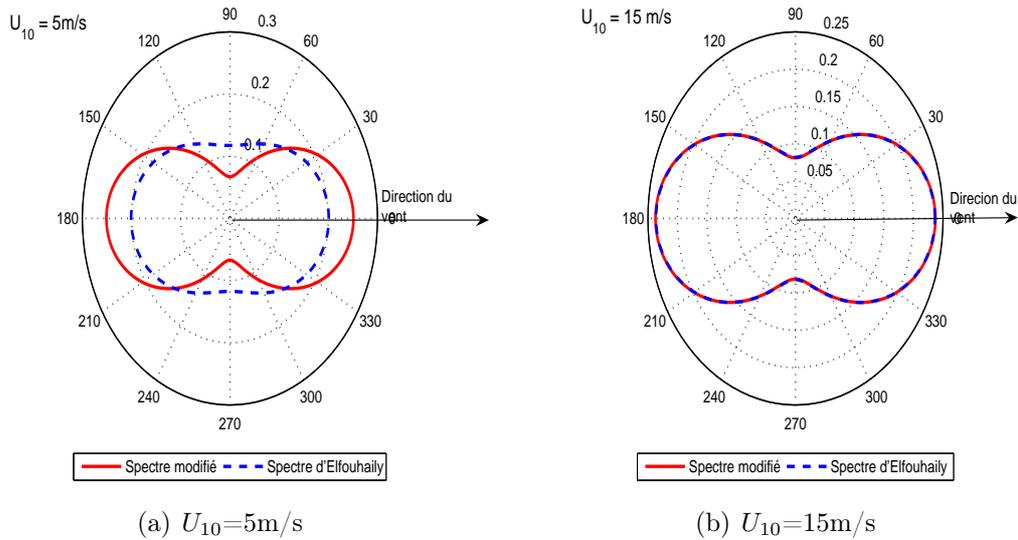


FIG. 4.37 – Variations de la fonction angulaire du spectre de mer : comparaison entre le modèle d'Elfouhaily [2] et le modèle modifié par McDaniel [6] avec un nombre d'onde  $K=370$  rd/m pour deux vitesses du vent, (a) 5m/s, et (b) 15 m/s.

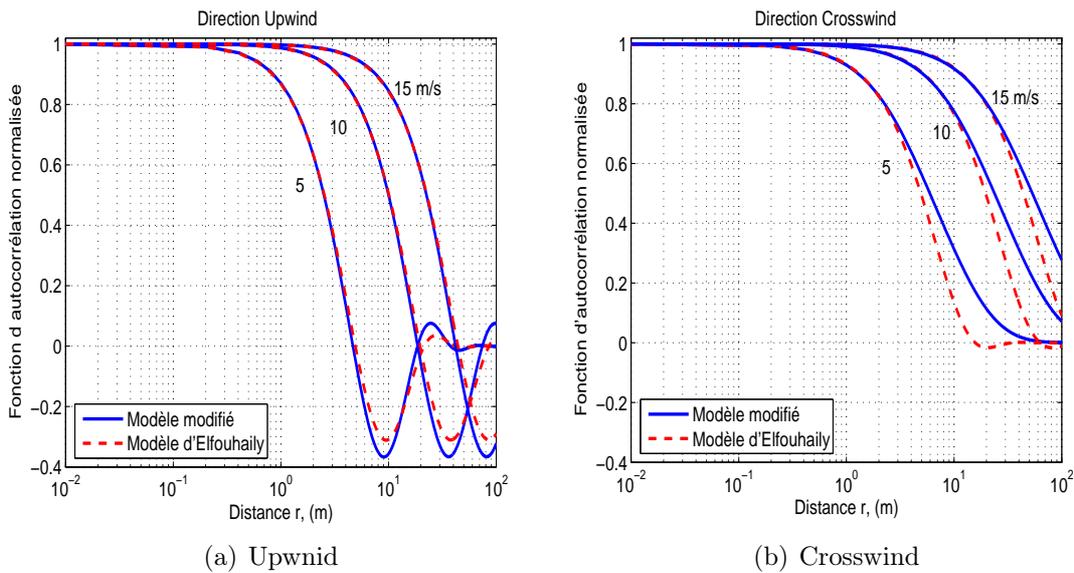


FIG. 4.38 – Variation de la fonction d'autocorrélation normalisée de la surface de la mer : comparaison entre le modèle d'Elfouhaily [2] et le modèle modifié par McDaniel [6] pour différentes vitesses du vent, (a) direction Upwind, et (b) direction Crosswind.

paragraphe est d'évaluer la variation obtenue au niveau des coefficients de diffusion lors de ce changement spectrale dans le cas monostatique ainsi que bistatique. Nous rappelons que l'évaluation des coefficients de diffusion est faite en utilisant le modèle SSA au premier ordre.

La figure 4.37 présente un rappel de la variation de la fonction angulaire du spectre de mer calculée à partir du modèle d'Elfouhaily [2] ainsi qu'avec le modèle suggéré par McDaniel [6]. Les simulations sont faites pour un nombre d'onde égale à 370 rd/m pour deux vitesses du vent. En résumé, d'après les courbes simulées avec les deux modèles qui sont représentés sur la figure 4.37, on constate que la modification introduite est plus significative dans la direction travers au vent que dans celle dans la direction du vent. Ainsi, l'influence de cette modification est négligeable pour des vitesses du vent élevées.

De même, la figure 4.38 montre la variation de la fonction d'autocorrélation de la mer calculée à partir des deux modèles spectrales. On constate que l'effet de la modification de la fonction angulaire de spectre sur la fonction d'autocorrélation est plus significatif dans le cas crosswind que dans le cas upwind [107].

### 4.6.1 Effet de la modification en monostatique

La modification de la fonction angulaire provoque un changement plutôt significatif sur le comportement du régime capillaire que sur le régime de gravité [6]. Ainsi, les coefficients de rétrodiffusion (monostatique) sont sensibles à ce changement plus que d'autres configurations, à savoir : propagation avant et bistatique quelconque [107]. Cela s'explique par le fait que les vagues de capillarité jouent un rôle essentiel dans l'énergie rétrodiffusée (monostatique) plus en bistatique.

Pour visualiser l'effet de la modification introduite sur le spectre d'Elfouhaily, on trace sur la figure 4.39 les résultats des coefficients de rétrodiffusion obtenus en utilisant les deux spectres, ensuite sont comparés avec les données expérimentales de SASS-II [8, 17]. Les simulations sont faites avec deux angles d'incidence 40 et 60° pour différentes valeurs de vitesse du vent  $U_{10} \in \{5, 10 \text{ et } 15 \text{ m/s}\}$  en polarisation VV vue son exactitude. En examinant les courbes de la figure 4.39, plusieurs points importants peuvent être déduits :

- Globalement les résultats obtenus en utilisant le spectre modifié sont plus concordant avec les données expérimentales dans les trois directions principales : upwind, crosswind et downwind.
- La correction la plus significatif est dans la direction travers au vent (crosswind) où on constate une amélioration de 3 dB dans le cas où la vitesse du vent vaut 5 m/s. Toutefois la différence entre les résultats des deux modèles dans le cas upwind et downwind est relativement faible par rapport à l'écart dans le cas crosswind.
- Quand la vitesse du vent augmente, la différence entre les résultats des deux modèles diminue, voir nulle dans le cas d'une vitesse du vent élevée  $U_{10} = 15 \text{ m/s}$ .

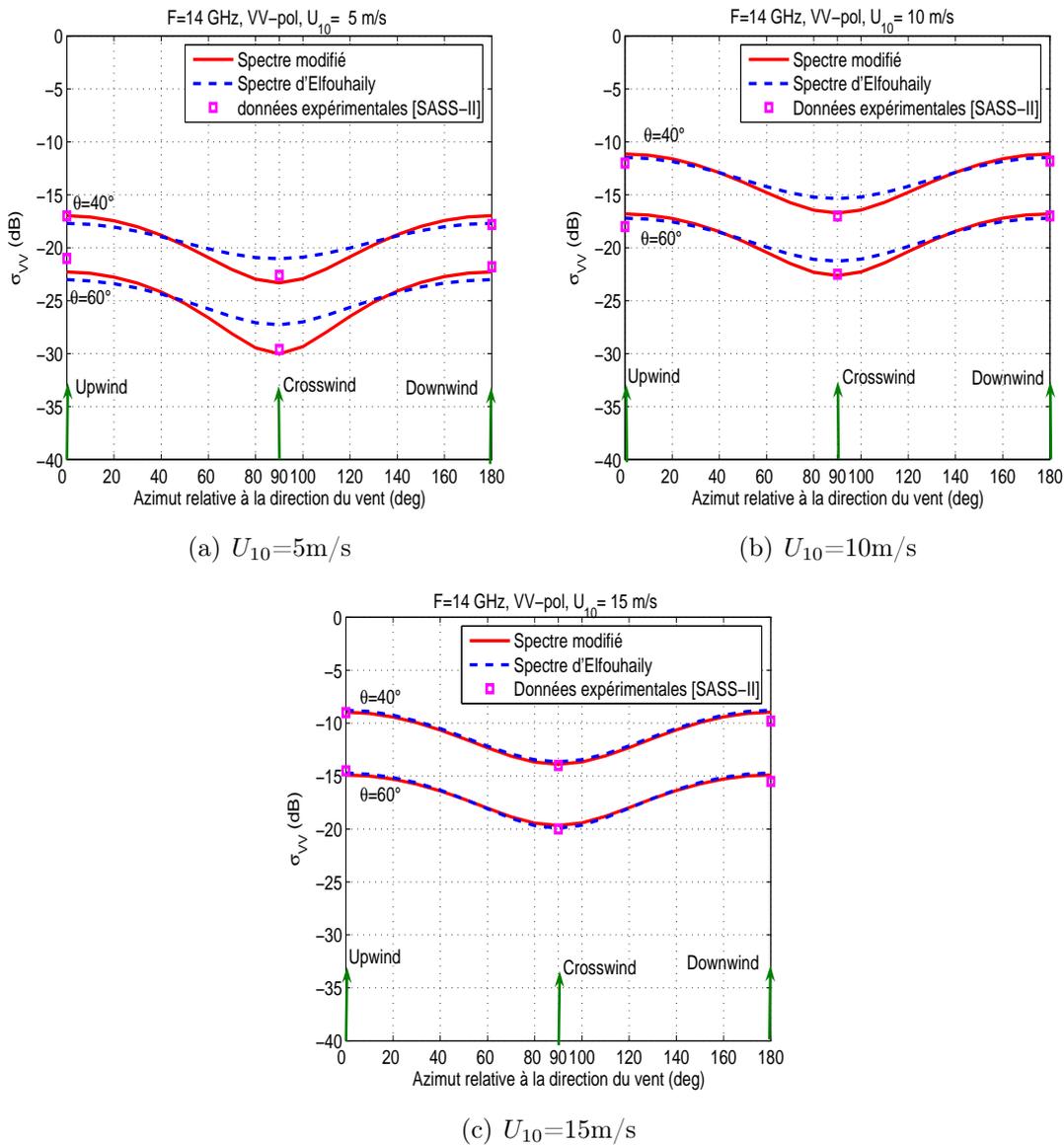


FIG. 4.39 – Comparaison entre les résultats du coefficient de rétrodiffusion calculés en utilisant le spectre d’Elfouhaily [2] et avec ceux obtenus en utilisant le modèle modifié par McDaniel [6] pour deux angles d’incidence 40 et 60°, (a)  $U_{10}=5$  m/s, et (b)  $U_{10}=10$  m/s, et (c)  $U_{10}=15$  m/s.

