

N° d'ordre:

Université de Bretagne occidentale

THÈSE

Présentée pour obtenir le grade de :
DOCTEUR EN SCIENCES

par

Mohamed Yassine AYARI

Laboratoire : E³I² - EXTRACTION ET EXPLOITATION DE L'INFORMATION EN
ENVIRONNEMENTS INCERTAINS (EA-3876)
École Doctorale : Science de la Matière, de l'Information et de la Santé

Titre de la thèse :

Détection électromagnétique d'éléments polluants au dessus de la surface maritime

soutenue le 10 Février devant la commission d'examen

M. :	Ghaïs	EL ZEIN	Président
MM. :	Marc	SAILLARD	Rapporteurs
	Hélène	ROUSSEL	
MM. :	Patric	QUEFFELEC	Examineurs
	Arnaud	COATANHAY	
	Ali	KHENCHAF	

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

Remerciements

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

Je remercie tout d'abord ma famille et ma femme grâce à leur compréhension et leur soutien pour me permettre d'effectuer cette thèse dans des bonnes conditions.

C'est avec une attention particulière que je remercie Monsieur le Professeur Ali KHENCHAF de m'avoir accueilli au sein du laboratoire E^3I^2 et qui a fut le responsable de mon stage de DEA puis mon directeur de thèse, pour sa confiance, ses conseils et ses encouragements durant ces années.

J'exprime ma profonde gratitude envers Monsieur Arnaud COATANHAY, pour son co-encadrement et ses précieux conseils, aussi bien scientifiques que pratiques pour m'aider à finir cette thèse dans des bonnes conditions.

Je tiens à exprimer mes plus vifs remerciements à Monsieur Ghaïs EL ZEIN, Professeur à l'Institut National des Sciences Appliquées à Rennes, pour avoir accepté de présider le jury de cette thèse.

J'exprime ma reconnaissance à Monsieur Marc SAILLARD, Professeur de l'Université de Toulon et du Var-LA GARDE ainsi que Madame Hélène ROUSSEL, Maître de Conférence, Suplélec-GIF-SUR-YVETTE, d'avoir accepté d'évaluer et juger mes travaux de recherche en assumant la difficile tâche de rapporteurs.

je souhaite également remercier Monsieur Patric QUEFFELEC, Professeur de l'Université de Bretagne Occidentale à Brest pour avoir accepté de participer au jury et pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail.

Qu'il me soit permis d'adresser mes vifs remerciements à Monsieur Michel LE GRIS pour sa gentillesse, ses conseils ainsi qu'aux fructueuses discussions qu'on a eu tout au long de cette thèse.

Je tiens également à remercier très sincèrement les doctorants qui m'ont soutenus au fils des années de thèse notamment; Ahmad Awada, Abd-Elmalek Toumi,

Cedric Cornu, Fabrice Comblet et Yasar Kutuvantavida.

Enfin, j'exprime toute ma gratitude aux personnes qui de près ou de loin m'ont soutenu au cours de ces années.

Table des matières

Introduction	1
1 Propagation des ondes électromagnétiques, surfaces rugueuses	9
1.1 Onde électromagnétique	10
1.2 Polarisation d'une onde plane	12
1.3 Vecteur de Jones	14
1.4 Vecteur de Stokes	15
1.5 Polarimétrie d'une cible radar	16
1.5.1 Matrice de diffusion	16
1.5.2 Matrice de diffusion d'une surface rugueuse	18
1.5.2.1 Approximation de Kirchhoff	18
1.5.2.2 Modèle des petites perturbations	18
1.5.2.3 Modèle composite deux échelles	19
1.6 Signature polarimétrique d'une cible	19
1.7 Représentation de la surface rugueuse	22
1.7.1 Distribution des hauteurs	22
1.7.2 Fonction d'autocorrélation	23
1.7.3 Autres descriptions	24
1.7.3.1 Fonction caractéristique	25
1.7.3.2 Représentation spectrale	25
1.7.3.3 Distribution des pentes	26
1.8 Conclusion	27
2 Diffusion d'une onde électromagnétique par une surface rugueuse	29
2.1 Description statistique du champ diffusé	30
2.1.1 Critère de rugosité	30
2.1.2 Composante cohérente et composante diffuse	32
2.2 Position du problème	33
2.2.1 Configuration géométrique	33
2.2.2 Objectif	34
2.3 Modèles de diffusion	35
2.3.1 Approximation de Kirchhoff	35
2.3.1.1 Principe	35
2.3.1.2 Géométrie locale	36
2.3.1.3 Expression analytique	37
2.3.1.4 Domaine de validité	39
2.3.1.5 Conclusion	40

2.3.2	Méthode des petites perturbations	40
2.3.2.1	Principe et expression analytique	41
2.3.2.2	Domaine de validité	43
2.3.2.3	Conclusion	44
2.3.3	Modèle composite à deux échelles	44
2.3.3.1	Principe du modèle	44
2.3.3.2	Calcul des coefficients de diffusion	47
2.3.3.3	Conclusion	48
2.4	Conclusion	49
3	Surface maritime / Pétrole	51
3.1	Modélisation de la surface maritime	52
3.1.1	Génération des vagues	52
3.1.1.1	Mécanisme de formation des vagues	52
3.1.1.2	Mer du vent	53
3.1.1.3	Bilan énergétique	54
3.1.2	Modèles géométriques de la surface océanique	55
3.1.2.1	Représentation spectro-angulaire de la mer	55
3.1.2.2	Distribution des pentes	64
3.1.3	Caractérisation physique de la surface de la mer	66
3.1.3.1	Modèle de Debye	66
3.1.3.2	Modèle de Cole-Cole	69
3.2	Effet du polluant sur la surface de la mer	69
3.2.1	Mélange en émulsion continue	70
3.2.1.1	Description des conditions de mesures	70
3.2.1.2	Présentation et commentaire des résultats	72
3.2.1.3	Percolation	72
3.2.1.4	Conclusion	73
3.2.2	Polluant en film au dessus de la surface maritime	73
3.2.2.1	Caractéristiques physiques des fluides	73
3.2.2.2	Effet de film sur la géométrie de la surface maritime	76
3.2.2.3	Taux d'atténuation	77
3.2.2.4	Validation du modèle	80
3.3	Conclusion	83
4	Résultats numériques : Application à la surface maritime avec ou sans polluant	85
4.1	Validation des modèles de diffusion	86
4.1.1	Rétrodiffusion	86
4.1.1.1	Variation en fonction de la fréquence d'émission	86
4.1.1.2	Variation en fonction de l'angle d'incidence	91
4.1.1.3	Variation en fonction de la direction du vent	95
4.1.1.4	Variation en fonction de la vitesse du vent	95
4.1.2	Propagation avant	98
4.1.2.1	Variation en fonction de l'angle d'observation	99
4.1.2.2	Variation en fonction de la vitesse du vent	99
4.1.3	Configuration bistatique	102

4.1.3.1	Variation en fonction de l'angle d'observation du ré- cepteur	105
4.1.3.2	Variation en fonction de l'azimut du récepteur	108
4.1.4	Signature polarimétrique	108
4.1.5	Conclusion	113
4.2	Diffusion par une surface polluée	114
4.2.1	Mélange en émulsion continu	114
4.2.1.1	Retrodiffusion	114
4.2.1.2	Propagation avant	114
4.2.1.3	Configuration bistatique	118
4.2.1.4	Signature polarimétrique	118
4.2.2	Polluant au dessus de la surface	125
4.2.2.1	Retrodiffusion	125
4.2.2.2	Propagation avant	127
4.2.2.3	Configuration bistatique	127
4.2.2.4	Signature polarimétrique	132
4.2.3	Effet de Brewster	137
4.2.3.1	Principe de l'angle de Brewster	137
4.2.3.2	Surface couverte de polluant	137
4.2.3.3	Surface à polluant en émulsion	141
4.2.4	Conclusion	142
4.3	Conclusion	143
 Conclusion et perspectives		 145
 A Paramètres de Stokes		 149
A.1	Vecteur Stokes	149
A.2	Matrice de Stokes	151
 B Modèles de diffusion électromagnétique		 153
B.1	Modèle de Kirchhoff	153
B.2	Modèle des petites perturbations	154
 C Phénomène de percolation		 155
 D Dynamique de surface liquide		 157
D.1	Liquide parfait	157
D.2	Liquide visqueux	158
D.3	Surface couverte par un liquide visqueux	162
D.4	Coefficient d'atténuation (damping ratio)	165
D.4.1	Polluant soluble	165
D.4.2	Polluant insoluble	165
 Références		 167

Table des figures

1	Quantités d'hydrocarbure déversées en mer selon la ITOPF (The International Tanker Owners Pollution Federation Ltd) [1] lors des naufrages des pétroliers	1
2	Système de télédétection aéroporté de la pollution maritime (système de détection de la garde côte Suédoise [5]	2
3	Image SAR pour deux scènes différentes [74]; il est très difficile de distinguer le polluant des fausses alarmes	5
4	Dispositif de détection bistatique à onde électromagnétique plane monochromatique	6
5	Différents types de surface de mer	6
1.1	Onde plane polarisée	12
1.2	Ellipse de polarisation	13
1.3	Configuration géométrique de la diffusion bistatique	16
1.4	Signature polarimétrique d'une surface océanique, vitesse du vent $U_{10} = 5\text{m/s}$ (à une altitude de 10 m), salinité=35ppm, température de l'eau $T=20^\circ\text{C}$, matrice de diffusion évaluée en utilisant le modèle composite à deux échelles	21
1.5	Signature polarimétrique d'une surface océanique couverte de film de polluant insoluble, vitesse du vent $U_{10} = 5\text{m/s}$ (à une altitude de 10 m), salinité=35ppm, température de l'eau $T=20^\circ\text{C}$, matrice de diffusion en utilisant le modèle composite à deux échelles	21
1.6	Description géométrique d'une surface	23
1.7	Profil de surface rugueuse	24
1.8	Direction du vent dans le plan (x, y)	25
2.1	Déphasage dû à la rugosité de la surface	31
2.2	Diagramme de diffusion pour une surface lisse	32
2.3	Diagramme de diffusion pour une surface faiblement rugueuse	32
2.4	Diagramme de diffusion pour une surface fortement rugueuse	33
2.5	Configuration géométrique de la diffusion	34
2.6	Géométrie locale du problème de diffusion	36
2.7	Coefficients de rétrodiffusion de trois surfaces Gaussiennes avec des rugosités différentes	39
2.8	Domaine de validité de l'approximation de la phase stationnaire	40
2.9	Coefficients de rétrodiffusion de trois surfaces Gaussiennes avec différentes rugosités	42
2.10	Domaine de validité de la méthode des petites perturbations	44

2.11	Géométrie du problème de diffusion	45
2.12	Coefficients de rétrodiffusion suivant le modèle composite à deux échelles pour une vitesse du vent $U_{10} = 5m/s$	49
3.1	Célérité des vagues en fonction de la longueur d'onde des vagues	53
3.2	Formation des vagues(extrait de [38])	54
3.3	Distribution énergétique du spectre de la mer [16]	55
3.4	Spectre Gaussien	56
3.5	Spectre monodirectionnel de Pierson-Moskowitz pour différents états de mer	58
3.6	Fonction angulaire de Pierson pour différentes valeurs de la vitesse du vent	59
3.7	Représentation de deux spectres monodirectionnels de capillarité et de gravité pour un vent $u_{10}=10$ m/s et un fetch "mature" $X = 10000m$	60
3.8	Comportement du spectre monodirectionnel d'Elfouhaily pour différentes valeurs de la vitesse du vent	61
3.9	Variation de la fonction angulaire pour différentes valeurs de la vitesse du vent	62
3.10	Comparaison des différents spectres de surface pour une vitesse du vent $u_{10}=10m/s$	63
3.11	Distribution des pentes Gaussienne	65
3.12	Distribution des pentes de Cox et Munk pour différentes valeurs du vent de friction	66
3.13	Comportement de la permittivité électrique de l'eau de mer en fonction la fréquence	68
3.14	Permittivité électrique du mélange en émulsion	71
3.15	Principe de calcul de la viscosité d'un liquide. La barrière d'énergie que doit franchir la particule I pour tomber dans les puits J et J' (a) est symétrique en l'absence d'écoulement (courbe grasse en (b)). Elle devient dissymétrique (courbe tirets) lorsqu'une contrainte de cisaillement est appliquée ; cette dissymétrie favorise alors l'écoulement de cisaillement.	75
3.16	Contraintes exercées par le polluant sur la surface de la mer (a) dans le cas d'une surface convexe, (b) dans le cas d'une surface concave	77
3.17	Polluant soluble en diffusion avec l'eau de mer	78
3.18	Variation du taux d'atténuation et du spectre monodirectionnel de surface en fonction de la fréquence spatiale	79
3.19	Polluant insoluble en précipitation avec l'eau de mer	80
3.20	Variation du taux d'atténuation et du spectre monodirectionnel de surface en fonction de la fréquence spatiale	81
3.21	Rapport d'atténuation mesuré pour l'acide Oleic [17]	82
3.22	Rapport d'atténuation effectif pour l'acide Oleic ($\omega_D = 19rad/s$, $\zeta_0 = 9g/s^2$) pour différents coefficients de remplissage C_r	82
4.1	Coefficient de rétrodiffusion σ_{vv} en fonction de la fréquence pour un angle d'incidence $\theta = 45^\circ$ (utilisation du modèle des petites perturbations avec le spectre de Pierson-Moskowitz)	87

4.2	Coefficient de rétrodiffusion σ_{vv} en fonction de la fréquence pour un angle d'incidence $\theta = 60^\circ$ (utilisation du modèle des petites perturbations avec le <i>spectre de Pierson-Moskowitz</i>)	87
4.3	Coefficient de rétrodiffusion σ_{vv} en fonction de la fréquence pour un angle d'incidence $\theta = 45^\circ$ (utilisation du modèle des petites perturbations avec le <i>spectre d'Elfouhaily</i>)	88
4.4	Coefficient de rétrodiffusion σ_{vv} en fonction de la fréquence pour un angle d'incidence $\theta = 60^\circ$ (utilisation du modèle des petites perturbations avec le <i>spectre d'Elfouhaily</i>)	88
4.5	Coefficient de rétrodiffusion σ_{vv} en fonction de la fréquence pour un angle d'incidence $\theta = 45^\circ$ en utilisant le modèle composite à deux échelles avec le <i>spectre de Pierson-Moskowitz</i>	89
4.6	Coefficient de rétrodiffusion σ_{vv} en fonction de la fréquence pour un angle d'incidence $\theta = 60^\circ$ (utilisation du modèle composite à deux échelles avec le <i>spectre de Pierson-Moskowitz</i>)	89
4.7	Coefficient de rétrodiffusion σ_{vv} en fonction de la fréquence pour un angle d'incidence $\theta = 45^\circ$ (utilisation du modèle composite à deux échelles avec le <i>spectre d'Elfouhaily</i>)	90
4.8	Coefficient de rétrodiffusion σ_{vv} en fonction de la fréquence pour un angle d'incidence $\theta = 60^\circ$ (utilisation du modèle composite à deux échelles avec le <i>spectre d'Elfouhaily</i>)	90
4.9	Configuration monostatique : variation de l'angle d'incidence	92
4.10	Coefficients de rétrodiffusion en fonction de l'angle d'incidence θ en utilisant différents modèles de diffusion avec le spectre d'Elfouhaily et la distribution de Cox & Munk pour un vent $U_{10} = 5m/s$	93
4.11	Coefficients de rétrodiffusion en fonction de l'angle d'incidence θ en utilisant différents modèles de diffusion avec le spectre d'Elfouhaily et la distribution de Cox & Munk pour un vent $U_{10} = 15m/s$	93
4.12	Coefficients de rétrodiffusion en fonction de l'angle d'incidence θ en utilisant le modèle composite à deux échelles et les spectres de Pierson-Moskowitz (trait discontinu) et Elfouhaily (trait continu), la vitesse du vent est fixée à $u_{10} = 5m/s$	94
4.13	Configuration monostatique : variation de la direction du vent	95
4.14	Coefficients de rétrodiffusion en fonction de la direction du vent en utilisant le modèle des petites perturbations et le modèle composite à deux échelles et comparés aux données expérimentales [66], $\theta = 30^\circ$, $U_{19.5}=6.5$ m/s	96
4.15	Coefficients de rétrodiffusion en fonction de la direction du vent en utilisant le modèle des petites perturbations et le modèle composite à deux échelles et comparés aux données expérimentales [66], $\theta = 40^\circ$, $U_{19.5}=12$ m/s	96
4.16	Coefficients de rétrodiffusion en fonction de la vitesse du vent en utilisant le modèle composite à deux échelles $\theta \in \{1.1^\circ, 10.5^\circ, 24.3^\circ, 33.3^\circ, 42.1^\circ, 51.1^\circ\}$ (direction du vent)	97
4.17	Coefficients de rétrodiffusion en fonction de la vitesse du vent en utilisant le modèle composite à deux échelles $\theta \in \{1.1^\circ, 10.5^\circ, 24.3^\circ, 33.3^\circ, 42.1^\circ, 51.1^\circ\}$ (direction travers du vent)	97

4.18	Configuration Propagation avant	98
4.19	Coefficient de diffusion en fonction de l'angle observé θ_s pour un angle d'incidence de $\theta = 50^\circ$	100
4.20	Coefficient de diffusion en fonction de l'angle observé θ_s pour un angle d'incidence de $\theta = 80^\circ$	100
4.21	Coefficient de diffusion en fonction de l'angle observé θ_s pour un angle d'incidence $\theta = 60^\circ$ et différentes valeurs de vitesse du vent $U_{10} \in \{5, 10, 15, 20\text{m/s}\}$	101
4.22	Coefficient de diffusion en fonction de l'angle d'observation θ_s et l'azimut φ_s en utilisant l'approximation de Kirchhoff avec la distribution de Cox & Munk	102
4.23	Coefficient de diffusion en fonction de l'angle d'observation θ_s et l'azimut φ_s en utilisant le modèle des petites perturbations	103
4.24	Coefficient de diffusion en fonction de l'angle d'observation θ_s et l'azimut φ_s en utilisant le modèle composite à deux échelles	104
4.25	configuration bistatique : $\varphi = 0^\circ$ et $\varphi_s = 90^\circ$	105
4.26	Coefficient de diffusion en fonction de l'angle observé θ_s pour un angle d'incidence $\theta = 40^\circ$ en utilisant le modèle composite à deux échelles, l'approximation de Kirchhoff et le modèle des petites perturbations	106
4.27	Coefficient de diffusion en fonction de l'angle observé θ_s pour un angle d'incidence $\theta = 80^\circ$ en utilisant le modèle composite à deux échelles (trait continu), l'approximation de Kirchhoff (trait discontinu) et le modèle des petites perturbations (en pointillé)	107
4.28	Configuration bistatique : $\varphi = 0^\circ$ et $\varphi_s \in [0^\circ, 360^\circ]$	108
4.29	Coefficient de diffusion en fonction de l'azimut du récepteur φ_s pour un angle d'incidence $\theta = 40^\circ$ en utilisant le modèle composite à deux échelles, l'approximation de Kirchhoff et le modèle des petites perturbations	109
4.30	Coefficient de diffusion en fonction de l'azimut du récepteur φ_s pour un angle d'incidence $\theta = 80^\circ$ en utilisant le modèle composite à deux échelles, l'approximation de Kirchhoff et le modèle des petites perturbations	110
4.31	Signatures polarimétriques de la surface de la mer en configuration propagation avant ($\varphi_s = \varphi = 0^\circ$ et $\theta_s = \theta = 50^\circ$), (a,c) représentation en fonction des angles d'orientation et d'ellipticité, (b,d) représentations en fonction de l'angle d'orientation ($\tau = 0^\circ$)	111
4.32	Signatures polarimétriques de la surface de la mer en configuration propagation avant ($\varphi_s = \varphi = 0^\circ$ et $\theta_s = \theta = 50^\circ$), (a,b) variation en fonction de la vitesse du vent, (c,d) variation en fonction de la direction du vent	112
4.33	Coefficient de retrodiffusion en fonction de l'angle observé θ_s pour trois surfaces en émulsion (0, 30 et 40 % de polluant dans l'eau)	115
4.34	Coefficient de diffusion pour une configuration propagation avant ($\theta = 40^\circ$) en fonction de l'angle d'observation θ_s pour trois surfaces en émulsion (0, 30 et 40 % de polluant dans l'eau)	116

4.35	Coefficient de diffusion pour une configuration propagation avant ($\theta = 70^\circ$) en fonction de l'angle d'observation θ_s pour trois surfaces en émulsion (0, 30 et 40 % de polluant dans l'eau)	117
4.36	Coefficient de diffusion pour une configuration bistatique ($\theta = 40^\circ$) en fonction de l'angle d'observation θ_s pour trois surfaces en émulsion (0, 30 et 40 % de polluant dans l'eau)	119
4.37	Coefficient de diffusion pour une configuration bistatique ($\theta = 70^\circ$) en fonction de l'angle d'observation θ_s pour trois surfaces en émulsion (0, 30 et 40 % de polluant dans l'eau)	120
4.38	Signature polarimétrique de surface diffusante ((a-c) surface non polluée, (b,d) surface polluée à 40%) en configuration spéculaire ($\varphi_s = \varphi = 0^\circ$ et $\theta_s = \theta = 70^\circ$) en fonction de l'angle d'orientation et l'angle d'ellipticité	121
4.39	Signature polarimétrique de surface diffusante ((a-c) surface non polluée, (b,d) surface polluée à 40%) en configuration bistatique ($\varphi_s = 45^\circ, \varphi = 0^\circ$ et $\theta_s = \theta = 70^\circ$) en fonction de l'angle d'orientation et l'angle d'ellipticité	122
4.40	Différence de signatures polarimétriques normalisée en fonction de l'angle d'orientation et l'angle d'ellipticité entre une surface polluée (polluant en émulsion à 40%) et une surface océanique naturelle. (a-b) différence de signature dans le cas d'une configuration propagation avant ($\theta = \theta_s = 70^\circ$) et (b,d) différence de signature pour une configuration bistatique particulière ($\theta = \theta_s = 70^\circ$ et $\varphi_s = 45^\circ, \varphi = 0^\circ$)	123
4.41	Signature polarimétrique de surface diffusante ((a) configuration propagation avant ($\theta_s = \theta = 70^\circ, \tau = 0^\circ$ et $\psi = 0^\circ$), (b) configuration propagation avant ($\theta_s = \theta = 70^\circ, \tau = 0^\circ$ et $\psi = 45^\circ$), (c) configuration bistatique ($\theta = \theta_s = 70^\circ, \varphi_s = 45^\circ, \varphi = 0^\circ, \eta = 0^\circ$ et $\psi = 0^\circ$) et (d) configuration bistatique ($\theta = \theta_s = 70^\circ, \varphi_s = 45^\circ, \varphi = 0^\circ, \tau = 0^\circ$ et $\psi = 45^\circ$)) en fonction de la vitesse du vent	124
4.42	Coefficients de rétrodiffusion de surface océanique (trait continu) et surface polluée (trait discontinu) en fonction de l'angle d'observation $\theta_s = \theta$ en utilisant le modèle composite à deux échelles et le spectre d'Elfouhaily	126
4.43	Coefficients de diffusion en propagation avant pour une surface océanique (trait continu) et une surface polluée (trait discontinu) pour un angle d'incidence $\theta = 40^\circ$. En utilisant le modèle composite deux échelles avec le spectre d'Elfouhaily et en faisant varier θ_s de 0° à 90°	128
4.44	Coefficients de diffusion en propagation avant pour une surface océanique (trait continu) et une surface polluée (trait discontinu) pour un angle d'incidence $\theta = 70^\circ$. En utilisant le modèle composite à deux échelles avec le spectre d'Elfouhaily et en faisant varier θ_s de 0° à 90°	129
4.45	Coefficients de diffusion pour une configuration propagation avant ($\theta = 40^\circ$) en fonction de l'angle d'observation θ_s pour une surface claire et une surface couverte par le polluant	130
4.46	Coefficient de diffusion pour une configuration propagation avant ($\theta = 70^\circ$) en fonction de l'angle observé θ_s pour une surface claire et une surface couverte de polluant	131

4.47	Signature polarimétrique de surface diffusante ((a-c) surface non polluée, (b,d) surface couverte par le polluant insoluble) en configuration spéculaire ($\varphi_s = \varphi = 0^\circ$ et $\theta_s = \theta = 70^\circ$) en fonction de l'angle d'orientation et l'angle d'ellipticité. $f=15.46\text{GHz}$, $\varphi_{vent} = 0^\circ$ et $U_{10}=5\text{m/s}$	133
4.48	Signature polarimétrique de surface diffusante ((a-c) surface non polluée, (b,d) surface couverte par le polluant insoluble) en configuration bistatique ($\varphi_s = 45^\circ, \varphi = 0^\circ$ et $\theta_s = \theta = 70^\circ$) en fonction de l'angle d'orientation et l'angle d'ellipticité. $f=15.46\text{GHz}$, $\varphi_{vent} = 0^\circ$ et $U_{10}=5\text{m/s}$	134
4.49	Différence de signatures polarimétriques normalisée en fonction de l'angle d'orientation et l'angle d'ellipticité entre une surface couverte de polluant insoluble et une surface océanique naturelle. (a-b) différence de signature dans le cas d'une configuration propagation avant ($\theta = \theta_s = 70^\circ$) et (b,d) différence de signature pour une configuration bistatique particulière ($\theta = \theta_s = 70^\circ$) ($\varphi_s = 45^\circ, \varphi = 0^\circ$). $f=15.46\text{GHz}$, $\varphi_{vent} = 0^\circ$ et $U_{10}=5\text{m/s}$	135
4.50	Signature polarimétrique de surface diffusante ((a) configuration propagation avant ($\theta_s = \theta = 70^\circ, \tau = 0^\circ$ et $\psi = 0^\circ$), (b) configuration propagation avant ($\theta_s = \theta = 70^\circ, \tau = 0^\circ$ et $\psi = 45^\circ$), (c) configuration bistatique ($\theta = \theta_s = 70^\circ, \varphi_s = 45^\circ, \varphi = 0^\circ, \tau = 0^\circ$ et $\psi = -45^\circ$) et (d) configuration bistatique ($\theta = \theta_s = 70^\circ, \varphi_s = 45^\circ, \varphi = 0^\circ, \tau = 0^\circ$ et $\psi = 45^\circ$)) en fonction de la vitesse du vent. $f=15.46\text{GHz}$ et $\varphi_{vent} = 0^\circ$	136
4.51	Variation des coefficients de réflexion pour une interface de Fresnel	137
4.52	Variations des coefficients de Fresnel R_v et R_h ainsi que les coefficients de diffusion σ_{vv} et σ_{hh} en fonction de l'angle observé pour une surface couverte de polluant ($f=15.48\text{GHz}$, $\varphi_s = \varphi = 0^\circ$, $\varphi_{vent} = 0^\circ$ et $U_{10} = 5\text{m/s}$)	138
4.53	Comparaison des coefficients de diffusion électromagnétique en fonction l'angle observé entre une surface maritime non polluée et une surface couverte de polluant ($f=15.48\text{GHz}$, $\theta = 85^\circ$, $\varphi_s = \varphi = 0^\circ$, $U_{10} = 5\text{m/s}$ et $\varphi_{vent} = 0^\circ$)	139
4.54	Variation du coefficient de diffusion σ_{vv} pour différents azimuts du récepteur $\varphi_s = \{0, 30, 60 \text{ et } 90^\circ\}$ ($f=15.48\text{GHz}$, $\varphi = 0^\circ$, $\varphi_{vent} = 0^\circ$ et $U_{10} = 5\text{m/s}$)	140
4.55	Variations des coefficients de Fresnel R_v et R_h ainsi que les coefficients de diffusion σ_{vv} et σ_{hh} en fonction de l'angle observé pour un polluant en émulsion avec l'eau de mer ($f=15.48\text{GHz}$, $\varphi_s = \varphi = 0^\circ$, $\varphi_{vent} = 0^\circ$ et $U_{15} = 5\text{m/s}$)	141
4.56	Variation du coefficient de diffusion σ_{vv} pour différents azimuts du récepteur $\varphi_s = \{0, 30, 60 \text{ et } 90^\circ\}$ ($f=15.48\text{GHz}$, $\varphi = 0^\circ$, $\varphi_{vent} = 0^\circ$ et $U_{10} = 5\text{m/s}$)	142
C.1	Phénomène de percolation	156

Introduction

Intérêt du sujet

Depuis le début du vingtième siècle, le trafic maritime, intrinsèquement lié à l'activité économique, enregistre un développement considérable à l'échelle planétaire. Cette augmentation de trafic induit de façon évidente l'augmentation des quantités de matières potentiellement polluantes transportées par voies maritimes. A cet égard, le commerce du pétrole constitue un exemple emblématique de cette croissance et du danger inhérent à cette activité en terme de pollution. Ce constat apparaît clairement lors des crises majeures, dites marées noires, comme l'illustre dramatiquement le naufrage de l'Erika (1999, au large de la Bretagne, France) ou plus récemment celui du Prestige (2002, au large de Galice, Espagne). A l'échelle mondiale, la figure 1 représente les quantités d'hydrocarbure déversées en mer lors de marée noire par année depuis 1970.

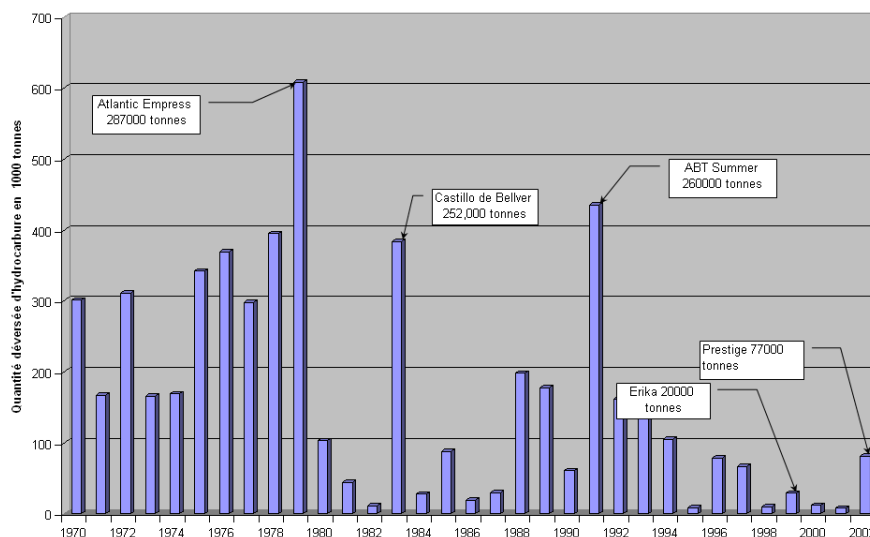


FIG. 1 – Quantités d'hydrocarbure déversées en mer selon la ITOPF (The International Tanker Owners Pollution Federation Ltd) [1] lors des naufrages des pétroliers

Si ces marées noires ont d'une façon très visible de lourdes répercussions sur le domaine maritime, il est à noter que ce type de pollution reste faible par rapport aux pollutions volontaires provoquées par l'ensemble des navires lors de dégazages et de déballastages sauvages (la pollution accidentelle ne représente que 5% de la pollution totale et celle-ci est quotidienne). Les nappes ainsi provoquées sont plus petites et

les produits rejetés peuvent prendre des formes très diverses. D'une manière générale, les pollutions en mer directement liées à l'activité pétrolière ou non (polluant chimique, biologique...) adoptent des formes très diverses suivant les quantités, les caractéristiques physiques et chimiques du polluant, la durée de contact avec l'eau de mer, les conditions climatiques...

A titre d'exemple, une telle pollution peut prendre la forme d'une vaste et épaisse nappe au dessus de la surface, ou au contraire d'une nappe beaucoup plus petite et de faible épaisseur. Le polluant peut également se mélanger à l'eau de mer et constituer une émulsion homogène. Il peut enfin se décomposer en petites entités comme par exemple les "boulettes" de pétrole.

Cette diversité de formes polluantes engendre des effets très différents sur l'écosystème. Une marée noire pourra provoquer une nappe épaisse en surface qui aura un impact très fort sur les oiseaux. En effet, les plumes perdent leur propriété isolative ce qui peut mener à l'hypothermie de l'animal. Les polluants invisibles (en émulsion) provoquent la contamination de la chaîne alimentaire des espèces maritimes entraînant ainsi des anomalies du système digestif et la destruction des globules rouges.

L'ampleur et la complexité de ces phénomènes font de la pollution du domaine maritime un enjeu écologique majeur, où les politiques de prévention, de traitement des catastrophes et de surveillance jouent un rôle essentiel. Il est, par conséquent, indispensable de disposer de systèmes capables de détecter, localiser, quantifier et classifier un polluant au dessus de la surface maritime. Dans ce contexte, les systèmes de télédétection constituent un élément incontournable pour accomplir ces tâches. Nous pouvons principalement citer les systèmes de télédétection au sol (systèmes de mesure implantés sur les côtes ou embarqués sur des navires), aéroportés ou satellitaires. Ces différents systèmes apportent généralement des informations complémentaires sur la perception des phénomènes de pollution et sont le plus souvent utilisés en parallèle.

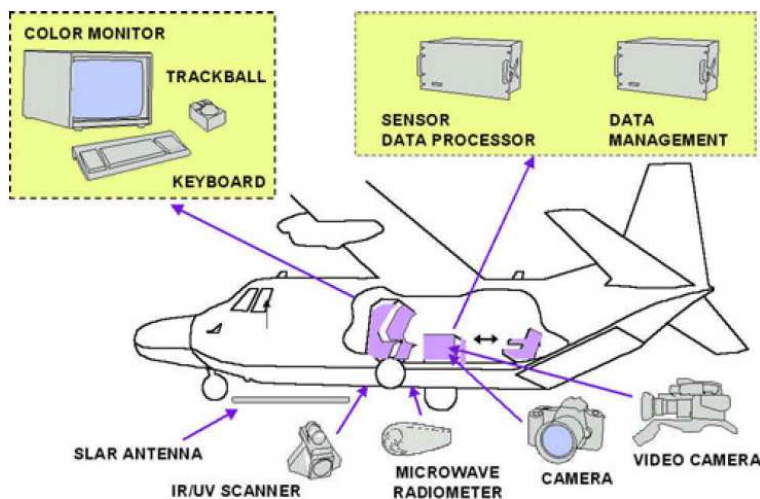


FIG. 2 – Système de télédétection aéroporté de la pollution maritime (système de détection de la garde côte Suédoise [5])

De même, chacun de ces systèmes de télédétection peut s'appuyer sur différentes techniques d'acquisition. Nous pouvons aussi citer les moyens à capteurs optiques

regroupant les photos aériennes, les images optiques satellitaires, la vidéo infrarouge et ultraviolet, les lasers fluoromètres aéroportés et les moyens micro onde parmi les quels nous retrouvons les radiomètres, les altimètres, ainsi que les Radars (SAR) et (SLAR). La figure 2 illustre l'intégration au sein d'un même système de télédétection aéroporté de plusieurs techniques d'acquisition.

Les dispositifs à capteur optique sont généralement classés en deux catégories suivant leur bandes de fréquence : bande visible et bande invisible.

Les moyens de détection en bande visible (longueur d'onde de 400 à 700nm) étaient les premiers déployés pour la détection de la pollution maritime car ils ont l'avantage d'être les moins chers. Toutefois leur domaine de validité reste réduit. En effet d'après les études de O'Neil et al [69] il y a très peu d'informations sur le polluant dans la bande (500 à 600 nm) et souvent on accompagne ces systèmes d'un filtre passe bas à 450nm afin d'améliorer le contraste de l'image ce qui limite encore les informations exploitables. De plus un polluant peu être facilement confondu avec les scintillements du soleil, le reflet du vent ou avec les matériaux biogéniques tel que les films d'algues. Il est aussi très difficile à le détecter dans les rivages sombres. En conclusion, l'utilisation du spectre visible pour la détection des hydrocarbures au dessus de la surface maritime est très limitées. Cependant, il représente un moyen économique pour documenter les nappes de pétrole et fournir une première base de données.