## 4.6.2 Effet de la modification en bistatique

De même qu'en monostatique, nous évaluons l'effet de la modification introduite sur le spectre sur les résultats obtenus en bistatique. Pourtant, par manque des données expérimentales en bistatique, la comparaison est faite seulement entre les résultats obtenus en utilisant les deux versions du modèle spectrale.

La figure 4.40 montre les variations du coefficients de diffusion en fonction de la direction du vent dans la configuration bistatique où les paramètres sont :  $\theta = \theta_s = 40^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$  et  $\varphi_s = 45^\circ$ . Les simulations sont faites pour deux vitesses du vent 5 et 15 m/s.

D'une part les courbes dans la figure 4.40 présentent une cartographie de la variation du coefficient de diffusion bistatique en fonction de la direction du vent. D'autre part, la comparaison entre les résultats obtenus avec les deux spectres montre que la différence entre eux est significatif aussi dans la direction travers au vent mais n'excède pas 1 dB. Toutefois l'écart entre les résultats diminue quand la vitesse du vent augmente.

Par ailleurs, la figure 4.41 montre les variations des termes croisées du coefficient de diffusion pour la même configuration que la figure 4.40. Notons d'abord que les coefficient de polarisation VH et HV sont égaux. Ainsi, dans le cas où  $\theta = \theta_s = 40^\circ$  l'écart entre les résultats des deux spectres ne dépasse pas en moyen 0.5 dB même dans la direction travers au vent . Et pour  $\theta = \theta_s = 60^\circ$  la différence devient nulle.

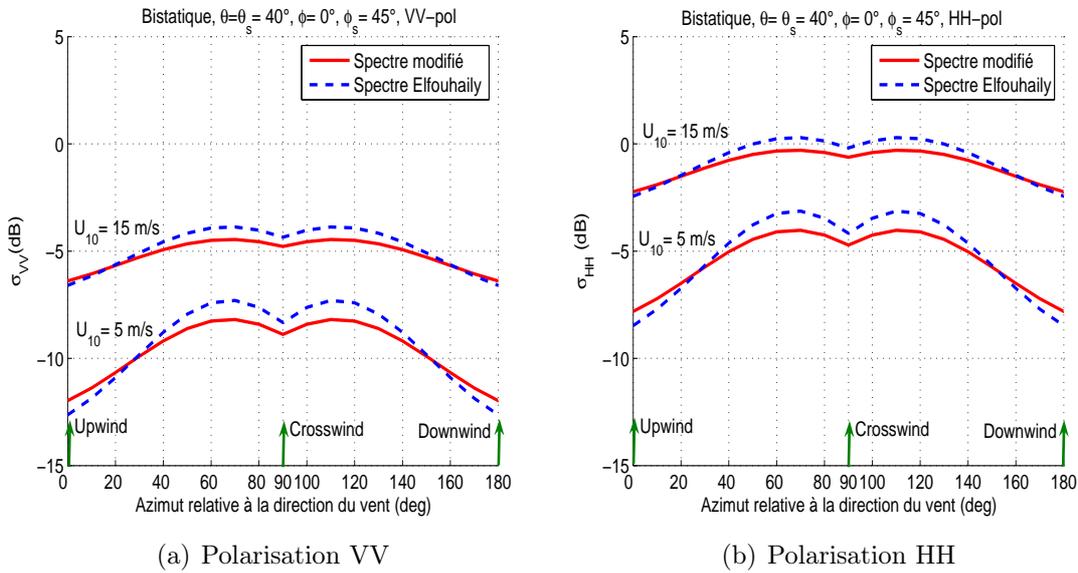


FIG. 4.40 – Variations des coefficient de diffusion en fonction de la direction du vent dans une configuration bistatique : comparaison entre les résultats de deux versions du spectre,  $\theta = \theta_s = 40^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$  et  $\varphi_s = 45^\circ$  (a) polarisation VV, et (b) polarisation HH.

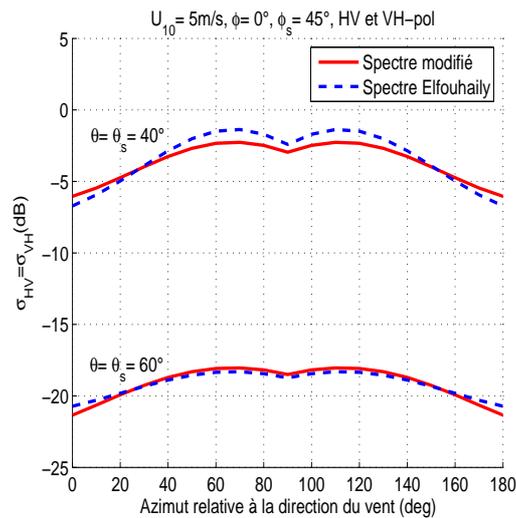


FIG. 4.41 – Variation des coefficients de diffusion croisés : comparaison entre les résultats des deux spectres

## 4.7 Conclusion

Les simulations et résultats présentés dans ce chapitre illustrent la variété des modèles de diffusion électromagnétique par une surface rugueuse. La présentation conjointe de ces modèles et représentations géométriques (représentation spectrale et distribution des pentes) et physiques (constante diélectrique et perméabilité magnétique) de la surface de la mer permet de préciser les limites de chaque modèle par le biais d'une comparaison avec les mesures réelles publiées dans la littérature dans le cas de la rétrodiffusion et en fonction de différents paramètres (angle d'incidence, fréquence d'émission et direction et vitesse du vent). Ces comparaisons permettent de montrer les performances et les limites du modèle SSA vis-à-vis des modèles classiques au niveau de la précision dans les deux domaines spéculaire et diffus. En monostatique, les résultats de simulations obtenus prouvent la précision de SSA dans des configurations avec angles d'incidence entre 0 et 60° avec une différence par rapport à la littérature de 1 à 2 dB.

Quant aux configurations bistatiques, nous nous sommes focalisés sur l'application du modèle SSA dans le cas d'une configuration bistatique en utilisant le modèle spectral d'Elfouhaily. Par manque des données expérimentales, nous avons réalisé une phase de comparaison entre les résultats obtenus avec le modèle SSA et ceux obtenus à l'aide du modèle TSM. Les résultats de cette comparaison ont été généralement concordants. Par ailleurs en polarisation identique (VV et HH), le modèle SSA présente une anomalie par l'existence d'un zéro erroné dans des plans transverses déterminés, ce qui correspond à un phénomène non physique. Toutefois, en polarisation VV l'emplacement de ce pic dépend de l'angle d'incidence, tandis que pour la polarisation HH ce pic est toujours situé autour du plan orthogonal à celui de l'émission  $\varphi_s = 90^\circ$ . Ainsi, dans le contexte bistatique, nous avons présenté les résultats des polarisations croisées VH et HV, qui n'ont, à notre connaissance, jamais été exploités.

Nous avons mis ainsi en évidence la variation apportée en introduisant la variation de la fonction angulaire sur le modèle spectrale d'Elfouhaily suggérée par McDaniel. En monostatique, l'utilisation du spectre modifié, provoque un perfectionnement de 1 à 3 dB par rapport aux résultats obtenus en utilisant le spectre standard d'Elfouhaily. L'amélioration maximale est obtenue dans le cas travers au vent (crosswind) pour des vitesses du vent relativement faibles. Quant au cas bistatique, nous constatons que l'effet de ce changement spectral est moins important qu'en monostatique. L'écart entre les résultats obtenus est toujours plus significatif autour de la direction crosswind que dans les deux autres directions upwind et downwind. Toutefois cet écart n'excède pas 1 dB en moyenne.

Dans une étude future, il serait intéressant de bien valider et analyser les résultats obtenus, en utilisant le modèle SSA au deuxième ordre avec les deux versions du modèle spectral d'Elfouhaily, dans le cas bistatique tout en les comparant avec des données expérimentales.



# Conclusion et perspectives

L'objectif global des travaux menés dans le cadre de cette thèse est l'étude et l'analyse en configuration bistatique des phénomènes de diffusion des ondes électromagnétiques par les surfaces rugueuses, notamment par la surface maritime. Ainsi, dans la méthodologie de résolution de ce problème, nous avons principalement étudié le modèle de diffusion SSA (Small Slope Approximation). Ce modèle est souvent appliqué dans les cas monostatique et en propagation avant, mais dans la littérature, peu nombreux sont les travaux réalisés en bistatique, en particulier dans le contexte d'une application maritime. C'est autour de cette application que s'articule le présent travail ; cela correspond à l'application numérique du modèle SSA pour calculer les coefficients de diffusion de la surface maritime afin d'obtenir une cartographie complète du comportement polarimétrique de la surface maritime en configuration bistatique. Les simulations et les analyses numériques des coefficients de diffusion sont effectués en fonction des différents paramètres du problème (fréquence, vitesse et direction du vent,  $\dots$ ) sachant que les bandes fréquentielles L, et Ku ont été privilégiées dans cette étude. De plus, les résultats obtenus en utilisant le modèle SSA sont comparés à ceux obtenus avec le modèle composite à deux échelles (TSM).

Le premier chapitre nous a permis d'introduire les notions indispensables d'électromagnétisme pour appréhender d'une façon simple l'effet de la rugosité d'une surface sur le coefficient de diffusion. À partir des équations de Maxwell nous avons rappelé les équations des ondes monochromatiques planes, ondes choisies dans notre travail. Nous avons précisé la notion de polarisation avec ses différents états (linéaire, elliptique, circulaire). Nous avons ensuite donné les représentations polarimétriques d'une cible radar notamment la matrice de diffusion permettant d'évaluer les coefficients de diffusion appropriés. Nous avons rappelé les différents modèles de diffusion asymptotiques adoptés et principalement le modèle SSA. Par ailleurs, nous avons consacré la fin de ce chapitre à la description statistique d'une surface rugueuse en fonction de ses caractéristiques géométriques (distribution des hauteurs, fonction d'autocorrélation, fonction caractéristique, représentation spectrale et la distribution des pentes).

Dans un deuxième chapitre, nous avons introduit les méthodes de résolution du problème de diffusion par une surface rugueuse. En effet, le calcul du champ électromagnétique vectoriel diffusé par une surface rugueuse n'est pas simple et il n'existe pas de solutions exactes valables pour toutes les configurations. Après avoir recensé les méthodes existantes (rigoureuses et asymptotiques) à la recherche d'une méthode adéquate à l'application maritime, la méthode SSA (Small Slope Approximation) nous est apparue intéressante à exploiter et à comparer à d'autres modèles

afin d'analyser les performances de cette approximation. L'avantage de ce modèle est qu'il traite le problème de diffusion avec un seul processus de traitement, c'est à dire indépendamment de la longueur d'onde émise et sans l'introduction du paramètre de division de la rugosité de la surface. En effet, chaque méthode a ses limites, ses avantages et ses inconvénients. L'estimation du champ dépend essentiellement de la rugosité de la surface par rapport à la longueur d'onde électromagnétique émise et de la configuration géométrique choisie. Dans ce sens, plusieurs approches ont été présentées et simulées notamment KA, SPM, TSM et principalement le modèle SSA.

L'approximation de Kirchhoff (KA) a été étudiée et appliquée principalement pour le calcul de la composante spéculaire. Le principe de cette méthode est d'assimiler la surface à un plan tangent au point d'incidence de l'onde émise. Cependant, la méthode de Kirchhoff n'est plus valable quand les vagues courtes (vagues de capillarité) dominent la surface. Ainsi l'approche des petites perturbations (SPM) a été déployée. Elle permet d'estimer la composante diffuse en fonction de la fréquence à l'émission, de l'état de la mer, de la géométrie de la liaison et en fonction de la polarisation à l'émission et à la réception.

Ces deux modèles classiques sont valables pour des surfaces à une seule échelle de rugosité. Or les surfaces naturelles sont caractérisées par plusieurs échelles de rugosité. Vu qu'il est impossible de les prendre toutes en considération, un modèle dit à deux échelles a été retenu. Dans cette approche, la surface est caractérisée par deux échelles moyennes de rugosité : l'une faible et l'autre plus importante par rapport à la longueur d'onde. Toutefois, le choix du paramètre de division entre les deux structures n'est pas unique en particulier dans le cas d'une configuration bistatique.

Le modèle SSA combine les deux modèles classiques KA et SPM en un seul processus de traitement. L'intérêt de ce modèle vient du fait qu'il donne des résultats raisonnables à la fois en mode radar et radiomètre tout en étant indépendant de la fréquence des ondes électromagnétiques exploitées. Contrairement aux autres modèles KA, SPM et TSM, le modèle SSA dépend de la grandeur de la surface intervenant dans le calcul des coefficients de diffusion (2.4.4.7). Dans le contexte d'une application maritime, nous avons étudié cette grandeur qui dépend de la fréquence des signaux radar utilisés ainsi que de l'état de la surface de la mer (vitesse et direction du vent). A ce niveau, nous avons mis en évidence la contribution de la partie négative contenue dans la fonction d'autocorrélation de la surface de la mer dans les calculs des coefficients (particulièrement en bande  $L$ ).

Le troisième chapitre est consacré à la modélisation de la surface maritime qui constitue l'étape clef dans l'estimation du champ diffusé. Ainsi, nous nous sommes intéressés à la représentation de l'aspect géométrique et physique de la surface océanique à travers différents modèles publiés dans la littérature.

Pour la description spectrale, nous avons adopté le modèle d'Elfouhaily qui représente bien le phénomène réel de la mer. Toutefois, la fonction angulaire de ce modèle spectral présente une anomalie, pour cela nous avons donc introduit le changement proposé par McDaniel, qui permet d'améliorer les résultats de rétrodiffusion (monostatique) de 1 à 3 dB en particulier dans le cas d'une diffusion dans la direction travers au vent (crosswind).

Nous avons consacré le quatrième chapitre à la présentation des résultats numériques obtenus pour les coefficients de diffusion de la surface maritime. Afin de valider le modèle SSA1 utilisé, les coefficients de diffusion de la surface océanique ont été estimés et comparés aux résultats et mesures publiés dans la littérature. Les comparaisons se sont axées principalement sur la configuration monostatique (rétrodiffusion). Ces comparaisons numériques ont été effectuées en fonction de plusieurs paramètres du problème (vitesse et direction du vent, variation de l'angle d'incidence, angle d'observation...). Les résultats obtenus soulignent les limites des modèles classiques (KA et SPM) par rapport au modèle SSA, particulièrement au niveau de la précision dans les deux domaines spéculaire et diffus.

Ainsi, les résultats obtenus en rétrodiffusion montrent que le modèle SSA1, au premier ordre, peut être utilisé dans des systèmes radar opérant en microonde, avec une précision de 1 dB dans la zone angulaire  $\theta \in [0^\circ - 60^\circ]$ . Cette zone intéresse particulièrement les applications de télédétection.

Quant à la configuration bistatique, peu de résultats concernant l'application du modèle SSA ont été publiés dans la littérature et ils ne portaient que sur la propagation avant. Notre contribution a consisté, en l'exploitation de ce modèle dans des configurations bistatique générales et dans le problème de diffusion par la surface maritime en particulier. Dans ce cadre, nous avons utilisé le modèle d'Elfouhaily pour la représentation spectrale de la surface de mer afin de simuler numériquement les coefficients de diffusion.

N'ayant pas de données expérimentales permettant de valider le modèle théorique adopté SSA1, nous avons comparé nos résultats simulés à ceux obtenus en utilisant le modèle TSM. Les résultats des coefficients de diffusion obtenus en utilisant les deux modèles présentent une bonne similitude dans la plupart des configurations simulées avec un écart moyen entre eux de 1 à 2 dB. Toutefois, dans le cas de la polarisation identique (VV et HH), le modèle SSA présente une anomalie qui se manifeste par l'existence d'un zéro erroné (pic) dans un plan transverse bien déterminé. Cette anomalie correspond à un phénomène non physique. Pour la polarisation VV, l'emplacement de ce pic dépend de l'angle d'incidence tandis que pour la polarisation HH ce pic est toujours situé dans le plan orthogonal à celui de l'émission  $\varphi_s = 90^\circ$ . D'une manière intéressante, les résultats en polarisations croisés VH et HV obtenus avec les deux modèles présentent une bonne concordance. Il est à noter que, dans la littérature peu des travaux traitent les coefficients croisés en utilisant le modèle SSA.

Enfin, nous avons utilisé la version modifiée du spectre d'Elfouhaily suggérée par McDaniel pour simuler les coefficients de diffusion de la mer en monostatique et en bistatique. Les résultats de simulations sont comparés avec ceux obtenus en utilisant le modèle standard d'Elfouhaily ainsi qu'avec des données publiées et obtenues en monostatique. En effet, l'utilisation de cette modification spectrale apporte une amélioration sur les coefficients de rétrodiffusion (monostatique) en particulier dans le cas de diffusion au travers du vent. Cette correction est significative de l'ordre de 1 à 3 dB pour des vitesses du vent relativement faibles. Ainsi, l'augmentation du vent entraîne la diminution de l'écart entre les résultats obtenus avec les deux versions du spectre. En configuration bistatique, la comparaison entre les résultats obtenus avec les deux spectres montre que la différence est aussi relativement significative dans la direction travers au vent mais n'excède pas 1 dB. De même, l'écart

entre les résultats des deux spectres diminue quand la vitesse du vent augmente.

Pour les perspectives, il serait important de monter une campagne de mesures afin de valider les résultats obtenus et particulièrement en configuration bistatique.

Par ailleurs, afin de corriger le phénomène non physique constaté sur les résultats obtenus avec le modèle SSA dans certaines configurations bistatiques particulières, et aussi de s'affranchir du temps de calcul prohibitif de SSA au deuxième ordre, il est envisageable d'étudier d'autres modèles de diffusion.

Une autre perspective consiste à exploiter le modèle SSA dans les problèmes de détection d'un polluant présent au dessus de la surface maritime en comparaison avec le modèle TSM [11].

Enfin, les différentes méthodes et études présentées dans le présent travail pourraient contribuer à d'autres applications (télédétection, imagerie, GPS, ...).

# Production scientifique

## Publication revue à comité de lecture

**A. Awada**, M. Y. Ayari, A. Khenchaf and A. Coatanhay, "Bistatic scattering from an anisotropic sea surface : Numerical comparison between the first-order SSA and the TSM models", *Waves in Random and Complex Media*, Vol. 16, No. 3, pp 383-394, August 2006.

## Publications Congrès Internationaux

1. **A. Awada**, A. Khenchaf, A. Coatanhay and M. Y. Ayari, "Small Slope Approximation and Two Scale model in bistatic configuration : Application to the sea surface", in *The proceedings of the European Conference on Propagation and Systems*, Brest, France, March, 2005.
2. **A. Awada**, A. Khenchaf, A. Coatanhay and M. Y. Ayari, "Comparison between Small Slope Approximation and Two Scale Model in bistatic configuration", in *The proceedings of the IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium*, Seoul, Korea, July, 2005.
3. **A. Awada**, A. Khenchaf, A. Coatanhay, "Bistatic radar from an ocean surface at L-band", in *the proceedings of the IEEE Radar Conference*, Verona, NY, USA, April 2006.
4. **A. Awada**, A. Khenchaf and A. Coatanhay, "Contribution to sea scattering estimation for various wind direction", in *The proceedings of the IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium*, Denever-Colorado, USA, August 2006.
5. **A. Awada**, A. Khenchaf and A. Coatanhay, "Frequency impact on the bistatic radar scattering from an ocean surface", in *The proceedings of the IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium*, Barcelona, Espagne, July 2007.



# Annexe A

## Modélisation d'une surface ruguese

### A.1 Types de fonction d'autocorrélation

Au départ dans la littérature, les modèles de diffusion par une surface utilisaient généralement les fonctions d'autocorrélation de type gaussien (figure A.1)

$$\rho(R) = \exp\left(\frac{-R^2}{L^2}\right) \quad (\text{A.1})$$

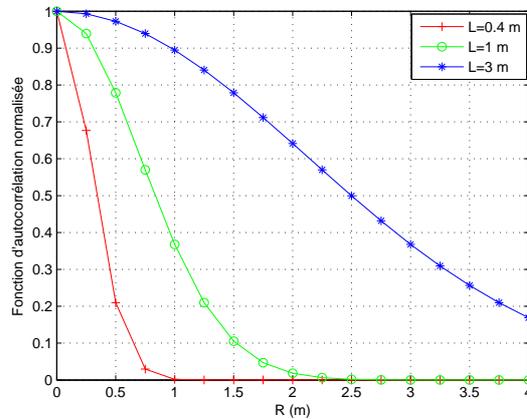


FIG. A.1 – Fonction d'autocorrélation gaussienne pour différentes longueurs de corrélation.

où <sup>1</sup>  $L$  est la longueur de corrélation.

Parfois un autre type de fonction utilisé est celui du type exponentiel, il est donné par :

$$\rho(R) = \exp\left(-\frac{|R|}{L}\right) \quad (\text{A.2})$$

---

<sup>1</sup>Soit  $R$  la distance entre deux points de la surface  $M_1$  et  $M_2$ . La longueur de corrélation est la distance au-delà de laquelle  $R$  arrête de décroître rapidement et devient négligeable devant d'autres grandeurs. On peut définir plusieurs longueurs de corrélation essentiellement à partir de la forme de la fonction. Un ajustement exponentiel est généralement retenu. Il correspond à la distance à partir de laquelle le coefficient de corrélation est inférieur à  $e^{-1} \approx 0.368$

## A.2 Isotropie, stationnarité et ergodicité

Plusieurs hypothèses sont utilisés implicitement dans les modèles de calcul. L'objet de ce paragraphe est de présenter trois hypothèses utilisées pour décrire l'état de la surface (*isotropie, stationnarité et ergodicité*)

**Isotropie** Une surface aléatoire est isotrope si les lois statistiques qui la caractérisent sont indépendantes de la direction d'observation. Cette hypothèse simplifie la difficulté mathématique de certains modèles. En effet n'importe quel vecteur représentant la distance entre deux points de la surface peut être remplacé par son module.

**Stationnarité** Généralement l'hypothèse de stationnarité est retenue dans la plupart des modèles de diffusion. Elle suppose que la probabilité qu'un point de la surface atteigne une hauteur est indépendante de sa position. D'une façon similaire toutes les propriétés statistiques qui sont fonctions de deux ou de plusieurs points, telle que la fonction de corrélation, deviennent des fonctions du vecteur séparant ces points, et pas leur position.

**Ergodicité** La description d'une surface se fait par l'intermédiaire d'un ensemble de paramètres statistiques (*moyenne, écart-type, longueur de corrélation, etc.*). Ces paramètres décrivent un nombre infini de surfaces qui sont les réalisations du processus stochastique les générant. Chaque réalisation est unique.