Les systèmes fonctionnant dans la bande invisible tels que les caméras infrarouges ou ultraviolets, permettent d'avoir une idée sur l'épaisseur de la couche du polluant. Les couches épaisses de pétrole ($>150\mu\text{m}$) apparaissent comme des sources de chaleur dans les images infrarouges alors que les couches moyennes (20 à 70 μm) se montrent comme des sources froides, en effet à cette épaisseur, le polluant réduit la quantité d'énergie émise par l'eau de mer en détruisant l'interférence des radiations thermiques émise par la surface. L'épaisseur de moins de 20 μm est indétectable [32]. Le mélange en émulsion est aussi indétectable par ces systèmes dans la plupart des circonstances puisque en général ces mélanges contiennent plus de 70% d'eau se qui constituent un mélange thermiquement conducteur [12].

Quant aux lasers fluoromètres qui forment une classe de systèmes actifs, tirent profit de la propriété de certains composés du pétrole à absorber la lumière UV et devenir électriquement excités. Cette excitation est rapidement éliminée par le processus de l'émission de fluorescence, principalement dans la région évidente du spectre. La fluorescence est ainsi une indication forte de la présence d'huile. Néanmoins ces systèmes sont incapables de traverser les zones nuageuses ce qui réduit leur efficacité dans ces circonstances.

Les systèmes à micro onde sont les seuls à pouvoir fonctionner indépendamment du couvert de nuage. Basés sur l'émission et la réception de l'onde électromagnétique, ils forment un outil de télédétection incontournable et sont de plus en plus développés.

Parmi ces systèmes, nous distinguons les radiomètres qui sont des systèmes passifs. En effet une surface océanique émet des ondes radios et la présence du polluant au dessus de la surface amplifie ces ondes. Ainsi, les nappes de pétrole apparaissent comme des objets brillants dans une surface maritime sombre. Le coefficient d'émissivité de l'eau évalué à 0.4 alors que celui du pétrole est à 0.8 [69]. De plus l'intensité du signal change avec l'épaisseur de la couche du polluant d'où l'utilité du système

pour mesurer cette épaisseur. Toutefois, cette méthode n'a trouvé que peu d'écho dans la mesure où il faut avoir une idée claire sur les différents paramètres de la surface de la mer ainsi que les caractéristiques de l'hydrocarbure. De plus les objets biogéniques (lit d'algues ou de varech) peuvent être facilement confondus avec le polluant. Enfin, le rapport signal sur bruit est faible dans la majorité des cas et dépend des conditions météorologiques.

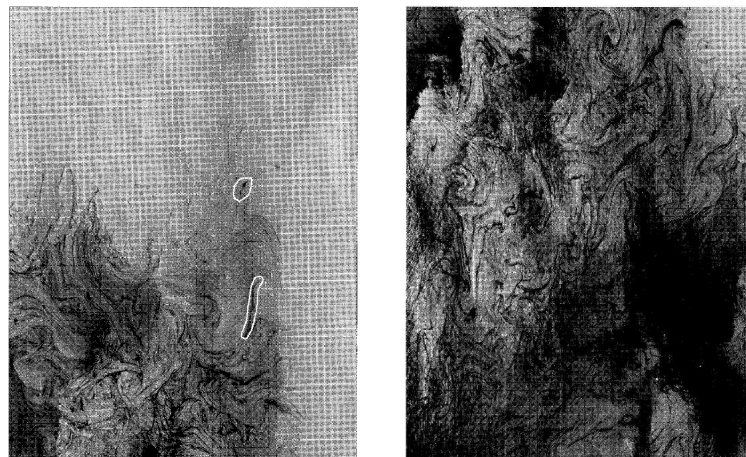
Contrairement aux radiomètres, les radars forment un système complet de télédétection qui émet et reçoit sa propre onde électromagnétique. Il est ainsi moins vulnérable au bruit et permet de travailler à différentes bandes de fréquence suivant la rugosité de la surface et les propriétés diélectriques du milieu (mer, polluant).

Une surface maritime illuminée par une onde électromagnétique produit des points lumineux dans le spot radar. En effet, les vagues capillaires de cette surface diffusent de l'énergie électromagnétique émise par les systèmes radars produisant ces points lumineux appelés fouillis de mer. La présence du polluant au dessus de la surface atténue ces vagues capillaires et la détection de l'hydrocarbure peut être déterminée par les zones sombres où le fouillis de mer est faible.

Les données enregistrées par les capteurs radars fournissent une cartographie des zones maritimes sur lesquelles on identifie les zones polluées. Historiquement, les premiers systèmes radar prenaient en compte les données directement mesurées par l'antenne physique qui en pointant en différents points de la surface maritime permettaient de la cartographier. Le plus souvent, l'antenne radar pointait latéralement par rapport au mouvement du porteur, on parle alors de SLAR (Side-Looking Airborne Radar). Cette technique n'offrait qu'une résolution d'image très limitée par la taille de l'antenne. Des approches plus récentes, dites SAR (Synthetic Aperture Radar), qui intègrent les différentes positions de l'antenne physique d'une façon plus évoluée, offrent la possibilité d'augmenter considérablement la résolution des images cartographiques. Il est à noter qu'une fois cette cartographie obtenue, la détection et l'analyse des zones polluées se résument souvent à l'application des méthodes de traitement d'images.

Par ailleurs, il est important de préciser que les études expérimentales des nappes de pétrole ont montré que la diffusion électromagnétique de la surface polluée est variable suivant la bande de fréquence utilisée. Aussi, le choix pertinent d'une bande de fréquence permet d'accroître le contraste des images SAR entre une mer naturelle et une mer polluée. Ainsi, d'après des mesures et des simulations faites sur un radar monostatique (rétrodiffusion), Girard-Ardhuin [40] a mis en évidence que les radars en bandes C , X et K_u donnent un contraste meilleur pour une surface polluée que les radars en bande L et S . Plus précisément, il semble d'après ces travaux que la bande K_u offre les meilleures performances de contraste, ce qui nous a incité à privilégier cette bande de fréquence dans notre étude.

Les systèmes SAR permettent de couvrir de larges zones en mer et de fonctionner par temps clair comme par temps nuageux. Néanmoins, les systèmes SAR actuels affichent plusieurs limitations. En particulier, les techniques de contraste ne peuvent pas toujours différencier les zones polluées (pollution de type hydrocarbure) des lits d'algues, voire même des zones abritées du vent (mer lisse). De même, certains polluants fluides ne modifient pas l'état de surface de l'eau de mer et se présentent sous forme d'émulsion. Ils passent alors inaperçus aux yeux de ces systèmes. La figure 3 illustre les difficultés du SAR à différencier les faux échos d'un vrai polluant,



(a) Deux alarmes réelles
dans une scène complexe

(b) Scène complexe sans
aucune alarme réelle

FIG. 3 – Image SAR pour deux scènes différentes [74] ; il est très difficile de distinguer le polluant des fausses alarmes

sur la seule analyse de l'image.

Pour améliorer les performances des systèmes actuels, il est nécessaire d'analyser plus finement l'information contenue dans le champ électromagnétique diffusé par la mer. Dans cette optique, la modélisation de l'interaction des ondes électromagnétiques avec les mers polluées ou non, prend toute son importance. En particulier, l'estimation de la diffusion électromagnétique en fonction des propriétés géométriques (rugosité) et physiques (diélectrique) de la surface océanique constituera un outil essentiel dans la conception des systèmes de détection radar. Par ailleurs, il est à noter que les systèmes radar fonctionnent généralement en configuration monostatique (rétrodiffusion). Dans la perspective de systèmes SAR futurs, plus sophistiqués, il faut envisager que l'émetteur et le récepteur soient à des positions différentes (bistatique). On parlera alors de systèmes BISAR.

Objectif et méthodologie

L'objectif principal de cette thèse est d'étudier l'interaction d'une onde électromagnétique avec la surface maritime naturelle ou polluée. Nous chercherons notamment à extraire les variables et indicateurs relatifs au champ diffusé qui sont les plus sensibles à la présence du polluant.

Dans un souci de clarté, nous considérons que l'onde incidente est une onde plane monochromatique. Ceci ne limite en rien la portée de notre travail, dans la mesure où une onde incidente quelconque peut être assimilée à un spectre d'ondes planes, et que l'analyse de Fourier décompose les signaux temporels en une intégrale de signaux monochromatiques. Notre étude portera essentiellement sur les bandes où l'effet du polluant est plus significatif (bandes C , X et K_u).

Notre étude ne sera pas limitée aux configurations les plus courantes (monostatique, propagation avant), mais devra envisager les configurations bistatiques dans

toute leur diversité (voir figure 4).

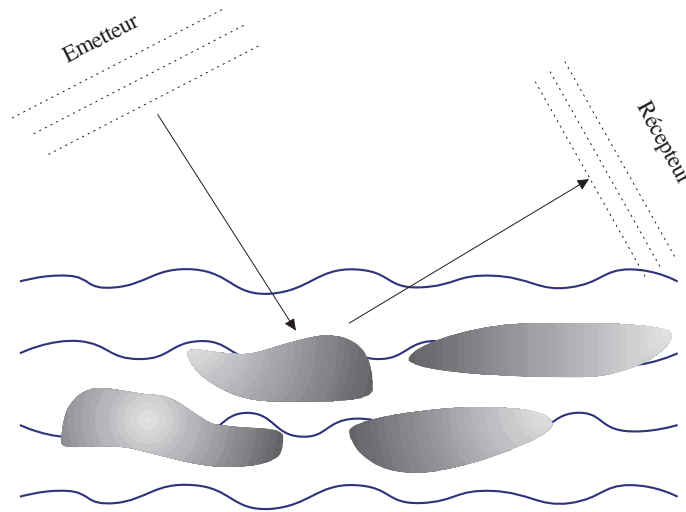


FIG. 4 – Dispositif de détection bistatique à onde électromagnétique plane monochromatique

Dans une première étape, nous nous focaliserons sur les surfaces maritimes naturelles (non polluées). Et nous précisons l'influence des paramètres comme la vitesse et la direction du vent, la salinité ou la température de l'eau sur le champ électromagnétique diffusé. Cette étape nous permettra de valider nos modèles et de disposer d'une référence sur les surfaces océaniques en l'absence de polluant.

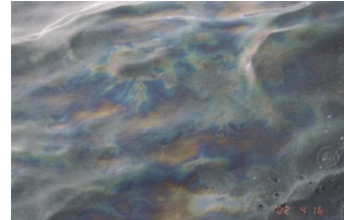
Dans un second temps, nous modéliserons les perturbations induites par la pollution (constante diélectrique, état de surface). Nous nous attacherons à considérer deux types de pollution. Le premier caractérise les polluants fluides (huile de moteur, carburant, hydrocarbure fluide...) qui s'émulsionnent facilement avec l'eau de mer. Dans ce cas, l'émulsion, alimentée par la force du vent (pour des vitesses supérieures à 15 m/s à une altitude de 10 mètres), ne modifie que très peu l'état de surface de la mer. En revanche, cette émulsion se distinguera par ses propriétés diélectriques qui dépendront des pourcentages de polluant dans l'eau.



(a) Surface océanique naturelle



(b) Polluant en émulsion avec l'eau de mer



(c) Film de polluant au dessus de la surface

FIG. 5 – Différents types de surface de mer

Le deuxième type de pollution envisagé sera celui des polluants qui forment un film au dessus de la surface (polluant visqueux tel que le pétrole brut, marée noire).

L'état de surface de la mer est dans ce cas significativement modifiée. L'importance des vagues de capillarité étant fortement atténuée par la présence des films polluants (voir figure 5).

Le travail réalisé et présenté dans ce manuscrit s'articule autour de quatre chapitres.

Au cours du premier chapitre, nous rappellerons brièvement les principaux outils, définitions et notations utilisés par la suite, concernant la propagation des ondes électromagnétiques et les moyens de descriptions des phénomènes d'interaction entre une onde électromagnétique et un obstacle. En particulier, les notions de signatures polarimétriques seront présentées. Par ailleurs, ce chapitre introduira également les éléments fondamentaux nécessaires à la description des surfaces rugueuses comme celle de la mer.

Le chapitre 2 fait l'objet de la présentation des modèles de diffusion retenus pour traiter les phénomènes d'interaction entre une onde électromagnétique et une surface maritime seule ou en présence de polluant. Ainsi, dans ce chapitre nous allons présenter les modèles classiques (modèles des petites perturbations et approximation de Kirchhoff) qui se caractérisent par un domaine de validité angulaire réduit. Ensuite nous nous focalisons sur le modèle composite à deux échelles utilisé qui regroupe à la fois le domaine spéculaire, intermédiaire et la zone des angles rasants. Quelques simulations en considérant des surfaces rugueuses simples (surface Gaussienne) sont réalisées et elles nous permettent déjà d'apprécier les performances du modèle retenu et la comparaison avec d'autres modèles.

Le troisième chapitre est consacré à la modélisation et la description de la surface maritime naturelle à travers les différentes représentations géométriques évoquées dans le premier chapitre et en se basant sur les modèles présentés dans la littérature ouverte (modèle Gaussien, modèle de Pierson-Moskowitz, modèle d'Elfouhaily et modèle de Cox & Munk). De même nous proposons dans ce chapitre l'expression analytique de la permittivité électrique de l'eau salée. Dans la deuxième partie nous modélisons deux cas de surface polluée. La première est surface couverte d'une couche fine de polluant et la seconde concerne la surface d'une eau et polluant en émulsion continue.

Quant au chapitre 4, il présente les différents résultats de simulation obtenus. Ainsi, l'interprétation et l'analyse des résultats obtenus nous permettront d'abord de valider les modèles de diffusion retenus et étudiés par rapport à la littérature. Ensuite, elles permettent d'analyser l'effet de la présence du polluant sur la diffusion électromagnétique par la surface maritime.

La conclusion dressera un bilan de l'ensemble des travaux réalisés en présentant différentes perspectives offertes au sujet abordé.

Chapitre 1

Propagation des ondes électromagnétiques, surfaces rugueuses

Sommaire

1.1	Onde électromagnétique	10
1.2	Polarisation d'une onde plane	12
1.3	Vecteur de Jones	14
1.4	Vecteur de Stokes	15
1.5	Polarimétrie d'une cible radar	16
1.5.1	Matrice de diffusion	16
1.5.2	Matrice de diffusion d'une surface rugueuse	18
1.6	Signature polarimétrique d'une cible	19
1.7	Représentation de la surface rugueuse	22
1.7.1	Distribution des hauteurs	22
1.7.2	Fonction d'autocorrélation	23
1.7.3	Autres descriptions	24
1.8	Conclusion	27

L'application des radars ne s'est pas limitée à la détection des cibles militaires mais elle s'est élargie pour couvrir des applications météorologiques et environnementales. Notamment la détection des masses nuageuses et des polluants au dessus de la surface océanique. Dans ce contexte, les travaux développés dans le présent document se situent dans le cadre de la diffusion électromagnétique par les surfaces rugueuses et particulièrement par la surface maritime qui peut être une surface naturelle ou polluée.

L'objectif dans un premier temps étant de fixer un modèle de diffusion électromagnétique fiable, à domaine d'application large tout en tenant compte de la polarisation de l'onde à l'émission et à la réception des paramètres physiques et géométriques, en tenant compte des phénomènes naturels et en étant en accord avec les différentes mesures réelles publiées dans la littérature ouverte. Ensuite nous étudions l'impact de la variation des propriétés de la surface maritime et notamment l'introduction du polluant.

Ainsi, dans ce chapitre, nous présentons d'une façon simplifiée en introduisant nos notations, les formulations électromagnétiques fondamentales et les définitions polarimétriques nécessaires et 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 naturelle ou polluée.

1.1 Onde électromagnétique

Il est classiquement connu que le champ électrique \vec{E} , l'induction électrique \vec{D} , le champ magnétique \vec{H} et l'induction magnétique \vec{B} régnant en un point quelconque de l'espace à chaque instant sont régis par les équations de Maxwell [20]. Ainsi, ces champs vectoriels vérifient les quatre lois suivantes :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{Loi de Maxwell Faraday}) \quad (1.1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \rho \quad (\text{Loi de Gauss électrostatique}) \quad (1.2)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \quad (\text{Loi de Maxwell d'Ampère}) \quad (1.3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{Loi de Gauss électrostatique}) \quad (1.4)$$

où le rotationnel et la divergence d'un vecteur \vec{E} sont notés respectivement $\vec{\nabla} \wedge \vec{E}$ et $\vec{\nabla} \cdot \vec{E}$, ρ désigne la densité de charges électriques et \vec{J} la densité de courant. De plus, si les propriétés électromagnétiques du milieu étudié peuvent être considérées comme linéaire homogène isotrope en chacun de ses points, l'induction électrique \vec{D} et l'induction magnétique \vec{B} sont respectivement parallèles au champ électrique \vec{E} et au champ magnétique \vec{H} . Nous pourrions dans ce cas admettre les relations linéaires suivantes

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (1.5)$$

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (1.6)$$

où les quantités scalaires μ et ϵ sont respectivement appelées la perméabilité et la permittivité du milieu. Dans le cadre de notre étude, nous ne tiendrons pas compte d'éventuelles propriétés d'anisotropie électrique ou magnétique des milieux (mer ou polluants), et nous supposons donc que l'hypothèse isotrope est toujours valide.

Dans le cas particulier du vide, la perméabilité et la permittivité du milieu sont notées μ_0 et ϵ_0 dans les expressions (1.5) et (1.6). Il est alors possible d'introduire ci-dessous la perméabilité relative μ_r et la permittivité relative ϵ_r définies par :

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} \quad (1.7)$$

$$\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \quad (1.8)$$

Dans le cas de la mer et de la grande majorité des polluants, les milieux ne possèdent pas de propriétés magnétiques spécifiques significatives. Il est alors possible d'assimiler leur perméabilité à celle du vide. C'est à dire que :

$$\mu_r = 1 \quad (1.9)$$

Par ailleurs, des équations de Maxwell, on peut déduire le comportement ondulatoire du champ électromagnétique. Ainsi, en l'absence de charge ($\rho = 0$, $\vec{J} = \vec{0}$), on démontre aisément que tout champ électrique vérifie l'équation des ondes homogènes

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0} \quad (1.10)$$

où ∇^2 désigne l'opérateur Laplacien. La célérité c de cette onde dans le milieu est alors donnée par la relation $c = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}}$.

Dans le cas particulier d'une onde monochromatique de pulsation ω , la dérivée seconde par rapport au temps est équivalente à la multiplication par le facteur $-\omega^2$. Dans ces conditions, l'équation des ondes prend la forme de l'équation de Helmholtz donnée par

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} + k^2 \cdot \vec{E} = \vec{0} \quad (1.11)$$

où $k = \frac{\omega}{c}$ est le module du vecteur d'onde. Dans le cadre de cette thèse nous supposons systématiquement que le champ électromagnétique est monochromatique. Au besoin, la transformation de Fourier permettrait de transposer notre étude dans le contexte d'une onde quelconque. En outre, nous avons adopté dans le cadre du présent travail, la convention temporelle telle qu'une onde plane polarisée se mette sous la forme

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_{01} \cdot \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) + \vec{E}_{02} \cdot \sin(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (1.12)$$

où \vec{k} est le vecteur d'onde pointant dans la direction de propagation de l'onde plane.

Dans ces conditions, en choisissant un repère cartésien tel que l'onde plane se propage selon un axe (Oz) dans la direction des z croissants, les composantes du champ électrique correspondant à une onde plane polarisée réelle s'écrivent alors sous la forme

$$\vec{E}(z, t) = \begin{bmatrix} E_x(z, t) \\ E_y(z, t) \\ E_z(z, t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} |E_x| \cos(\omega t - kz + \delta_x) \\ |E_y| \cos(\omega t - kz + \delta_y) \\ 0 \end{bmatrix} \quad (1.13)$$

où $|E_x|$ et $|E_y|$ sont les amplitudes respectives des composantes du champ électrique E_x et E_y , $\lambda = \frac{c}{f}$ est la longueur d'onde et $f = \omega/2\pi$ la fréquence. δ_x et δ_y sont les phases absolues respectives des composantes du champ électrique E_x et E_y à l'origine ($t = 0$ et $z = 0$).

Le champ électrique et le champ magnétique sont dans un plan orthogonal à la direction de propagation \vec{k} , et le trièdre ($\vec{k}, \vec{E}, \vec{H}$) est direct, voir figure 1.1.

Au cours d'une propagation ou d'une diffusion, le champ électromagnétique peut voir ses composantes (amplitude et phase) varier en fonction du milieu de propagation et des caractéristiques de la cible (mer naturelle ou polluée). L'étude des

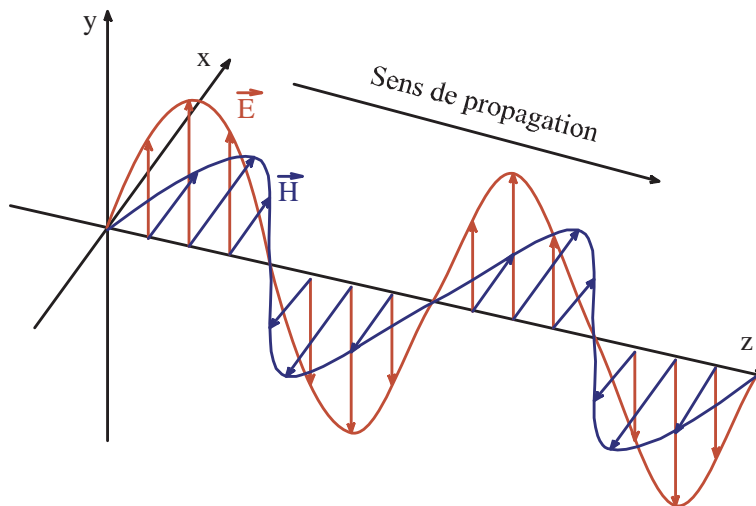


FIG. 1.1 – Onde plane polarisée

paramètres de polarisation jouera donc un rôle essentiel dans la compréhension de l'interaction des ondes électromagnétiques avec la surface de mer. Le choix des paramètres de polarisation les plus sensibles à la présence des polluants permettra d'améliorer la discrimination et l'identification des zones polluées.

1.2 Polarisation d'une onde plane

Si la diffusion par la surface maritime polluée ou non modifie les propriétés polarimétriques de l'onde électromagnétique, cette modification sera décrite au travers d'un certain nombre de paramètres fondamentaux. Ce paragraphe présente différents paramètres utilisés par la suite.

Nous allons ainsi considérer une onde électromagnétique plane dont les composantes transverses sont notées E_x et E_y . On peut montrer qu'indépendamment du temps, les composantes E_x et E_y vérifient une équation quadratique de la forme

$$\left(\frac{E_x}{|E_x|}\right)^2 - 2\frac{E_x E_y}{|E_x||E_y|} \cos \delta + \left(\frac{E_y}{|E_y|}\right)^2 = \sin^2 \delta \quad (1.14)$$

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 de polarisation [11, 73, 39].

Pour une direction de propagation pointant vers l'observateur, on notera ψ 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 τ qui représente l'ouverture de l'ellipse, dont la tangente, par définition, est 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 $-\frac{\pi}{4} < \tau < 0$,
- polarisation gauche $0 < \tau < \frac{\pi}{4}$.

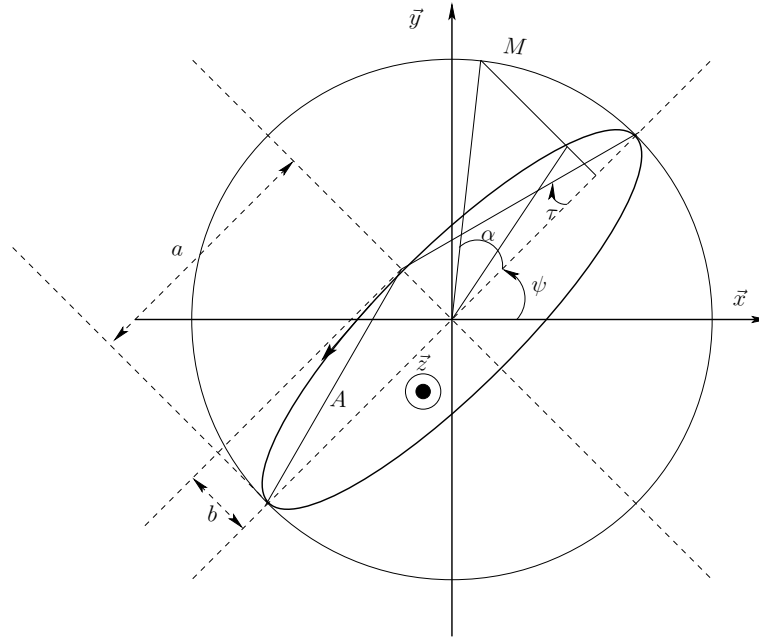


FIG. 1.2 – Ellipse de polarisation

Lorsque τ prend la valeur 0, l'ellipse se réduit à un segment de droite et la polarisation est alors dite linéaire. En revanche, quand τ 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

$$A = \sqrt{a^2 + b^2} \quad (1.15)$$

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

La phase absolue est représentée par l'angle α 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 α est défini dans l'intervalle $[-\pi, \pi]$.

Au final, la polarisation d'une onde se caractérise par le couple (ψ, τ) , 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

$$\tan(2\psi) = \tan(2\xi) \cos(\delta) \quad (1.16)$$

$$\sin(2\tau) = \sin(2\xi) \sin(\delta) \quad (1.17)$$

où

$$\tan(\xi) = \frac{|E_y|}{|E_x|} \quad (1.18)$$

Deux cas particuliers sont à noter :

- $\tau = 0$ correspond aux polarisations linéaires
 - $\left\{ \begin{array}{l} \psi = 0 \text{ correspond à une polarisation horizontale,} \\ \psi = \frac{\pi}{2} \text{ correspond à une polarisation verticale,} \end{array} \right.$

- $\tau = \pm \frac{\pi}{4}$ correspond aux polarisations circulaires
- $$\begin{cases} \psi = -\frac{\pi}{4} \text{ correspond à une polarisation droite,} \\ \psi = \frac{\pi}{4} \text{ correspond à une polarisation gauche.} \end{cases}$$

Au cours de ce paragraphe, nous avons défini et représenté la polarisation d'une onde électromagnétique en terme d'angle d'orientation de l'ellipse ψ , d'ouverture de l'ellipse τ et de densité d'énergie. 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 et du vecteur de Stokes.

1.3 Vecteur de Jones

Dans le paragraphe précédent, le champ électrique d'une onde plane monochromatique de polarisation quelconque est donné par (1.14) sous la forme d'une grandeur réelle. Ce champ électrique peut également s'écrire sous la forme complexe suivante

$$\vec{E}(z, t) = \begin{bmatrix} |E_x| e^{j(\omega t - kz + \delta_x)} \\ |E_y| e^{j(\omega t - kz + \delta_y)} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (1.19)$$

Pour une onde monochromatique, les composantes du champ électrique oscillent à la même fréquence et la composante temporelle n'apporte donc pas d'information pertinente sur l'état de polarisation de l'onde. En s'affranchissant du terme temporel, l'équation (1.19) s'écrit alors

$$\vec{E}(z, t) = e^{-jkz} \begin{bmatrix} |E_x| e^{j\delta_x} \\ |E_y| e^{j\delta_y} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (1.20)$$

De plus, le champ électrique $\vec{E}(z)$ a une phase identique en tout point d'un plan d'onde (z constant). Ainsi, en considérant le cas $z = 0$, 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

$$\vec{E}(0) = \begin{bmatrix} |E_x| e^{j\delta_x} \\ |E_y| e^{j\delta_y} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (1.21)$$

Ce vecteur, appelé le vecteur de Jones, est lié à la base (\vec{x}, \vec{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

$$\vec{E}(z, t) = \text{Re}(\vec{E}(0) e^{j(\omega t - kz)}) \quad (1.22)$$

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

- La différence de phase

$$\delta = \delta_y - \delta_x \quad (1.23)$$

- L'orientation de l'ellipse

$$\tan 2\psi = \frac{2|E_x||E_y|}{|E_x|^2 - |E_y|^2} \cos \delta \quad (1.24)$$

- L'angle de l'ellipticité

$$\sin 2\tau = \frac{2|E_x||E_y|}{|E_x|^2 + |E_y|^2} \sin \delta \quad (1.25)$$

- L'amplitude de l'onde

$$A = \sqrt{|E_x|^2 + |E_y|^2} \quad (1.26)$$

- La phase propre

$$\alpha = \delta_x \quad (1.27)$$

- Le taux d'ellipticité

$$e = \tan(\tau) \quad (1.28)$$

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

$$\vec{E} = E_x \vec{x} + E_y \vec{y} \quad (1.29)$$

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 (\vec{h}, \vec{v}) où \vec{h} représente l'état de polarisation horizontale et \vec{v} représente l'état de polarisation verticale.

1.4 Vecteur de Stokes

Le vecteur de Stokes est une autre représentation vectorielle de l'état de polarisation d'une onde.

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.

Pour le premier cas, on dit qu'une onde est complètement polarisée si le vecteur de Jones est indépendant du temps. Par exemple, une onde émise par un radar peut en général être considérée comme complètement polarisée. Dans le cas où les paramètres définissant l'état de polarisation sont distribués aléatoirement et d'une façon décorrélée dans le temps, on parlera d'une onde dépolarisée.

Le cas d'une onde partiellement polarisée correspond à un cas intermédiaire pour lequel l'onde est la somme d'une onde polarisée et d'une onde non polarisée. Une onde partiellement polarisée est souvent obtenue après diffusion d'une onde

complètement polarisée sur un objet dont les caractéristiques varient dans le temps ou dans l'espace.

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 et en utilisant les formulations de transfert données en Annexe A.

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 [76].

1.5 Polarimétrie d'une cible radar

1.5.1 Matrice de diffusion

Sinclair a démontré dans les années 50 que l'interaction d'une onde électromagnétique avec une cible modifie l'état de polarisation de l'onde [76]. La transformation de la polarisation entre l'onde incidente et l'onde réfléchie s'exprime à l'aide d'une matrice 2×2 complexe appelée matrice de Sinclair ou matrice de diffusion de la cible notée $[S]$. 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.

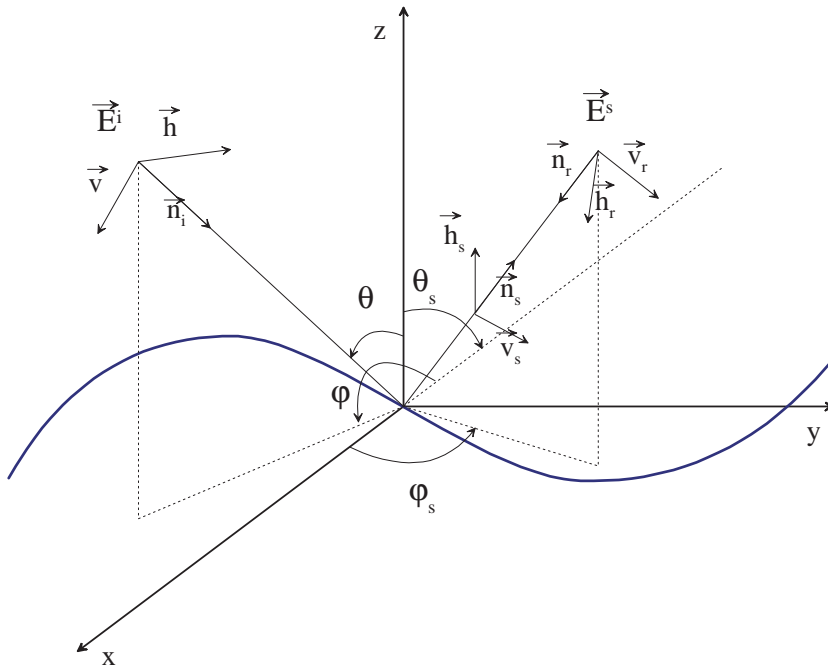


FIG. 1.3 – Configuration géométrique de la diffusion bistatique

Les vecteurs de Jones des ondes incidente et diffusée exprimés respectivement dans des bases (\vec{v}, \vec{h}) et (\vec{v}_s, \vec{h}_s) comme indiqué sur la figure 1.3 sont liés par la

relation

$$\begin{bmatrix} E_{v_s}^s \\ E_{h_s}^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{v_s v} & S_{v_s h} \\ S_{h_s v} & S_{h_s h} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_v^i \\ E_h^i \end{bmatrix} = [S]^{FSA} \begin{bmatrix} E_v^i \\ E_h^i \end{bmatrix} \quad (1.30)$$

Dans la relation (1.30) la matrice de diffusion est exprimée en convention FSA (*Forward Scattering Alignment*).

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

$$\begin{bmatrix} E_{v_r}^s \\ E_{h_r}^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{v_r v} & S_{v_r h} \\ S_{h_r v} & S_{h_r h} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_v^i \\ E_h^i \end{bmatrix} = [S]^{BSA} \begin{bmatrix} E_v^i \\ E_h^i \end{bmatrix} \quad (1.31)$$

La matrice de diffusion exprimée en convention BSA s'écrit en fonction de la matrice de diffusion définie en convention FSA, par la relation [67]

$$[S]^{BSA} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} [S]^{FSA} \quad (1.32)$$

Les coefficients de la matrice de diffusion d'une cible dépendent non seulement des caractéristiques physiques et géométriques de la cible mais également de la fréquence et de la position de l'émetteur et du récepteur par rapport à la cible.

On notera que dans cette thèse, nous adopterons la convention FSA pour exprimer la matrice de diffusion.

Compte-tenu de la convention choisie (voir figure 1.3) pour les angles caractérisant les directions d'incidence et de diffusion, les vecteurs unitaires définissant les bases de polarisation en convention FSA et BSA s'expriment dans le repère local $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ par

$$\begin{cases} \vec{k} = \vec{n}_i = \sin \theta \cos \varphi \cdot \vec{x} + \sin \theta \sin \varphi \cdot \vec{y} - \cos \theta \cdot \vec{z} \\ \vec{v} = -\cos \theta \cos \varphi \cdot \vec{x} - \cos \theta \sin \varphi \cdot \vec{y} - \sin \theta \cdot \vec{z} \\ \vec{h} = -\sin \varphi \cdot \vec{x} + \cos \varphi \cdot \vec{y} \end{cases} \quad (1.33)$$

$$\begin{cases} \vec{k}_s = \vec{n}_s = \vec{r} = \sin \theta_s \cos \varphi_s \cdot \vec{x} + \sin \theta_s \sin \varphi_s \cdot \vec{y} + \cos \theta_s \cdot \vec{z} \\ \vec{v}_s = \vec{\theta}_s = \cos \theta_s \cos \varphi_s \cdot \vec{x} + \cos \theta_s \sin \varphi_s \cdot \vec{y} - \sin \theta_s \cdot \vec{z} \\ \vec{h}_s = \vec{\varphi}_s = -\sin \varphi_s \cdot \vec{x} + \cos \varphi_s \cdot \vec{y} \end{cases} \quad (1.34)$$

et

$$\begin{cases} \vec{k}_r = -\vec{k}_s \\ \vec{v}_r = \vec{v}_s \\ \vec{h}_r = -\vec{h}_s \end{cases} \quad (1.35)$$

On notera que les expressions (1.33) de \vec{k} , \vec{v} et \vec{h} diffèrent sensiblement de celles données dans [81] où l'angle d'incidence est noté $\pi - \theta$. Les expressions de vecteurs de polarisations données dans [81] sont cependant retrouvées à partir des équations (1.33), (1.34) et (1.35) en remplaçant θ par $\pi - \theta$ dans (1.33).

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 $\varphi_s = \varphi + \pi$.

De manière similaire à la matrice de diffusion qui relie le vecteur de Jones de l'onde diffusée et celui de l'onde incidente, la matrice de Stokes relie les vecteurs de Stokes associés aux ondes incidente et diffusée (voir Annexe : 1).