Une hypothèse importante, retenue dans l'ensemble des modèles présentés, est l'ergodicité de la surface. Cela signifie que la moyenne prise en différents points de la surface (*moyenne spatiale*) est identique à la moyenne prise sur plusieurs réalisations (*moyenne d'ensemble*). Si la surface varie en fonction du temps (*surface de mer*), ce concept est étendu : la moyenne sur une partie de la surface à différents instants (*moyenne temporelle*) est identique à la moyenne spatiale ou à la moyenne d'ensemble.

# Annexe B

## Matrices de Kirchhoff et de Bragg

### B.1 Matrice de Kirchhoff

Dans le but de simplification, la matrice de kirchhoff  $\mathcal{K}(\mathbf{k},)$  dans le cas d'une surface diélectrique, est donné sur la forme suivante [118, 47] :

$$\mathcal{K}_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \mathcal{R}_{\alpha\alpha_0}(Q/2)\mathcal{K}_{\alpha\alpha_0}^{\infty}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \quad (\text{B.1})$$

où  $\mathcal{K}^{\infty}$  est la matrice de Kirchhoff dans le cas d'un conducteur parfait :

$$\begin{aligned} \mathcal{K}_{11}^{\infty}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) &= -\mathcal{K}_{22}^{\infty}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = [(K^2 + q_k q_0)\hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{k}}_0 - k k_0] \\ \mathcal{K}_{12}^{\infty}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) &= -\mathcal{K}_{21}^{\infty}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = K(q_k + q_0)(\hat{\mathbf{k}} \times \hat{\mathbf{k}}_0) \cdot \hat{\mathbf{z}} \end{aligned}$$

et la matrice  $\mathcal{R}$  est basé sur les coefficients de Fresnel :

$$\mathcal{R}_{11}(q) = \frac{\epsilon q - \sqrt{(\epsilon - 1)K^2 + q^2}}{\epsilon q + \sqrt{(\epsilon - 1)K^2 + q^2}} \quad (\text{B.2a})$$

$$\mathcal{R}_{12}(q) = \mathcal{R}_{21}(q) = \frac{R_{11} + R_{22}}{2} \quad (\text{B.2b})$$

$$\mathcal{R}_{22}(q) = -\frac{q - \sqrt{(\epsilon - 1)K^2 + q^2}}{q + \sqrt{(\epsilon - 1)K^2 + q^2}} \quad (\text{B.2c})$$

avec  $\epsilon$  est la permittivité relative du milieu, et  $Q$  est le norme de la différence des vecteurs d'onde  $Q = \left| \mathbf{K} - \mathbf{K}_0 = \sqrt{Q_H^2 + Q_z^2} \right|$  où

$$\mathbf{Q}_H = \mathbf{k} - \mathbf{k}_0 \quad Q_z = q_0 + q_k.$$

### B.2 Matrice de Bragg

Dans le cas d'une surface diélectrique (surface de la mer), les expressions explicites des noyaux de Bragg avec SPM à l'ordre 1 sont données par [17] :

$$B_{11} = \frac{(\epsilon - 1)(q'_k q'_0 \hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{k}}_0 - \epsilon k k_0)}{(\epsilon q_k + q'_k)(\epsilon q_0 + q'_0)} \quad (\text{B.3})$$

$$B_{12} = \frac{(\epsilon - 1)Kq'_k \hat{\mathbf{k}} \times \hat{\mathbf{k}}_0 \cdot \hat{\mathbf{z}}}{(\epsilon q_k + q'_k)(q_0 + q'_0)} \quad (\text{B.4})$$

$$B_{21} = \frac{(\epsilon - 1)Kq'_0 \hat{\mathbf{k}}_0 \times \hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{z}}}{(q_k + q'_k)(\epsilon q_0 + q'_0)} \quad (\text{B.5})$$

$$B_{22} = \frac{(\epsilon - 1)K^2 q'_0 \hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{k}}_0}{(q_k + q'_k)(q_0 + q'_0)} \quad (\text{B.6})$$

avec les variables  $q'_0$  et  $q'_k$  qui sont défini par :

$$q'_0 = \sqrt{\epsilon K^2 - k_0^2} \quad q'_k = \sqrt{\epsilon K^2 - k^2}$$

# Annexe C

## Développement théorique du modèle SSA

### C.1 Invariance du noyau de pondération $\Phi$

Le fait que la fonctionnelle  $\Phi$  dans (2.51) reste invariant avec la transformation en (2.58) signifie que les coefficients  $\Phi_n$ ,  $n \geq 1$  s'annulent si un des arguments  $\xi_n$  vaut zéro [67].

$$\Phi_n(\xi_1, \dots, \xi_n) = 0 \quad \text{si} \quad \xi_j (j = 1, 2, \dots, n) = 0 \quad (\text{C.1})$$

En fait, comme  $h(\mathbf{r})$  est une fonction arbitraire, cette invariance s'applique indépendamment pour tous les termes dans (2.54).

Commençant d'abord la démonstration par le terme du premier ordre. Ce terme s'écrit donc [54] :

$$\int \delta(\xi - \xi_1) \Phi_1(\xi_1) h(\xi_1) d\xi_1 = \Phi_1(\xi) h(\xi), \quad (\text{C.2})$$

puis avec la transformation verticale appropriée (2.58) on obtient :

$$\Phi_1(\xi) h(\xi) \rightarrow \Phi_1(\xi) h(\xi) + H \Phi_1(0) \delta(\xi) \quad (\text{C.3})$$

et comme le coefficient  $\Phi_1$  est indépendant de la transformation (2.58), il faut donc que le terme à gauche ( $\Phi_1(\xi) h(\xi)$ ) soit identique au terme à droite ( $\Phi_1(\xi) h(\xi) + \Phi_1(0) \delta(\xi)$ ), et par conséquent on obtient  $\Phi_1(0) = 0$ . D'où, il s'en suit que le facteur  $\xi$  dans la fonction  $\Phi_1$  peut être extraire de la fonction :

$$\Phi_1(\xi) = \sum_{\alpha=1,2} \xi^{(\alpha)} \tilde{\Phi}_1^{(\alpha)}(\xi) \quad (\text{C.4})$$

où  $\alpha = (1, 2) = (x, y)$  et  $\tilde{\Phi}_1$  est une fonction régulière en  $\xi$ .

Procédons maintenant pour le deuxième terme en (2.51). Aussi, en appliquant la transformation (2.58), l'identification du terme en  $H$  donne :

$$\int \delta(\xi - \xi_2) \Phi_2(0, \xi_2) h(\xi_2) d\xi_2 + \int \delta(\xi - \xi_1) \Phi_2(\xi_1, 0) h(\xi_1) d\xi_1 = 2\Phi_2(0, \xi) h(\xi) = 0 \quad (\text{C.5})$$

Du au fait que l'élévation de la surface  $h(\mathbf{r})$  est arbitraire, on obtient donc  $\Phi_2(0, \boldsymbol{\xi}) = 0$ . En conséquence, il est possible donc d'extraire le facteur  $\boldsymbol{\xi}_1$  de  $\Phi_2$  et comme la fonction  $\Phi_2$  est une fonction symétrique par rapport aux deux arguments  $\boldsymbol{\xi}_1$  et  $\boldsymbol{\xi}_2$  l'extraction des deux est tout à fait légitime :

$$\Phi_2(\boldsymbol{\xi}_1, \boldsymbol{\xi}_2) = \sum_{\alpha_1, \alpha_2=1,2} \xi_1^{(\alpha_1)} \xi_2^{(\alpha_2)} \tilde{\Phi}_2^{(\alpha_1, \alpha_2)}(\boldsymbol{\xi}_1, \boldsymbol{\xi}_2) \quad (\text{C.6})$$

avec  $\tilde{\Phi}_2$  est une fonction régulière en  $\boldsymbol{\xi}_1$  et  $\boldsymbol{\xi}_2$ .  $\alpha_j = (1, 2) = (x, y)$

Avec un raisonnement similaire appliqué pour les deux premiers ordres, le terme de  $n^{\text{ème}}$  ordre s'écrit comme suit :

$$\Phi_n(\boldsymbol{\xi}_1, \boldsymbol{\xi}_2, \dots, \boldsymbol{\xi}_n) = \sum_{\alpha_1, \dots, \alpha_n=1,2} \xi_1^{(\alpha_1)} \dots \xi_n^{(\alpha_n)} \tilde{\Phi}_n^{(\alpha_1, \alpha_2)}(\boldsymbol{\xi}_1, \boldsymbol{\xi}_2, \dots, \boldsymbol{\xi}_n) \quad (\text{C.7})$$

où  $\tilde{\Phi}_n$  est une fonction régulière mais non singulière pour  $\boldsymbol{\xi}_i = 0$ . Par conséquence, après les remplacements appropriés obtenus pour les coefficients  $\Phi_n$ , l'équation (2.51) devient donc :

$$\begin{aligned} \Phi(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \boldsymbol{\xi}; h(\mathbf{r})) &= \delta(\boldsymbol{\xi}) \tilde{\Phi}_0 + \int \delta(\boldsymbol{\xi} - \boldsymbol{\xi}_1) \boldsymbol{\xi}_1 \tilde{\Phi}_1(\boldsymbol{\xi}_1) h(\boldsymbol{\xi}_1) d\boldsymbol{\xi}_1 \\ &+ \int \delta(\boldsymbol{\xi} - \boldsymbol{\xi}_1 - \boldsymbol{\xi}_2) \boldsymbol{\xi}_1 \boldsymbol{\xi}_2 \tilde{\Phi}_2(\boldsymbol{\xi}_1, \boldsymbol{\xi}_2) h(\boldsymbol{\xi}_1) h(\boldsymbol{\xi}_2) d\boldsymbol{\xi}_1 d\boldsymbol{\xi}_2 + \dots \end{aligned} \quad (\text{C.8})$$

les indices  $\alpha_j$  sont omis pour la raison de simplicité de présentation.

## C.2 Choix de jauge : Elimination des termes

Lors du développement théorique de la méthode SSA, la détermination des coefficients fonctionnels du noyau de pondération  $\tilde{\Phi}_1, \tilde{\Phi}_2, \dots$  se fait suivant la méthodologie suivante : d'abord en remplaçant (2.60) dans (2.53), en développant le terme exponentiel  $\exp[-i(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) \cdot \mathbf{r} - (q + q_0)h(\mathbf{r})]$  en (2.53) en série de terme  $h(\mathbf{r})$  et enfin en comparant le résultat à l'équation (2.65)

Toutefois, Une particularité extrêmement importante doit être prise en compte. Elle se représente par le fait que la fonction  $\Phi$  dans (2.53) ne peut pas être déterminée d'une manière univoque ce qui permet un choix de jauge sur les noyaux des différents ordres. ; cela vient du fait que le noyau fonctionnel  $\tilde{\Phi}_n$  peut être additionné avec une certaine fonction arbitraire qui s'annule pour la condition  $\mathbf{k} - \mathbf{k}_0 = \boldsymbol{\xi}_1 + \boldsymbol{\xi}_2 + \dots + \boldsymbol{\xi}_n$  tout en introduisant simultanément un facteur de compensation dans la fonction d'ordre suivant  $\tilde{\Phi}_{n+1}$ .

En effet, cette transformation s'écrit sous la forme suivante :

$$\tilde{\Phi}_n \rightarrow \tilde{\Phi}_n + (\mathbf{k} - \mathbf{k}_0 - \boldsymbol{\xi}_1 - \boldsymbol{\xi}_2 - \dots - \boldsymbol{\xi}_n) \mathbf{g} \quad , \quad \tilde{\Phi}_{n+1} \rightarrow \tilde{\Phi}_{n+1} + i(q + q_0) \mathbf{g} \quad (\text{C.9})$$

où  $\mathbf{g}$  est une fonction arbitraire, la valeur de SA dans (2.53) ne subie aucun changement.

La démonstration de cette transformation (élimination des termes) est donnée par le calcul suivant basé sur l'intégration par partie [54] :

$$\begin{aligned}
& \int \frac{1}{(2\pi)^2} \exp[-i(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) \cdot \mathbf{r} - (q + q_0)h(\mathbf{r})] \cdot \exp(i\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r} \\
& \times \int (\mathbf{k} - \mathbf{k}_0 - \boldsymbol{\xi}_1 - \dots - \boldsymbol{\xi}_n) \mathbf{g} \cdot \xi_1 h(\boldsymbol{\xi}_1) \dots \xi_n h(\boldsymbol{\xi}_n) d\boldsymbol{\xi}_1 \dots d\boldsymbol{\xi}_n \\
& = \int \frac{1}{(2\pi)^2} \exp[-i(q + q_0)h(\mathbf{r})] \cdot i\nabla \{ \exp[-i(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0 - \boldsymbol{\xi}) \cdot \mathbf{r}] \} d\mathbf{r} \\
& \quad \times \int \delta(\boldsymbol{\xi} - \boldsymbol{\xi}_1 - \dots - \boldsymbol{\xi}_n) \mathbf{g} \cdot \xi_1 h(\boldsymbol{\xi}_1) \dots \xi_n h(\boldsymbol{\xi}_n) d\boldsymbol{\xi}_1 \dots d\boldsymbol{\xi}_n \\
& = \int \frac{1}{(2\pi)^2} (q + q_0) \cdot \nabla h \exp[-i(q + q_0)h(\mathbf{r}) - i(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0 - \boldsymbol{\xi}) \cdot \mathbf{r}] d\mathbf{r} \\
& \quad \times \int \delta(\boldsymbol{\xi} - \boldsymbol{\xi}_1 - \dots - \boldsymbol{\xi}_n) \mathbf{g} \cdot \xi_1 h(\boldsymbol{\xi}_1) \dots \xi_n h(\boldsymbol{\xi}_n) d\boldsymbol{\xi}_1 \dots d\boldsymbol{\xi}_n \\
& = -i(q + q_0) \int \frac{1}{(2\pi)^2} \exp[-i(q + q_0)h(\mathbf{r}) - i(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) \cdot \mathbf{r}] \cdot \exp(i\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r} d\boldsymbol{\xi} \\
& \quad \times \int \delta(\boldsymbol{\xi} - \boldsymbol{\xi}_1 - \dots - \boldsymbol{\xi}_{n+1}) \cdot \mathbf{g} \cdot \xi_1 h(\boldsymbol{\xi}_1) \dots \xi_{n+1} h(\boldsymbol{\xi}_{n+1}) d\boldsymbol{\xi}_1 \dots d\boldsymbol{\xi}_{n+1}
\end{aligned} \tag{C.10}$$

Ainsi, la dernière expression dans la chaîne de calcul précédente (C.10) sera compensée par l'addition introduit, selon (C.9), sur le terme d'ordre  $(n + 1)$ . En d'autre terme, d'après le calcul précédent, si on extrait du noyau  $\tilde{\Phi}_n$  une portion qui s'annule pour l'égalité en (C.11) :

$$\mathbf{k} - \mathbf{k}_0 = \boldsymbol{\xi}_1 + \boldsymbol{\xi}_2 + \dots + \boldsymbol{\xi}_n \tag{C.11}$$

on peut faire passer cette quantité au terme d'ordre  $(n + 1)$  à l'aide d'une simple intégrale par partie. D'après cette manière d'élimination et de compensation, le terme à l'ordre  $n$  s'écrit donc sous la forme suivante :

$$\tilde{\Phi}_n = \left( \tilde{\Phi}_n - \tilde{\Phi}_n |_{\boldsymbol{\xi}_n = \mathbf{k} - \mathbf{k}_0 - \boldsymbol{\xi}_n, \dots, \boldsymbol{\xi}_{n-1}} \right) + \tilde{\Phi}_n |_{\boldsymbol{\xi}_n = \mathbf{k} - \mathbf{k}_0 - \boldsymbol{\xi}_n, \dots, \boldsymbol{\xi}_{n-1}} \tag{C.12}$$

Cependant, il est clair que le terme entre parenthèse s'annule pour l'égalité en (C.11), et par conséquent il peut se transformer en terme d'ordre  $(n + 1)$ . Ainsi, après cette substitution indiquée, le dernier terme dans (C.12) devient indépendant de  $\boldsymbol{\xi}_n$ , ce qui permet d'effectuer dans (2.50) la transformation suivante dans l'expression (2.53) [54] :

$$\begin{aligned}
& \int \frac{1}{(2\pi)^2} \exp[-i(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) \cdot \mathbf{r} - i(q + q_0)h(\mathbf{r})] \exp(i\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r} \\
& \quad \times \int \delta(\boldsymbol{\xi} - \boldsymbol{\xi}_1 - \dots - \boldsymbol{\xi}_n) \tilde{\Phi}_n(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \boldsymbol{\xi}_1 - \dots - \boldsymbol{\xi}_{n-1}, \mathbf{k} - \mathbf{k}_0 - \boldsymbol{\xi}_1 - \dots - \boldsymbol{\xi}_{n-1}) \\
& \quad \times \xi_1 h(\xi_1) \dots \xi_n h(\xi_n) d\xi_1 \dots d\xi_n \\
& = \int \frac{1}{(2\pi)^2} \exp[-i(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) \cdot \mathbf{r} - i(q + q_0)h(\mathbf{r})] \exp[i(\boldsymbol{\xi}_1 - \dots - \boldsymbol{\xi}_{n-1}) \cdot \mathbf{r}] d\mathbf{r} \\
& \quad \times (-i\nabla h(\mathbf{r})) \tilde{\Phi}_n(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \boldsymbol{\xi}_1 - \dots - \boldsymbol{\xi}_{n-1}, \mathbf{k} - \mathbf{k}_0 - \boldsymbol{\xi}_1 - \dots - \boldsymbol{\xi}_{n-1}) \\
& \quad \times \xi_1 h(\xi_1) \dots \xi_n h(\xi_n) d\xi_1 \dots d\xi_{n-1} \\
& = i \int \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{\mathbf{k} - \mathbf{k}_0 - \boldsymbol{\xi}_1 - \dots - \boldsymbol{\xi}_{n-1}}{q + q_0} \\
& \quad \times \exp[i(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0 - \boldsymbol{\xi}_1 - \dots - \boldsymbol{\xi}_{n-1}) \cdot \mathbf{r} - i(q + q_0)h(\mathbf{r})] \tilde{\Phi}_n \\
& \quad \times \xi_1 h(\xi_1) \dots \xi_n h(\xi_n) d\mathbf{r} d\xi_1 \dots d\xi_{n-1} \\
& = \frac{i}{(q + q_0)} \int \frac{1}{(2\pi)^2} \exp[-i(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0 - \boldsymbol{\xi}_1 - \dots - \boldsymbol{\xi}_{n-1}) \cdot \mathbf{r} - i(q + q_0)h(\mathbf{r})] e^{i\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r} \\
& \quad \times \int \delta(\boldsymbol{\xi}_1 - \dots - \boldsymbol{\xi}_{n-1}) \tilde{\Phi}_n(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0 - \boldsymbol{\xi}_1 - \dots - \boldsymbol{\xi}_{n-1}, \mathbf{k} - \mathbf{k}_0 - \boldsymbol{\xi}_1 - \dots - \boldsymbol{\xi}_{n-1}) \\
& \quad \times \xi_1 h(\xi_1) \dots \xi_n h(\xi_n) d\xi_1 \dots d\xi_{n-1}
\end{aligned} \tag{C.13}$$

Il est clair que l'expression résultante dans (C.13) possède la structure du terme d'ordre  $(n-1)$  dans (2.51). En conséquence, l'utilisation des deux transformations en (C.10) et (C.13) permet d'éliminer n'importe quel terme dans la série donnée par (2.51). Ainsi, cela implique que les fonctions  $\Phi_n$  peuvent être choisies de telle façon que  $n$  termes de la série dans (2.51) assure la précision dans le calcul de  $SA$  à l'ordre  $n + 1$  en fonction de la pente de la surface  $\nabla h$ .

### C.3 Moments statistiques

Le champ diffusé par une surface aléatoire est traité comme une variable aléatoire car la surface elle-même est décrite par un processus stochastique. Une description complète de cette variable nécessite la connaissance de sa fonction de répartition et ses différents moments. En pratique il est difficile d'étudier ce problème d'une façon déterministe et d'obtenir la fonction de distribution, et généralement on ne calcule que l'amplitude moyenne et l'intensité du champ diffusé, ce qui fournit les informations sur les composantes cohérente et diffuse du champ. Pour cela le problème se rapporte à l'étude dans le cas statistique. Cela revient à dire que les élévations de la surface sont considérées comme un ensemble spatial homogène et Gaussien. Dans ce cas les deux moments statistiques du premier et du second ordre de  $SA$  sont les quantités les plus importantes à évaluer. Bien évidemment, il est nécessaire d'avoir

une représentation statistique (modélisation) de la surface diffusante (surface de la mer dans le cas de notre étude), cette modélisation a été présentée dans le chapitre 3.

Toutefois, le calcul est effectué dans le cas scalaire, et ensuite avec une simple généralisation on passe au cas vectoriel (onde électromagnétique) concernant le problème de diffusion traité.

Dans le cas scalaire, avec  $\mathbf{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$  l'amplitude de diffusion appropriée, le coefficient de réflexion moyen  $V$  et le coefficient de diffusion sont reliés au moment statistique du premier ordre et second ordre de  $S(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$  par les relations suivantes [30, 54] :

$$\begin{aligned}\langle S(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \rangle &= \langle V \rangle (\mathbf{k}_0) \cdot \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) \\ \langle \Delta S(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \Delta S^*(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_0) \rangle &= \sigma(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1)\end{aligned}\quad (\text{C.14})$$

Et dans le cas des ondes électromagnétiques, l'expression C.14 devient donc [54] :

$$\begin{aligned}\langle S_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \rangle &= \langle V \rangle_{\alpha\alpha_0} (\mathbf{k}_0) \cdot \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) \\ \langle \Delta S_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \Delta S_{\alpha\alpha_0}^*(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_0) \rangle &= \sigma_{\alpha\alpha_0}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1)\end{aligned}\quad (\text{C.15})$$

où  $\langle \cdot \rangle$  désigne le moyen statistique, ainsi que  $\Delta S = S - \langle S \rangle$  représente le champ incohérent (composante diffuse) et  $\langle S \rangle$  représente le champ cohérent. Maintenant procédons à évaluer ses deux grandeurs afin d'obtenir l'expression analytique des coefficients de diffusion.