Dans notre étude, nous nous intéressons à la matrice de diffusion d'une surface océanique. Or dans ce cas la solution exacte du problème n'existe pas [81]. Plusieurs modèles ont été développés dans la littérature. Un bref rappel de quelques modèles est donné dans la section suivante. Une description plus détaillée faisant l'objet du chapitre 2.

1.5.2 Matrice de diffusion d'une surface rugueuse

La littérature scientifique concernant le problème de la diffusion électromagnétique par une surface maritime montre qu'il n'existe pas de solution analytique 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. Classiquement, nous pouvons citer des approches comme l'approximation de Kirchhoff, le modèle des petites perturbations et les modèles à large domaines d'application comme l'approximation des petites pentes et les modèles composites à deux échelles.

1.5.2.1 Approximation de Kirchhoff

La théorie de Kirchhoff 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 assimilé 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. 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.

1.5.2.2 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 et de fortes rugosités en comparaison avec la longueur d'onde de l'onde émise. A contrario, dans le cas où les rugosités sont comparables avec 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.

Le modèle des petites perturbations se base sur le développement en série de Fourier des champs diffusé, réfléchi et transmis [46, 58]. Il n'est valable que pour des surfaces remplissant la condition suivante :

$$\begin{cases} k\sigma < 0.3 \\ m < 0.3 \end{cases} \quad (1.36)$$

où σ désigne l'écart-type des hauteurs et m est l'écart-type des pentes.

1.5.2.3 Modèle composite 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 ; un modèle composite à deux échelles, combinant les deux approches, semble donc 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 quasispéculaire.

Le principe de ce modèle est de travailler en première étape dans un repère local afin d'appliquer la méthode des petites perturbations. Par le biais d'un moyennage suivant la distribution des pentes de la surface rugueuse et en adoptant le résultat au repère global par l'intermédiaire de la matrice de changement de repère. On retrouve ainsi les coefficients de diffusion pour la surface à double échelle de rugosité. La composante spéculaire sera déduite par l'approximation de Kirchhoff.

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

La réponse de la surface maritime (naturelle ou polluée) en fonction des polarisations à l'émission et à la réception est ainsi calculée à partir de la matrice de diffusion bistatique estimée en utilisant le modèle composite à deux échelles [52, 49, 54]. Ceci fait l'objet de la section suivante.

1.6 Signature polarimétrique d'une cible

La signature polarimétrique d'une cible correspond à la variation de la puissance diffusée dans les canaux copolarisés et les canaux croisés en fonction des différents états de polarisation des antennes à l'émission et à la réception (*dans la direction du maximum de rayonnement*).

Ainsi, la puissance copolarisée est la puissance reçue lorsque les antennes d'émission et de réception ont des états de polarisation identiques.

La puissance reçue dans les canaux croisés est mesurée en prenant des états de polarisation orthogonaux pour les antennes d'émission et de réception [45, 44, 68]. Si \vec{E}^i est le vecteur de Jones associé à l'antenne à l'émission, et \vec{h}^R est le vecteur de Jones associé à l'antenne à la réception alors, la tension détectée en sortie de l'antenne réceptrice s'écrit

$$V = \vec{h}_R^T [S]^{BSA} \vec{E}^i \quad (1.37)$$

En utilisant la convention FSA, cette tension s'écrit

$$V = \vec{h}_R^T \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_{v_s v} & S_{v_s h} \\ S_{h_s v} & S_{h_s h} \end{bmatrix}^{FSA} \vec{E}^i \quad (1.38)$$

La puissance reçue s'exprime en fonction de la tension par l'égalité

$$P = VV^* \quad (1.39)$$

Si bien que la puissance reçue dans le canal copolarisé est obtenue à partir des relations (1.37) et (1.38) en posant $\vec{h}_R = \vec{E}^i$. La puissance reçue dans les cas de polarisation croisée est obtenue en posant $\vec{h}_R = \vec{E}_\perp^i$ où \vec{E}_\perp^i est le vecteur Jones orthogonal à \vec{E}^i .

Ainsi si \vec{E}^i est défini dans la base (\vec{v}, \vec{h}) par : $\vec{E}^i = \begin{bmatrix} E_v^i \\ E_h^i \end{bmatrix}$ alors \vec{E}_\perp^i est défini par

$$\vec{E}_\perp^i = \begin{bmatrix} -E_v^{i*} \\ E_h^{i*} \end{bmatrix} \quad (1.40)$$

La puissance reçue peut également être déterminée à partir de la matrice de Kennaugh de la cible et des vecteurs de Stokes associés aux vecteurs de Jones des antennes d'émission et de réception. Ainsi dans ce cas pour une configuration bistatique quelconque, la puissance P est calculée à partir de l'équation (1.39) suivante [49, 52]

$$\begin{aligned} P \times \frac{A}{4\pi R^2} = & |a_h^r|^2 |a_h^i|^2 \sigma_{h_s h} + 2|a_h^r|^2 \text{Re}[a_h^i a_v^{i*} \sigma_{h_s h h_s v}] + |a_h^r|^2 |a_v^i|^2 \sigma_{h_s v} \\ & - 2|a_h^i|^2 \text{Re}[a_h^r a_v^{r*} \sigma_{h_s h v_s h}] - 2\text{Re}[a_h^r a_v^{r*} a_h^i a_v^{i*} \sigma_{h_s h v_s v}] \\ & - 2\text{Re}[a_v^{i*} a_h^i a_h^{r*} a_v^r \sigma_{v_s h h_s v}] - 2|a_v^i|^2 \text{Re}[a_h^{r*} a_v^r \sigma_{v_s v h_s v}] \\ & + |a_v^r|^2 |a_h^i|^2 \sigma_{v_s h} + 2|a_v^r|^2 \text{Re}[a_h^{i*} a_v^i \sigma_{v_s v v_s h}] + |a_v^r|^2 |a_v^i|^2 \sigma_{h_s v} \end{aligned} \quad (1.41)$$

où on note

$$\sigma_{pq} = \frac{4\pi R^2}{A} \langle S_{pq} S_{pq}^* \rangle, \quad \sigma_{pqmn} = \frac{4\pi R^2}{A} \langle S_{pq} S_{mn}^* \rangle \quad (1.42)$$

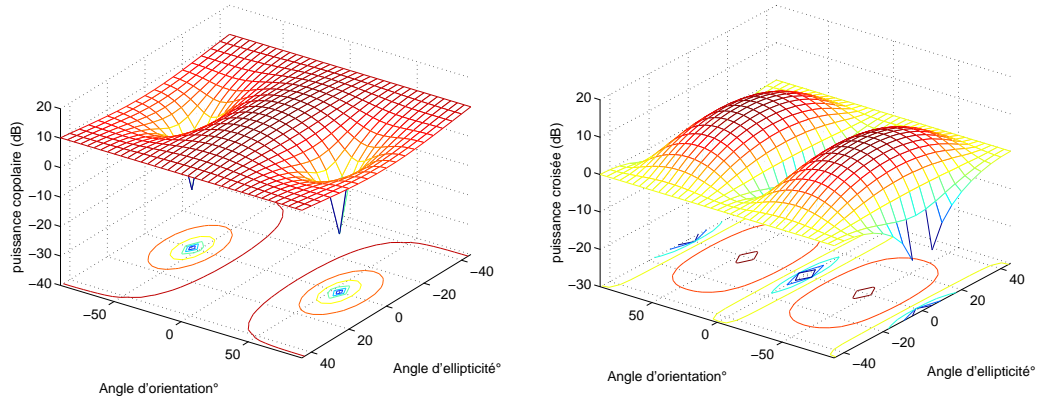
$$\begin{bmatrix} a_v^i \\ a_h^i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin \psi \cos \tau + j \cos \psi \sin \tau \\ \cos \psi \cos \tau - j \sin \psi \sin \tau \end{bmatrix} \quad (1.43)$$

et

$$\begin{bmatrix} a_v^r \\ a_h^r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin \psi_s \cos \tau_s + j \cos \psi_s \sin \tau_s \\ \cos \psi_s \cos \tau_s - j \sin \psi_s \sin \tau_s \end{bmatrix} \quad (1.44)$$

L'ensemble des états de polarisation émis est balayé en faisant varier l'angle d'ellipticité τ de l'ellipse de polarisation dans l'intervalle $[-\frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{4}]$ et son orientation ψ dans l'intervalle $[-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}]$.

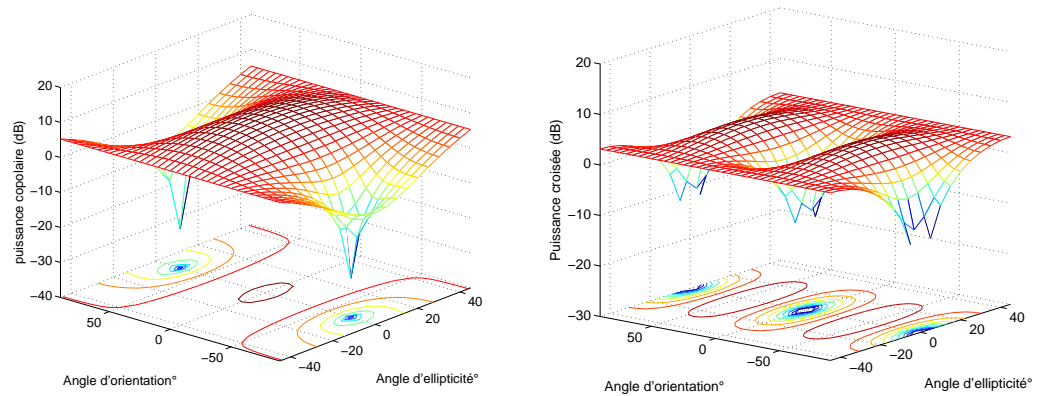
Différentes simulations concernant la signature polarimétrique d'une cible ont été effectuées et particulièrement la signature de la surface océanique [27, 2, 26, 52]. Dans le cadre de ces simulations, l'influence des caractéristiques physiques (température, salinité), géométriques (écart-type des hauteurs, longueur de corrélation, écart-type des pentes) de la surface illuminée a été traitée, mais également l'influence des paramètres de la liaison (géométrie, fréquence) sur la signature polarimétrique.



(a) Puissance copolarisée

(b) Puissance croisée

FIG. 1.4 – Signature polarimétrique d'une surface océanique, vitesse du vent $U_{10} = 5\text{m/s}$ (à une altitude de 10 m), salinité=35ppm, température de l'eau $T=20^\circ\text{C}$, matrice de diffusion évaluée en utilisant le modèle composite à deux échelles



(a) Puissance copolarisée

(b) Puissance croisée

FIG. 1.5 – Signature polarimétrique d'une surface océanique couverte de film de polluant insoluble, vitesse du vent $U_{10} = 5\text{m/s}$ (à une altitude de 10 m), salinité=35ppm, température de l'eau $T=20^\circ\text{C}$, matrice de diffusion en utilisant le modèle composite à deux échelles

La figure 1.4 illustre la signature polarimétrique d'une surface océanique pour une configuration en propagation avant où émetteur, récepteur et le point d'impact sur la surface illuminée sont dans le même plan et l'angle d'émission est identique à celui de la réception ($\theta = \theta_s$).

Les diverses simulations effectuées ont permis de confirmer qu'il est difficile, connaissant l'évolution de la signature polarimétrique, d'en déduire les caractéristiques de la surface car les différents paramètres ne sont pas décorrélés entre elles. Par contre il est possible, connaissant les caractéristiques de la surface illuminée, de choisir les polarisations d'émission et de réception qui minimisent ou maximisent la puissance reçue [78, 45, 68]. D'autres relations seront effectuées dans le chapitre 4 en considérant la surface maritime polluée

Le paragraphe suivant dresse différentes techniques de représentation et de caractérisation des surfaces rugueuse (distribution des pentes, représentation spectrale ...)

1.7 Représentation de la surface rugueuse

Une surface rugueuse est définie par sa hauteur z au dessus d'un plan de référence en fonction des deux autres coordonnées d'espace x et y prises dans ce plan. Si la surface n'est pas stationnaire, il convient de rajouter la variable temporelle. La surface est alors définie par une relation de la forme :

$$z = z(x, y, t) \tag{1.45}$$

Généralement la surface est observée comme la réalisation d'un processus stochastique. En chaque point M de coordonnées (x, y, z) , 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 (intervalle de variation $[z_{\min}, z_{\max}]$) et sa fonction de corrélation (répartition sur la surface de référence). Dans cette section, nous allons nous attacher à décrire ces deux aspects tout en essayant de les relier.

1.7.1 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 $z(M)$ (voir figure-1.6).

La distribution des hauteurs peut être caractérisée soit par sa fonction de densité soit par sa fonction de répartition. La fonction de densité $\text{Pr}(z)$ définit la variation de la hauteur par rapport au plan de référence. Notons que $\text{Pr}(z)$ 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) :

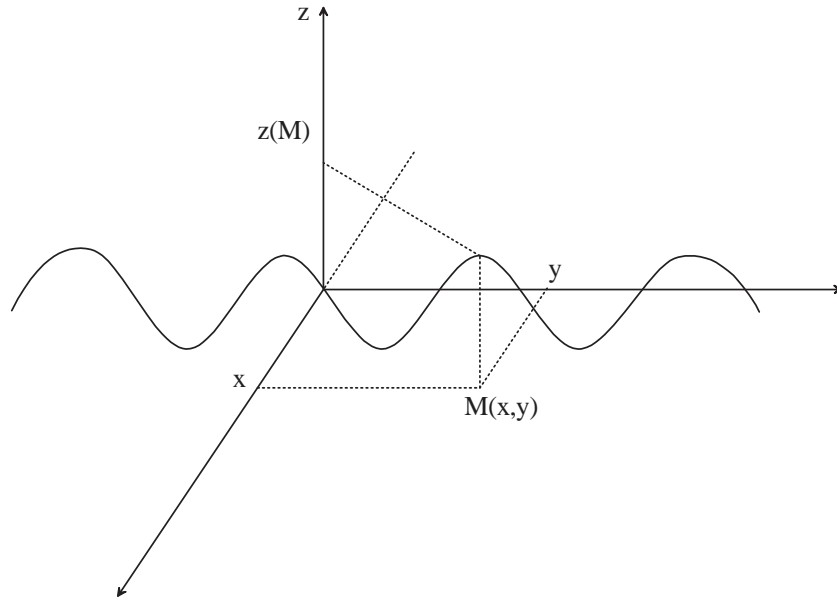


FIG. 1.6 – Description géométrique d'une surface

$$\langle z \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} z \text{Pr}(z) dz = 0 \quad (1.46)$$

où $\langle . \rangle$ 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 valeur moyenne, est défini par :

$$\sigma = \sqrt{\langle z^2 \rangle} = \sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} z^2 \text{Pr}(z) dz} \quad (1.47)$$

Dans le cas d'une surface aléatoire, la variance σ^2 caractérise le degré de rugosité verticale de la surface, ce degré est souvent exprimé par rapport à la longueur d'onde émise.

1.7.2 Fonction d'autocorrélation

La distribution des hauteurs seule ne permet pas de caractériser une surface. Ainsi prenons l'exemple de trois profils ayant la même distribution des hauteurs figure-1.7. Elles possèdent visiblement des écarts vis-à-vis du degré de rugosité horizontale.

De tels profils peuvent être différenciés par la connaissance de leur fonction d'autocorrélation, elle est définie par l'expression (1.47) donnée par

$$\rho(R) = \frac{\langle z(r)z(r+R) \rangle}{\sigma^2} \quad (1.48)$$

Cette fonction 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.

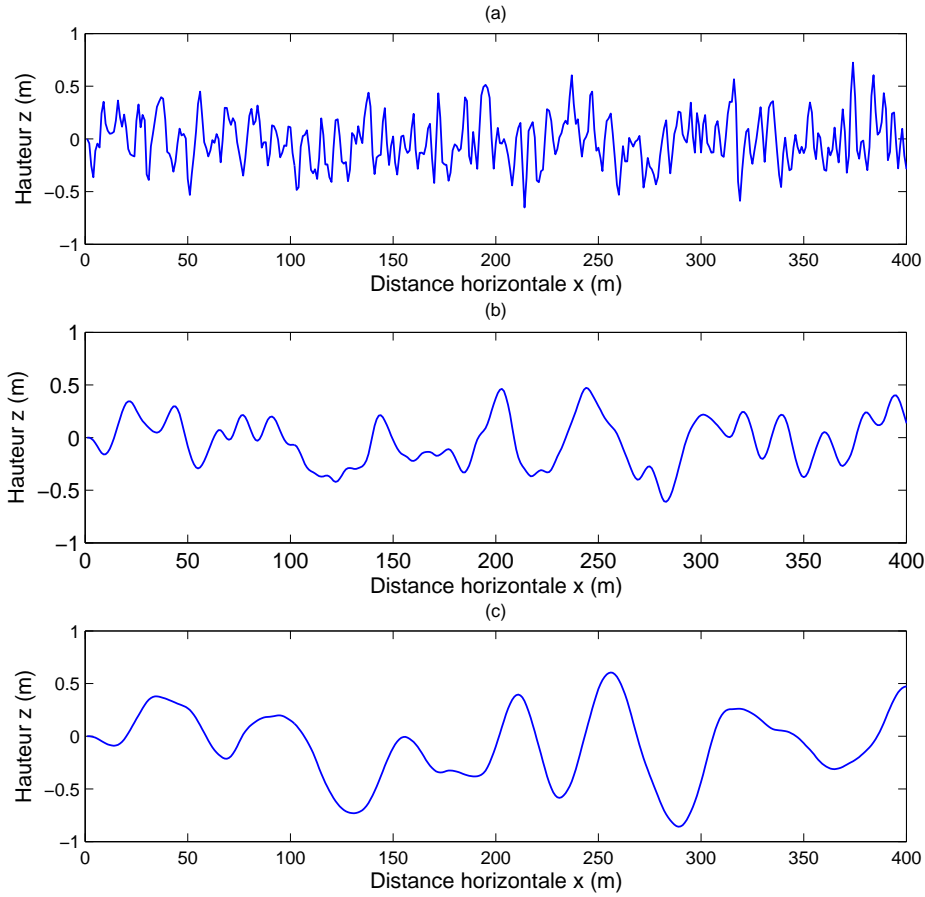


FIG. 1.7 – Profil d’une surface Gaussienne d’écart-type unitaire pour différentes longueurs de corrélation (a)5m, (b)20m et (c)40m

Pour le cas bidimensionnel, cette fonction s’écrit

$$\rho(u, v) = \frac{\langle z(x, y) \cdot z(x', y') \rangle}{\sigma^2} \quad (1.49)$$

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

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

1.7.3 Autres descriptions

D’autres fonctions peuvent être utilisées pour décrire les caractéristiques statistiques d’une variable aléatoire. L’objet de ce paragraphe est de les présenter.

1.7.3.1 Fonction caractéristique

La fonction caractéristique mono-dimensionnelle d'une surface rugueuse est la transformée de Fourier de la densité de probabilité des hauteurs de la surface :

$$\chi(s) = \int_{-\infty}^{\infty} Pr(z) e^{jsz} dz \quad (1.50)$$

Pour le cas bi-dimensionnel on a

$$\chi(s_1, s_2) = \int_{-\infty}^{\infty} Pr(z_1, z_2) e^{j(z_1 s_1 + z_2 s_2)} dz_1 dz_2 \quad (1.51)$$

1.7.3.2 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

$$S(K) = \frac{\sigma^2}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \rho(R) e^{-jKR} dR \quad (1.52)$$

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

$$W(K) = \frac{S(K)}{\sigma^2} \quad (1.53)$$

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

$$W(K_x, K_y) = \frac{1}{2\pi} \int \int \rho(u, v) e^{-j(K_x u + K_y v)} du dv \quad (1.54)$$

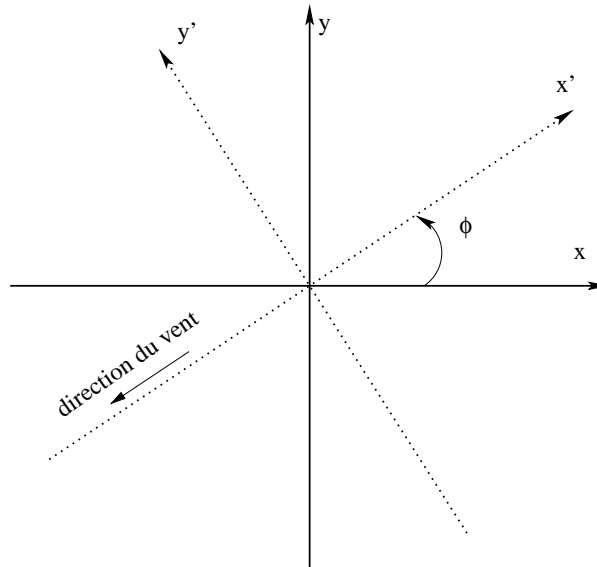


FIG. 1.8 – Direction du vent dans le plan (x, y)

Toutefois, on définit en général le spectre de la mer en coordonnées polaires $W(K, \phi)$ plutôt qu'en coordonnées cartésiennes, où ϕ est la direction de propagation

de la composante de nombre d'onde K par rapport à la direction du vent (voir figure-1.8). Autrement la transformée de Fourier inverse donne

$$\rho(u, v) = \int \int W(K_x, K_y) e^{j(K_x u + K_y v)} dK_x dK_y \quad (1.55)$$

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

$$\rho(u, v) = \int \int W(K \cos \phi, K \sin \phi) e^{jK(u \cos \phi + v \sin \phi)} K dK d\phi \quad (1.56)$$

ainsi $S(K, \phi)$ s'écrit

$$S(K, \phi) = K \sigma^2 W(K, \phi) \quad (1.57)$$

Dans le cas de la mer, la description spectrale précédente peut se faire en fonction du spectre de fréquence $S_f(\omega)$ relié au spectre non directionnel $S(K)$ par la relation de conservation de l'énergie (appelée aussi relation de Parseval) suivante

$$S(K) dK = S_f(\omega) d\omega \quad (1.58)$$

Le passage de S à S_f se fait simplement en utilisant la relation de dispersion [70] pour les vagues de capillarité

$$\omega = \sqrt{gK \left(1 + \frac{K^2}{k_m^2}\right)}, \quad k_m = \sqrt{\frac{\rho_e g}{\varsigma_e}} \quad (1.59)$$

Où ρ_e est la masse volumique de l'eau, g l'accélération de la pesanteur, et ς_e est la tension superficielle de l'eau. Pour $g = 9.81 m/s^2$, $\rho_e = 1025 kg/m^3$ et $\varsigma_e = 0.074 N/m$ nous trouvons $k_m = 356 rad/m$

ou pour les vagues de gravité on a

$$\omega = \sqrt{gK} \quad (1.60)$$

1.7.3.3 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

$$\int \int P(Z_x, Z_y) dZ_x dZ_y = 1 \quad (1.61)$$

$P(Z_x, Z_y)$ s'exprime en fonction des quantités σ_u^2 et σ_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.

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 existants dans la littérature se base soit sur la distribution des pentes [21,

22, 23] soit sur la définition spectrale [8, 10, 14, 29, 30, 72]. Les modèles retenus dans le présent travail seront développés dans le chapitre 3 ainsi que l'effet du polluant sur ces modèles de description de la surface.

1.8 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les différentes expressions analytiques et définitions qui seront adoptées tout au long de ce rapport. Ainsi l'onde électromagnétique adoptée sera une onde plane monochromatique représentée sous la forme de Jones. L'interaction de cette onde avec une cible quelconque est estimée par le biais de la matrice de diffusion de cette cible. 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 par rapport à la cible.

Il existe différents modèles pour estimer les coefficients de la matrice de diffusion tout dépend du degré de rugosité de la surface illuminée par l'onde électromagnétique. Ainsi on a 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. On a aussi évoqué le modèle composite à deux échelles qui se caractérise par son domaine d'application plus large.

Le comportement polarimétrique d'une cible est également caractérisé par sa signature polarimétrique qui est une représentation de la puissance reçue dans les canaux copolarisés et les canaux de polarisation croisés pour l'ensemble des combinaisons des états de polarisation à l'émission.

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... Ces définitions seront nécessaires pour fixer les modèles de surfaces maritimes polluées ou non polluées.

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.

Chapitre 2

Diffusion d'une onde électromagnétique par une surface rugueuse

Sommaire

2.1	Description statistique du champ diffusé	30
2.1.1	Critère de rugosité	30
2.1.2	Composante cohérente et composante diffuse	32
2.2	Position du problème	33
2.2.1	Configuration géométrique	33
2.2.2	Objectif	34
2.3	Modèles de diffusion	35
2.3.1	Approximation de Kirchhoff	35
2.3.2	Méthode des petites perturbations	40
2.3.3	Modèle composite à deux échelles	44
2.4	Conclusion	49

L'analyse de l'onde radar diffusée par la surface maritime permet d'estimer le niveau de rugosité de la surface et de déceler la présence de corps étrangers tels que les polluants. Toutefois, cette estimation ne peut se faire sans modéliser de façon précise le champ électromagnétique diffusé dans toutes les directions.

La solution analytique exacte au problème de diffusion par une surface rugueuse n'existe pas [81]. Des modèles tels que la méthode de l'équation intégrale (*Problème de Dirichlet ou de Neumann*) et l'approximation des faibles pentes SSA [31, 83, 84, 85, 86] ainsi que des techniques numériques de résolution telles que la méthode des moments, peuvent être utilisées pour obtenir une solution quasi exacte. 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 œuvre [34]. Bien qu'elles ne soient valables que pour un domaine de rugosité limité [55], les méthodes approchées sont utilisées dans de nombreuses situations [82, 10]. Une des approches possibles et retenue est celle de l'approximation de Kirchhoff. Cette approximation suppose qu'en tout point de la surface, le profil puisse 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. Une autre méthode retenue qui complète l'approximation de Kirchhoff est la méthode des petites perturbations, ce modèle impose que l'écart-type des hauteurs et la longueur de corrélation de la surface doivent être faibles devant la longueur d'onde de l'onde émise.

Dans le domaine des micro-ondes, les modèles les plus couramment utilisés reposent sur l'approche de Kirchhoff et sur la méthode des petites perturbations. Ces méthodes sont applicables pour des surfaces n'admettant qu'une seule échelle de rugosité, or les surfaces naturelles sont caractérisées par plusieurs niveaux de rugosité; le modèle composite à deux échelles a donc été retenu [54, 52] et utilisé pour traiter le problème de diffusion bistatique par une surface maritime en présence de polluant.

Dans cette partie, plusieurs approches classiques ont été présentées dans le cadre d'une configuration bistatique (*phase stationnaire, petites perturbations et modèle composite à deux échelles*) dans le but de les appliquer à la surface maritime polluée. Ces procédures de calcul permettent d'estimer la réponse polarimétrique des surfaces naturelles. Les domaines de validité et les conditions d'utilisation de chaque modèle ont été étudiés et sont ici rappelés [54, 31].

2.1 Description statistique du champ diffusé

La rugosité d'une surface éclairée par une onde électromagnétique doit être définie relativement à la *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.

Le champ diffusé par une surface aléatoire doit être considéré comme une variable aléatoire. Une description statistique de cette variable est présentée dans la seconde partie de ce paragraphe.

2.1.1 Critère de rugosité

En 1877, Rayleigh a été le premier à étudier 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. Ainsi ce type de diffusion est appelé réflexion spéculaire.

Si la surface présente des irrégularités, c'est-à-dire si elle est "dépolie", le maximum d'énergie se trouve encore dans la direction du rayon réfléchi, mais de l'énergie est également obtenue dans un cône centré dans la direction du spéculaire, on parle alors, de réflexion diffuse.

On peut évaluer l'importance des irrégularités de la surface en adoptant le concept défini-ci dessous.

Considérons le cas d'une onde plane monochromatique qui éclaire une surface rugueuse sous une incidence θ et observée sous un angle θ_s figure 2.1.

Calculons la différence de phase $\Delta\varphi$ entre deux rayons diffusés aux points de la surface d'abscisses x_1 et x_2

$$\Delta\varphi = k\Delta r = \frac{2\pi}{\lambda} \{(z_1 - z_2)(\cos\theta + \cos\theta_s) + (x_2 - x_1)(\sin\theta - \sin\theta_s)\} \quad (2.1)$$

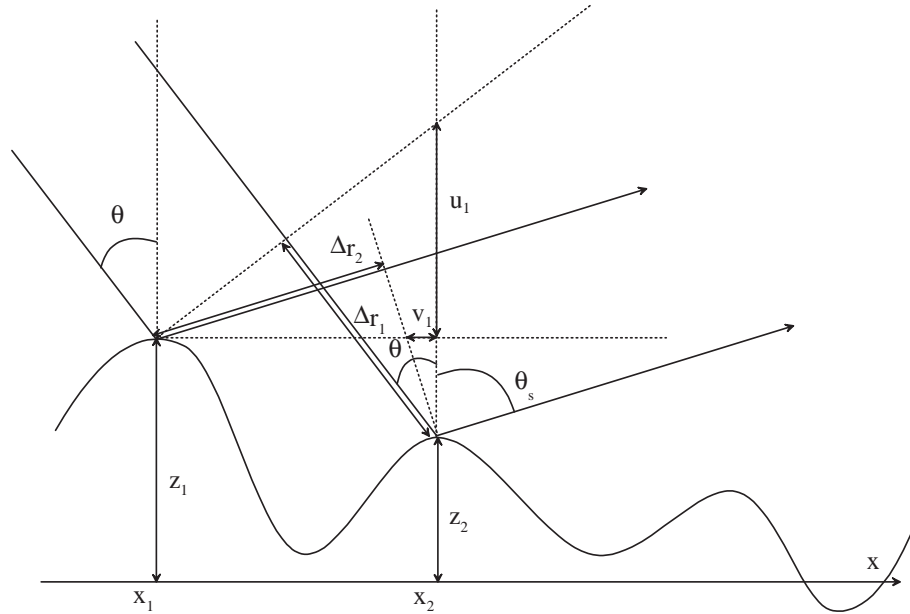


FIG. 2.1 – Déphasage dû à la rugosité de la surface

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 varie entre 0 et 2π . Si le profil n'est pas connu, alors la phase est imprévisible et l'énergie 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 :

$$\Delta\varphi = 2k(z_1 - z_2) \cos\theta = \frac{4\pi}{\lambda}(z_1 - z_2) \cos\theta \quad (2.2)$$

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 s'interfèrent d'une façon destructive, entraînant aucune contribution de l'énergie diffusée dans la direction spéculaire.

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 peu rugueuse si non elle est considérée comme fortement rugueuse. Donc souvent la rugosité n'est pas considérée comme une propriété intrinsèque de la surface mais dépend aussi de la longueur d'onde 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 σ . Sous ces conditions, le critère de Rayleigh s'exprime sous la forme :

$$R_a = k\sigma \cos \theta \quad \text{avec} \quad R_a < \frac{\pi}{4} \quad (2.3)$$

avec R_a le paramètre de Rayleigh et $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ le nombre d'onde.

2.1.2 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 2.2) [82].

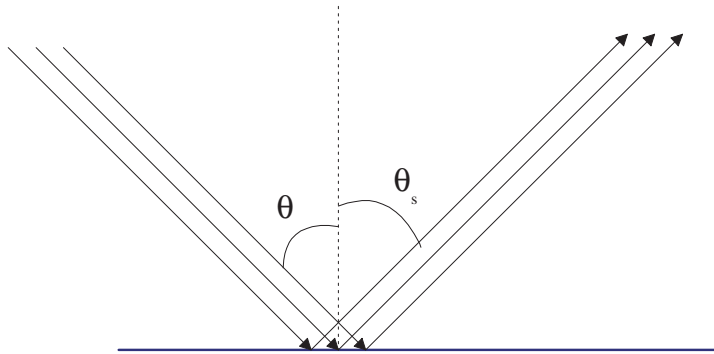


FIG. 2.2 – Diagramme de diffusion pour une surface lisse

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). Cette portion d'énergie est appelée composante diffuse. La composante cohérente correspond à l'énergie diffusée le long de la direction spéculaire.

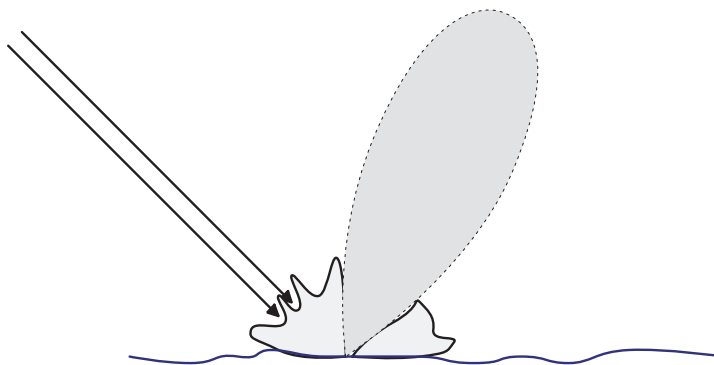


FIG. 2.3 – Diagramme de diffusion pour une surface faiblement rugueuse

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 2.4).

La phase de la composante diffuse est qualifiée d'aléatoire contrairement à celle de la composante cohérente qui fluctue faiblement autour d'une valeur moyenne. La contribution cohérente totale est obtenue en additionnant les champs entre eux.

Les phases relatives des composantes diffuses sont aléatoires. De ce fait la somme vectorielle des champs n'est plus significative.

Dans ce cas, on s'intéresse uniquement à l'intensité du champ, ce qui exclut l'information sur la phase.

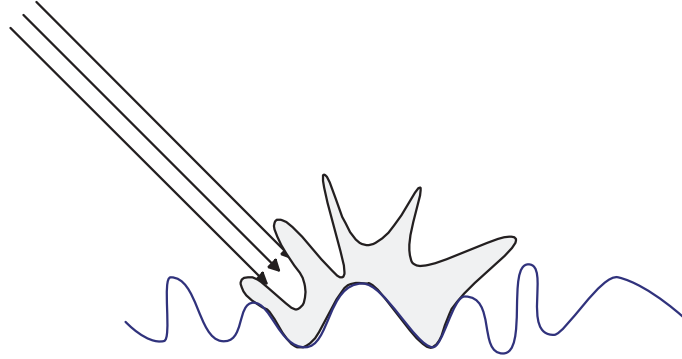


FIG. 2.4 – Diagramme de diffusion pour une surface fortement rugueuse

2.2 Position du problème

2.2.1 Configuration géométrique

Lorsqu'une surface maritime est illuminée par une onde électromagnétique, deux mécanismes distincts atténuent celle-ci. Le premier se résume en un phénomène de diffusion, qui selon la géométrie de la surface modifie la répartition spatiale de l'onde. Le second résulte de la venue d'un courant induit dans la surface diélectrique, il s'en suit un effet d'absorption de l'énergie par effet Joule.

Si on se réfère à la figure 2.5, une onde électromagnétique incidente (\vec{E}^i, \vec{H}^i) est émise vers une surface A_0 , caractérisée géométriquement par son spectre ou sa loi de distribution de pente.

Notre but est de déterminer le champ diffusé (\vec{E}^s, \vec{H}^s) par cette surface quelle que soit la polarisation de l'onde émise pour une gamme fréquence allant de 1 à 20GHz.