### C.3.1 Moment statistique d'ordre 1

Comme on a considéré l'ensemble des hauteurs homogène en espace (l'ensemble  $h(\mathbf{r})$  reste invariable pour des translations horizontales,  $\forall \mathbf{d} : h(\mathbf{r}) = h(\mathbf{r} - \mathbf{d})$ ). Pour le moment statistique du premier ordre on obtient donc :

$$\langle S(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \rangle = \bar{V}(\mathbf{k}) \cdot \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) \quad (\text{C.16})$$

La fonction de Dirac dans l'équation précédente est une conséquence directe de l'homogénéité spatiale de l'ensemble statistique des hauteurs  $h(\mathbf{r})$  et se dérive facilement de la relation dans (2.41). La grandeur  $\bar{V}(\mathbf{k})$  est reliée à la valeur moyenne du champ, elle désigne la moyenne du coefficient de réflexion et peut être mesuré expérimentalement.

Pour évaluer la moyenne des relations appropriées, on utilise la relation suivante [54] :

$$\begin{aligned}\overline{\exp[A \cdot h(\mathbf{r})] \cdot h(\mathbf{r}')} &= \frac{\partial}{\partial \alpha} \overline{\exp[A \cdot h(\mathbf{r}) \alpha h(\mathbf{r}')]}_{\alpha=0} \\ &= A \exp[A^2 C(0)/2] C(\mathbf{r} - \mathbf{r}')\end{aligned}\quad (\text{C.17})$$

où  $C$  est la fonction de corrélation des élévations :

$$C(\mathbf{r}) = h(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho})h(\boldsymbol{\rho}) = \int \exp(i\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{r})W(\boldsymbol{\xi})d\boldsymbol{\xi} \quad (\text{C.18})$$

où  $W(\boldsymbol{\xi})$  est le spectre de la surface qui se relie à la variance de la surface par la relation suivante :

$$\sigma^2 = C(0) = \int W(\boldsymbol{\xi}) d\boldsymbol{\xi} \quad (\text{C.19})$$

En utilisant (C.17) on obtient l'égalité suivante :

$$\begin{aligned} & \exp(i\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{r}) \cdot \left\langle \exp[i(q + q_0)h(\mathbf{r})] \cdot \int h(\mathbf{r}') \exp(i\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{r}') d\mathbf{r}' / (2\pi)^2 \right\rangle \\ &= i(q + q_0) \cdot \exp[-(q + q_0)^2 \sigma^2 / 2] \cdot W(\boldsymbol{\xi}) \end{aligned} \quad (\text{C.20})$$

Ensuite, en utilisant l'égalité précédente (C.20), on calcule la moyenne de  $S$  dans l'expression (2.76), et la formule du coefficient de réflexion moyen  $\bar{V}$  s'obtient sous la forme suivante [54] :

$$\bar{V}(\mathbf{k}) = \exp(-2q^2 \sigma^2) \cdot \left[ B(\mathbf{k}, \mathbf{k}) + q_k \int B_2(\mathbf{k}, \mathbf{k}; \mathbf{k} + \boldsymbol{\xi}) + 2q_k B(\mathbf{k}, \mathbf{k}) W(\boldsymbol{\xi}) d\boldsymbol{\xi} \right] \quad (\text{C.21})$$

Le second terme dans (C.21), qui dépend du spectre de la rugosité, représente une petite correction pour la valeur principale  $B(\mathbf{k}, \mathbf{k})$  proportionnel à la variance des pentes. Cette correction présente une contribution importante, en particulier, quand le paramètre de Rayleigh est petit :  $q^2 \sigma^2 \ll 1$  [35].

### C.3.2 Moment statistique d'ordre 2

Comme c'est déjà notée ci dessus, l'amplitude de diffusion s'écrit comme la somme de deux parties : cohérente (coefficient de réflexion moyen) et incohérente (composante diffuse), ce qui permet d'écrire l'égalité suivante :

$$\Delta S(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = S(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) - \langle S(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \rangle \quad (\text{C.22})$$

où  $\Delta S$  vaut zéro en moyenne,  $\overline{\Delta S} = 0$ .

Dans le cas général les moments de second ordre de SA sont décrits avec des corrélations de la forme suivante :

$$\Delta S(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) \cdot \Delta S^*(\mathbf{k}_3, \mathbf{k}_4) \quad (\text{C.23})$$

Dans le but d'obtenir une expression simplifiée, on peut affecter le même décalage  $\mathbf{a}/2$  et  $\mathbf{a}/2$  respectivement sur la projections horizontales du vecteur d'onde incidente et diffusée, ainsi on peut calculer également la moyenne de la quantité suivante :

$$\Pi(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \mathbf{a}, \mathbf{a}_0) = \Delta S\left(\mathbf{k} - \frac{\mathbf{a}}{2}, \mathbf{k} - \frac{\mathbf{a}_0}{2}\right) \cdot \Delta S^*\left(\mathbf{k} + \frac{\mathbf{a}}{2}, \mathbf{k} + \frac{\mathbf{a}_0}{2}\right) \quad (\text{C.24})$$

Pour un décalage horizontal  $\mathbf{d}$  sur la surface, d'après (2.41) on obtient :

$$\Pi_{h(\mathbf{r}-\mathbf{d})} = \exp(i\mathbf{a}\mathbf{d} - i\mathbf{a}_0\mathbf{d}) \Pi_{h(\mathbf{r})} \quad (\text{C.25})$$

Ainsi, quand on calcule la moyenne de la relation (C.25), l'expression obtenue est proportionnelle à la fonction de Dirac ( $\overline{\Pi} \propto \delta(\mathbf{a} - \mathbf{a}_0)$ ) [35] :

$$\overline{\Pi(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \mathbf{a}, \mathbf{a}_0)} = \langle \Delta S \cdot \Delta S^* \rangle = \Delta \mathfrak{R}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \mathbf{a}) \cdot \delta(\mathbf{a} - \mathbf{a}_0) \quad (\text{C.26})$$

L'existence de la fonction de Dirac dans la relation précédente est aussi une conséquence directe de l'homogénéité spatiale de l'ensemble statistique  $h(\mathbf{r})$  qui dérive de la propriété en (2.41). Toutefois, au cours du raisonnement, Il n'y a pas de différence si on considère le cas d'un scalaire ou bien le cas d'un champ multi-composante. Dans le cas d'un champ électromagnétique, la grandeur  $\Delta \mathfrak{R}$  dépendra donc de quatre indices décrivant la polarisation de l'onde émise et diffusée et s'écrit donc comme suit :

$$\overline{\Pi(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \mathbf{a}, \mathbf{a}_0)} = \langle \Delta S_{\alpha\alpha_0} \cdot \Delta S_{\beta\beta_0}^* \rangle = \Delta \mathfrak{R}_{\alpha\alpha_0, \beta\beta_0} \cdot \delta(\mathbf{a} - \mathbf{a}_0) \quad (\text{C.27})$$

Généralement la valeur  $\Delta \mathfrak{R}$  possède 16 composantes qui décrivent toutes les cross corrélations possibles des processus de diffusion. Toutefois, comme la matrice de diffusion  $\mathbf{S}$  vérifie la propriété de réciprocity, les composantes ne sont pas toutes indépendantes. Pratiquement, le cas le plus important est celui d'auto corrélation avec la condition suivante :

$$\alpha = \beta, \quad \alpha_0 = \beta_0$$

D'ailleurs, si considère que le cas du champ lointain, comme c'est le cas dans notre étude, alors seule la valeur de  $\Delta \mathfrak{R}_{\alpha\alpha_0, \alpha\alpha_0}$  pour  $\mathbf{a} = 0$  doit être prise en compte. Par conséquent, la formulation des coefficient de diffusion de la composante incohérente (diffuse) du champ diffusé, est donnée par [67] :

$$\sigma_{\alpha\alpha_0} = \Delta \mathfrak{R}_{\alpha\alpha_0, \alpha\alpha_0} \cdot (\mathbf{k}, \mathbf{k}_0, \mathbf{0}) \quad (\text{C.28})$$

pour obtenir une évaluation non dimensionnelle des coefficients de diffusion il faut multiplier le terme à droite par  $q_0 q_k$ . En outre, d'après la relation (C.22), dans le cas scalaire l'amplitude de diffusion s'écrit sous la forme suivante :

$$S(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \overline{V}(\mathbf{k}) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) + \Delta S(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \quad (\text{C.29})$$

En considérant que le processus de diffusion se fait sans perte d'énergie,  $S$  vérifie la condition de conservation d'énergie (unitarité) qui s'écrit sous la forme suivante [67] :

$$\int^{(h)} S(\mathbf{k}', \mathbf{k}_1) S^*(\mathbf{k}', \mathbf{k}_2) = \delta(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \quad (\text{C.30})$$

l'indice supérieur ( $h$ ) sur l'intégrale signifie que l'intégration se fait sur les ondes homogènes ( $|\mathbf{k}'| < K$ ), bien évidemment les autres vecteurs d'ondes  $\mathbf{k}_1$  et  $\mathbf{k}_2$  sont homogènes. Par conséquent, en substituant  $S$  par sa valeur donnée par (C.29) dans (C.30), et en moyennant cette expression tout en tenant compte des expressions appropriées dans (C.16) et (C.26), on obtient [54] :

$$|\overline{V}(\mathbf{k})|^2 + \int_{|\mathbf{k}'| < K} \sigma(\mathbf{k}', \mathbf{k}) d\mathbf{k}' = 1, \text{ avec } |\mathbf{k}| < K \quad (\text{C.31})$$

Pour le cas d'un champ électromagnétique, il faut juste tenir compte des polarisation, l'expression (C.31) s'écrit donc [54] :

$$\sum_{\alpha'=1,2} |\bar{V}_{\alpha'\alpha}(\mathbf{k})|^2 + \sum_{\alpha'=1,2} \int_{|\mathbf{k}'|<K} \sigma_{\alpha'\alpha}(\mathbf{k}', \mathbf{k}) d\mathbf{k}' = 1 \quad (\text{C.32})$$

Cette relation décrit la conservation d'énergie sur l'ensemble des composantes cohérentes et incohérentes du champ.

où

$$\sigma_{\alpha'\alpha}(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = \Delta \mathfrak{R}_{\alpha'\alpha, \alpha'\alpha}(\mathbf{k}', \mathbf{k}; \mathbf{0}) \quad (\text{C.33})$$

# Bibliographie

- [1] F. Gerard. La Houle, Théorie et prévision. *Météorologie Maritime*, 117(4ème trimestre) :5–23, 1982.
- [2] T. Elfouhaily, B. Chapron, K. Katsaros, and D. Vandemark. A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves. *J. Geophys. Res.*, 102(C7) :781–796, 1997.
- [3] W. J. Pierson and L. Moskowitz. A proposed spectral form for fully developed wind sea based on the similarity theory of S. A. Kitaigorodskii. *Geophys Res.*, 69 :5181–5190, 1964.
- [4] C. Cox and W. Munk. Slopes of the sea surface deduced from photographs of sun glitter. *Bull. Scripps. Inst. of Oceanog.*, 6 :401–488, 1956.
- [5] W. L. Jones, L. C. Schroeder, and J. L. Mitchell. Aircraft measurements of the microwave scattering signature of the ocean. *IEEE trans. Antennas Propag.*, AP-25 :52–61, 1977.
- [6] S. T. McDaniel. Small-slope predictions of microwave backscatter from the sea surface. *Waves Random Media*, 11 :343–360, 2001.
- [7] A. Bentamy, P. Queffelec, Y. Quilfen, and K. Katsaros. Ocean surface wind fields estimated from satellite active and passive microwave instruments. *IEEE trans. Geosci. Remote Sensing*, 37 :2469–86, 1999.
- [8] F. J. Wentz, S. Petehrich, and L. A. Thomas. A model function for ocean radar cross section at 14.6 GHz. *J. Geophys. Res.*, 89 :3689–3704, 1984.
- [9] F. J. Wentz. A model function for the ocean-normalized radar cross section at 14 GHz derived from NSCAT observations. *J. Geophys. Res.*, 104 :499–514, 1999.
- [10] B. Friedlander and B. Porat. VSAR : A high resolution radar system for ocean imaging. *IEEE Trans. on Aerospace and Electronic Systems*, 34 :755–776, 1998.
- [11] M. Y. Ayari. *Détection électromagnétique d'éléments polluants au dessus de la surface maritime*. Thèse de Doctorat de l'Université de Bretagne Occidentale, 2006.
- [12] C. Tison, J.M. Nicolas, F. Tupin, and H. Maitre. A new statistical model of urban areas in high resolution SAR images for markovian segmentation. *IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing*, 42 :2046–2057, 2004.
- [13] E. J. Walsh, M. L. Banner, J. H. Churnside, J. A. Shaw, D. C. Vandermark, C. W. Wright, J. B. Jensen, and S. Lee. Visual demonstration of three-scale sea-surface roughness under light wind conditions. *IEEE trans. Geosci. Remote Sensing*, 43 :1751–1762, 2005.