Quant aux bases de polarisation utilisées par la suite, on définit $(\vec{n}_i, \vec{v}, \vec{h})$ et $(\vec{n}_s, \vec{v}_s, \vec{h}_s)$ où

$$\begin{cases} \vec{n}_i = \vec{x} \sin \theta \cos \phi_i + \vec{y} \sin \theta \sin \phi_i - \vec{z} \cos \theta \\ \vec{v} = -\vec{x} \cos \theta \cos \phi_i - \vec{y} \cos \theta \sin \phi_i - \vec{z} \sin \theta \\ \vec{h} = -\vec{x} \sin \phi_i + \vec{y} \cos \phi_i \end{cases} \quad (2.4)$$

et

$$\begin{cases} \vec{n}_s = \vec{x} \sin \theta_s \cos \phi_s + \vec{y} \sin \theta_s \sin \phi_s + \vec{z} \cos \theta_s \\ \vec{v}_s = \vec{x} \cos \theta_s \cos \phi_s + \vec{y} \cos \theta_s \sin \phi_s - \vec{z} \sin \theta_s \\ \vec{h}_s = -\vec{x} \sin \phi_s + \vec{y} \cos \phi_s \end{cases} \quad (2.5)$$

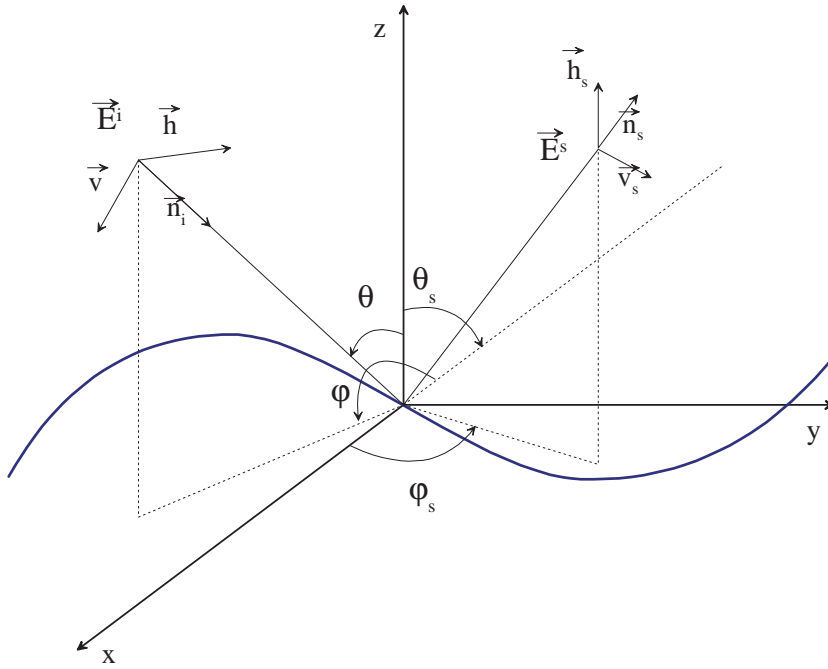


FIG. 2.5 – Configuration géométrique de la diffusion

2.2.2 Objectif

En connaissant le champ incident et les propriétés physiques et géométriques de la surface diffusante, l'objectif de ce chapitre est de calculer le champ diffusé par la surface rugueuse.

Les champs incident \vec{E}^i et diffusé \vec{E}^s peuvent être décomposés dans leur base de polarisation respective

$$\begin{cases} \vec{E}^i = E_h^i \vec{h} + E_v^i \vec{v} \\ \vec{E}^s = E_h^s \vec{h}_s + E_v^s \vec{v}_s \end{cases} \quad (2.6)$$

En assimilant la surface maritime à une cible, sa description complète en terme de diffusion est obtenue par sa matrice de diffusion $[S]$ qui relie le champ incident au champ diffusé [8]

$$\begin{pmatrix} E_v^s \\ E_h^s \end{pmatrix} = \frac{e^{-jkR_r}}{R_r} \begin{pmatrix} S_{v_s v} & S_{v_s h} \\ S_{h_s v} & S_{h_s h} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_v^i \\ E_h^i \end{pmatrix} = [S] \vec{E}^i \quad (2.7)$$

où $S_{h_s v}$ est un nombre complexe proportionnel à la composante suivant \vec{h}_s du champ diffusé dans la direction \vec{n}_s , alors que la surface est éclairée par une onde polarisée verticalement suivant \vec{v} .

On définit les coefficients de diffusion σ_{pq}^s en fonction du champ électrique incident \vec{E}^i et du champ diffusé \vec{E}^s (2.8)

$$\sigma_{pq}^s = \frac{4\pi R_r^2}{A_0} \frac{\langle E_{pq}^s E_{pq}^{s*} \rangle}{E_q^i E_q^{i*}} \quad (2.8)$$

où $\langle . \rangle$ désigne l'opérateur espérance mathématique, $p = (h_s \text{ ou } v_s)$ et $q = (h \text{ ou } v)$ et A_0 l'aire éclairée.

D'après (2.7) et (2.8) on peut déduire (2.9)

$$\langle S_{pq} S_{pq}^* \rangle = \frac{A_0}{4\pi} \sigma_{pq}^s \quad (2.9)$$

Ainsi, calculer la matrice de diffusion revient à déterminer les coefficients de diffusion σ_{pq}^s .

Au cours de cette partie nous allons présenter trois modèles de diffusion retenus pour calculer les coefficients de diffusion bistatique d'une surface maritime polluée.

2.3 Modèles de diffusion

2.3.1 Approximation de Kirchhoff

L'approximation de Kirchhoff consiste à supposer que la surface au voisinage de n'importe quel point est identique au plan tangent à la surface en ce 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. En outre dans notre cas l'approche sera efficace pour des surfaces dominées par les vagues de gravité.

On commencera donc par faire un rappel du principe de cette méthode ensuite on établira l'expression de la matrice de diffusion pour différentes configurations (rétrodiffusion, propagation avant et cas bistatique).

2.3.1.1 Principe

Le calcul du champ diffusé par une surface quelconque est basé sur l'utilisation du second théorème de Green formulé mathématiquement par Stratton et Chu [79] et modifié en zone de Fraunhofer par Silver [75].

$$\vec{E}^s = K \vec{n}_s \wedge \int \{ \vec{n} \wedge \vec{E} - \eta \vec{n}_s \wedge (\vec{n} \wedge \vec{H}) \} e^{jk(\vec{r} \cdot \vec{n}_s)} ds \quad (2.10)$$

\vec{n}_s est le vecteur unitaire dans la direction du champ diffusé, $\vec{r} = [x', y', z']^T$ le vecteur séparant un point de la surface de l'origine du repère et \vec{n} le vecteur unitaire normal à la surface. Le paramètre η représente l'impédance intrinsèque du milieu où \vec{E}^s est évaluée, $K = -j \frac{ke^{-jkR_r}}{4\pi R_r}$ avec $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ le nombre d'onde, R_r la distance du centre de la surface au point d'observation, \vec{E} le champ électrique total et \vec{H} le champ magnétique total. Dans l'équation (2.10), le facteur $e^{j2\pi ft}$ est omis afin d'alléger l'écriture.

Calculer le champ diffusé, revient à évaluer les quantités $\vec{n} \wedge \vec{E}$ et $\vec{n} \wedge \vec{H}$. Or généralement, ces quantités sont difficiles à évaluer, il est donc nécessaire de faire des hypothèses simplificatrices. En adoptant une surface à rayon de courbure supérieur à la longueur d'onde électromagnétique incidente, on peut assimiler le profil de la surface à un plan infini tangent à cette surface, c'est l'approximation de Kirchhoff. Sous ces conditions, les lois de Snell-Descartes peuvent être appliquées. Les composantes tangentielles des champs s'expriment alors en fonction des coefficients de Fresnel [49].

Dans la suite, on précisera la géométrie locale adoptée pour cette méthode, ensuite on détaillera le calcul mathématique, ce qui revient à trouver l'expression analytique des coefficients de la matrice de diffusion.

2.3.1.2 Géométrie locale

Soit \vec{E}^i le champ incident défini par l'expression

$$\vec{E}^i = \vec{a}e^{-jk(\vec{n}_i \cdot \vec{r})} \quad (2.11)$$

où \vec{n}_i est le vecteur unitaire dans la direction du champ incident et k le nombre d'onde.

La figure 2.6 illustre le repère local en un point de la surface diffusante.

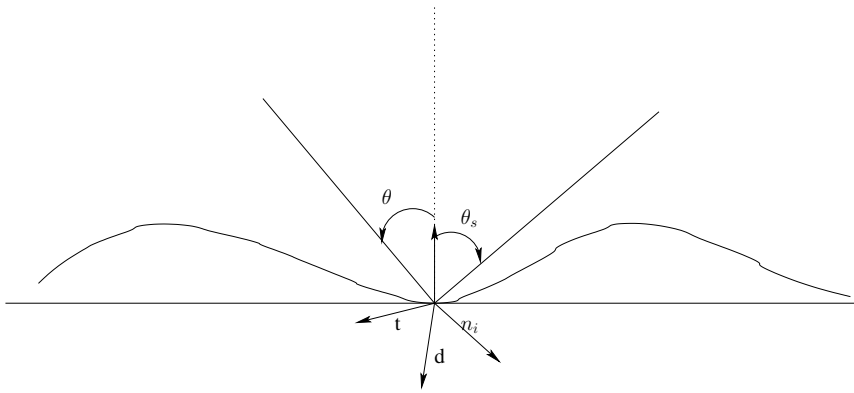


FIG. 2.6 – Géométrie locale du problème de diffusion

Le repère local s'exprime en fonction de l'orientation du faisceau incident \vec{n}_i et de la normale locale \vec{n} à la surface.

$$\begin{cases} \vec{t} = \frac{\vec{n}_i \wedge \vec{n}}{\|\vec{n}_i \wedge \vec{n}\|} \\ \vec{d} = \vec{n}_i \wedge \vec{t} \end{cases} \quad (2.12)$$

Sous l'approximation du plan tangent, le champ diffusé par la surface est la somme du champ incident et du champ réfléchi par le plan infini tangent à la surface au point considéré. Ce plan est de même nature que le milieu considéré. Dans ces conditions, les composantes tangentielles des champs magnétique et électrique sont données par l'expression (2.13)

$$\begin{cases} \vec{n} \wedge \vec{E} = [(1 + R_h)(\vec{a} \cdot \vec{t})(\vec{n} \wedge \vec{t}) - (1 - R_v)(\vec{n} \wedge \vec{n}_i)(\vec{a} \cdot \vec{d})\vec{t}]e^{-jk(\vec{n}_i \cdot \vec{r})} \\ \eta(\vec{n} \wedge \vec{H}) = -[(1 - R_h)(\vec{a} \cdot \vec{t})(\vec{n} \cdot \vec{n}_i)\vec{t} + (1 + R_v)(\vec{n} \wedge \vec{t})(\vec{a} \cdot \vec{d})]e^{-jk(\vec{n}_i \cdot \vec{r})} \end{cases} \quad (2.13)$$

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

$$\begin{cases} R_h = \frac{\cos \theta_l - \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta_l}}{\cos \theta_l + \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta_l}} \\ R_v = \frac{\epsilon_r \cos \theta_l - \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta_l}}{\epsilon_r \cos \theta_l + \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta_l}} \end{cases} \quad (2.14)$$

2.3.1.3 Expression analytique

En utilisant la relation (2.10) et (2.13), le champ diffusé par la surface éclairée par l'onde incidente s'écrit [81]

$$\vec{E}^s = K\vec{n}_s \wedge \int \{\vec{n} \wedge \vec{E} - \eta\vec{n}_s \wedge (\vec{n} \wedge \vec{H})\} e^{jk\vec{r} \cdot (\vec{n}_s - \vec{n}_i)} ds \quad (2.15)$$

Même avec l'approximation du plan tangent, l'équation (2.15) contient une intégrale vectorielle complexe qui nécessite d'autres approximations pour qu'elle soit maniable. L'approximation la plus connue est celle dite *de la phase stationnaire* ou *l'approximation de l'optique géométrique* ; selon laquelle les points qui contribuent à la diffusion sont les points spéculaires, c'est-à-dire les points où une réflexion spéculaire peut se produire entre la direction de l'onde incidente et la direction de l'onde diffusée. Ces points sont ceux où le vecteur est normal à la surface [82, 81]. Mathématiquement si on désigne Q comme étant la phase

$$Q = k(\vec{r} \cdot (\vec{n}_s - \vec{n}_i)) = q_x x' + q_y y' + q_z z' \quad (2.16)$$

$\vec{r} = [x', y', z']^T$ étant les coordonnées du point de la surface diffusante, et

$$\begin{cases} q_x = k(\sin \theta_s \cos \varphi_s - \sin \theta \cos \varphi) \\ q_y = k(\sin \theta_s \sin \varphi_s - \sin \theta \sin \varphi) \\ q_z = k(\cos \theta_s + \cos \theta) \end{cases}$$

La condition de stationnarité est vérifiée si on a

$$\begin{cases} \frac{\partial Q}{\partial x'} = 0 = q_x + q_z \frac{\partial z'}{\partial x'} = q_x + q_z Z_x \\ \frac{\partial Q}{\partial y'} = 0 = q_y + q_z \frac{\partial z'}{\partial y'} = q_y + q_z Z_y \end{cases} \quad (2.17)$$

où Z_x et Z_y désignent les pentes de la surface suivant les directions des x et des y .

Cette hypothèse de stationnarité simplifie l'évaluation des quantités $\vec{n} \wedge \vec{E}$ et $\vec{n} \wedge \vec{H}$ figurant dans l'équation (2.15). En effet, en considérant uniquement les points pour lesquels la phase est stationnaire, les vecteurs unitaires \vec{n} , \vec{t} , et \vec{d} deviennent indépendants de \vec{r} et s'expriment sous la forme

$$\begin{cases} \vec{n} = \frac{k|q_z|}{q^2 q_z D} (\vec{n}_i - \vec{n}_s) \\ \vec{t} = \frac{|q_z|}{q_z D} (\vec{n}_i \wedge \vec{n}_s) \\ \vec{d} = \frac{|q_z|}{q_z D} ((\vec{n}_i \cdot \vec{n}_s) \vec{n}_i - \vec{n}_s) \end{cases} \quad (2.18)$$

avec $q^2 = q_x^2 + q_y^2 + q_z^2 = 2k^2(1 - \vec{n}_i \cdot \vec{n}_s)$, et $D = \sqrt{(\vec{n}_i \cdot \vec{v}_s)^2 + (\vec{n}_i \cdot \vec{h}_s)^2}$. Ceci permet d'écrire

$$\vec{E}^s = K\vec{n}_s \wedge \int \{\vec{n} \wedge \vec{E} - \eta\vec{n}_s \wedge (\vec{n} \wedge \vec{H})\} e^{jQ} ds \quad (2.19)$$

En utilisant les équations (2.13), (2.18) et (2.19) le champ diffusé s'écrit sous la forme simplifiée

$$E_{pq}^s = kIE_0 U_{pq} \quad (2.20)$$

avec $I = \frac{q}{q_z} \int \int \exp(jq_x x' + jq_y y' + jq_z z(x', y')) dx' dy'$, et U_{pq} des termes de polarisation¹.

Le champ E_{pq}^s correspond au champ diffusé par la surface pour un état de polarisation à l'émission q (\vec{h}_i ou \vec{v}_i) et pour un état de réception p (\vec{h}_s ou \vec{v}_s). A partir de (2.17), il est possible de calculer les coefficients de diffusion σ_{pq}^s . En effet, on a

$$\sigma_{pq}^s = \frac{4\pi R_r^2}{A_0} \frac{\langle E_{pq}^s E_{pq}^{s*} \rangle}{E_{pq}^i E_{pq}^{i*}} \quad (2.21)$$

Ainsi le calcul de l'espérance mathématique de $(E_{pq}^s E_{pq}^{s*})^2$ permet de déterminer les coefficients de diffusion dans le cas bistatique. Ces coefficients sont donnés sous la forme

$$\sigma_{pq}^s = \frac{\pi k^2 q^2}{q_z^4} |U_{pq}|^2 \text{Prob}(Z_x, Z_y) \quad (2.22)$$

où Prob est la densité de probabilité des pentes pour lesquelles la phase est stationnaire.

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 π ($\varphi_s = \varphi_i + \pi$). Les coefficients de polarisation deviennent alors

$$\begin{cases} U_{h_s h} = 2R_h \\ U_{v_s h} = 0 \\ U_{h_s v} = 0 \\ U_{v_s v} = 2R_v \end{cases} \quad (2.23)$$

Les équations (2.22) et (2.23) permettent de déduire les coefficients de la diffusion monostatique

$$\begin{cases} \sigma_{h_s h} = \frac{\pi}{\cos^4 \theta} |R_v|^2 \text{Prob}(\tan \theta, 0) = \sigma_{v_s v} \\ \sigma_{v_s h} = \sigma_{h_s v} = 0 \end{cases} \quad (2.24)$$

Sur la figure 2.7 nous traçons les coefficients de rétrodiffusion en polarisation verticale $\sigma_{v_s v}^s$ (a) et horizontale $\sigma_{h_s h}^s$ (b) en fonction de l'angle d'observation pour trois surfaces Gaussiennes de rugosités différentes. Les simulations des coefficients de diffusion bistatiques de la surface maritime non polluée avec l'Approximation de Kirchhoff seront présentées dans le quatrième chapitre.

Propagation avant La propagation avant diffère du cas monostatique au niveau de l'azimut, en effet on a ($\varphi_s = \varphi_i$) et ($\theta = \theta_s$) ce qui donne

$$\begin{cases} U_{h_s h} = -2R_h \cos \theta \\ U_{v_s h} = 0 \\ U_{h_s v} = 0 \\ U_{v_s v} = -2R_v \cos \theta \end{cases} \quad (2.25)$$

¹voir annexe B pour l'expression analytique

²voir [49, 81] pour le détail de calcul

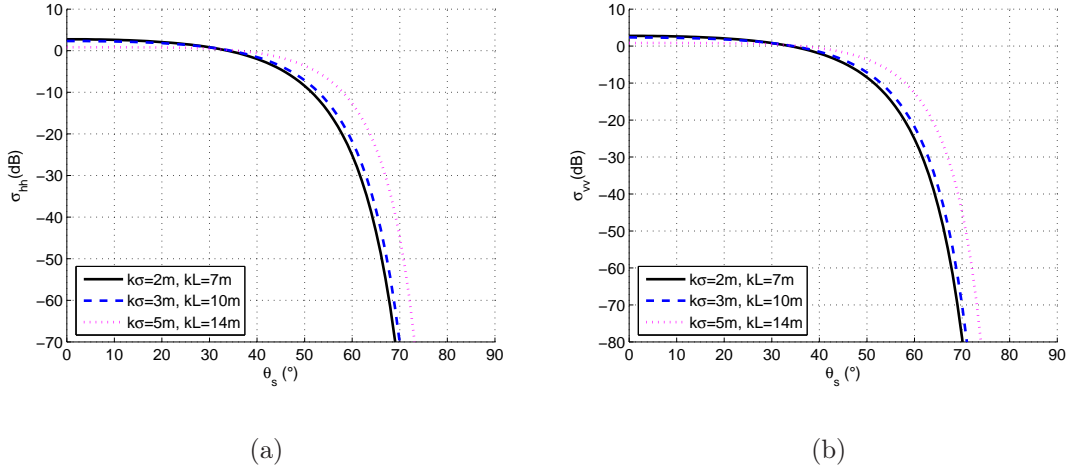


FIG. 2.7 – Coefficients de rétrodiffusion de trois surfaces Gaussiennes avec des rugosités différentes

ainsi on déduit les coefficients de diffusion

$$\begin{cases} \sigma_{v_s v} = \pi |R_v|^2 \text{Prob}(0, 0) \\ \sigma_{h_s h} = \pi |R_h|^2 \text{Prob}(0, 0) \\ \sigma_{v_s h} = \sigma_{h_s v} = 0 \end{cases} \quad (2.26)$$

2.3.1.4 Domaine de validité

Les conditions de validité de la méthode de la phase stationnaire sont données par (2.27) [81] et représentées dans le cas Gaussien [55] sur la figure 2.7

$$k\sigma > \frac{\sqrt{10}}{|\cos \theta + \cos \theta_s|} \text{ et } \begin{cases} kL > 6 \\ R_c > \lambda \end{cases} \quad (2.27)$$

Pour une distribution Gaussienne des pentes d'écart-type m et de longueur de corrélation L , 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 :

$$\begin{cases} kL > 2\sqrt{k\sigma \sqrt{6\pi}} \\ kL > 6 \\ k\sigma > \frac{\sqrt{10}}{|\cos \theta + \cos \theta_s|} \end{cases} \quad (2.28)$$

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

Les conditions (2.28) dans le cas d'une fonction de corrélation gaussienne peuvent être écrites en fonction de la longueur d'onde λ :

$$\begin{cases} \frac{L}{\lambda} > \sqrt{\frac{2\sigma}{\lambda} \sqrt{6\pi}} \\ \frac{L}{\lambda} > \frac{3}{\pi} \\ k\sigma > \frac{\sqrt{10}}{2\pi} \frac{1}{|\cos \theta + \cos \theta_s|} \end{cases} \quad (2.29)$$

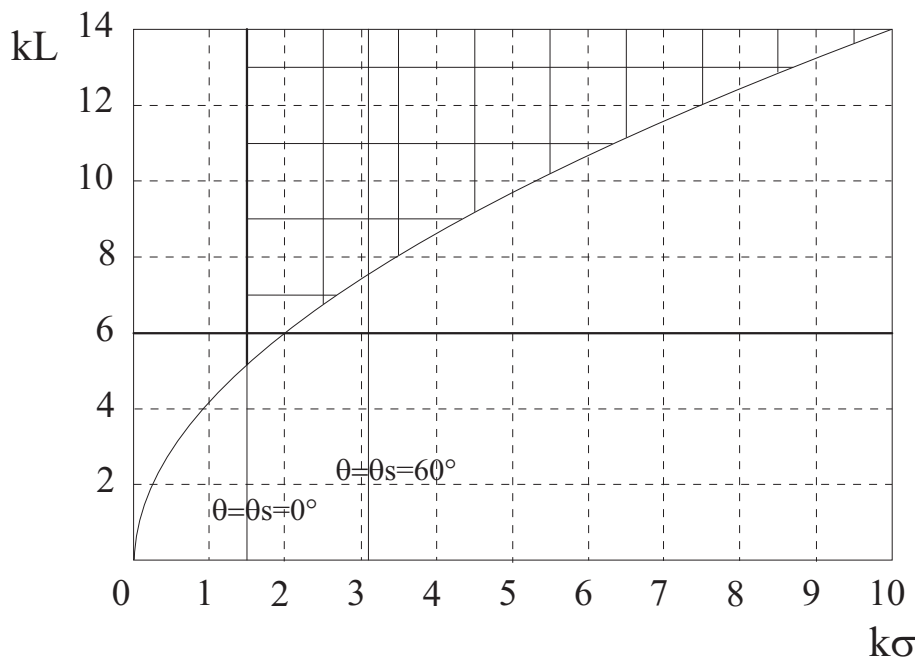


FIG. 2.8 – Domaine de validité de l'approximation de la phase stationnaire

L'approximation de la phase stationnaire se fonde sur l'hypothèse que le champ diffusé provient essentiellement des points spéculaires. Ceci se traduit mathématiquement par une condition de stationnarité sur la phase. L'énergie alors diffusée est proportionnelle à la probabilité des pentes au point spéculaire spéculaire.

2.3.1.5 Conclusion

Pour une mer formée, les vagues dominantes sont principalement des vagues de gravité. Ces dernières se caractérisent par des rayons de courbures très grands par rapport à la longueur d'onde du champ électromagnétique émis.

En approximant la surface diffusante à un plan tangent, on peut calculer le champ diffusé par l'approximation de la phase stationnaire où on suppose que les points qui contribuent à la diffusion sont les points spéculaires.

2.3.2 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 d'onde 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.

2.3.2.1 Principe et expression analytique

Le principe de cette méthode consiste à écrire le champ électrique dans les deux milieux séparés par l'interface sous la forme de la somme d'un terme cohérent et d'un terme de diffusion non cohérent. Le terme cohérent représente une réflexion spéculaire dans le milieu contenant le champ électrique incident, et représente une réflexion spéculaire dans le milieu contenant le champ transmis. Le terme non cohérent est un terme inconnu que nous décomposons en somme infinie continue d'ondes planes [81, 82]. Les champs totaux dans le milieu de l'onde incidente notée (1), et dans le milieu de l'onde diffusée noté (2) sont donnés respectivement par :

$$\vec{E}_1 = \frac{1}{2\pi} \int \int \vec{U}_1(k_x, k_y) \exp j(xk_x + yk_y - zk_z) dk_x dk_y + \vec{E}^i + \vec{E}^r \quad (2.30)$$

$$\vec{E}_2 = \frac{1}{2\pi} \int \int \vec{U}_2(k_x, k_y) \exp j(xk_x + yk_y + zk'_z) dk_x dk_y + \vec{E}^t \quad (2.31)$$

avec

$$\begin{cases} k_z = \sqrt{k_1^2 + k_x^2 + k_y^2} \\ k'_z = \sqrt{k_2^2 + k_x^2 + k_y^2} \end{cases} \quad (2.32)$$

où k_1, k_2 sont les nombres d'ondes respectivement dans le milieu 1 et 2.

Les champs \vec{E}^i, \vec{E}^r et \vec{E}^t sont respectivement les champs cohérents incident, réfléchi et réfracté.

D'après les conditions aux limites, il est évident que les champs \vec{E}_1 et \vec{E}_2 sont fortement atténués au voisinage de la surface ($kz \rightarrow 0$). Ainsi en supposant que les variations de la hauteur z sont très petites par rapport à la longueur de l'onde d'émission, les vecteurs $\vec{U}_1(k_x, k_y)$ et $\vec{U}_2(k_x, k_y)$ sont des termes inconnus mais qui peuvent être considérés comme perturbateurs. Ces deux termes peuvent être développés sous forme de série de perturbations d'ordre croissant :

$$\vec{U}_1(k_x, k_y) = \vec{U}_1^0(k_x, k_y) + \vec{U}_1^1(k_x, k_y) + \dots \quad (2.33)$$

$$\vec{U}_2(k_x, k_y) = \vec{U}_2^0(k_x, k_y) + \vec{U}_2^1(k_x, k_y) + \dots \quad (2.34)$$

La détermination des champs \vec{U}_1 et \vec{U}_2 est ensuite assurée par les conditions aux limites vérifiées à l'interface entre les deux milieux $z = z(x, y)$:

$$\vec{E}_1 \wedge \vec{n} = \vec{E}_2 \wedge \vec{n} \quad (2.35)$$

$$\vec{B}_1 \vec{n} = \vec{B}_2 \vec{n} \quad (2.36)$$

L'intérêt d'utiliser les conditions à l'interface est double : d'une part les termes $\exp[j(z(x, y)k_z)]$ et $\exp[j(z(x, y)k'_z)]$ peuvent être développés en fonction de $k_z z(x, y)$ et $k'_z z(x, y)$ et d'autre part les composantes selon x et y du vecteur normal à la surface $\vec{n} = (\frac{\partial z}{\partial x}, \frac{\partial z}{\partial y}, 1)$ peuvent être également considérées comme des termes perturbateurs d'ordre 1 puisque les pentes sont considérées faibles dans la méthode des petites perturbations.

L'ordre de la méthode des petites perturbations est donné par l'ordre auquel les développements 2.33 et 2.34 sont faits. Les calculs détaillés peuvent être trouvés dans [82, 49, 50, 52].

Les coefficients de diffusion bistatique à l'ordre 1 sont données par l'expression suivante

$$\sigma_{pq}^s = 8|\sigma k^2 \cos^2 \theta \cos \theta_s \alpha_{pq}|^2 W(k_x + k \sin \theta, k_y) \quad (2.37)$$

où α_{pq} ³ est un paramètre de polarisation 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 π ($\varphi_s = \varphi + \pi$). Ceci permet d'écrire

$$\sigma_{pq}^s = 8|k^2 \sigma \cos^2 \theta \alpha_{pq}|^2 W(2k \sin \theta, 0) \quad (2.38)$$

où on a

$$\alpha_{hh} = R_h$$

$$\alpha_{vv} = (\epsilon_r - 1) \frac{\sin^2 \theta - \epsilon_r (1 + \sin^2 \theta)}{[\epsilon_r \cos \theta + (\epsilon_r - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}}]^2}$$

$$\alpha_{hv} = \alpha_{vh} = 0$$

$$\text{et } R_h = \frac{\mu_r \cos \theta - (\mu_r \epsilon_r - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}}}{\mu_r \cos \theta + (\mu_r \epsilon_r - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}}}$$

Sur la figure 2.9 nous traçons les coefficients de rétrodiffusion σ_{vv}^s (en a polarisation verticale) et σ_{hh}^s (en b polarisation horizontale) en fonction de l'angle d'observation pour trois surfaces Gaussiennes de rugosités différentes.

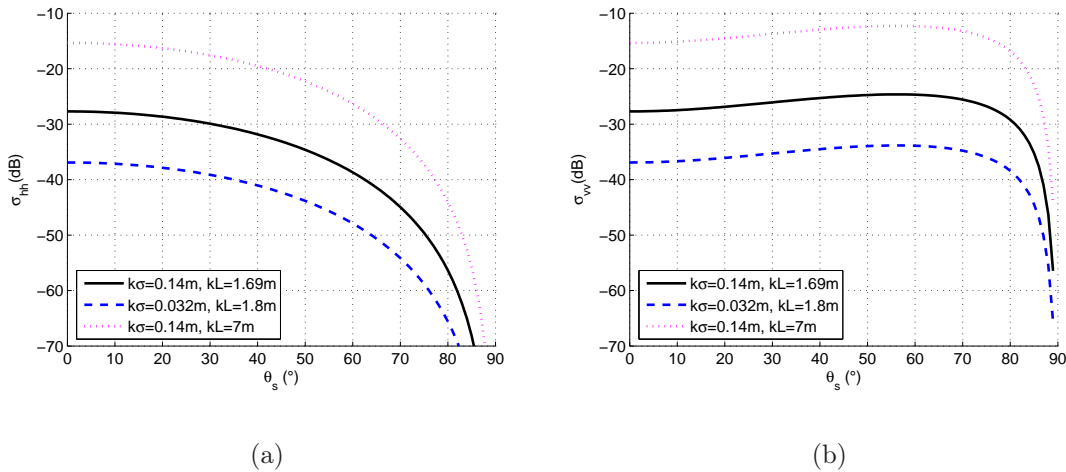


FIG. 2.9 – Coefficients de rétrodiffusion de trois surfaces Gaussiennes avec différentes rugosités

³voir annexe B pour l'expression analytique

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

$$\begin{aligned}\alpha_{hh} &= R_h \\ \alpha_{vv} &= (\epsilon_r - 1) \frac{\sin^2 \theta - \epsilon_r (1 + \sin^2 \theta)}{[\epsilon_r \cos \theta + (\epsilon_r - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}}]^2} \\ \alpha_{hv} &= \alpha_{vhh} = 0 \\ R_h &= \frac{\mu_r \cos \theta - (\mu_r \epsilon_r - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}}}{\mu_r \cos \theta + (\mu_r \epsilon_r - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}}}\end{aligned}$$

et les coefficients de diffusion seront donnés par

$$\sigma_{pq}^s = 8 |k^2 \sigma \cos \theta^2 \alpha_{pq}|^2 W(0, 0) \quad (2.39)$$

On peut noter que dans ce cas la nullité des coefficients de diffusion croisés pour la rétrodiffusion et la propagation avant.

2.3.2.2 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

$$z = z(x, y) \quad (2.40)$$

et vérifiant

$$\langle z(x, y) \rangle = 0 \quad (2.41)$$

alors la méthode des petites perturbations sera applicable si et seulement si on satisfait les conditions (2.42) et (2.43)

$$|2kz \cos \theta| \ll 2\pi \quad (2.42)$$

$$\left| \frac{\partial z}{\partial x} \right| \ll 1 \quad \left| \frac{\partial z}{\partial y} \right| \ll 1 \quad (2.43)$$

l'équation (2.43) est équivalente à

$$\begin{cases} k\sigma < 0.3 \\ m < 0.3 \end{cases} \quad (2.44)$$

où σ désigne l'écart-type des hauteurs et m est l'écart-type des pentes.

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

$$\begin{cases} k\sigma < 0.3 \\ \frac{\sqrt{2}}{0.3} k\sigma < kL \end{cases} \quad (2.45)$$

L étant la longueur de corrélation de la surface. Le domaine de validité est illustré par la figure 2.10

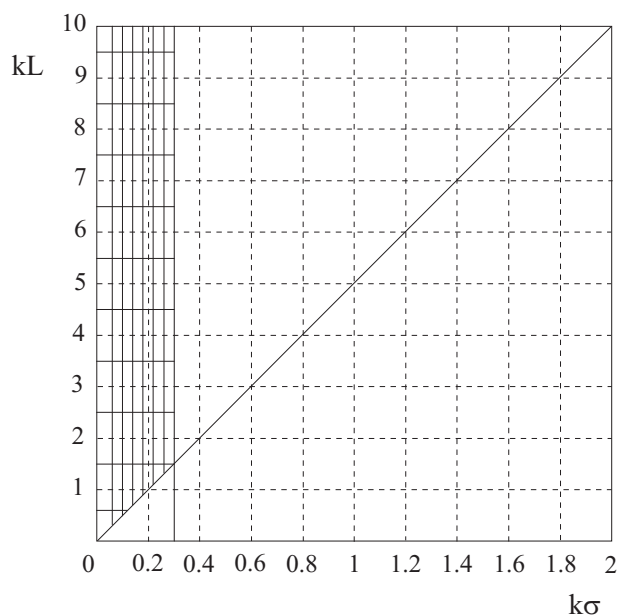


FIG. 2.10 – Domaine de validité de la méthode des petites perturbations

2.3.2.3 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

Ces contraintes permettent d'utiliser le développement en séries de Fourier et de linéariser un système d'équations différentielles en se limitant au premier ordre.

2.3.3 Modèle composite à deux échelles

Les surfaces naturelles sont caractérisées par plusieurs échelles de rugosité [22, 71, 30]. Il est donc difficile de se reporter à une des approches vue précédemment. La méthode composite à deux échelles suppose que la surface rugueuse est une superposition de deux processus stochastiques indépendants, l'un caractérise la structure grande échelle et l'autre petite échelle. Le principe de cette méthode est présenté dans le paragraphe suivant et on présentera par la suite l'expression analytique de la matrice de diffusion permettant l'estimation des coefficients de diffusion par une surface maritime polluée.

2.3.3.1 Principe du modèle

Comparé aux modèles classiques vus précédemment, le modèle composite à deux échelles se caractérise par son large domaine d'application. La composante totale est calculée en estimant à la fois la contribution du spéculaire et celle du diffus.

La composante spéculaire a été estimée en utilisant l'approximation de Kirchhoff (voir le chapitre consacré aux différents résultats de simulation obtenus).

La composante diffuse est déterminée en deux temps. En premier lieu on se focalise au repère local où on peut appliquer la méthode des petites perturbations. Ensuite, les coefficients déduits par cette méthode seront ensuite moyennés par la distribution des pentes des vagues à grande échelles (vagues de gravité) et adaptés au repère global par multiplication par la matrice du changement de repère.

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

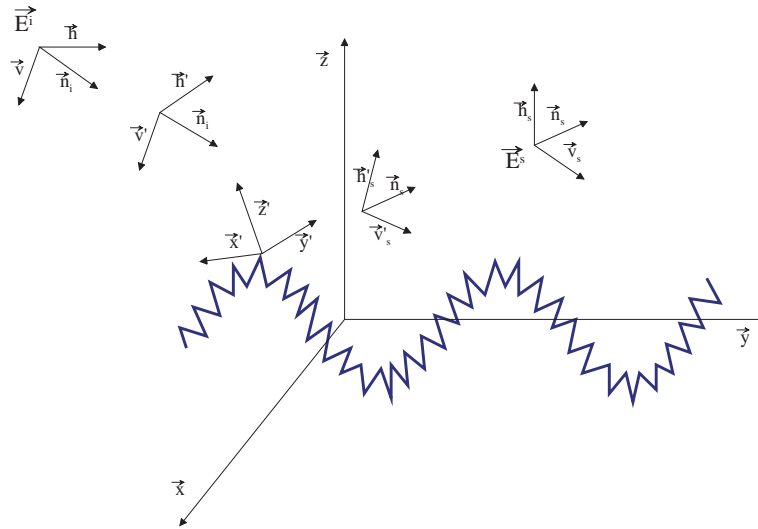


FIG. 2.11 – Géométrie du problème de diffusion

Le repère (x', y', z') désigne le repère local dont l'origine est le point d'incidence de l'onde électromagnétique et z' est la normale locale à la surface en ce point voir figure 2.11.

Ainsi, dans le repère globale, on définit les bases à l'émission et à la réception

$$\begin{cases} \vec{n}_i = \sin \theta \cos \varphi \cdot \vec{x} + \sin \theta \sin \varphi \cdot \vec{y} - \cos \theta \cdot \vec{z} \\ \vec{v} = -\cos \theta \cos \varphi \cdot \vec{x} - \cos \theta \sin \varphi \cdot \vec{y} - \sin \theta \cdot \vec{z} \\ \vec{h} = -\sin \varphi \cdot \vec{x} + \cos \varphi \cdot \vec{y} \end{cases} \quad (2.46)$$

$$\begin{cases} \vec{n}_s = \sin \theta_s \cos \varphi_s \cdot \vec{x} + \sin \theta_s \sin \varphi_s \cdot \vec{y} + \cos \theta_s \cdot \vec{z} \\ \vec{v}_s = \cos \theta_s \cos \varphi_s \cdot \vec{x} + \cos \theta_s \sin \varphi_s \cdot \vec{y} - \sin \theta_s \cdot \vec{z} \\ \vec{h}_s = -\sin \varphi_s \cdot \vec{x} + \cos \varphi_s \cdot \vec{y} \end{cases} \quad (2.47)$$

Quant au repère local il est défini par \vec{x}', \vec{y}' , et \vec{z}' et on écrit [52]

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{z}' = \vec{n} = D_0[-Z_x \vec{x} - Z_y \vec{y} + \vec{z}] \\ \vec{y}' = \frac{\vec{n} \wedge \vec{n}_i}{\|\vec{n} \wedge \vec{n}_i\|} = D_1[(Z_y \cos \theta - \sin \theta \sin \varphi) \vec{x}] + (\sin \theta \cos \varphi - Z_x \cos \theta) \vec{y} \\ \quad + (-Z_x \sin \theta \sin \varphi + Z_y \sin \theta \cos \varphi) \vec{z} \\ \vec{x}' = \vec{y}' \wedge \vec{z}' = D_0 D_1 [\{(\sin \theta \cos \varphi - Z_x \cos \theta) + Z_y \sin \theta (-Z_x \sin \varphi + Z_y \cos \varphi)\} \vec{x}] \\ \quad + \{-Z_x \sin \theta (-Z_x \sin \varphi + Z_y \cos \varphi) - (Z_y \cos \theta - \sin \theta \sin \varphi)\} \vec{y} \\ \quad + \{-Z_y (Z_y \cos \theta - \sin \theta \sin \varphi)\} \vec{z}] \end{array} \right. \quad (2.48)$$

avec $D_1 = [(Z_y \cos \theta - \sin \theta \sin \varphi)^2 + (\sin \theta \cos \varphi - Z_x \cos \theta)^2 + (Z_y \cos \theta - \sin \theta \sin \varphi)^2]^{-1/2}$
 et $D_0 = [Z_x^2 + Z_y^2 + 1]^{-1/2}$

Par rapport à ce repère local, on définit les bases de polarisation à l'émission (\vec{v}' , \vec{h}') et à la réception (\vec{v}'_s , \vec{h}'_s)

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{v}' = -\cos \theta' \cos \varphi' \vec{x}' - \cos \theta' \sin \varphi' \vec{y}' - \sin \theta' \vec{z}' \\ \vec{h}' = -\sin \varphi' \vec{x}' - \cos \varphi' \vec{y}' \end{array} \right. \quad (2.49)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{v}'_s = \cos \theta'_s \cos \varphi'_s \vec{x}' + \cos \theta'_s \sin \varphi'_s \vec{y}' - \sin \theta'_s \vec{z}' \\ \vec{h}'_s = -\sin \varphi'_s \vec{x}' - \cos \varphi'_s \vec{y}' \end{array} \right. \quad (2.50)$$

Les angles d'incidence locaux s'écrivent

$$\left\{ \begin{array}{l} \cos \theta' = -\vec{n} \cdot \vec{n}_i = D_0 \{Z_x \sin \theta \cos \varphi + Z_y \sin \theta \sin \varphi + \cos \theta\} \\ \sin \theta' = \frac{D_1}{D_0} \end{array} \right. \quad (2.51)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \cos \varphi' = \frac{D_1}{D_0} \vec{n}_i \cdot \vec{x}' \\ \sin \varphi' = \frac{D_1}{D_0} \vec{n}_i \cdot \vec{y}' \end{array} \right. \quad (2.52)$$

et

$$\left\{ \begin{array}{l} \cos \theta'_s = \vec{n} \cdot \vec{n}_s \\ \sin \theta'_s = \sqrt{1 - (\vec{n} \cdot \vec{n}_s)^2} \end{array} \right. \quad (2.53)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \cos \varphi'_s = \frac{\vec{n}_s \cdot \vec{x}'}{\sin \theta'_s} \\ \sin \varphi'_s = \frac{\vec{n}_s \cdot \vec{y}'}{\sin \theta'_s} \end{array} \right. \quad (2.54)$$

Le champ émis \vec{E}^i dans la direction \vec{n}_i est supposé parallèle au vecteur de polarisation \vec{a} ($\vec{a} = \vec{h}$ ou \vec{v}), il s'écrit

$$\vec{E}^i = E_{v'}^i \vec{v}' + E_{h'}^i \vec{h}' = ((\vec{a} \cdot \vec{v}') \vec{v}' + (\vec{a} \cdot \vec{h}') \vec{h}') E_0 \quad (2.55)$$

Quant au champ diffusé il s'écrit sous la forme suivante

$$E^s = E_{v'_s}^s \vec{v}'_s + E_{h'_s}^s \vec{h}'_s \quad (2.56)$$

2.3.3.2 Calcul des coefficients de diffusion

Soit [S] la matrice de diffusion de la surface maritime, cette matrice vérifie l'équation (2.57)

$$\vec{E}^s = [S]\vec{E}^i \quad (2.57)$$

Dans le repère global, elle s'exprime sous la forme suivante

$$[S] = \begin{bmatrix} \vec{v}'_s \cdot \vec{v}_s & \vec{h}'_s \cdot \vec{v}_s \\ \vec{v}'_s \cdot \vec{h}_s & \vec{h}'_s \cdot \vec{h}_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_{v'_s v'} & S_{v'_s h'} \\ S_{h'_s v'} & S_{h'_s h'} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{v}' \cdot \vec{v} & \vec{v}' \cdot \vec{h} \\ \vec{h}' \cdot \vec{v} & \vec{h}' \cdot \vec{h} \end{bmatrix} \quad (2.58)$$

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

$$E_{pq}^s = (\vec{v}'_s \cdot p) \{ (q \cdot \vec{v}') S_{v'_s v'} + (q \cdot \vec{h}') S_{v'_s h'} \} E_0 + (\vec{h}'_s \cdot p) \{ (q \cdot \vec{v}') S_{h'_s v'} + (q \cdot \vec{h}') S_{h'_s h'} \} E_0 \quad (2.59)$$

Les coefficients σ_{pq}^s sont calculés comme fonction des polarisations p et q . Ils sont donnés par la relation suivante [52, 49]

$$\begin{aligned} \sigma_{pq}^s &= \frac{4\pi R^2 \langle |E_{pq}^s|^2 \rangle}{A |E_q^i|^2} = \langle (p \cdot \vec{v}'_s)^2 (q \cdot \vec{v}')^2 \sigma_{v'_s v'} \\ &+ (p \cdot \vec{v}'_s)^2 (q \cdot \vec{h}')^2 \sigma_{v'_s h'} (p \cdot \vec{h}'_s)^2 (q \cdot \vec{v}')^2 \sigma_{h'_s v'} \\ &+ (p \cdot \vec{h}'_s)^2 (q \cdot \vec{h}')^2 \sigma_{h'_s h'} + (p \cdot \vec{h}'_s)^2 (q \cdot \vec{v}') (q \cdot \vec{h}') \sigma_{h'_s h' h'_s v'} \\ &+ (p \cdot \vec{v}'_s) (p \cdot \vec{h}'_s) (q \cdot \vec{h}')^2 \sigma_{h'_s h' v'_s h'} + (p \cdot \vec{v}'_s) (p \cdot \vec{h}'_s) (q \cdot \vec{v}') (q \cdot \vec{h}') \sigma_{v'_s v' h'_s h'} \\ &+ (p \cdot \vec{v}'_s) (p \cdot \vec{h}'_s) (q \cdot \vec{h}') (q \cdot \vec{v}') \sigma_{h'_s v' v'_s h'} + (p \cdot \vec{v}'_s) (p \cdot \vec{h}'_s) (q \cdot \vec{v}')^2 \sigma_{h'_s v' v'_s v'} \\ &+ (p \cdot \vec{v}'_s)^2 (q \cdot \vec{h}') (q \cdot \vec{v}') \sigma_{v'_s v' v'_s h'} \rangle \end{aligned} \quad (2.60)$$

où σ_{pq} et σ_{pqmn} sont donnés par

$$\begin{cases} \sigma_{pq} = 8 |k^2 \cos \theta' \cos \theta'_s|^2 |\alpha_{pq}|^2 W(k_x + k \sin \theta', k_y) \\ \sigma_{pqmn} = 16 |k^2 \cos \theta' \cos \theta'_s|^2 \text{Re}(\alpha_{pq} \alpha_{mn}^*) W(k_x + k \sin \theta', k_y) \end{cases} \quad (2.61)$$

θ' est l'angle d'incidence local, θ'_s est l'angle d'observation local, $\langle \rangle$ étant l'espérance mathématique, (*) désigne le conjugué et α_{pq} représente les coefficients de polarisation.

$$\begin{cases} \alpha_{h_s h} = -(\epsilon_r - 1) \cos \varphi_s (\cos \theta_s + k'_z)^{-1} [\cos \theta + (\epsilon_r - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}}]^{-1} \\ \alpha_{v_s h} = -(\epsilon_r - 1) k'_z \sin \varphi_s (k'_z + \epsilon_r \cos \theta_s)^{-1} [\cos \theta + (\epsilon_r - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}}]^{-1} \\ \alpha_{h_s v} = (\epsilon_r - 1) (\epsilon_r - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}} \sin \varphi_s (k'_z + \epsilon_r \cos \theta_s)^{-1} \\ \alpha_{v_s v} = [k'_z (\epsilon_r - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}} \cos \varphi_s - \epsilon_r \sin \theta \sin \theta_s] (\epsilon_r - 1) \times \\ (\epsilon_r \cos \theta_s + k'_z)^{-1} [\epsilon_r \cos \theta + (\epsilon_r - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}}]^{-1} \end{cases} \quad (2.62)$$

Le calcul de l'espérance mathématique est défini comme suit

$$\langle G \rangle = \int \int G(Z_x, Z_y) \text{Prob}(Z_x, Z_y) IdZ_x dZ_y \quad (2.63)$$

où Z_x et Z_y sont les pentes de la surface dans les deux directions de x et y et le terme I est défini par

$$I = \begin{cases} 1 & \left\{ \begin{array}{l} \text{si } \vec{n}_i \cdot \vec{n} < 0 \text{ rayon incident au dessus de la surface} \\ \text{et } \vec{n}_s \cdot \vec{n} > 0 \text{ rayon observé au dessus de la surface} \end{array} \right. \\ 0 & \text{si non} \end{cases}$$

Rétrodifusion En adoptant $\theta_s = \theta$ et $\varphi_s = \varphi + \pi$ on se ramène à la rétrodiffusion, les expressions donnant les coefficients de polarisation sont réduites à

$$\begin{cases} \alpha_{h_s h} = \frac{\cos \theta - (\epsilon_r - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}}}{\cos \theta + (\epsilon_r - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}}} \cos \varphi_s \\ \alpha_{v_s h} = \alpha_{h_s v} = \frac{\cos \theta - (\epsilon_r - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}}}{\cos \theta + (\epsilon_r - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}}} (\epsilon_r - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}} \sin \varphi_s \\ \alpha_{v_s v} = (\epsilon_r - 1) \frac{-\sin^2 \theta \cos \varphi_s - \epsilon_r (\sin^2 \theta - \cos \varphi_s)}{[\epsilon_r \cos \theta + (\epsilon_r - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}}]^2} \end{cases} \quad (2.64)$$

La figure 2.12 illustre la variation des coefficients de rétrodiffusion d'une surface maritime en fonction de l'angle d'observation θ utilisant le modèle composite à deux échelles. La vitesse du vent U_{10} (à une altitude de 10 mètres) est fixée à 5 m/s et l'incidence est supposée face au vent ; la salinité est fixée à 35 ppm et la température à 20°C. A partir de la figure 2.12 nous notons que pour un angle d'incidence inférieur à 30°, les coefficients σ_{vv} et σ_{hh} sont bien estimés par l'approximation de Kirchhoff puis qu'il s'agit de la composante spéculaire. En revanche, les coefficients σ_{vh} et σ_{hv} sont estimés par le modèle composite à deux échelles.

Propagation avant La géométrie de la propagation avant correspond à la transformation suivante : $\theta_s = \theta$ et $\varphi_s = \varphi$, ce qui permet d'écrire

$$\begin{cases} \alpha_{h_s h} = \frac{\cos \theta - (\epsilon_r - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}}}{\cos \theta + (\epsilon_r - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}}} \cos \varphi_s \\ \alpha_{v_s h} = \alpha_{h_s v} = \frac{\cos \theta - (\epsilon_r - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}}}{\cos \theta + (\epsilon_r - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}}} (\epsilon_r - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}} \sin \varphi_s \\ \alpha_{v_s v} = (\epsilon_r - 1) \frac{-\sin^2 \theta \cos \varphi_s - \epsilon_r (\sin^2 \theta - \cos \varphi_s)}{[\epsilon_r \cos \theta + (\epsilon_r - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}}]^2} \end{cases} \quad (2.65)$$

Dans le chapitre 4 nous validons cette approche par différentes comparaisons réalisées par rapport aux résultats publiés dans la littérature ouverte en faisant varier différents paramètres dans le cadre de différentes configurations (monstatiques et bistatiques).

2.3.3.3 Conclusion

Dans de cette section, on s'est focalisé sur une approche à domaine d'application plus large que les approches classiques souvent utilisées.

Celle ci est valable pour une surface à deux échelles de rugosité : vagues de capillarité (petite échelle) et les vagues de gravité (grande échelle). Pour calculer la composante diffuse par ce modèle, on se focalise tout d'abord au niveau local où on

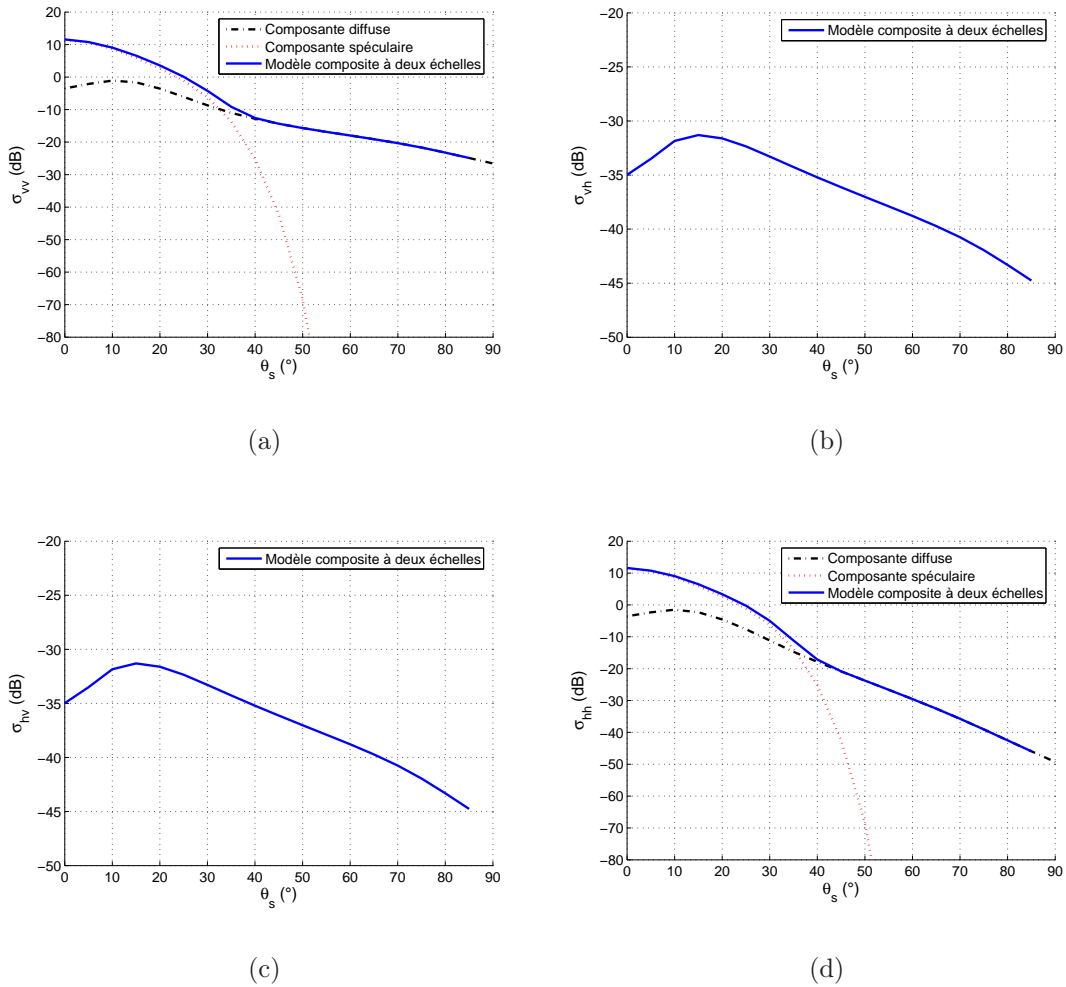


FIG. 2.12 – Coefficients de rétrodiffusion suivant le modèle composite à deux échelles pour une vitesse du vent $U_{10} = 5m/s$

applique la méthode des petites perturbations. Le résultat obtenu sera pondéré par la loi de distribution des pentes de Cox et Munk et adapté au repère global par la matrice de transfert des deux repères. Dès qu'on atteint un nombre d'onde spatial k_d [47] le champ diffusé est directement lié à l'effet spéculaire et il est dans ce cas estimé par l'approximation de Kirchhoff.

2.4 Conclusion

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 spéculaire et la composante diffuse.

Les différents modèles de diffusion présentés dans ce document permettent de calculer l'ensemble de ces contributions. Ainsi la composante cohérente, 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 perturbations.

Le modèle composite à deux échelles est un modèle hybride qui permet d'estimer à la fois la composante spéculaire et la composante diffuse. Il est aussi bien adapté pour différents angles d'émission et de réception particulièrement les angles rasants.

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 naturelle ou polluée. Ainsi, cette surface sera définie à travers des représentations basées sur la description spectrale où sur la distribution des pentes ainsi que sur la constante diélectrique.

Chapitre 3

Surface maritime / Pétrole

Sommaire

3.1	Modélisation de la surface maritime	52
3.1.1	Génération des vagues	52
3.1.2	Modèles géométriques de la surface océanique	55
3.1.3	Caractérisation physique de la surface de la mer	66
3.2	Effet du polluant sur la surface de la mer	69
3.2.1	Mélange en émulsion continue	70
3.2.2	Polluant en film au dessus de la surface maritime	73
3.3	Conclusion	83

L'objectif principal de ces travaux de thèse est d'étudier l'interaction d'une onde électromagnétique avec la surface maritime naturelle ou polluée. Considérée comme une cible radar, la surface océanique agit sur l'onde électromagnétique par le biais de ses propriétés physiques (constante diélectrique) et sa forme géométrique (rugosité). Aussi, selon le type de polluant la présence de ce dernier aura des effets directs sur ses caractéristiques géométriques, physiques et électromagnétiques. Il est donc très important de disposer d'une description réelle de la surface de la mer afin d'estimer le champ électromagnétique diffusé.

Dans une première étape, nous nous focalisons sur la surface maritime naturelle où nous procédons à une analyse sommaire mais descriptive, de la génération des vagues. Cette étude qualitative aboutira à une justification de la forme des modèles de spectres de mer qui seront introduits et analysés à la fin de cette section.

Dans une seconde étape, nous modéliserons les perturbations induites par la présence du polluant sur la surface (constante diélectrique, état de surface). Nous nous attacherons à considérer deux types de pollution. Le premier caractérise les polluants fluides (huile de moteur, carburant, hydrocarbure fluide...) qui s'émulsionnent facilement avec l'eau de mer. Dans ce cas, l'émulsion, alimentée par la force du vent (pour des vitesses supérieures à 15 m/s à une altitude de 10 m), ne modifie que très peu l'état de surface de la mer. En revanche, cette émulsion se distinguera par ses propriétés diélectriques qui dépendront du pourcentage de polluant dans l'eau.

Le deuxième type de pollution envisagé sera celui des polluants qui forment un film au dessus de la surface (polluant visqueux tel que le pétrole brut, marée noire).

L'état de surface de la mer est dans ce cas significativement modifié. L'importance des vagues de capillarité étant fortement atténuée par la présence des films polluants.

3.1 Modélisation de la surface maritime

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. Il s'agit dans ce paragraphe d'analyser qualitativement la génération des vagues. Ensuite nous présentons quelques modèles de représentation de la surface maritime.

3.1.1 Génération des vagues

3.1.1.1 Mécanisme de formation des vagues

La surface libre d'un liquide au repos se comporte comme si elle était dans un état de "tension" uniforme qui dépend de la nature du liquide. Le vent soufflant sur une eau calme, dissipe son énergie en soulevant des séries de petites vagues courtes, les "risées", qui se propagent en surface (dites vagues de capillarité).

Ces vagues de capillarité ont une célérité (appelée également vitesse de phase) liée à leur longueur d'onde par la relation [58]

$$v_c^2 = 2\pi \frac{\varsigma_e}{\rho_e + \rho_a} \frac{1}{\lambda} \quad (3.1)$$

ς_e est la tension superficielle de l'eau de mer $\simeq 74.10^{-3} \text{ N.m}^{-1}$ à 20°C , ρ_e , ρ_a sont respectivement les masses volumiques de l'eau et de l'air, $\rho_e \simeq 1025 \text{ kg.m}^{-3}$ et $\rho_a = 0$.

Les vagues de capillarité ont donc une vitesse de propagation qui varie en raison inverse de la racine carrée de la longueur d'onde des vagues.

$$v_c \sim \frac{1}{\sqrt{\lambda}} \quad (3.2)$$

Si la vitesse du vent dépasse 3 à 4 nœuds¹, ces vagues dont la vitesse de phase est liée à la longueur d'onde, vont avoir tendance à se recouvrir, les plus rapides (les courtes) rattrapant les plus lentes (les longues) ; les risées se rejoignent et se fondent entre elles et l'eau se couvre de vagues d'assez longues crêtes et de dimensions sensiblement constantes.

Si la vitesse du vent dépasse 10 nœuds, la cambrure et la dimension des vagues augmente rapidement et l'effet de tension superficielle devient rapidement négligeable devant la gravité ; on démontre alors que la vitesse de phase de ces vagues plus grosses, dites vagues de gravité est liée à la longueur d'onde par la relation

$$v_g^2 = \frac{g}{2\pi} \lambda = \frac{g}{K} \quad (3.3)$$

Les vagues de gravité ont donc une vitesse de propagation (dite vitesse du groupe) qui varie comme la racine carrée de la longueur d'onde

¹1 nœud=1852 m/h

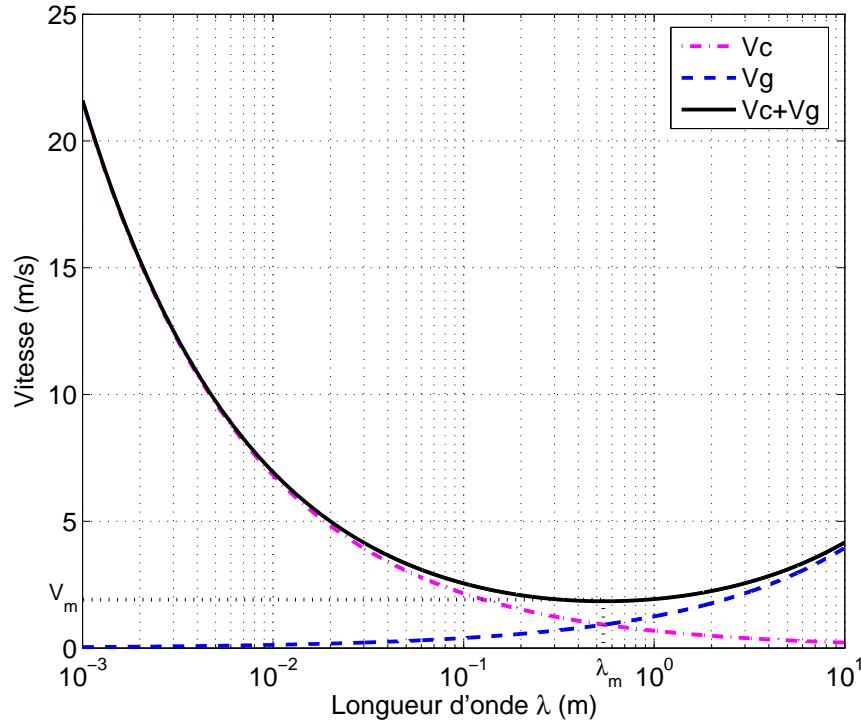


FIG. 3.1 – Célérité des vagues en fonction de la longueur d'onde des vagues

$$v_g \sim \sqrt{\lambda} \quad (3.4)$$

K est le nombre d'onde spatial

Les observations précédentes (3.1)(3.3) et la figure 3.1 montrent qu'au fur et à mesure que la longueur d'onde croît, la vitesse de phase passe par un minimum en v_m . Ainsi

- si $\lambda \geq 3 \cdot \lambda_m$, on a affaire à des ondes de gravité quasi pures,
- si $\lambda \leq \frac{1}{3} \cdot \lambda_m$, on a affaire à des ondes de capillarité quasi pures.

3.1.1.2 Mer du vent

Les vagues sont formées par le vent à l'intérieur de l'aire génératrice ou "Fetch". L'ensemble des vagues à l'intérieur de l'aire génératrice constitue la mer du vent.

En dehors de l'aire génératrice, les vagues de faible longueur d'onde sont rapidement atténuées et disparaissent ; seule subsiste la houle, "vague" de grande longueur d'onde qui apparaît sous la forme d'une ondulation régulière et dont les crêtes sont longues et parallèles.

Quand un vent constant souffle sur la mer pendant un temps suffisamment long, un régime d'équilibre est atteint, caractérisé :

- 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° autour de la direction du vent.

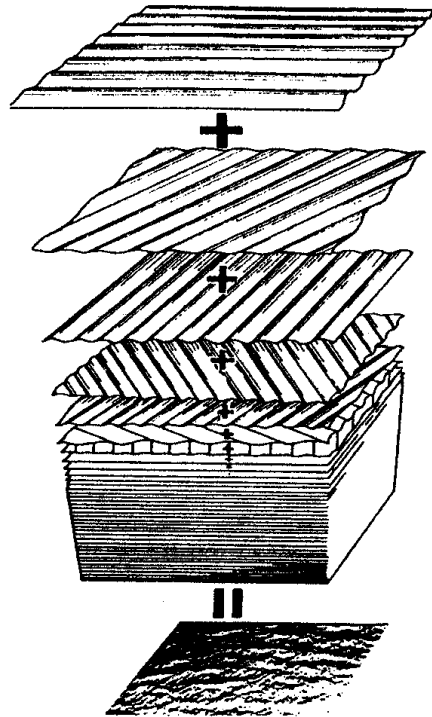


FIG. 3.2 – Formation des vagues(extrait de [38])

La surface de la mer est par conséquent constituée de la combinaison d'un ensemble d'ondulations de toutes longueurs d'onde qui se chevauchent en se propageant dans un faisceau de direction (voir figure 3.2). Dans le paragraphe suivant nous allons préciser le lien entre l'énergie éolienne et cette dynamique de surface.

3.1.1.3 Bilan énergétique

Le problème de la transformation de l'énergie éolienne en une dynamique de surface a été étudié par différents chercheurs [9, 43]. D'après l'équation de conservation d'énergie pour une eau profonde :

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \vec{v}_g \cdot \vec{\nabla} S = S_{in} + S_{nl} - S_{ds} \quad (3.5)$$

où S est le spectre global bidimensionnel de la surface de la mer qui est fonction des coordonnées x et y , du nombre d'onde spatial K et du temps t . \vec{v}_g est la vitesse de groupe qui est fonction de K . A droite de l'expression on retrouve les différentes formes d'énergie où S_{in} désigne l'énergie apportée du vent vers les vagues, S_{ds} est la dissipation par viscosité ou à cause du déferlement des grandes vagues et S_{nl} correspond à l'interaction non linéaire entre les vagues.

La figure 3.3 montre la variation de ces différentes formes d'énergie en fonction de la fréquence spatiale. On peut noter que le maximum de l'énergie non-linéaire est localisé juste avant celui du spectre global

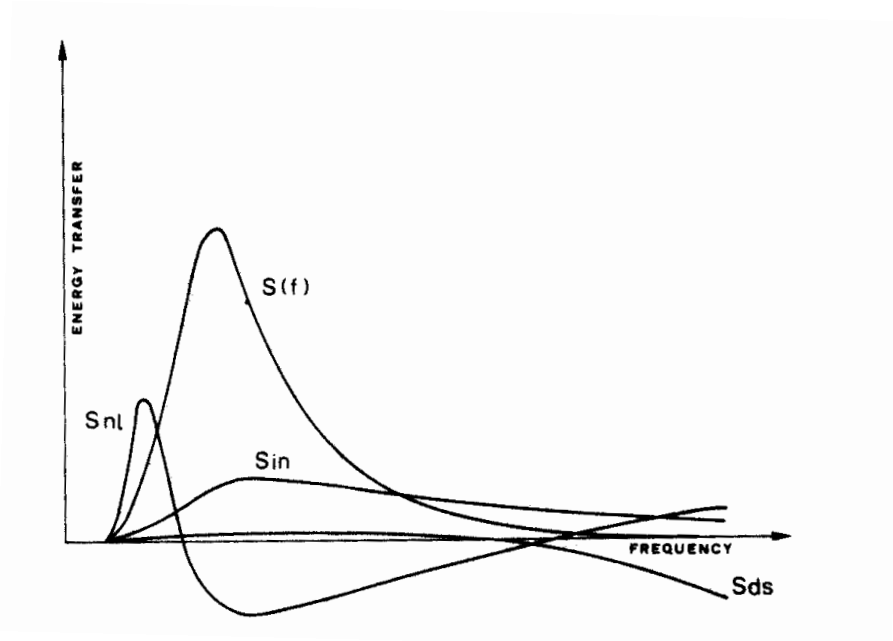


FIG. 3.3 – Distribution énergétique du spectre de la mer [16]

D'après l'équation (3.3), la vitesse de groupe v_g décroît de l'infini à 0 quand K varie de 0 jusqu'à l'infini. Ceci veut dire que le terme advectif $\vec{v}_g \cdot \vec{\nabla} S$ est négligeable pour les vagues dont les longueurs d'onde sont suffisamment petites. Pour ces petites longueurs d'onde un état d'équilibre existe entre l'énergie apportée par le vent, celle apportée ou dissipée par l'interaction non linéaire entre les vagues et l'énergie dissipée par le déferlement ou par la viscosité. Ces petites longueurs d'onde définissent le domaine d'équilibre où l'équation de conservation précédente (3.5) est réduite à la forme suivante :

$$S_{in} + S_{nl} - S_{ds} = 0 \quad (3.6)$$

Pour les vagues dont la longueur d'onde est suffisamment grande, la vitesse de groupe v_g est grande, le terme advectif n'est plus négligeable, et l'utilisation de l'équation de conservation précédente sous sa forme dernière n'est plus valable. On utilise des mesures expérimentales pour quantifier le spectre dans ce domaine.

3.1.2 Modèles géométriques de la surface océanique

Nous consacrons cette partie à la présentation de différents modèles permettant la représentation analytique de la surface océanique soit en utilisant la loi de distribution des pentes soit en définissant un spectre de surface.

3.1.2.1 Représentation spectro-angulaire de la mer

Spectre Gaussien Il s'agit du modèle le plus utilisé dans la littérature pour caractériser une surface rugueuse aléatoire, sa fonction d'autocorrélation s'écrit [13]

$$\rho(x) = e^{-\frac{x^2}{L^2}} \quad (3.7)$$

où L désigne la longueur de corrélation. Le spectre Gaussien est obtenu à partir de la transformée de Fourier de $\rho(x)$, il est donné par

$$W(K) = \frac{L^2}{2} e^{-\frac{L^2}{4} K^2} \quad (3.8)$$

K étant la fréquence spatiale dans le cas monodimensionnel.

D'après (1.49) on peut écrire

$$S(K) = \frac{L^2 \sigma^2 K}{2} e^{-\frac{L^2}{4} K^2} \quad (3.9)$$

σ étant la variance.

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

$$S(K_x, K_y) = \frac{L^2 \sigma^2 \sqrt{K_x^2 + K_y^2}}{2} e^{-\frac{L^2}{4} (K_x^2 + K_y^2)} \quad (3.10)$$

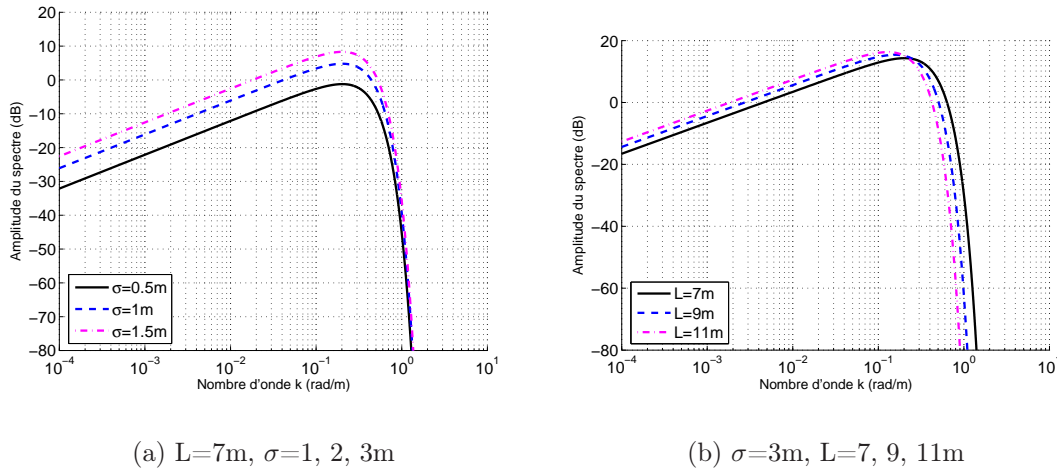


FIG. 3.4 – Comportement du spectre Gaussien $S(K)$ pour différentes valeurs de L et σ

La figure 3.4 illustre le comportement du spectre Gaussien $S(K)$ suivant la variation de la longueur de corrélation L et pour différentes valeurs d'écart type σ . D'après cette figure, nous notons que la longueur de corrélation est directement liée au déplacement vertical du spectre de surface (suivant la fréquence spatiale) alors que l'écart type σ 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 surface réelle de la mer qui dépend essentiellement de la force et la direction du vent.