- [14] J. Martin-Neira, C. Mavrocordatos, and E. Colzi. Study of a constellation of bistatic radar altimeters for mesoscale ocean applications. *IEEE trans. Geosci. Remote Sensing*, 36 :1898–1904, 1998.
- [15] A. Arnold-Bos, A. Khenchaf, and A. Martin. Bistatic radar imaging of the marine environment. Part I : theoretical background. *IEEE trans. Geosci. Remote Sensing*, to appear, 2006.
- [16] A. Arnold-Bos, A. Khenchaf, and A. Martin. Bistatic radar imaging of the marine environment. Part II : simulation and results analysis. *IEEE trans. Geosci. Remote Sensing*, To appear, 2006.
- [17] A. G. Voronovich and V. U. Zavorotny. Theoretical model for scattering of radar signals in  $k_u$ - and c-bands from a rough sea surface with breaking waves. *Waves Random Media*, 11 :247–269, 2001.
- [18] V. U. Zavorotny and A. V. Voronovich. Scattering of GPS signals from the ocean with wind remote sensing application. *IEEE trans. Geosci. Remote Sensing*, 38(2) :951–964, 2000.
- [19] C. Cox and W. Munk. Measurement of the roughness of the sea surface from photographs of the sun’s glitter. *Journal of the optical society of america*, 44(11) :838–850, november 1954.
- [20] C. Cox and W. Munk. Statistics of the sea surface derived from sun glitter. *J. Mar. Res.*, 13 :198–226, 1954.
- [21] M. L. Banner. Equilibrium spectra of wind waves. *J. Phys. Oceanogr.*, 20 :966–984, 1990.
- [22] P. Beckmann and A. Spizzichino. *The scattering of electromagnetic waves from rough surfaces*. Oxford, 1963.
- [23] H. L. Chan and A. K. Fung. A theory of sea scatter at large incident angles. *Geophys. Res.*, 82(24) :3439–3444, August 1977.
- [24] M. A. Donlean and W. J. Pierson. Radar scattering and equilibrium ranges in wind-generated waves with application to scattometry. *J. Geophys. Res.*, 92 :4971–5029, 1987.
- [25] A. Khenchaf. *Modélisation électromagnétique Radar bistatique et traitement de l’information*. HDR, Ecole polytechnique de l’université de Nantes, 2000.
- [26] J. R. Apel. An improved model of the ocean surface wave vector spectrum and its effects on radar backscatter. *Journal. Geo. Res.*, 99(C7) :16,269–16,291, 1994.
- [27] T. Elfouhaily and C. A. Guérin. A critical survey of approximate scattering wave theories from random rough surfaces. *Waves Random Media*, 14 :R1–R40, 2004.
- [28] F. T. Ulaby and C. Elachi. *Radar polarimetry for geoscience application*. Artech House Publishers, 1990.
- [29] A. Ishimaru. *Wave propagation and scattering in random media*, volume 1,2. IEEE Press and Oxford University Press, 1997.
- [30] C. A. Guérin and M. Saillard. On the high-frequency limit of the second-order small-slope approximation. *Waves Random Media*, 13 :75–88, 2003.

- 
- [31] F. G. Bass, I. M. Fuks, A. I. Kalmykov, I. E. Ostrovsky, and A. D. Rosenberg. Very high frequency Radiowave scattering by a Disturbed sea surface Part I : Scattering from a slightly disturbed boundary. *IEEE trans. Antennas Propag.*, AP-16 :554–559, 1968.
- [32] F. G. Bass, I. M. Fuks, A. I. Kalmykov, I. E. Ostrovsky, and A. D. Rosenberg. Very high frequency Radiowave scattering by a Disturbed sea surface Part II : Scattering from an actual sea surface. *IEEE trans. Antennas Propag.*, AP-16 :560–568, 1968.
- [33] A. K. Fung and G. W. Pan. An integral equation method for rough surface scattering. in *Proceedings of the Intern. Symposium on multiple scattering of waves in random media and random surfaces*, pages 701–714, 1986.
- [34] A. G. Voronovich. Small slope approximation in wave scattering from rough surfaces. *Sov. Phys. JETP*, 62 :65–70, 1985.
- [35] A. G. Voronovich. Small-slope approximation for electromagnetic wave scattering at a rough interface of two dielectric half-spaces. *Waves Random Media*, 4 :337–367, 1994.
- [36] T. Elfouhaily, S. Guignard, R. Awadallah, and D. R. Thompson. Local and non-local curvature approximation : a new asymptotic theory for wave scattering. *Waves Random Media*, 13 :321–328, 2003.
- [37] J. A. Ogilvy. *Theory of wave scattering from random rough surfaces*. Bristol : Adam Hilger, 1991.
- [38] C. A. Guérin. *Méthodes approchées en diffraction électromagnétique par les surfaces rugueuses*. HDR, Université Paul Cézanne, Marseille-France, 2005.
- [39] A. Khenchaf. Bistatic scattering and depolarization by randomly rough surfaces : application to the natural rough surfaces in X-band. *Waves Random Media*, 11 :61–89, 2001.
- [40] A. K. Fung, C. Zuffada, and C. Y. Hsieh. Incoherent bistatic scattering from the sea surface at l-band. *IEEE trans. Geosci. Remote Sensing*, 39(5) :1006–1012, 2001.
- [41] A. Awada, A. Khenchaf, and A. Coatanhay. Bistatic radar from an ocean surface at L-band. in *the proceedings of the IEEE Radar Conference*, Verona, NY, USA 2006.
- [42] GPS-WORLD : magazine mondial sur le GPS et base de données des récepteurs. Valable sur [www.gpsworld.com](http://www.gpsworld.com).
- [43] F. Comblet. *Détection, localisation et identification de cibles radar par imagerie électromagnétique bistatique*. Thèse de Doctorat de l’Université de Bretagne Occidentale, 2005.
- [44] M. Weib. Ebira : Experimental bistatic radar for air surveillance. *Proc. IGARSS*, pages 115–120, 1999.
- [45] S.R. Axelsson. Estimation of target position and velocity using data from multiple radar stations. *Proc. IGARSS*, pages 4140–4143, 2003.
- [46] A. Moccia, G. Rufino, and M. De Luce. Oceanographic application of spaceborne bistatic SAR. *Proc. IGARSS*, pages 1452–1454, 2003.
-

- [47] C. A. Guérin, G. Soriano, and T. Elfouhaily. Weighted curvature approximation : numerical tests for 2D dielectric surfaces. *Waves Random Media*, 14 :349–363, 2004.
- [48] F. Comblet, A. Khenchaf, A. Baussard, and F. Pellen. Bistatic synthetic aperture radar imaging : Theory, simulations and validations. *IEEE trans. Antennas Propag.*, 54 :3529–3540, 2006.
- [49] M. Y. Ayari, A. Khenchaf, and A. Coatanhay. Bistatic electromagnetic scattering by sea surface using two-scale model with Elfouhaily spectrum. *in Inter. Conf. on Radar Sys.*, 2004.
- [50] V. U. Zavorotny and A. V. Voronovich. Bistatic radar scattering from an ocean surface in the small-slope approximation. *in Proc. IGARSS*, pages 2419–2421, 1999.
- [51] M. S. Gilbert and J. T. Johnson. A study pf the higher-order small-slope approximation for scattering from a gaussian rough surface. *Waves Random Media*, 13 :137–149, 2003.
- [52] S. T. McDaniel. Acoustic and radar scattering from directional seas. *Waves Random Media*, 9 :537–549, 1999.
- [53] A. Awada, M. Y. Ayari, A. Khenchaf, and A. Coatanhay. Bistatic scattering from an anisotropic sea surface : Numerical comparison between the first-order SSA and the TSM models. *Waves in Random and Complex Media*, 16(3) :383–394, 2006.
- [54] A. G. Voronovich. *Wave scattering from rough surfaces*. Springer, Second Edition edition, 1999.
- [55] J. Darricau. *Physique et théorie du Radar*. Sodipe, Paris, 3ème edition, 1993.
- [56] R. E. Collin. *Foundations for Microwave Engineering*. Mc Graw-Hill International Editions, second edition edition, 1992.
- [57] J. A. Stratton. *Electromagnetic theory*. Mc Gray-Hill, 1941.
- [58] J. L. Volakis, A. Chatterjee, and L.C. Kempel. *Finite Element Method for Electromagnetics : Antennas, Microwave circuits, and scattering applications*. IEEE Press and Wiley-interscience, 1998.
- [59] M. Boerner and W. L. Yan. Introduction to Radar Polarimetry with Assessments of Historical Development and of the Current Stat-of-the-Art. *In Journées Internationales de la polarimétrie Radar*, Nantes, Mars 1990.
- [60] G. Sinclair. The transimission and reception of elliptically polarized waves. *In IRE*, volume 38, pages 148–151, Ferbruary 1950.
- [61] H Mott. *Antennas for Radar and communication : a polarimetric approach*. Wiley Series in Microwave and Optical Engineering, 1992.
- [62] S. O. Rice. *Reflection of EM from slightly rough surfaces. The Theory of Electromagnetic Waves*. Interscience, New York, 1963.
- [63] G. R. Valenzuela. Depolarization of EM waves by slightly rough surfaces. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 15 :552–557, 1967.
- [64] I. M. Fuks. Theory of radio wave scattering at a rough sea surface. *Soviet Radiophysics*, 9 :513–519, 1966.