Spectre de Pierson-Moskowitz Apparut en 1975 [14], le modèle empirique de Pierson-Moskowitz a permis de décrire le comportement aléatoire de la surface maritime en tenant compte de l'effet du vent et de l'équilibre énergétique des différents

spectres (3.5). En effet, en concordance avec le modèle proposé par Mitsuyasu et Honda [65] et selon différents mesures et relevés, Pierson-Moskowitz ont défini l'expression analytique du spectre en cinq intervalles suivant les valeurs de K (nombre d'onde spatial).

$$S(K) = S_i(K) \quad K_{i-1} < K \leq K_i \quad rad/cm \quad (3.11)$$

avec

$$S_1(K) = \frac{4,05 \times 10^{-3}}{K^3} e^{-\frac{0,74g^2}{K^2 U_{19}^4}} \quad 0 < K \leq K_1 = \frac{K_2 U_m^2}{U_f^2}, \quad (3.12a)$$

$$S_2(K) = \frac{4,05 \times 10^{-3}}{K_1^{\frac{1}{2}} K^{\frac{5}{2}}} \quad K_1 < K \leq K_2 = 0,359, \quad (3.12b)$$

$$S_3(K) = S_4(K_3) \left(\frac{K}{K_3}\right)^q \quad K_2 < K \leq K_3 = 0,942, \quad (3.12c)$$

$$S_4(K) = 0,875(2\pi)^{p-1} g^{\frac{1-p}{2}} \frac{(1 + \frac{3K^2}{k_m^2})}{[K(1 + \frac{K^2}{k_m^2})]^{\frac{p+1}{2}}} \quad K_3 < K \leq K_4, \quad (3.12d)$$

$$S_5(K) = 1,473 \times 10^{-4} U_f^3 \frac{k_m^6}{K^9} \quad K_4 < K. \quad (3.12e)$$

$$k_m = 356 rad/m \quad p = 5 - \log u_f \quad U_m = 12 cm/s \quad q = \frac{\log[S_2(K_2)/S_4(K_3)]}{\log(K_2/K_3)}$$

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 U_f est la vitesse de friction du vent ².

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

$$\begin{cases} U_z = U_f(z)/0.4 \ln(z/z_0) \\ z_0 = 0.684/U_f(z) + 4.28 \times 10^{-5} U_f^2(z) - 4.43 \times 10^{-2} \\ U_z \text{ en cm/s, } z \text{ et } z_0 \text{ en cm/s} \end{cases} \quad (3.13)$$

La figure 3.5 illustre le comportement du spectre de Pierson-Moskowitz suivant différents états de mer.

Les expressions précédentes sont les parties non-directionnelles du spectre. Ces expressions font intervenir la force du vent mais pas la direction. Pour combler cette lacune, divers modèles sont proposés pour faire intervenir la direction du vent. Cette direction intervient directement dans la fonction de répartition angulaire. Ainsi, l'expression du spectre directionnel en coordonnées polaires est donnée par

$$S_{Pi}(K, \phi) = S(K)f(K, \phi) \quad (3.14)$$

²vitesse de friction est la vitesse limite du vent à la surface de la mer

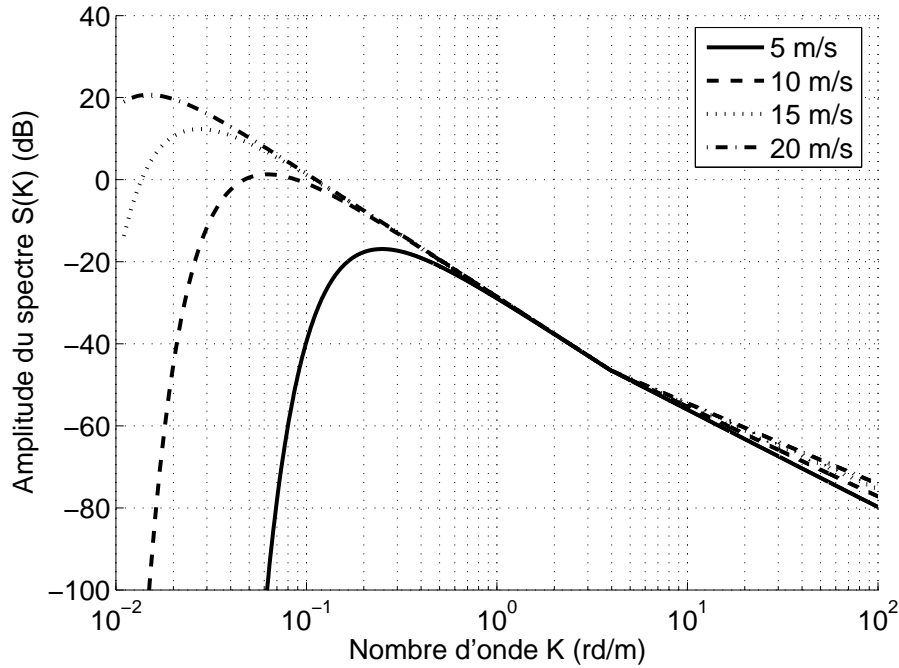


FIG. 3.5 – Spectre monodirectionnel de Pierson-Moskowitz pour différents états de mer

La fonction angulaire $f(K, \phi)$ est défini selon Fung par [35]

$$f(K, \phi) = a_0 + a_1(1 - e^{-bK^2}) \cos 2\phi \quad (3.15)$$

avec ϕ est l'angle entre la direction de propagation de la vague et la direction du vent, $a_0 = (2\pi)^{-1}$, $b \approx 1.5[cm^2]$, $a_1 = \frac{1-R}{1+R}$ et $R = \frac{0.003+1.92 \times 10^{-3} U_{12.5}}{3.16 \times 10^{-3} U_{12.5}^2}$

La figure 3.6 illustre le comportement de $f(K, \phi)$. Nous remarquons que cette fonction angulaire est symétrique par rapport à la direction du vent correspondant à un angle $\phi = 0^\circ$. De plus on note la déformation de cette fonction pour différentes valeurs de vitesse du vent.

Contrairement au modèle Gaussien, Pierson-Moskowitz a défini son spectre tout en tenant compte des différents paramètres susceptibles d'agir sur la surface diffusante tels que la vitesse et la direction du vent. Il a aussi établi cinq formulations du spectre en fonction du nombre d'onde, les trois premières décrivent les vagues de gravité et les deux dernières équations correspondent aux vagues de capillarité. Toutefois, le raccordement entre ces différentes expressions n'est pas évident puisque la séparation entre les domaines est conventionnelle et non pas rigoureuse. Donelan et Pierson [29] proposent d'autres formes de raccordements qui présentaient une dérivée discontinue.

Ils existent plusieurs autres représentations spectrales, on présente dans le paragraphe suivant celle adoptée par Elfouhaily et al.

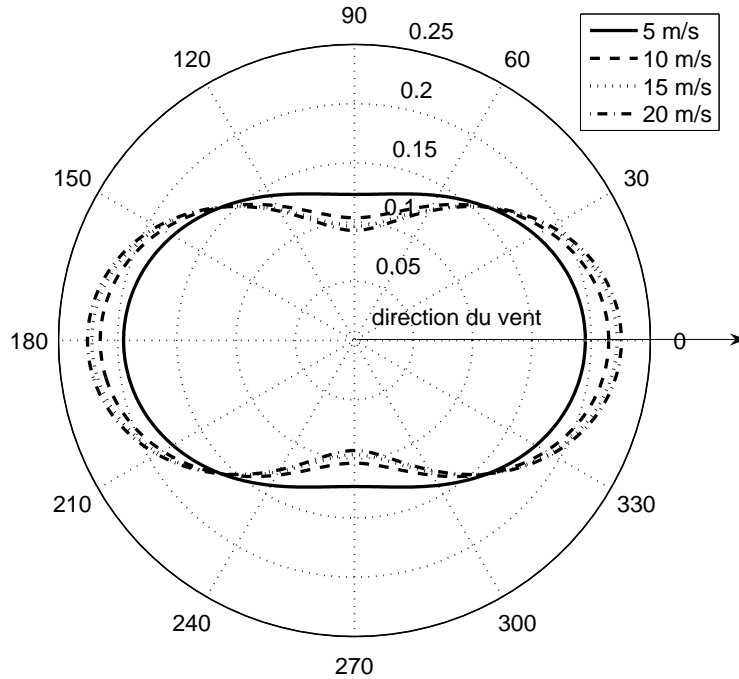


FIG. 3.6 – Fonction angulaire de Pierson pour différentes valeurs de la vitesse du vent $u_{10}=5, 10, 15$ et 20 m/s (à une altitude de 10 mètres au dessus de la surface)

Spectre d'Elfouhaily En 1997 Elfouhaily et al [30] ont adopté une expression particulière du spectre monodirectionnel de surface. Elle s'exprime comme étant la somme de deux termes, l'un dépend des vagues de capillarité et l'autre des vagues de gravité (3.16).

$$S(K) = S_g(K) + S_c(K) \quad (3.16)$$

les indices g et c désignent respectivement les vagues de gravité (basses fréquences) et vagues de capillarité (hautes fréquences). Ainsi la forme analytique du spectre d'Elfouhaily est donnée par (3.17)

$$S(K) = \frac{K^{-3}}{2c} (\alpha_p c_p F_p + \alpha_m c_m F_m) R^{\exp[-\frac{(\frac{K}{k_p}-1)^2}{2\delta^2}]} \exp(-\frac{5k_p^2}{4K^2}) \quad (3.17)$$

Les différents termes qui figurent dans l'expression précédente sont donnés en fonction de la vitesse du vent à 10 m (U_{10}), de la vitesse de friction U_f , et du fetch non dimensionnel $\hat{X} = Xg/U_{10}^2$ (X est le rayon d'action du vent en mètres) :

$$\begin{cases} R = 1.7 & 0.84 < \Omega < 1 \\ R = 1.7 + 6 \ln(\Omega) & 1 < \Omega < 5 \end{cases} \quad (3.18)$$

$$\Omega = 0,84 \tanh[(\frac{\hat{X}}{2,2 \times 10^4})^{0,4}]^{-0,75}, \quad k_p = \frac{g}{U_{10}^2} \Omega^2, \quad k_m = 356 \text{ rad/m} \quad (3.19)$$

$$F_m = \exp\left[-\frac{1}{4}\left(\frac{K}{k_m} - 1\right)^2\right], \quad F_p = \exp\left[-\frac{\Omega}{\sqrt{10}\left(\sqrt{\frac{K}{k_p}} - 1\right)}\right] \quad (3.20)$$

$$\alpha_c = 10^2 \begin{cases} 1 + \ln\left(\frac{u_f}{c_m}\right) & u_f \leq c_m \\ 1 + 3 \ln\left(\frac{u_f}{c_m}\right) & u_f > c_m \end{cases} \quad \alpha_p = 6 \times 10^3 \sqrt{\Omega} \quad (3.21)$$

$$c = c(K) = \sqrt{\frac{g}{K}\left(1 + \frac{K^2}{k_m^2}\right)} \quad (3.22)$$

$$c_p = c(k_p) = \frac{U_{10}}{\Omega}, \quad c_m = c(k_m) = \sqrt{\frac{2g}{k_m}} \quad (3.23)$$

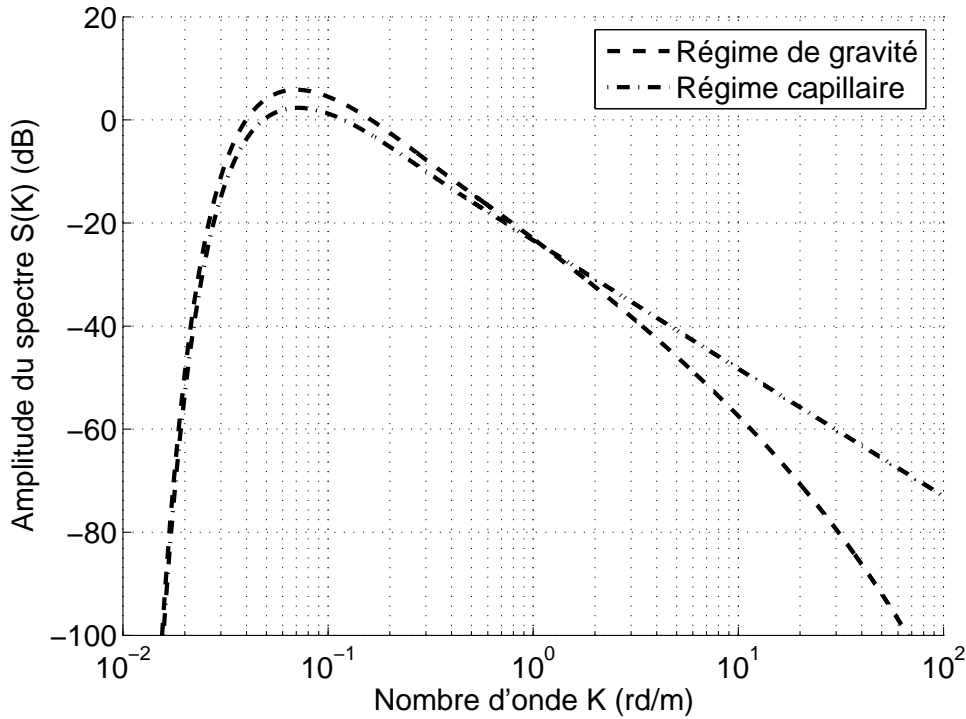


FIG. 3.7 – Représentation de deux spectres monodirectionnels de capillarité et de gravité pour un vent $u_{10}=10$ m/s et un fetch "mature" $X = 10000m$

Les deux fonctions F_p et F_m sont des filtres qui permettent de sélectionner des grandes vagues et les petites vagues. La fonction F_p prend des valeurs non négligeables pour $K < 10k_p$, alors que F_m prend des valeurs non négligeables pour $K \approx k_m$. Ces deux filtres permettent de faire un raccordement lisse entre le spectre des petites vagues et le spectre des grandes vagues contrairement au formalisme de Donelan et Pierson [29, 72].

Le spectre d'Elfouhaily [30] est la somme d'un spectre de petites vagues faisant apparaître la fonction filtre F_m et d'un spectre de grandes vagues faisant apparaître la fonction filtre F_p . La figure 3.7 représente la forme de deux spectres l'un concernant les vagues de gravité et l'autre les vagues de capillarité. Contrairement au modèle

de Pierson, on note que ces deux spectres sont tout à fait complémentaires. Ce qui donne plus de crédibilité au modèle d'Elfouhaily.

Sur la figure 3.8, on note la variation du spectre en fonction des différentes vitesses du vent.

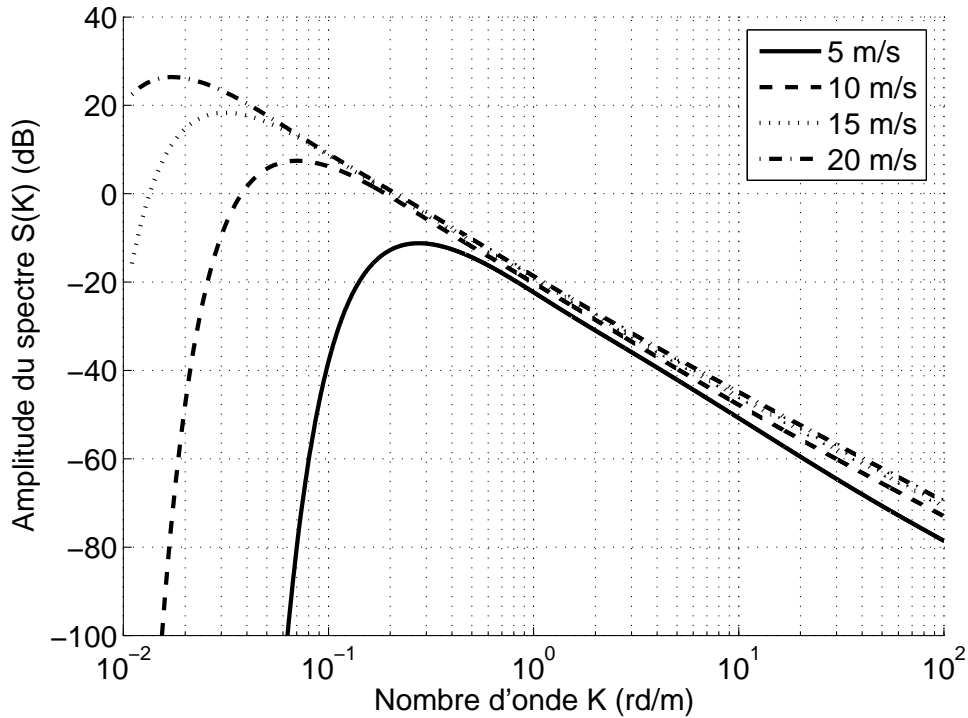


FIG. 3.8 – Comportement du spectre monodirectionnel d'Elfouhaily pour différentes valeurs de la vitesse du vent

Comme dans le modèle de Pierson-Moskowitz, pour couvrir le cas directionnel, il a fallu introduire une fonction angulaire $f(K, \phi)$. Ainsi, l'expression du spectre directionnel est donnée par

$$S_{El}(K, \phi) = S(K)f(K, \phi) \quad (3.24)$$

avec ϕ l'angle entre la direction de propagation et la direction de vent (figure 1.8).

Dans la fonction angulaire proposée par Elfouhaily, il suppose que les vagues à grandes longueurs d'ondes où $\lambda > \lambda_p$ (λ_p correspond à la longueur d'onde de la vague principale qui se propage sur la mer en contenant la majeure partie de l'énergie des vagues) sont toujours directionnelles, elles se propagent principalement dans la direction du vent quelle que soit sa vitesse alors que pour les vagues de moyennes et petites longueurs d'ondes, elles sont plus dispersées voire même se propagent dans le sens contraire du vent.

Ainsi, la fonction angulaire $f(K, \phi)$ proposée s'écrit

$$f(K, \phi) = \frac{1}{2\pi}[1 + \Delta(K) \times \cos(2\phi)] \quad (3.25)$$

La fonction $\Delta(K)$ proposée par Elfouhaily traduit le transfert d'énergie des

petites vagues vers les grandes vagues. Quand la vitesse du vent augmente, elle est donnée par

$$\Delta(K) = \tanh \left[a_0 + a_g \left(\frac{c}{c_g} \right)^{2,5} + a_c \left(\frac{c_m}{c} \right)^{2,5} \right] \text{ avec } \begin{cases} a_0 = 0,173 & a_g = 4 \\ a_c = 0,13 \frac{u_f}{c_m} \end{cases} \quad (3.26)$$

La figure 3.9 montre la variation de la fonction angulaire $f(K, \phi)$ en fonction de la vitesse du vent.

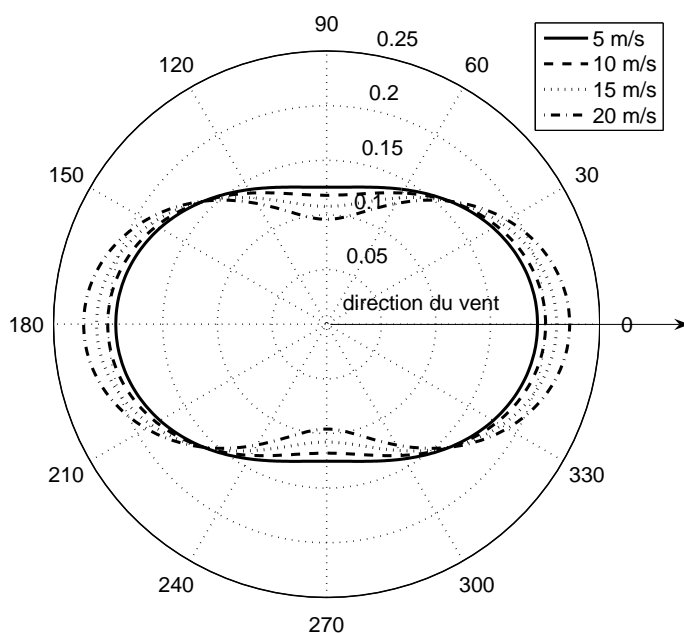
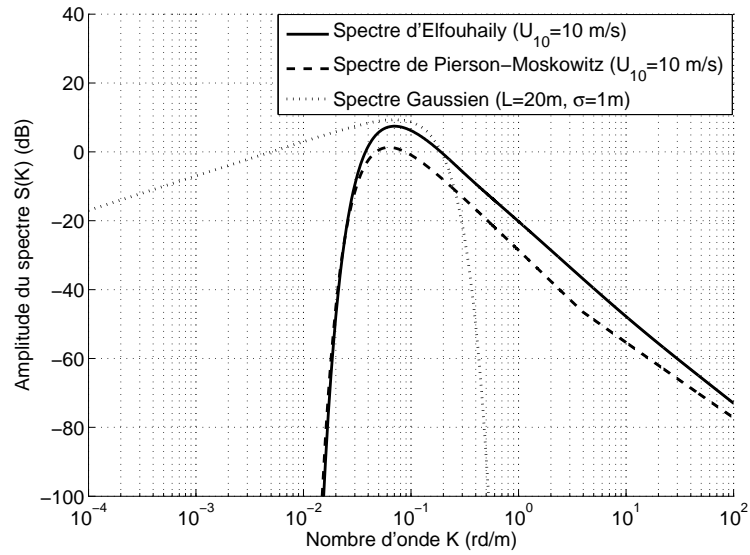


FIG. 3.9 – Variation de la fonction angulaire pour différentes valeurs de la vitesse du vent

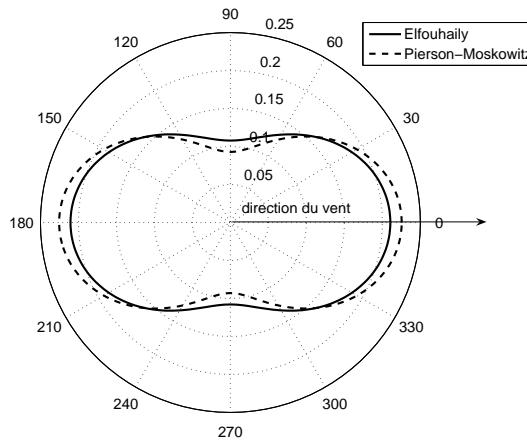
On peut noter à travers cette simulation (figure 3.9) l'effet du vent sur la surface maritime.

Comparaison des différents spectres Dans cette partie, on analysera la différence entre les spectres présentés ci-dessus. Pour cela, on adoptera les mêmes hypothèses pour les modèles d'Elfouhaily et Pierson-Moskowitz, une vitesse de vent de 10 m/s à une altitude de 10 mètres. Quant au spectre Gaussien, on fixe l'écart type à 1 mètre et la longueur de corrélation à 20 mètres. On se limitera aux parties unidirectionnelles des spectres.

D'après la figure 3.10-a, on remarque 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



(a) spectre monodirectionnel



(b) fonction angulaire

FIG. 3.10 – Comparaison des différents spectres de surface pour une vitesse du vent $u_{10}=10\text{m/s}$

(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. Elle n'est pas uniforme au niveau du régime capillaire.

Au niveau de la fonction angulaire, les deux modèles répondent à la condition de centrosymétrie, la différence réside au niveau de la direction du vent et celle travers au vent, le modèle de Pierson-Moskowitz favorise plus l'alignement des vagues sur la direction du vent.

Le paragraphe suivant fera l'objet de la description de la surface à l'aide de la distribution des pentes. On présentera ainsi dans un premier temps la loi Gaussienne et ensuite la loi de Cox & Munk.

3.1.2.2 Distribution des pentes

Pour une surface océanique, la structure des vagues de gravité module les attitudes des facettes de la structure petite 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 σ_u^2 et σ_c^2 qui sont les variances des pentes de la surface privée des vagues de capillarité, respectivement dans la direction du vent et la direction travers au vent. Ces deux paramètres ont été établis par Cox & Munk [22] à partir des mesures photographiques du scintillement du soleil sur la mer. Ainsi une expression analytique (3.27) a été proposée, elle est donnée par

$$Pr(Z_x, Z_y) = \frac{1}{2\pi\sigma_u\sigma_c} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{Z_x^2}{\sigma_u^2} + \frac{Z_y^2}{\sigma_c^2}\right)} \quad (3.27)$$

avec

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

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

Les figures-3.11a et-3.11b illustrent le comportement de la loi de distribution Gaussienne vis à vis de la force de friction du vent (cm/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 [22, 23].

Distribution de Cox & Munk Cox & Munk ont proposé un modèle plus complexe pour traduire la distribution des pentes. En adoptant la notion deux échelles, ils ont déterminé la forme analytique des pentes pour les vagues de gravité. La distribution proposée est donnée par

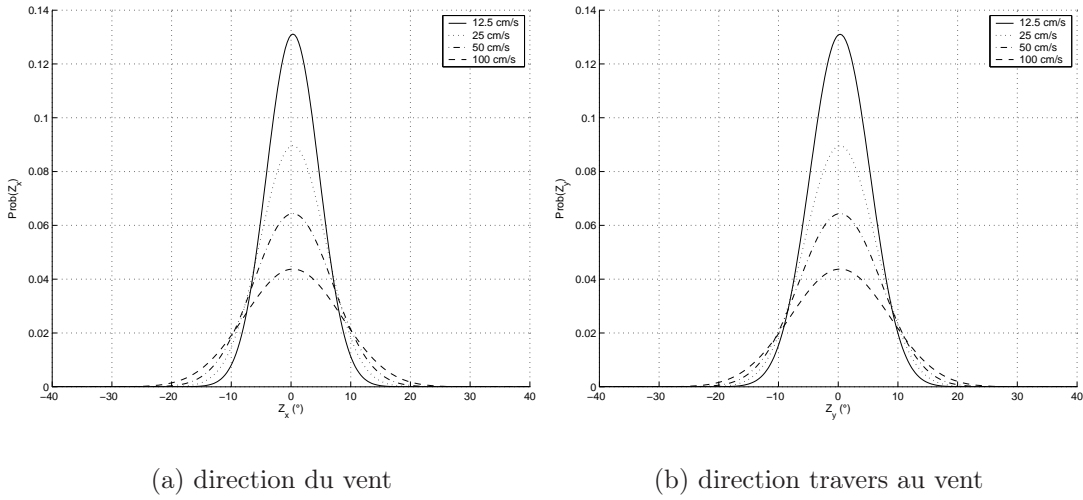


FIG. 3.11 – Distribution des pentes Gaussienne

$$P(Z_x, Z_y) = \frac{F(Z_x, Z_y)}{2\pi\sigma_u\sigma_c} \exp\left(-\frac{1}{2}\left[\frac{Z_x^2}{\sigma_u^2} + \frac{Z_y^2}{\sigma_c^2}\right]\right) \quad (3.29)$$

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 dépendants 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 calculer les différents paramètres figurant dans l'équation analytique (3.29), 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,

$$\begin{cases} \sigma_u^2 = 0,005 + 0,78 \times 10^{-3}u_{12,5} \\ \sigma_c^2 = 0,003 + 0,84 \times 10^{-3}u_{12,5} \end{cases} \quad (3.30)$$

- CSM \equiv "Clean Sea Model", obtenu d'après une mer "propre", elle est supposée décrire les vagues de capillarité.

$$\begin{cases} \sigma_u^2 = 3,16 \times 10^{-3}u_{12,5} \\ \sigma_c^2 = 0,003 + 1,92 \times 10^{-3}u_{12,5} \end{cases} \quad (3.31)$$

Une telle distribution paraît crédible 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".

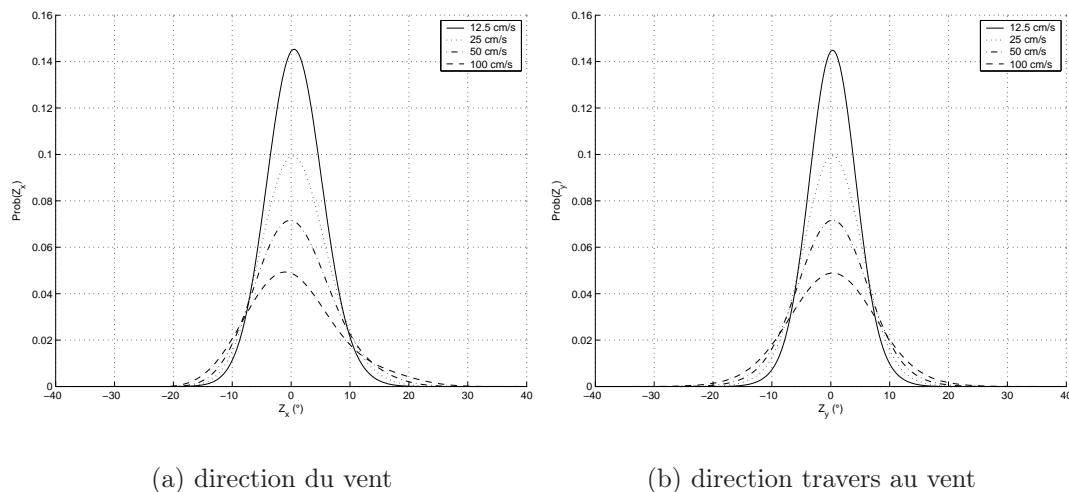


FIG. 3.12 – Distribution des pentes de Cox et Munk pour différentes valeurs du vent de friction

Les figures-3.12a et-3.12b représentent la distribution des pentes dans la direction du vent ("upwind") et dans la direction transverse ("crosswind") pour les valeurs du vent de friction 12, 25, 50, et 100 cm/s.

Ainsi la loi de distribution de Cox & Munk sera retenue par la suite pour modéliser le régime de gravité.

Outre son aspect géométrique, la surface de la mer peut agir sur l'onde électromagnétique par le biais de ces propriétés diélectriques. Ceci fera l'objet de la section suivante présentant la perméabilité et la permittivité de la surface.

3.1.3 Caractérisation physique de la surface de la mer

Un milieu diélectrique est décrit par sa permittivité relative ϵ_r et sa perméabilité relative μ_r . L'eau de mer, milieu non magnétique ($\mu_r=1$), est uniquement caractérisée par sa permittivité ou constante diélectrique ϵ_r qui dépend de la fréquence de l'onde $f = \omega/2\pi$ ainsi que de la température T et de la salinité de l'eau de mer dont la moyenne est de l'ordre de $S = 35\text{‰}$ (35g/l).

Il existe deux modèles couramment utilisés définissant la permittivité diélectrique de l'eau : le modèle de Debye [28] et le modèle de Cole-Cole [18, 19].

3.1.3.1 Modèle de Debye

Selon Debye, la valeur de ϵ_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 rendre compte des variables macroscopiques telles que la température et la pression en termes de propriétés moléculaires [28, 56, 57]. On peut donc s'attendre à ce que ϵ_r puisse aussi être exprimé en termes de ses propriétés moléculaires. 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 [28] montra que si on modélise un liquide polaire par des dipôles sphériques oscillants dans un milieu visqueux continu, alors la dépendance de ϵ avec la fréquence du champ électromagnétique imposée est donnée par :

$$\epsilon_r = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + j\omega\tau} \quad (3.32)$$

Dans le cas de l'eau salée on a [51]

$$\epsilon = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + (j\omega\tau)} - j \frac{\sigma}{\omega\epsilon_0} \quad (3.33)$$

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 ϵ_{s0} , celle ci dépend de la salinité et de la température de l'eau elle s'écrit

$$\epsilon_{s0}(T, S) = \epsilon_{s0}(T, 0)a(T, S) \quad (3.34)$$

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

$$\epsilon_{s0}(T, 0) = 87.134 - 1.949 \times 10^{-1}T - 1.276 \times 10^{-2}T^2 + 2.491 \times 10^{-4}T^3 \quad (3.35)$$

et

$$a(T, S) = 1.0 + 1.613 \times 10^{-5}TS - 3.656 \times 10^{-3}S^2 + 3.210 \times 10^{-5}S^2 - 4.232 \times 10^{-7}S^3 \quad (3.36)$$

τ est le temps de relaxation³, il est donnée par

$$\tau(T, S) = \tau(T, 0)b(T, S) \quad (3.37)$$

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

$$2\pi\tau(T, 0) = 1.1109 \times 10^{-10} - 3.824 \times 10^{-12}T + 6.938 \times 10^{-14}T^2 - 5.096 \times 10^{-16}T^3 \quad (3.38)$$

$$b(T, S) = 1.0 + 2.282 \times 10^{-5}TS - 7.638 \times 10^{-4}S^2 - 7.760 \times 10^{-6}S^2 + 1.105 \times 10^{-8}S^3 \quad (3.39)$$

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

$$\sigma(T, S) = \sigma(25, S)e^{-\Pi} \quad (3.40)$$

³Signification 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"

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

$$\sigma(25, S) = S[0.18252 - 1.4619 \times 10^{-3}S + 2.093 \times 10^{-5}S^2 - 1.282 \times 10^{-7}S^3] \quad (3.41)$$

$$\begin{aligned} \Pi = \Delta[2.033 \times 10^{-2} + 1.266 \times 10^{-4}\Delta + 2.464 \times 10^{-6}\Delta^2 \\ - S(1.849 \times 10^{-5} - 2.551 \times 10^{-7}\Delta + 2.551 \times 10^{-8}\Delta^2)] \end{aligned} \quad (3.42)$$

et

$$\Delta = 25 - T \quad (3.43)$$

La figure 3.13 représente la variation de la partie réelle ϵ'_r et la partie imaginaire ϵ''_r de la constante diélectrique de l'eau de mer en fonction de la fréquence, pour différentes valeurs de température et de salinité.

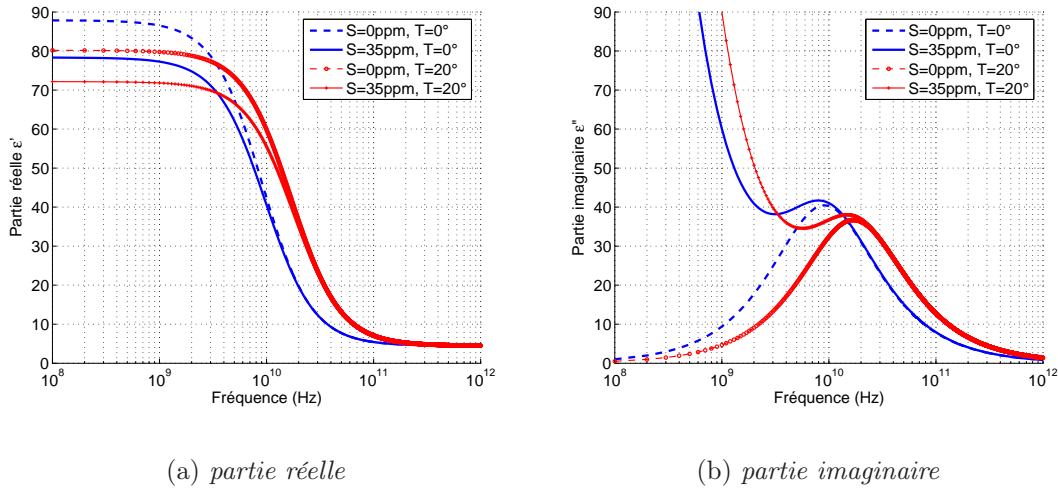


FIG. 3.13 – Comportement de la permittivité électrique de l'eau de mer en fonction de la fréquence

La partie réelle de la constante diélectrique présente trois comportements différents en fonction de la fréquence.

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

- 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.

3.1.3.2 Modèle de Cole-Cole

Le modèle de Cole-Cole est un modèle empirique qui découle du modèle de Debye [18, 19, 36]. Pour ce modèle on a ajouté une constante empirique α , ainsi le modèle devenait :

$$\epsilon = \epsilon_{\infty} + \frac{\epsilon_s - \epsilon_{\infty}}{1 + (j\omega\tau)^{1-\alpha}} \quad (3.44)$$

où $0 \leq \alpha \leq 1$ elle est estimée suivant Klein et Swifet [56] à 0.02.