- 
- [65] A. K. Fung, Z. Li, and K. S. Che. Backscattering from a randomly rough dielectric surface. *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, 30(2) :356–369, 1992.
- [66] A. Ishimaru. *Wave propagation and scattering in random media*, volume 1,2. Academic Press, Inc, 1978.
- [67] A. G. Voronovich. *Wave Scattering From Rough Surfaces (Springer Series on Wave Phenomena)*. Berlin, 1994.
- [68] F. Harrington. *Field computation by Moments Methods*. IEEE Press, Piscataway, New Jersey, 1993.
- [69] L. Rayleigh. On the dynamical theory of gratings. *Proc. R. Soc. Lon. A*, 79 :399–416, 1907.
- [70] F. T. Ulaby, R. K. Moore, and A. K. Fung. *Microwave Remote Sensing : Active and Passive- Vol II*, volume 2. Artech House Publishers, 1982.
- [71] S. H. Lou, L. Tsang, and C. H. Chan. Application of the finite element method to monte carlo simulations of scattering of waves by random rough surfaces : penetrable case. *waves Random media*, 1 :287–307, 1991.
- [72] B. Zhang and S. N. ChandlerWilde. Integral equation methods for scattering by infinite rough surfaces. *Math. Meth. Appl. Sci.*, 26 :463–488, 2003.
- [73] J. W. Wright. A new model for sea clutter. *IEEE trans. Antennas Propag.*, 16 :217–223, 1968.
- [74] E. Bahar and M. A. fitzwater. Like and cross-polarized scattering cross sections for random rough surfaces : theory and experiment. *Journal of the optical society of america*, A 2 :2295–2303, 1985.
- [75] R. E. Collin. Electromagnetic scattering from perfectly conducting rough surfaces ( a new full wave method). *IEEE trans. Antennas Propag.*, 40(12) :1466 – 1477, 1992.
- [76] S. T. McDaniel. An extension of the small-slope approximation for rough surface scattering. *Waves Random Media*, 5 :201–214, 1995.
- [77] V. I. Tatarskii and V. V. Tatarskii. Statistical description of rough-surface scattering using the quasi-small slope approximation for random surfaces with a gaussian multivariate probability distribution. *Waves Random Media*, 4 :197–214, 1994.
- [78] A. G. Voronovich. Non-local small-slope approximation for wave scattering from rough surfaces. *Waves Random Media*, 6 :151–167, 1996.
- [79] A. Stogryn. Electromagnetic scattering from rough finitely conducting surfaces. *Radio Sci.*, 2(4) :415–428, 1967.
- [80] D. E. Barrick. Relationship between slope probability density function and the physical optics approximation. *Proc. IEEE*, 56 :1728–9, 1968.
- [81] A. Khenchaf, F. Daout, and J. Saillard. Bistatic polarized scattering by rough surfaces. In *Proc. of the third International workshop on radar polarimetry*, pages 175–186, Mars 1995.
- [82] L. Tsang, J. A. Kong, and R.shin. *Theory of Microwave Remote Sensing*. Wiely-Interscience, New York, 1985.
-

- [83] L. Rayleigh. *The theory of sound*. MacMillan, London, 1896.
- [84] W. J. Pierson. The theory and applications of ocean wave measuring systems at and below the sea surface, on land, from aircraft and from spacecraft. CR-2646 N76-17775, NASA, 1976.
- [85] M. Y. Ayari, A. Coatanhay, and A. Khenchaf. The influence of ripple damping on electromagnetic bistatic scattering by sea surface. In *Geoscience and Remote Sensing Symposium*. IEEE international, IGARSS'05, 2005.
- [86] M. Y. Ayari, A. Khenchaf, and A. Coatanhay. Bistatic scattering by sea surface at large incident angles : Two-Scale Model using the unified sea spectrum. *Journal of Applied Remote Sensing*, 1 :1–19, 2007.
- [87] G. Soriano and M. Saillard. A two-scale model for the ocean surface bistatic scattering. In *Proc. IGARSS*, 7 :4147–4149, 2003.
- [88] G. Soriano, M. Joelson, and M. Saillard. Doppler spectra from a two-dimensional ocean surface at L-band. *IEEE trans. Geosci. Remote Sensing*, 44(9) :2430–37, 2006.
- [89] E. T. Thorsos and S. L. Broschat. An investigation of the small slope approximation for scattering from rough surfaces. Part I. Theory. *J. Acoust. Soc. Am.*, 97(5) :2082–2093, 1995.
- [90] C. Bourlier. Azimuthal harmonic coefficients of the microwave backscattering from a non-Gaussian ocean surface with the first-order SSA model. *IEEE trans. Geosci. Remote Sensing*, 42(11) :2600–2611, 2004.
- [91] M. Abramowitz. *Handbook of mathematical functions*. Dover Publications, 9ème édition edition, 1972.
- [92] P. Debye. *Polar molecules*. Chemical cathalog compagny, New York, 1929.
- [93] L. A. Klein and C. T. Swift. An improved model for the dielectric constant of sea water at microwave frequencies. *IEEE Trans. Antennas. Propagat.*, AP-25 N°1 :104–111, 1977.
- [94] K. S. Cole and R. H. Cole. Dispersion and absorption in dielectrics I. Alternating current characteristics. *Journal of chemilcal physics*, 9 :341–351, April 1941.
- [95] K. S. Cole and R. H. Cole. Dispersion and absorption in dielectrics II. Direct current characteristics. *Journal of chemilcal physics*, 10 :98–105, February 1942.
- [96] W. Ellison. New permittivity measurements of seawater. *Radio Science*, 33 :639–648, 1998.
- [97] K. Lamkaouchi. *L'eau : étalon diélectrique : Etude de lois diélectriques appliquées à l'eau et à des émulsions de pétrole mesurées en micro-ondes*. Thèse de Doctorat de l'Université de Bordeaux I, 1992.
- [98] IFREMER et Collaborateurs. Campagne de mesure FETCH. 1998.
- [99] A. Guilcher. *Précis d'hydrologie marine et continentale*. Edition Masson, Paris, 2ème edition, 1979.
- [100] M. Keriaki. *Etude de la surface de la mer pour les simulations hyperfréquences actives et passives pour un modèle à double échelle*. Thèse de Doctorat de l'Université de Versailles Saint-Quentin-en-Yveline, 20024.

- 
- [101] O. M. Phillips. *The Dynamics of the Upper Ocean*. Cambridge University Press, New York, 1977.
- [102] A. Lemaire, P. Sobieski, and A. Guissard. Full-range sea surface spectrum in nonfully developed state for scattering calculations. *IEEE trans. Geosci. Remote Sensing*, 37 :1038–1051, 1999.
- [103] A. K. Fung and K. K. Lee. A semi-empirical sea-spectrum model for scattering coefficient estimation. *IEEE Jou. Ocean. Engine.*, 7(4) :166–176, 1982.
- [104] K. Yoshimori, K. Itoh, and Y. Ichioka. Optical characteristics of a wind-roughened water surface : a two dimensional theory. *Applied Optics*, 34(27) :6236–6247, 1995.
- [105] G. S. Brown. Backscattering from a Gaussian-distributed perfectly conducting rough surface. *IEEE Trans. Antennas. Propagat.*, AP-26(3) :472–482, 1978.
- [106] A. G. Voronovich, V. U. Zavorotny, and V. G. Irisov. Sea-roughness spectrum retrieval from radar and radiometric measurements. in *Proc. IGARSS*, pages 3102–3104, 2000.
- [107] A. Awada, A. Khenchaf, and A. Coatanhay. Contribution to sea scattering estimation for various wind direction. in *The proceedings of the IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium*, Denever-Colorado, USA, August 2006.
- [108] B. Fradon. *Modélisation numérique de l'état de mer : comparaison des performances et des limites d'un modèle de deuxième génération et d'un modèle de troisième génération dans le cadre de l'expérience SEMAPHORE*. Thèse de Doctorat de l'université Paris 7, 1997.
- [109] K. Yoshimori, K. Itoh, and Y. Ichioka. Statistical formulation for an inhomogeneous random water surface : a basis for optical remote sensing of oceans. *J. Opt. Soc. Am.*, 11, 1994.
- [110] J. C. Daley, J. T. Ransone, and J. A. Burkett. Radar sea return-JOSS I. Technical Report Rep. 7269, NRL, may 1971.
- [111] J. C. Daley. Wind dependence of radar sea return. *J. Geophys. Res.*, 78(33) :7823–7833, november 1973.
- [112] N. W. Guinard and J. C. Daley. An experimental study of sea clutter model. *Proc. IEEE*, 58(4) :543–550, 1970.
- [113] F. C. MacDonald. The correlation of radar sea clutter on vertical and horizontal polarization with wave height and slope. *IRE Convention Rec.*, Part 1 :29–32, 1956.
- [114] H. Sttrop. Radar reflection characteristics of sea clutter. In AGARD, editor, *New Devices Techniques and Systems in Radar*, The Hague, Netherlands, June 1976.
- [115] J. C. Wiltse, S. P. Schlenuger, and C. M. Johnson. Backscattering characteristics of the sea in the region from 10 to 50 kMc. In *IRE*, volume 45, pages 220–228, Feb. 1957.
- [116] A. Awada, A. Khenchaf, and A. Coatanhay. Polarimetric bistatic radar scattering behavior of the ocean surface. in *the proceedings of the IEEE Oceans Conference*, Singapore 2006.
-

- [117] A. Awada, A. Khenchaf, A. Coatanhay, and M. Y. Ayari. Comparison between small slope approximation and two scale model in bistatic configuration. *in The proceedings of the IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium*, pages 1341–1344, Seoul, Korea, July 2005.
- [118] A. K. Fung. *Microwave scattering and emission models and their applications*. Boston, 1994.



## Résumé

L'objectif de cette thèse est d'établir un algorithme permettant d'analyser et d'étudier en configuration bistatique les phénomènes de diffusion des ondes électromagnétiques par les surfaces rugueuses notamment par la surface maritime. Dans la méthodologie de résolution de ce problème, nous avons étudié et appliqué le modèle de diffusion SSA (Small Slope Approximation) pour évaluer les coefficients de diffusion bistatique en fonction des différents paramètres physiques et géométriques du problème. Nous avons privilégié les bandes fréquentielles  $L$  et  $K_u$  dans les analyses. Ensuite, nous avons comparé les résultats obtenus d'une part avec ceux publiés dans la littérature et d'autre part avec ceux obtenus grâce à d'autres approches asymptotiques, notamment les modèles à deux échelles, en configuration bistatique. Enfin, nous avons introduit la modification suggérée par McDaniel concernant un changement sur la représentation spectrale d'Elfouhaily qui permet d'améliorer les résultats de diffusion et notamment en direction travers au vent et pour des vitesses du vent relativement faibles. Les résultats ainsi obtenus permettent d'obtenir une cartographie du comportement polarimétrique de la mer en configuration bistatique, d'analyser la validité du modèle SSA et de présenter les nouvelles perspectives qu'offre ce sujet de recherche en télédétection océanique.

**Mots clés :** Modélisation électromagnétique, Configuration bistatique, Surfaces rugueuses, Diffusion électromagnétique, L'approximation SSA (Small Slope Approximation), Surface maritime.

## Abstract

The purpose of this thesis is to establish an algorithm allowing the analysis of electromagnetic waves scattering from rough surfaces. Our study focuses on the bistatic configuration especially in the sea surface case. To solve this problem, we have studied and applied the SSA (Small Slope Approximation) model to evaluate bistatic scattering coefficients, according to different physical and geometrical parameters. We have privileged the  $L$  and  $K_u$  frequency bands in the analysis. Then, we have compared the results obtained with those published in literature and mainly to those predicted by the two scale model in bistatic configuration. Finally, we have introduced the modification suggested by McDaniel, concerning a change in the sea spectrum of Elfouhaily. This change leads to an improvement on the results in particular for transverse wind directions and for relatively low wind speeds. The results obtained make it possible to provide a mapping of polarimetric behaviour of the sea surface in bistatic configuration, and to present new prospects offered by this subject in oceanic remote sensing.

**Key words :** Electromagnetic modelling, Bistatic configuration, Rough surfaces, Electromagnetic scattering, SSA (Small Slope Approximation), Sea surface.