Cette fonction est connue sous le nom de "distribution de Cole-Cole" elle est valable pour l'eau douce. Dans le cas de l'eau salée on a [56]

$$\epsilon = \epsilon_{\infty} + \frac{\epsilon_s - \epsilon_{\infty}}{1 + (j\omega\tau)^{1-\alpha}} - j \frac{\sigma}{\omega\epsilon_0} \quad (3.45)$$

La représentation de ce modèle montre qu'il n'y a pas une différence significative avec le modèle de Debye [57, 3]. Le modèle de Debye est pratiquement le seul qui soit basé sur des hypothèses clairement énoncées et qui traduit d'une manière rigoureuse une dépendance fonctionnelle entre ϵ , ω et les paramètres physiques dépendant du milieu en question. Ainsi nous favoriserons dans notre démarche le calcul de la constance diélectrique selon le modèle de Debye.

Au cours de cette deuxième section consacrée à la description géométrique et physique de la surface océanique nous avons fourni les descriptions nécessaires pour l'estimation de la diffusion électromagnétique par la surface de la mer. La dernière section de ce chapitre traitera l'effet du polluant sur cette surface. Ainsi, nous nous intéresserons dans la section suivante à deux types de mélange : mélange en émulsion et polluant sous forme de film couvrant la surface de la mer.

3.2 Effet du polluant sur la surface de la mer

L'objectif principal du travail présenté dans le présent manuscrit est d'estimer et de quantifier l'effet du polluant sur la diffusion électromagnétique par la surface maritime. Pour cela, il faut tout d'abord acquérir un modèle représentant la surface polluée. Toutefois, nous distinguons plusieurs configurations selon les conditions météorologiques, la quantité et les propriétés physiques du polluant (viscosité, densité, tension surfacique). On peut distinguer :

- le polluant en forme de "boulettes", ce cas est présent pour des polluants compacts visqueux et de densité inférieure ou égale à celle de l'eau. Ce cas ne sera pas traité dans le présent document ;
- le polluant (huile de moteur, carburant, hydrocarbure fluide...) entre en émulsion continue avec l'eau de mer particulièrement si ses propriétés physiques (viscosité et densité) sont voisines de celles de l'eau. Cette émulsion est d'autant plus alimentée par la vitesse du vent ($v_{vent} \geq 10\text{m/s}$) ;
- les polluants tels que le pétrole brut, marée noire formant une couche fine atténuant les vagues capillaires "effet damping", ce cas sera réalisé pour un hydrocarbure de densité inférieure à celle de l'eau en présence d'un vent faible ($v_{vent} \leq 7\text{m/s}$).

3.2.1 Mélange en émulsion continue

Les émulsions sont des mélanges de liquides non miscibles. Le polluant (huile, pétrole, ...) se trouve en phase dispersée sous forme de gouttelettes dans une phase eau continue. Pour une mer polluée, ces mélanges sont maintenus dispersés par agitation permanente alimentée par les vagues sous l'effet du vent de surface. Ces polluants ont très peu d'effet sur l'état de la surface de la mer. En revanche, cette émulsion se distinguera par ses propriétés diélectriques qui dépendront du pourcentage de polluant dans l'eau.

En général, les différentes formes de relaxation établies à propos des lois de mélange considèrent que les inclusions ont des formes sphériques, cylindriques, ellipsoïdes ou lamellaires, etc ... Malheureusement, cette façon de procéder ne correspond pas toujours à la réalité physique. Toutes ces approches montrent qu'il est très difficile de définir une théorie (ou loi) générale [7].

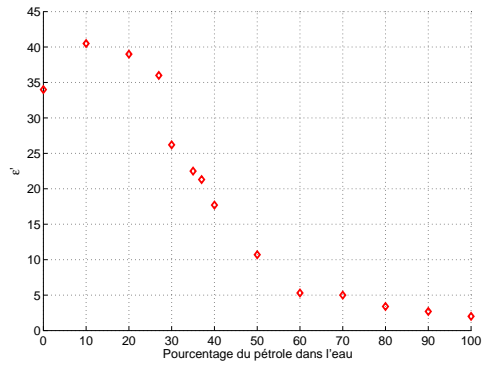
Dans ces travaux de thèse [57], Lamkaouchi a présenté un ensemble de résultats de mesures de permittivité. Ses résultats ont été obtenus dans le domaine hyperfréquences sur des mélanges d'eau salée et de pétrole maintenus artificiellement en émulsion par agitation permanente.

3.2.1.1 Description des conditions de mesures

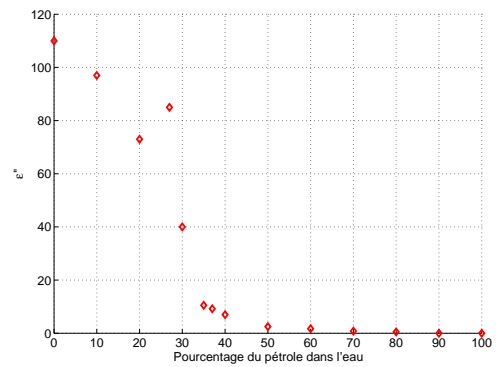
Pour effectuer des mesures, Lamkaouchi a travaillé sur quatre fréquences (3, 10, 15 et 35 GHz). Au cours des trois premières fréquences, il a utilisé un montage basé sur la mesure par méthode des petites perturbations en cavité et a réservé la méthode interférométrique pour la fréquence de 35 GHz. Ces montages ont dû être disposés de façon à pouvoir mesurer les parties réelle et imaginaire de la permittivité relatives ϵ' et ϵ'' sur le même mélange en circulation à chacune des fréquences.

Les mélanges ont été réalisés à partir d'un pétrole et d'une eau salée à 100 gr/litre de solution.

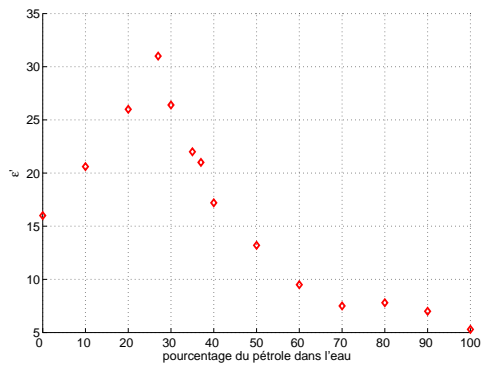
Pour maintenir le mélange en émulsion, il a utilisé une pompe, une cuve et un moteur entraînant un agitateur à palette. Ceci a permis d'agiter vigoureusement le mélange eau-pétrole et de le faire circuler dans un tuyau de section suffisamment importante pour amener rapidement le fluide depuis la cuve jusqu'à proximité des cellules de mesures. A ce niveau étaient connectés en parallèle les tubes qui pénétraient dans les cellules de mesures avant de rejoindre la cuve où le mélange était



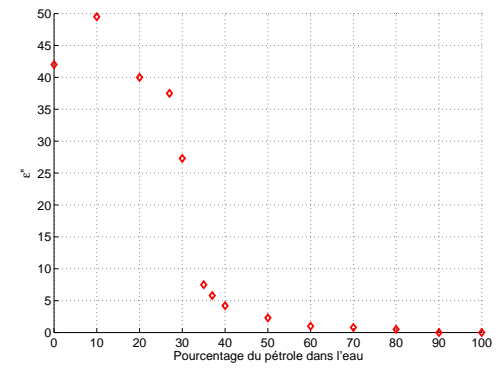
(a)



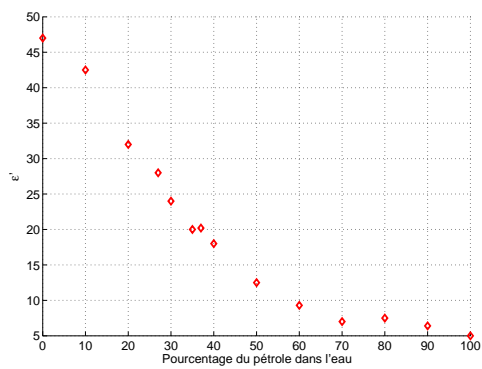
(b)



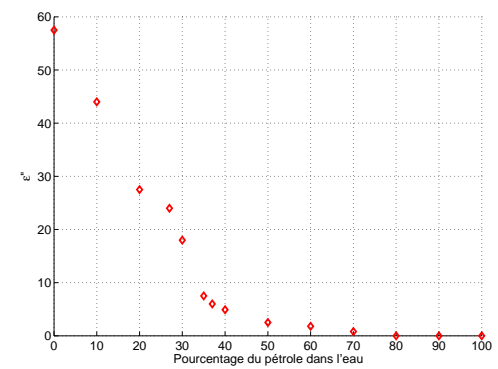
(c)



(d)



(e)



(f)

FIG. 3.14 – Parties réelle et imaginaires de la permittivité électrique du mélange : à 3.6GHz (a, b), 9.45GHz (c, d) et à 15.48GHz (e, f)

brassé. Pour éviter une élévation de la température due à la circulation du mélange, on a utilisé un bain réfrigérant dans lequel était plongée une partie du tuyau de circulation. Ceci a permis de maintenir la température du mélange en circulation à $25^{\circ}\text{C} \pm 1^{\circ}\text{C}$.

Comme porte échantillon, des tubes en Téflon ont été choisis, les diamètres étaient adaptés à chaque bande de fréquence. L'intérêt de cette matière est qu'elle n'accroche pas le pétrole.

Les différents pourcentages volumiques de pétrole considérés et mesurés sont : 0, 10, 20, 30, 35, 37, 40, 50, 60, 70, 80, 90 et 100.

3.2.1.2 Présentation et commentaire des résultats

La figure 3.14 montre les variations de ϵ' et ϵ'' en fonction des pourcentages de pétrole dans l'eau pour les fréquences 3.6, 9.45 et 15.48 GHz. Sur cette figure, nous avons un phénomène inattendu pour des pourcentages de pétrole compris entre 30% et 50%. En effet nous notons un changement brutal dans le comportement diélectrique du mélange. Ce comportement peut être expliqué par le phénomène de percolation [57].

3.2.1.3 Percolation

Quand on mélange un volume d'eau salée V_e avec un volume de pétrole V_p , au repos les deux milieux sont séparés et le volume total est V_T donné par :

$$V_T = V_e + V_p \quad (3.46)$$

Au moment du brassage, il y a bien dispersion du pétrole dans l'eau ou de l'eau dans le pétrole, mais il s'ajoute un certain volume V_a d'air, tel que

$$V_e + V_p + V_a = V'_T \quad (3.47)$$

On pense avoir un mélange d'un volume d'eau salée V_e et un volume d'huile V_p avec un pourcentage d'eau salée tel que

$$(\%V_e)_{\text{repos}} = \frac{V_e}{V_T} \quad (3.48)$$

or nous avons en fait pendant le brassage

$$(\%V_e)_{\text{brass}} = \frac{V_e}{V'_T} \quad (3.49)$$

ainsi puisque $V'_T > V_T$ nous avons dans tous les cas un pourcentage d'eau brassée qui sera inférieur au pourcentage d'eau au repos.

En première approximation, nous pouvons considérer que l'air et l'huile d'un point de vue conductivité et permittivité se confondent devant les valeurs importantes des paramètres de l'eau salée.

A la suite des résultats observés sur l'ensemble des graphes dans la région des valeurs de pourcentage volumique compris entre 20% et 40%, on est amené à analyser les variations très rapides observées sur la permittivité électrique.

Le concept de percolation permet une description statistique des systèmes constitués d'un grand nombre "d'objets" qui peuvent être "reliés" entre eux. En fonction du nombre "d'objets" et de "liaisons", la communication à grande distance dans un tel système est soit possible, soit inexistante. Entre ces deux régimes, il existe un seuil de transition précis, le seuil de percolation⁴. Une grande variété de phénomènes peut être décrite en termes de percolation et le comportement du système physique au seuil de percolation fait l'objet de nombreuses études : conductivité, viscosité, permittivité, propagation des événements ou d'informations de tout ordre . . .

On peut appliquer ce concept de percolation à des mélanges en émulsion de deux constituants dont l'un est conducteur et l'autre est isolant et dispersé de façon aléatoire. La conductivité d'un tel système restera nulle pour des fractions volumiques du constituant conducteur inférieures à une valeur Φ_c du seuil de percolation.

3.2.1.4 Conclusion

Les polluants fluides qui entrent en émulsion avec l'eau de mer agissent directement sur la permittivité du mélange. Leur influence est d'autant plus visible dès qu'ils atteignent la percolation. Dans ce cas, la permittivité affichera une chute rapide et les conséquences seront répercutées sur les phénomènes de diffusion électromagnétique par la surface polluée. En revanche, la forme géométrique de la surface océanique est supposée imperturbable pour ce type de polluants.

D'autres polluants plus visqueux ont tendance à former un film au dessus de la surface de la mer. Ils affecteront ainsi la forme géométrique de la surface ainsi que sa permittivité électrique. Ce type de polluants fera l'objet de la section suivante.

3.2.2 Polluant en film au dessus de la surface maritime

La première phase lors de la présence d'une nappe de pétrole dans une zone maritime est souvent marquée par la formation d'une couche plus ou moins fine du pétrole couvrant la surface de la zone. Elle a pour effet d'atténuer les vagues capillaires suite à sa viscosité souvent supérieure à celle de l'eau.

Dans cette section nous allons modéliser l'effet du polluant sur la surface en se basant sur la définition spectrale et le rapport d'atténuation élaboré par Cini et Lombardini [15, 62, 16, 60]. Pour cela nous allons tout d'abord définir les paramètres physiques du polluant à travers lesquelles il agit sur la surface de la mer.

3.2.2.1 Caractéristiques physiques des fluides

Un fluide quelconque, en particulier un polluant ou l'eau de la mer, se distingue par ses caractéristiques physiques telles que la tension superficielle, la viscosité, la viscoélasticité.

Tension superficielle La tension superficielle (notée ζ_e pour l'eau) est associée aux forces de cohésion internes qui s'exercent entre les molécules d'un fluide : forces de van der Waals, liaisons hydrogène (dans l'eau par exemple), liaisons ioniques, liaisons métalliques (dans les métaux comme le mercure). Dans un fluide en volume,

⁴Voir annexe C

les forces exercées par chaque molécule sont équilibrées par celles exercées par les molécules voisines. Si on introduit une interface, par exemple avec un polluant, les forces exercées dans sa direction ne sont plus équilibrées ; c'est là l'origine des forces de tension superficielle et de l'énergie correspondante. [42]

La valeur du coefficient de tension superficielle sera très variable suivant la nature des forces qui s'exercent entre les atomes ou les molécules. La forte tension superficielle des métaux liquides (comme le mercure par exemple) s'explique par la forte valeur des énergies associées aux liaisons métalliques alors que les forces de van der Waals, qui jouent un rôle prépondérant dans de nombreux corps moléculaires, ne donnent des valeurs que de l'ordre de $2 \text{ à } 5 \times 10^{-2} N.m^{-1}$.

Sels fondus	Métaux liquides	Huiles silicones	Liquides organiques	Eau
10^{-1}	10^{-2} à 1,5	20.10^{-2}	50.10^{-2}	70.10^{-2}

TAB. 3.1 – Ordre de grandeur de la tension superficielle ($N.m^{-1}$)

Les contributions à la tension superficielle des différents types de forces se composent additivement. Par ailleurs, la tension superficielle d'une interface entre deux éléments composés A et B de tensions superficielles ζ_A et ζ_B peut être estimée à partir de l'expression approchée :

$$\zeta_{AB} = \zeta_A + \zeta_B - 2\sqrt{\zeta_A\zeta_B} \quad (3.50)$$

Viscosité Les polluants de surface maritimes sont des fluides caractérisés par leur viscosité, pour expliquer la notion de viscosité, nous considérons que les molécules d'un liquide sont toutes de même taille et se déplacent comme les grains d'une poudre. Les mouvements relatifs des grains associés à un écoulement de cisaillement s'opèrent par passage des grains individuels de la cage constituée par leurs plus proches voisins (supposé en contact avec eux) à une cage et sont illustrés sur la figure 3.15.

Soit un écoulement de cisaillement simple de vitesse $v_x(y)$; la contrainte de cisaillement σ_c due au gradient de vitesse $\partial v_x / \partial y$ favorise le saut de la particule I vers la cage voisine J à sa droite (pour $\sigma_c > 0$) plutôt que vers la cage de gauche J' . Cet effet de cage peut être représenté par un diagramme $g(x)$ représentant la variation d'énergie potentielle de la particule, avec la distance x dans la direction de la vitesse.

Dans un fluide au repos, I est dans un puits de potentiel dont la profondeur Δg_0 est l'énergie d'activation à fournir pour passer entre les particules voisines 1 et 2. Ce passage peut être effectué grâce à l'énergie $k_B T$ d'activation thermique ($k_B = 1,38 \times 10^{-23} J/K$ est la constante de Boltzmann et T est la température) ; ainsi, la fréquence f_s des sauts d'un site I à la cage voisine J vérifie l'équation de Maxwell-Boltzmann (h est la constante de Planck)

$$f_s \approx \frac{k_B T}{h} e^{-\frac{\Delta g_0}{k_B T}} \quad (3.51)$$

La présence de la contrainte de cisaillement σ_c introduit une dissymétrie entre la hauteur des barrières d'énergie pour aller vers les sites J et J' . Les variations de

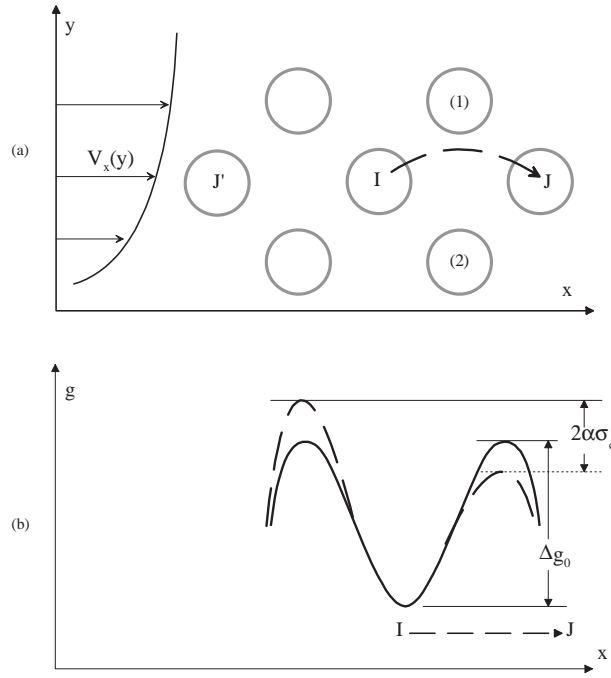


FIG. 3.15 – Principe de calcul de la viscosité d'un liquide. La barrière d'énergie que doit franchir la particule I pour tomber dans les puits J et J' (a) est symétrique en l'absence d'écoulement (courbe grasse en (b)). Elle devient dissymétrique (courbe tirets) lorsqu'une contrainte de cisaillement est appliquée ; cette dissymétrie favorise alors l'écoulement de cisaillement.

hauteur des maxima sont proportionnelles à la contrainte σ_c c'est-à-dire à la force de frottement par unité de surface entre couches :

$$-\Delta g = -\Delta g_0 \pm \alpha \sigma_c \quad (3.52)$$

On remarque que la variation est du premier ordre par rapport à σ_c ; la variation $\alpha \sigma_c$ est une mesure de l'énergie fournie par cisaillement pour abaisser (ou élever) la barrière d'énergie dans la direction de l'écoulement (ou dans le sens opposé), et α est un coefficient qui a la dimension d'un volume. Il en résulte une différence entre les fréquences f_+ et f_- des sauts de I à J et I à J' et, par suite, une mobilité globale des grains. En effet :

$$I \rightarrow J \quad f_+ \approx \frac{k_B T}{h} e^{-\frac{\Delta g_0 - \alpha \sigma_c}{k_B T}} \quad \text{et} \quad : \quad I \rightarrow J' \quad f_- \approx \frac{k_B T}{h} e^{-\frac{\Delta g_0 + \alpha \sigma_c}{k_B T}} \quad (3.53)$$

Prenons la couche inférieure comme référence de vitesse nulle ; la vitesse moyenne v_I des atomes I de la couche intermédiaire est de l'ordre du produit de la distance a parcourue par saut et de la fréquence ($f_+ - f_-$) de ces sauts :

$$v_I = a(f_+ - f_-) \approx a \frac{k_B T}{h} e^{-\frac{\Delta g_0}{k_B T}} (e^{\frac{\alpha \sigma_c}{k_B T}} - e^{-\frac{\alpha \sigma_c}{k_B T}}) \quad (3.54)$$

Le gradient de vitesse à partir de la couche inférieure au repos vaut donc

$$G = \frac{\partial v_x}{\partial y} \approx \frac{v_I}{a} \approx 2 \frac{k_B T}{h} e^{-\frac{\Delta g_0}{k_B T}} \text{sh}\left(\frac{\alpha \sigma_c}{k_B T}\right) \quad (3.55)$$

Dans la limite d'une faible contrainte, $\text{sh}(\alpha\sigma_c/k_B T) \approx \alpha\sigma_c/k_B T$. L'expression précédente s'identifie à l'équation de définition de la viscosité ν et on a

$$\eta = \frac{\sigma_c}{G} \approx \frac{h}{\alpha} e^{\frac{\Delta g_0}{k_B T}} \quad (3.56)$$

Cette formule montre que la viscosité diminue lorsque la température croît suivant une loi d'Arrhénius [42] qui décrit le processus d'activation de saut à travers la barrière.

De même on définit la viscosité cinématique ν par

$$\nu = \frac{\eta}{\rho} \quad (3.57)$$

où ρ désigne la masse volumique du liquide.

Le tableau 3.2 illustre quelques valeurs de viscosité pour différents fluides.

	Eau	Air	Mercure	Glycerine
Viscosité η à 20°C	10^{-3}	$1,8 \cdot 10^{-4}$	$1,56 \cdot 10^{-2}$	8,5
Viscosité cinématique ν	10^{-2}	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	6,8

TAB. 3.2 – Ordre de grandeur de la viscosité η (Pa.s) et la viscosité cinématique ν (cm^2/s)

A travers leur viscosité, les polluants affectent le spectre de la surface de la mer en agissant sur l'énergie dissipée par effet de viscosité S_{ds} (3.5).

Viscoélasticité La viscoélasticité correspond à un comportement intermédiaire entre celui d'un solide élastique (déformation proportionnelle à la contrainte et reliée à celle-ci par les coefficients d'élasticité) et celui d'un liquide (taux de déformation croissant avec la contrainte). Un exemple particulièrement spectaculaire de tels fluides est fourni par des boules de certaines pâtes de silicone ou des boulettes de pétrole pure qui rebondissent élastiquement sur le sol comme des solides mais s'étalent comme des liquides quand on les laisse assez longtemps sur un plan.

La viscoélasticité fait intervenir des changements de structure induits par les contraintes, la valeur relative des temps d'arrangement de la structure et l'évolution des contraintes appliquées.

Les fluides viscoélastiques présentent enfin généralement des différences de contraintes normales entre les composantes parallèles et perpendiculaires au plan de cisaillement. Ces différences de contraintes seront les déterminants du taux d'atténuation du spectre de la surface polluée.

3.2.2.2 Effet de film sur la géométrie de la surface maritime

Les substances naturelles organiques sont le plus souvent absorbées par l'interface eau-air. Elles forment ainsi des films monomoléculaires couvrant la surface de la mer. Dès que la concentration de surface en ces éléments tensio-active dépasse

le $1\text{mg}/\text{m}^2$, le film monomoléculaire devient ainsi incompressible et une couche fine d'eau s'immobilise au niveau de l'interface mer-air. Dans ce cas, la surface de la mer ne peut plus être considérée comme une surface libre. De nouveaux tenseurs dus aux contraintes de cisaillement entre la surface de la mer et le film organique vont entrer en jeu et imposer de nouvelles lois⁵ (voir figure 3.16).

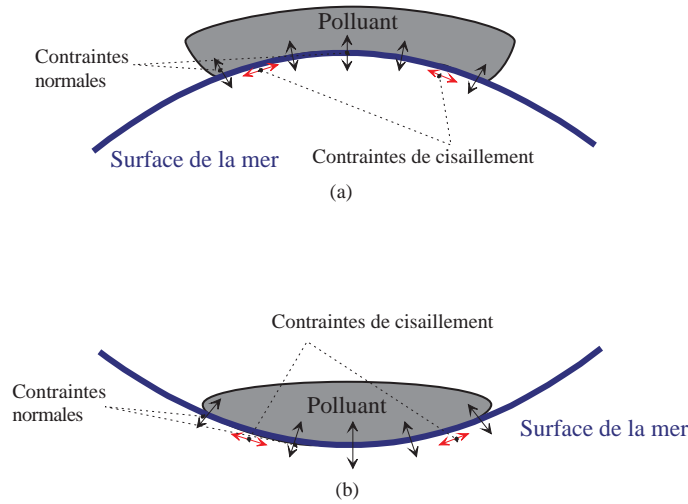


FIG. 3.16 – Contraintes exercées par le polluant sur la surface de la mer (a) dans le cas d'une surface convexe, (b) dans le cas d'une surface concave

Ce phénomène prend effet pour des films à des tensions de 1 à 2 millièmes de Nm^{-1} , et c'est à ce moment que les films agissent sur le processus physique de l'interface air-mer [37]. Ainsi le spectre de surface qui traduit le niveau d'énergie des vagues sera lui aussi modifié. Il subira une atténuation du fait de l'effet direct du film sur les vagues de capillarité. Cette atténuation est fonction des caractéristiques physiques du film, elle fera l'objet du paragraphe suivant.

3.2.2.3 Taux d'atténuation

D'après Cini et al [16] la présence d'un film tensio-actif module les trois formes d'énergie (S_{in} , S_{nl} et S_{ds}) constituant le spectre global de la surface maritime (3.5). L'énergie S_{in} apportée du vent vers les vagues ainsi que l'énergie S_{ds} dissipée par viscosité ou à cause du déferlement des grandes vagues sont les plus affectées par la présence de ce film au niveau des hautes fréquences (vagues capillaires). Cette influence due au film de polluant est traduite par le rapport d'atténuation spectrale $y(K)$ pour une surface A_s totalement couverte par le polluant

$$y(K) = \frac{S_{cl}}{S_{po}} \quad (3.58)$$

où K est le nombre d'onde spatiale, S_{po} est le spectre de surface en présence du polluant, S_{cl} est le spectre de surface maritime claire.

L'étude du mouvement de la surface liquide couvrant une surface d'eau sous une atmosphère homogène rentre dans le cadre de l'hydrodynamique physico-chimique

⁵voir annexe C pour l'expression analytique des tenseurs

[59, 42]. A partir des conditions aux limites au niveau de l'interface polluant eau, Levich a établi un système d'équations différentielles généralisé décrivant les ondulacions d'une surface d'eau couverte de polluant. L'équation caractéristique qui en découle montre qu'il existe deux types d'ondulations [17, 62] :

- les ondulations de Laplace ou ondulations transversales. Ces ondulations sont à l'origine du mouvement vertical de la surface de la mer. Elles sont atténuées en fonction des caractéristiques physiques du polluant,
- les ondulations de Marangoni, elles sont principalement longitudinales. Leur présence est due aux contraintes de cisaillement entre le film et la surface de la mer [4] (voir figure 3.16).

La résolution de l'équation caractéristique a permis de déduire l'atténuation de chaque type d'ondulation et de déduire le taux d'atténuation du spectre de la surface couverte par le film monomoléculaire [15, 33, 17, 60]. L'estimation du taux d'atténuation a été calculée en considérant deux cas de polluants : solubles et insolubles.

Polluants solubles Pour les polluants solubles tels que les substances organiques, l'équilibre est atteint près de la surface de la mer en tenant compte du processus de diffusion du polluant au niveau de la surface [63] (voir figure 3.17).

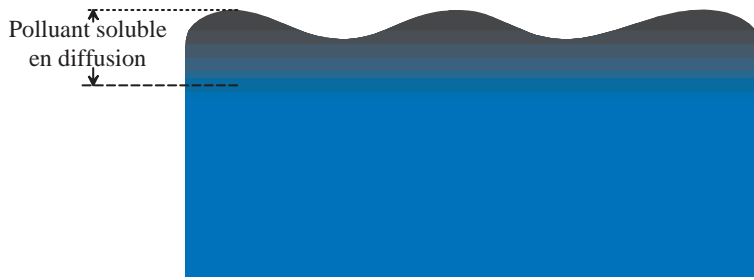


FIG. 3.17 – Polluant soluble en diffusion avec l'eau de mer

Dans ce cas, le taux d'atténuation $y(K)$ est donné par⁶

$$y(K) = \frac{1 + 2\tau_s + 2\tau_s^2 - X_0 + Y_0(X_0 + \tau_s)}{1 + 2\tau_s + 2\tau_s^2 - 2X_0 + 2X_0^2} \quad (3.59)$$

avec

$$X_0 = \frac{\varsigma_0 K^2}{\rho_e \sqrt{2\nu\omega^3}}, \quad Y_0 = \frac{\varsigma_0 K}{4\rho_e \nu \omega} \quad \text{et} \quad \tau_s = \sqrt{\frac{\omega_D}{\omega}} \quad (3.60)$$

où ρ_e est la masse volumique d'eau ($\rho_e = 1045 \text{ kg/m}^3$), ν est la viscosité cinématique de l'eau ($\nu = 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{s}$), ς_0 est le coefficient d'élasticité du film du polluant, ω_D est la fréquence radiale de diffusion du polluant (elle est associée au temps de relaxation de la diffusion et elle est fonction de la concentration volumique du polluant)⁷, et K est le nombre d'onde spatial lié à la fréquence ω par la relation de dispersion de Laplace :

$$\omega = \sqrt{\frac{\varsigma_e K^3}{\rho_e} + gK} \quad (3.61)$$

⁶voir annexe D.4.1 pour les détails de calcul

⁷Voir l'annexe D.4.1 pour l'expression analytique de ς_0 et ω_D

avec ζ_e la tension de surface de l'eau ($\zeta_e = 73g/s^2$) et g est l'accélération de gravité ($g = 9.8m/s^2$).

D'après l'expression analytique du taux d'atténuation (3.59), on note que celui-ci dépend des paramètres physiques du polluant tels que la fréquence radiale de diffusion et le coefficient d'élasticité.

La figure 3.18 illustre le comportement du taux d'atténuation y_L et du spectre de surface monodirectionnel en fonction de la fréquence spatiale pour différentes valeurs de ω_D et ζ_0 . La vitesse du vent est fixée à ($U_{10} = 5m/s$).

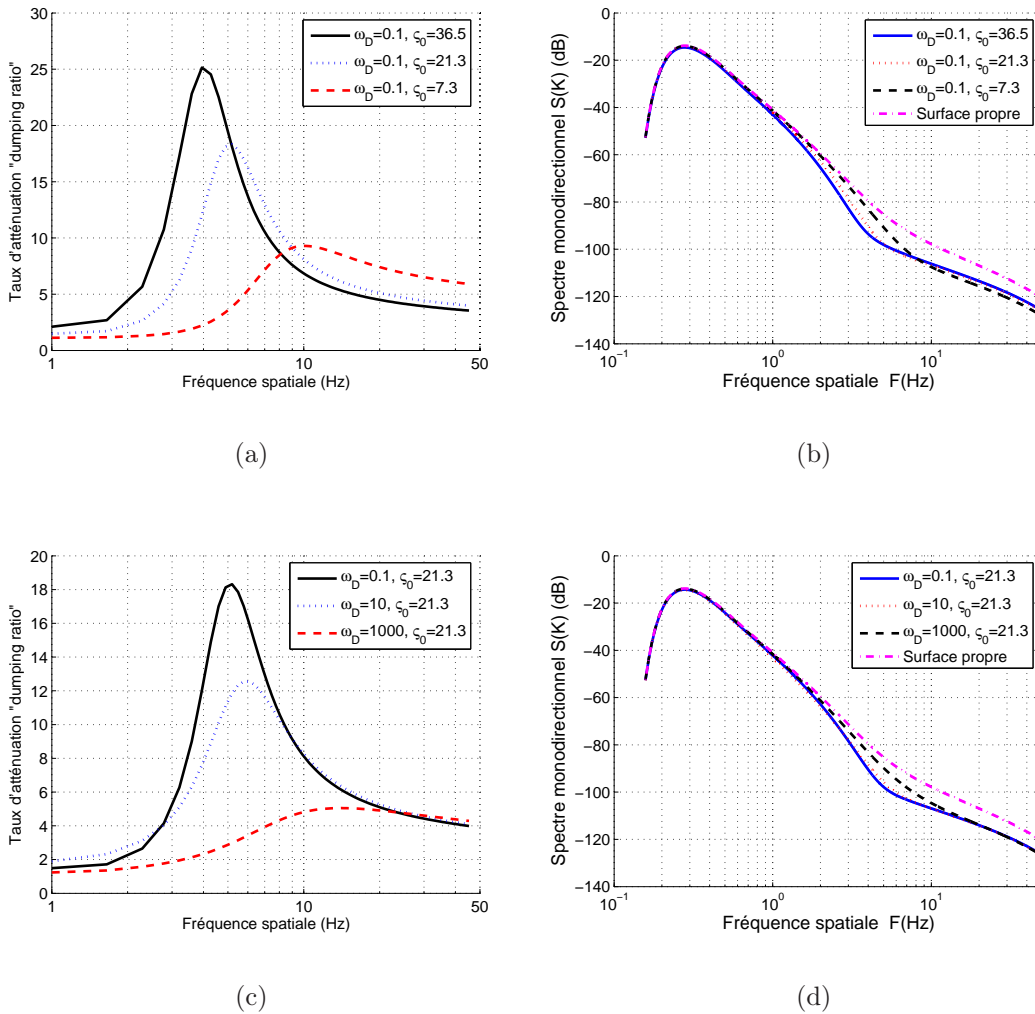


FIG. 3.18 – Variation du taux d'atténuation et du spectre monodirectionnel de surface en fonction de la fréquence spatiale

D'après la figure 3.18, on note que l'atténuation due à la présence du film du polluant soluble est essentiellement localisée au niveau des hautes fréquences. En d'autres termes, le polluant agit directement sur les vagues de capillarité en les atténuant. Cette atténuation est croissante avec l'élasticité du film, elle est en revanche décroissante avec le taux du polluant diffusé dans l'eau. Au fur et à mesure que le taux de diffusion diminue on se ramène au polluant insoluble.

Polluants insolubles Dès qu'il s'agit du polluant insoluble dans l'eau de mer (marée noire, hydrocarbure), on ne peut plus parler de diffusion au niveau de l'interface eau-film mais on peut se ramener à un phénomène similaire. Dans ce cas on parlera de la précipitation (packaging) [17] (voir figure 3.19).



FIG. 3.19 – Polluant insoluble en précipitation avec l'eau de mer

L'expression analytique du taux d'atténuation spectrale y s'écrit⁸

$$y(K) = \frac{1 - 2\tau_i + 2\tau_i^2 - X_0 + Y_0(X_0 + \tau_i)}{1 - 2\tau_i + 2\tau_i^2 - 2X_0 + 2X_0^2} \quad (3.62)$$

X_0 et Y_0 sont donnés par (3.60) et τ_i vérifie

$$\tau_i = \sqrt{\frac{\omega_p}{2\omega}} \quad (3.63)$$

où ω_p est la fréquence radiale de précipitation qui est l'équivalent de la fréquence de diffusion pour un polluant soluble⁹.

La figure 3.20 illustre le comportement du taux d'atténuation y_L et du spectre de surface monodirectionnel en fonction de la fréquence spatiale pour différentes valeurs de ω_p et ζ_0 dans le cas du polluant insoluble.

D'après la figure 3.20 il est clair que l'atténuation du spectre de surface est d'autant plus importante que celle affichée pour les polluants solubles. De plus elle atteint une bande de fréquence plus large. Le maximum du taux d'atténuation (pic d'atténuation) atteint des valeurs plus importantes que dans le cas d'un polluant soluble.

3.2.2.4 Validation du modèle

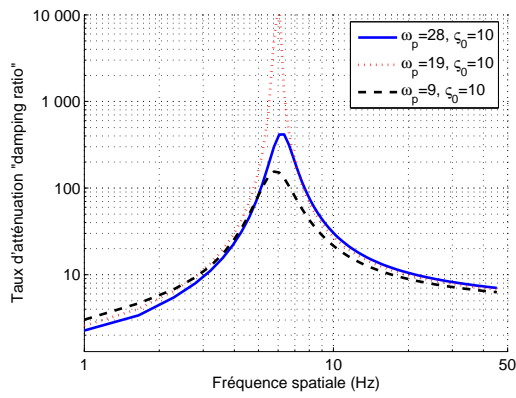
Le taux d'atténuation du spectre a été bien confirmé par les mesures faites dans des bassins d'essai à des films de polluant comme l'alcool Oleic [17]. La figure 3.21 montre la concordance du modèle du taux d'atténuation avec les mesures réelles.

Toutefois, ces mesures ont aussi montré que pour une surface partiellement couverte par le polluant, l'atténuation est moins importante que celle d'une surface uniformément couverte [60].

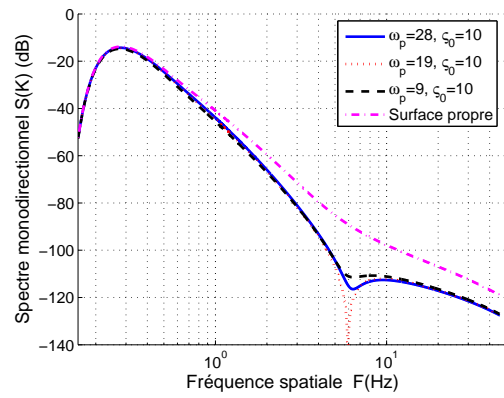
Si on désigne par C_r le coefficient du remplissage du polluant de la surface de la mer où on a $C_r = 1$, pour une surface totalement couverte par le polluant. Par le

⁸voir annexe D.4.2 pour les détails de calcul

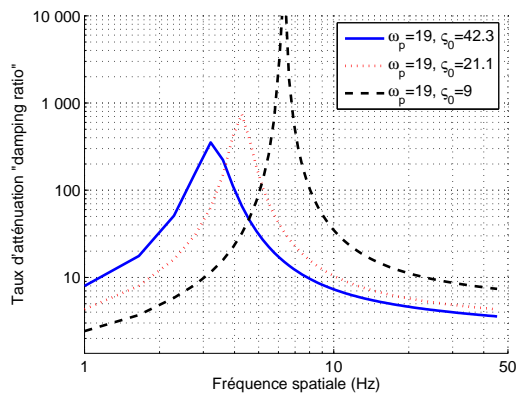
⁹voir annexe D.4.2 pour l'expression analytique



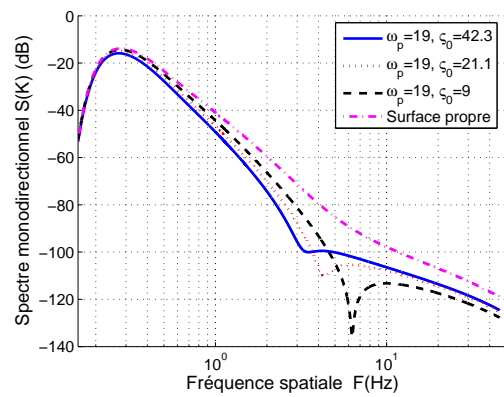
(a)



(b)



(c)



(d)

FIG. 3.20 – Variation du taux d'atténuation et du spectre monodirectionnel de surface en fonction de la fréquence spatiale

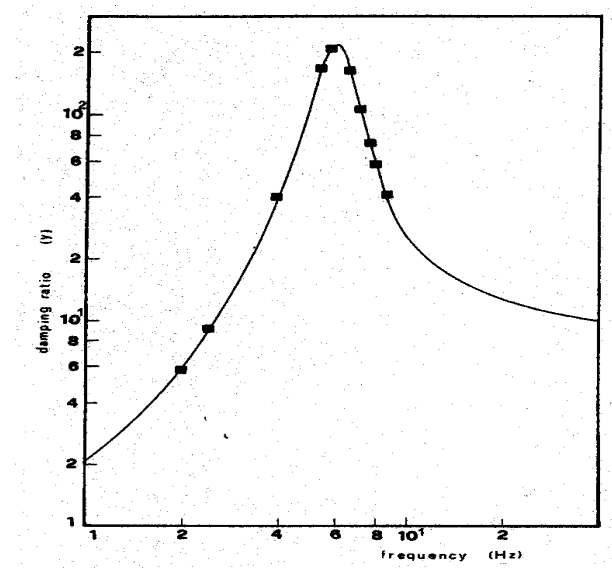


FIG. 3.21 – Rapport d’atténuation mesuré pour l’acide Oleic [17]

biais de plusieurs mesures Lombardini a montré que le coefficient d’atténuation du spectre de la mer s’écrit [61]

$$y_r = \left(1 - C_r + \frac{C_r}{y}\right)^{-1} \quad (3.64)$$

La figure 3.22 illustre le coefficient d’atténuation effectif de la surface maritime couverte par l’alcool Oléique pour différents coefficients de remplissage.

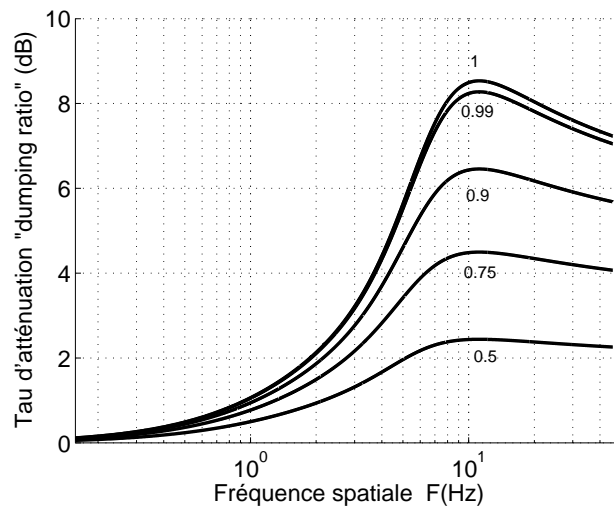


FIG. 3.22 – Rapport d’atténuation effectif pour l’acide Oleic ($\omega_D = 19rad/s$, $\varsigma_0 = 9g/s^2$) pour différents coefficients de remplissage C_r

D’après la figure 3.22 on note que le coefficient d’atténuation du spectre perd considérablement de son amplitude même pour la valeur du coefficient de remplissage de 0.9.

3.3 Conclusion

Au cours de 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 son aspect géométrique et physique. Pour cela nous avons étudié et adapté quelques modèles largement utilisés dans la littérature. Parmi les modèles géométriques nous avons présenté le modèle Gaussien, le modèle de Pierson-Moskowitz ainsi que le modèle d'Elfouhaily. Nous avons retenu le modèle d'Elfouhaily comme représentation spectrale de la surface de la mer. En effet, il est en accord avec les mesures publiées dans la littérature, il ne présente aucune discontinuité tout au long de la bande de fréquence spatiale et fournit une expression simple du spectre de la mer.

Nous avons aussi illustré d'autres modèles de représentation de la surface. Ceci concerne les différentes distributions des pentes de la surface. Ainsi, nous avons décrit et simulé la distribution de Gauss et la distribution de Cox & Munk. Cette dernière distribution a été retenue, elle tenait compte de la dissymétrie évidente suivant la direction du vent.

Quant à la caractérisation physique, le modèle de Debye a été retenu pour estimer la constante diélectrique de l'eau de mer. Ceci en considérant que 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.

La dernière partie de ce chapitre traite l'influence du polluant sur les caractéristiques géométriques et physiques de la surface de la mer. Nous avons examiné deux types de surfaces : D'abord un mélange en émulsion d'eau pétrole et ensuite le cas d'un polluant formant un film fin au dessus de la surface.

Dans le premier cas nous avons adopté les résultats donnés par Lamkaouchi dans sa thèse, il a effectué ses mesures dans une cuve où il préservait le mélange en émulsion continue grâce à un système de pompage. Il s'est intéressé à quatre fréquences de mesure (3.6, 9.45, 15.48 et 35 GHz) alors que dans le deuxième cas nous nous sommes basés sur le rapport d'atténuation élaboré par Cini et al. pour deux cas de polluants (soluble et insoluble).

Pour la surface couverte par un film de polluant nous avons introduit le taux d'atténuation du spectre induit par la présence du polluant. Nous avons traité deux cas, dans le premier nous avons considéré que le polluant est soluble et on a montré en s'appuyant sur différentes simulations que l'atténuation est localisée au niveau des vagues de capillarité. Dans le cas du polluant insoluble, nous avons enregistré une atténuation plus forte que celle causée par les polluants solubles, elle affecte aussi une bande de fréquence plus large.

Les modèles étudiés dans ce chapitre sont indispensables pour étudier l'impact de la diffusion d'une onde électromagnétique par une surface océanique sans ou avec polluant. Ce problème d'interaction entre une onde électromagnétique et la surface maritime fera l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 4

Résultats numériques : Application à la surface maritime avec ou sans polluant

Sommaire

4.1	Validation des modèles de diffusion	86
4.1.1	Rétrodiffusion	86
4.1.2	Propagation avant	98
4.1.3	Configuration bistatique	102
4.1.4	Signature polarimétrique	108
4.1.5	Conclusion	113
4.2	Diffusion par une surface polluée	114
4.2.1	Mélange en émulsion continu	114
4.2.2	Polluant au dessus de la surface	125
4.2.3	Effet de Brewster	137
4.2.4	Conclusion	142
4.3	Conclusion	143

Les outils et définitions permettant la caractérisation du comportement polarimétrique d'une surface rugueuse, en particulier la matrice de diffusion et la signature polarimétrique d'une cible ont été présentés dans le premier chapitre. Dans le deuxième chapitre nous avons présenté trois modèles (Approximation de Kirchhoff, Méthode des Petites Perturbations et le Modèle Composite à Deux Échelles) permettant l'estimation de la matrice de diffusion. Nous avons montré que 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 composite à deux échelles il couvre un large domaine allant du spéculaire aux angles rasants.

Dans le troisième chapitre nous avons caractérisé géométriquement et ensuite physiquement la surface de la mer. Ainsi, la description géométrique et réalisée avec une représentation spectrale (Gaussien, Pierson-Moskowitz, Elfouhaily) et avec la distribution des pentes de la surface (distribution Gaussienne et distribution de Cox & Munk). Ensuite nous avons explicité la permittivité de la surface de la mer en se

basant sur le modèle de Debye et le modèle empirique de Cole-Cole. Nous avons aussi étudié les modifications que peut entraîner la présence d'un polluant aux caractères physiques et géométriques de la surface océanique en distinguant deux types de polluant : polluant en émulsion continue avec l'eau et polluant formant un film au dessus de la surface.

Dans le présent chapitre nous allons mettre en évidence l'interaction de l'onde électromagnétique avec la surface de la mer à travers différentes simulations. On commencera tout d'abord par la validation des différents modèles retenus en comparant nos résultats avec ceux publiés dans la littérature. Ensuite, nous traitons différentes autres configurations bistatiques en faisant varier plusieurs paramètres (fréquence d'émission, vitesse du vent, géométrie...). Viennent enfin l'analyse de l'effet du polluant sur la diffusion électromagnétique ainsi que la signature polarimétrique.

4.1 Validation des modèles de diffusion

Afin de pouvoir exploiter les modèles de diffusion pour le cas d'une surface polluée, une étape de validation s'impose. Ainsi dans cette section nous allons estimer les valeurs numériques des coefficients de la matrice de diffusion en fonction de différents paramètres tels que la fréquence d'émission, la vitesse et direction du vent et la position de l'émetteur. Ceci a été réalisé d'abord dans le cas d'une configuration monostatique (rétrodiffusion). Ensuite, nous nous focalisons sur d'autres configurations bistatiques. Seulement dans ce cas les comparaisons se feront entre les modèles de diffusion avec les différents spectres de mer faute de données réelles publiées dans la littérature. A la fin de cette section nous présentons la distribution de l'énergie du champ diffusé à travers la signature polarimétrique de différents types de surface maritime.

4.1.1 Rétrodiffusion

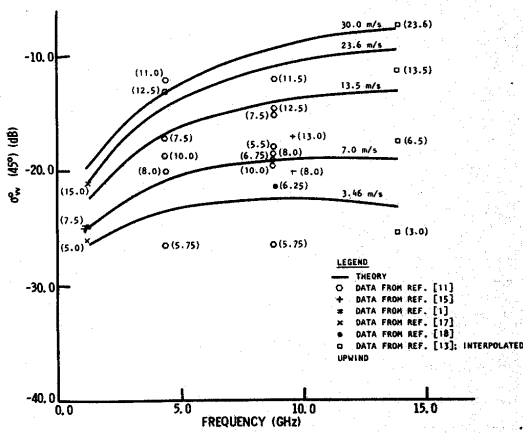
La rétrodiffusion est une configuration monostatique qui correspond au cas où $\theta_s = \theta$ et $\varphi_s = \varphi + 180^\circ$. Dans cette section les coefficients de rétrodiffusion sont estimés numériquement en fonction de la fréquence d'émission, la position de l'émetteur et enfin en fonction de la direction et vitesse du vent.

4.1.1.1 Variation en fonction de la fréquence d'émission

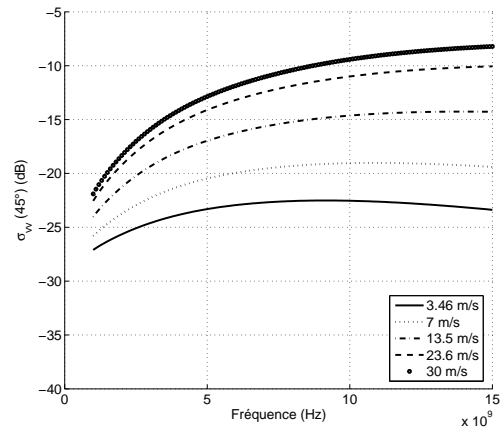
Dans ce paragraphe, les résultats obtenus sont comparés à ceux établis par Wright, Daley, Jones, Wilste, Sittrop, MacDonald, Guinard et rassemblés par Fung [25, 24, 35, 41, 48, 64, 80, 87, 88]. Nous adopterons les mêmes hypothèses de simulation : une salinité de 35 ppm et une température d'eau de 20°C et nous tracerons les coefficients de rétrodiffusion σ_{vv} et σ_{hh} en fonction de la fréquence d'émission.

Nous utilisons dans un premier temps le modèle des petites perturbations associé aux spectres de Pierson-Moskowitz et celui d'Elfouhaily. Ensuite, nous présentons les résultats obtenus par le modèle composite à deux-échelles avec les mêmes spectres et avec la distribution de Cox & Munk.

Le modèle de Kirchhoff ne sera pas utilisé dans cette partie, les résultats élaborés par Fung étant obtenus pour des angles incidents supérieurs à 30°.

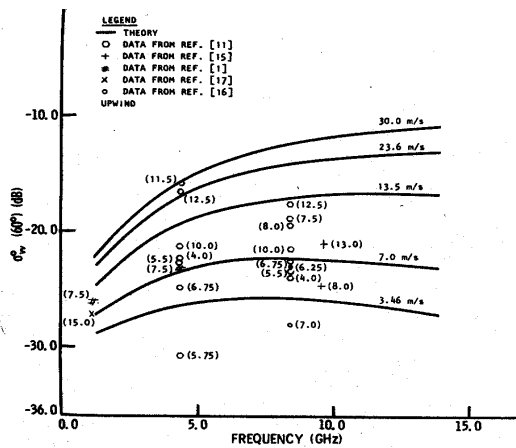


(a) Simulation Fung [35]

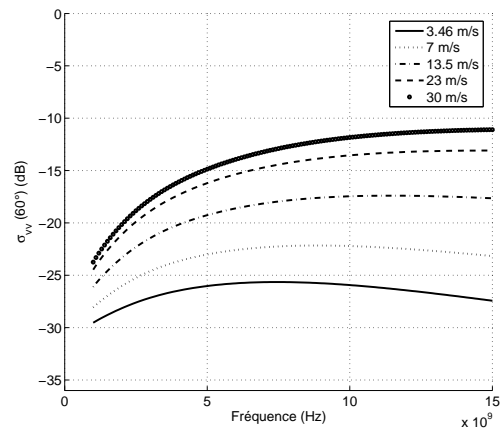


(b) Pierson-Moskowitz (petites-perturbations)

FIG. 4.1 – Coefficient de rétrodiffusion σ_{vv} en fonction de la fréquence pour un angle d'incidence $\theta = 45^\circ$ (utilisation du modèle des petites perturbations avec le spectre de Pierson-Moskowitz)

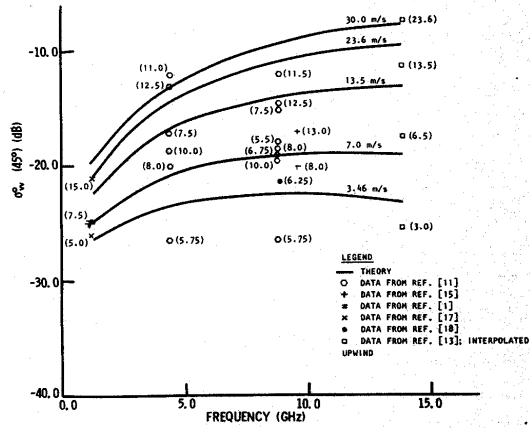


(a) Simulation Fung [35]

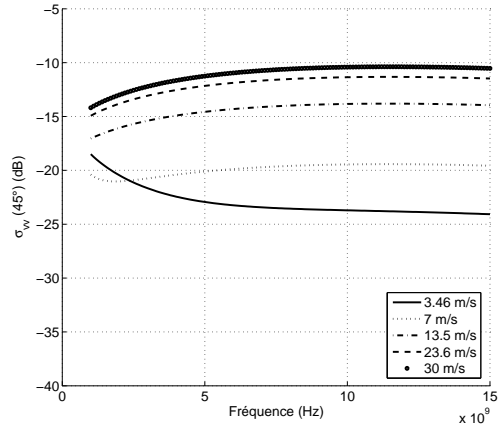


(b) Pierson-Moskowitz (petites-perturbations)

FIG. 4.2 – Coefficient de rétrodiffusion σ_{vv} en fonction de la fréquence pour un angle d'incidence $\theta = 60^\circ$ (utilisation du modèle des petites perturbations avec le spectre de Pierson-Moskowitz)

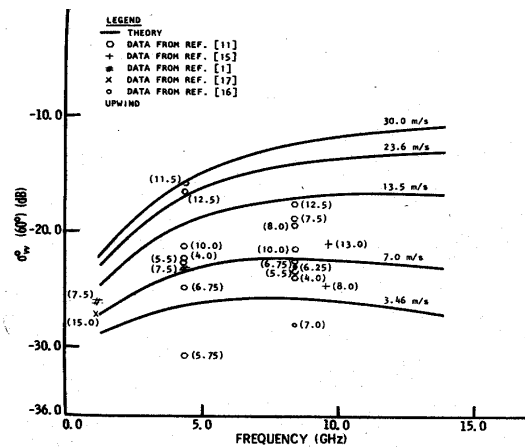


(a) Simulation Fung [35]

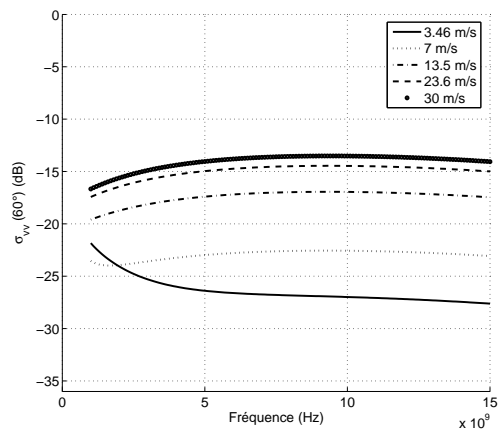


(b) Elfouhaily (petites-perturbations)

FIG. 4.3 – Coefficient de rétrodiffusion σ_{vv} en fonction de la fréquence pour un angle d'incidence $\theta = 45^\circ$ (utilisation du modèle des petites perturbations avec le spectre d'Elfouhaily)

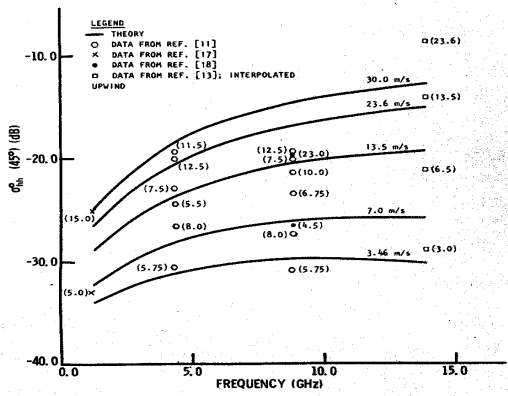


(a) Simulation Fung [35]

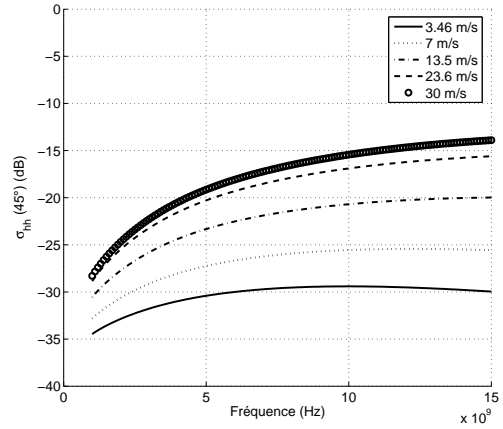


(b) Elfouhaily (petites-perturbations)

FIG. 4.4 – Coefficient de rétrodiffusion σ_{vv} en fonction de la fréquence pour un angle d'incidence $\theta = 60^\circ$ (utilisation du modèle des petites perturbations avec le spectre d'Elfouhaily)

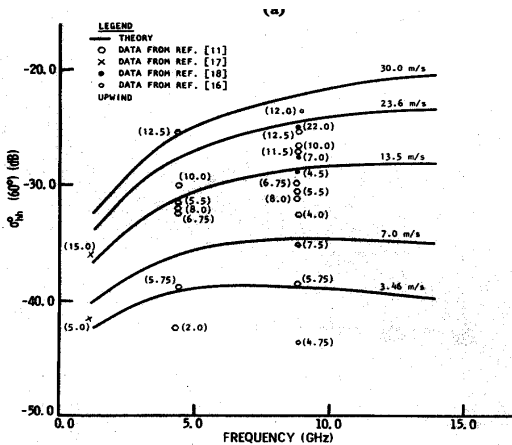


(a) Simulation Fung [35]

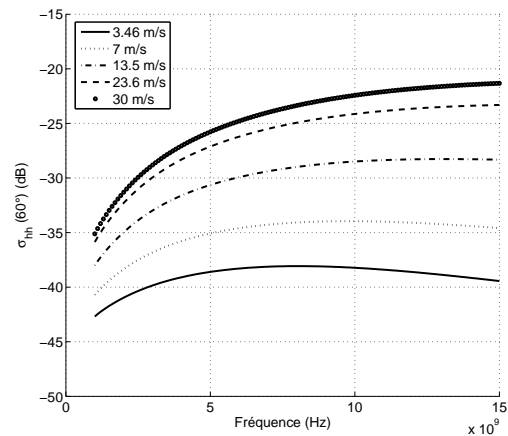


(b) Pierson-Moskowitz (deux-échelles)

FIG. 4.5 – Coefficient de rétrodiffusion σ_{vv} en fonction de la fréquence pour un angle d'incidence $\theta = 45^\circ$ en utilisant le modèle composite à deux échelles avec le spectre de Pierson-Moskowitz

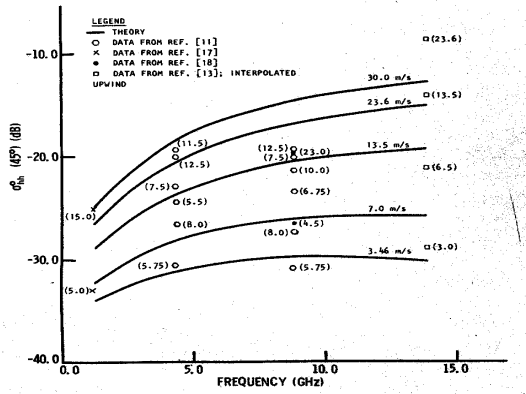


(a) Simulation Fung [35]

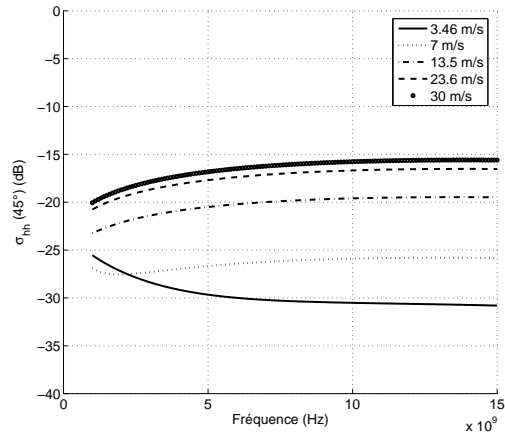


(b) Pierson-Moskowitz (deux-échelles)

FIG. 4.6 – Coefficient de rétrodiffusion σ_{vv} en fonction de la fréquence pour un angle d'incidence $\theta = 60^\circ$ (utilisation du modèle composite à deux échelles avec le spectre de Pierson-Moskowitz)

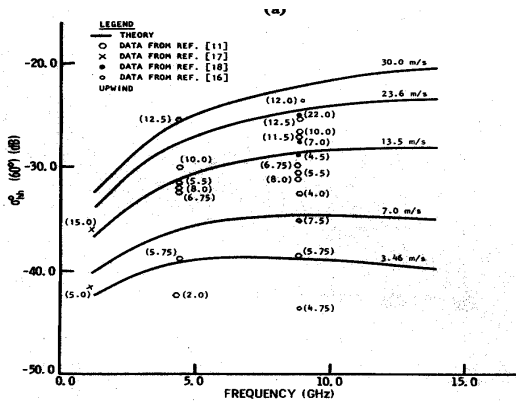


(a) Simulation Fung [35]

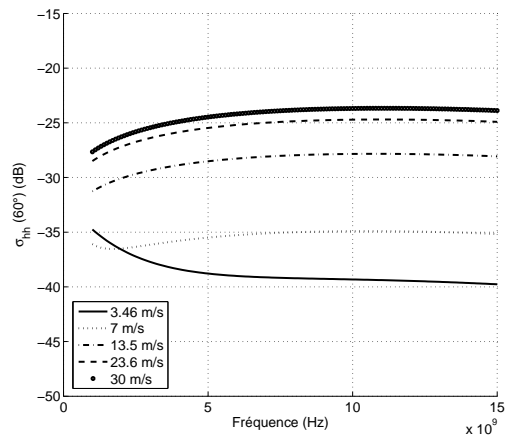


(b) Elfouhaily (deux-échelles)

FIG. 4.7 – Coefficient de rétrodiffusion σ_{vv} en fonction de la fréquence pour un angle d'incidence $\theta = 45^\circ$ (utilisation du modèle composite à deux échelles avec le spectre d'Elfouhaily)



(a) Simulation Fung [35]



(b) Elfouhaily (deux-échelles)

FIG. 4.8 – Coefficient de rétrodiffusion σ_{vv} en fonction de la fréquence pour un angle d'incidence $\theta = 60^\circ$ (utilisation du modèle composite à deux échelles avec le spectre d'Elfouhaily)

D'après les figures 4.1 et 4.2 nous remarquons que les résultats obtenus sont en accord avec ceux obtenus par Fung. Ce dernier a utilisé le modèle à deux échelles avec le spectre de Pierson-Moskowitz pour le cas de la rétrodiffusion. La différence entre les deux résultats numériques est de 1 dB au maximum et l'allure est la même pour l'ensemble des états de mer ainsi que pour différents angles d'incidence.

L'application de la méthode des petites perturbations en utilisant le spectre d'Elfouhaily donne des résultats identiques pour des vitesses du vent importantes ($U_{10} > 10\text{m/s}$). Cependant, dès que celle-ci diminue, les allures changent (voir figure 4.3 et figure 4.4). Ceci est dû à la différence entre les deux spectres d'Elfouhaily et de Pierson-Moskowitz.

Globalement, on remarque que les résultats obtenus avec le modèle composite à deux échelles sont en accord avec ceux publiés par Fung. La substitution du spectre de Pierson-Moskowitz par celui d'Elfouhaily entraîne les mêmes conséquences déjà établies par la méthode des petites perturbations au niveau des surfaces maritimes plus ou moins calmes (vitesse du vent de 3 à 7 m/s).

Enfin nous remarquons que pour un angle d'incidence compris entre 30° et 60° le modèle des petites perturbations et le modèle composite à deux-échelles donnent des résultats intéressants. Dans le paragraphe suivant nous nous intéresserons à l'effet de l'angle d'incidence sur les coefficients de rétrodiffusion.

4.1.1.2 Variation 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) et qu'on fera varier de 0° à 90° (voir figure 4.9).

Nos comparaisons seront réalisées par rapport aux récents résultats publiés par Voronovitch Zavorotny [86]. La méthode SSA a été présentée au second ordre avec l'utilisation du spectre d'Elfouhaily. Cette dernière méthode unifie la méthode des petites perturbations et l'approximation de Kirchhoff est estimée précise, toutefois elle demande un temps de calcul très long par rapport aux méthodes étudiées et présentées dans ce manuscrit, en particulier, dès que l'on se place dans le domaine des angles rasants. Ainsi, les simulations réalisées par Voronovitch se limitent à un angle d'incidence maximal de 60° .

Nous adoptons les mêmes paramètres utilisés dans l'article [86] : une température de l'eau de 20°C , salinité 35 ppm et une fréquence d'émission de 14 GHz (bande K_u). Les simulations sont réalisées avec deux vitesses du vent (5 m/s et 15 m/s à 10 m au dessus de la surface de la mer).

Nous utilisons les trois méthodes de calcul des coefficients de diffusion présentées dans le chapitre 2 : l'approximation de Kirchhoff, modèle des petites perturbations et modèle composite à deux-échelles.

Avant de présenter les résultats obtenus, ci-dessous sont données les abréviations utilisées :

- TSM : modèle composite à deux échelles,
- SPM : modèle des petites perturbations,
- KA : approximation de Kirchhoff,
- SSA : approximation des faibles pentes.

Les figures 4.10 et 4.11 permettent de confirmer certains points très importants

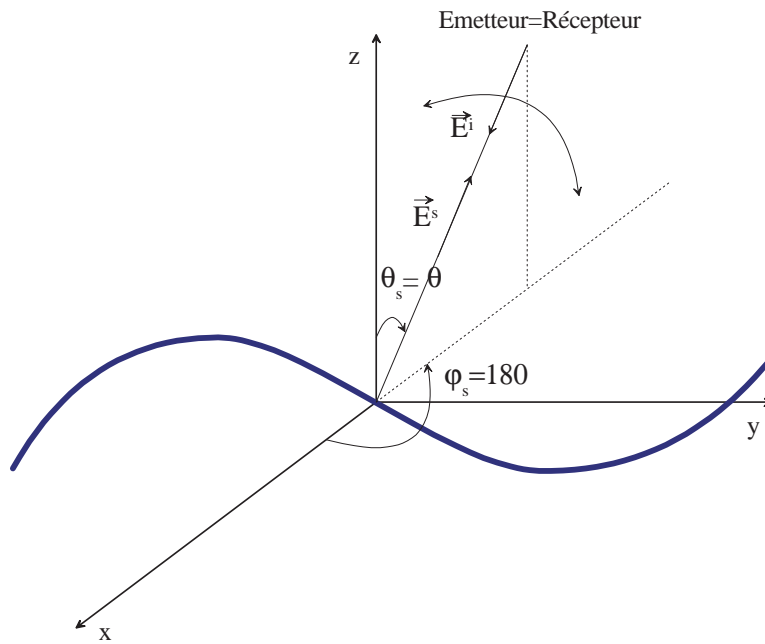


FIG. 4.9 – Configuration monostatique : variation de l’angle d’incidence

illustrés dans le chapitre 2. En effet, pour l’approximation de Kirchhoff nous notons la décroissance rapide des coefficients de diffusion dès que l’on s’éloigne de la normale. Ainsi, en dehors de la région spéculaire, la méthode n’est plus valable. De plus, on peut déduire qu’au fur et à mesure que la vitesse du vent augmente, les coefficients de rétrodiffusion s’étalent plus autour de la direction du vent.

Pour le modèle des petites perturbations, la différence est considérable par rapport à (SSA 2) au niveau de la normale ($\theta \in [0^\circ, 30^\circ]$), elle peut atteindre 30 dB. Ce résultat est justifié du fait que les conditions de validité du modèle des petites perturbations ne sont plus vérifiées. Au delà de cette zone, la méthode donne des résultats satisfaisants, il y a quelques dB de différence avec les simulations de SSA 2. On est bien dans les conditions favorables de l’approche.

Contrairement aux approches précédentes, le modèle composite à deux-échelles paraît en bonne concordance avec les résultats obtenus avec la méthode SSA 2 et avec les mesures réelles. Il donne des résultats précis pour les angles faibles (incidence autour de la normale) et pour les angles supérieurs, il couvre ainsi un domaine de résolution plus large que les méthodes précédentes.

Sur la figure 4.12 nous fixons la vitesse du vent ($U_{10}=5$ m/s) et nous gardons la même fréquence d’émission $f=14$ GHz et les mêmes paramètres pour les paramètres physiques de la surface. Les différentes allures des coefficients de diffusion de la surface maritime sont présentées en utilisant le modèle composite à deux échelles avec le spectre d’Elfouhaily et le spectre de Pierson-Moskowitz.

D’après les résultats de la simulation nous notons que dans la bande de fréquence K_u les deux spectres donnent des résultats très proches. Pour les coefficients copolaires les résultats sont pratiquement identiques, quant aux termes croisés, la différence est de 3 dB au maximum et sont plus sensibles à la variation du spectre.

Dans la section suivante nous allons analyser l’influence de la direction du vent sur ces différents coefficients de rétrodiffusion.

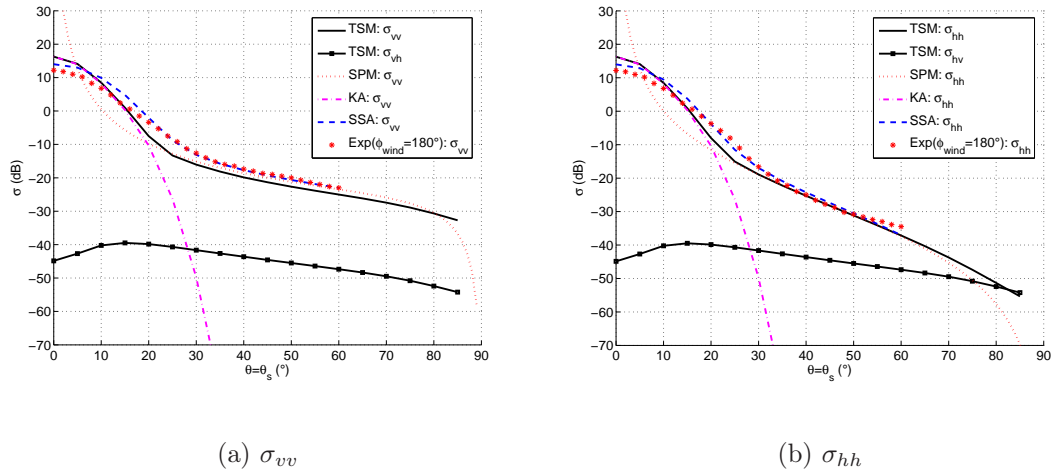


FIG. 4.10 – Coefficients de rétrodiffusion en fonction de l’angle d’incidence θ en utilisant différents modèles de diffusion avec le spectre d’Elfouhaily et la distribution de Cox & Munk pour un vent $U_{10} = 5m/s$

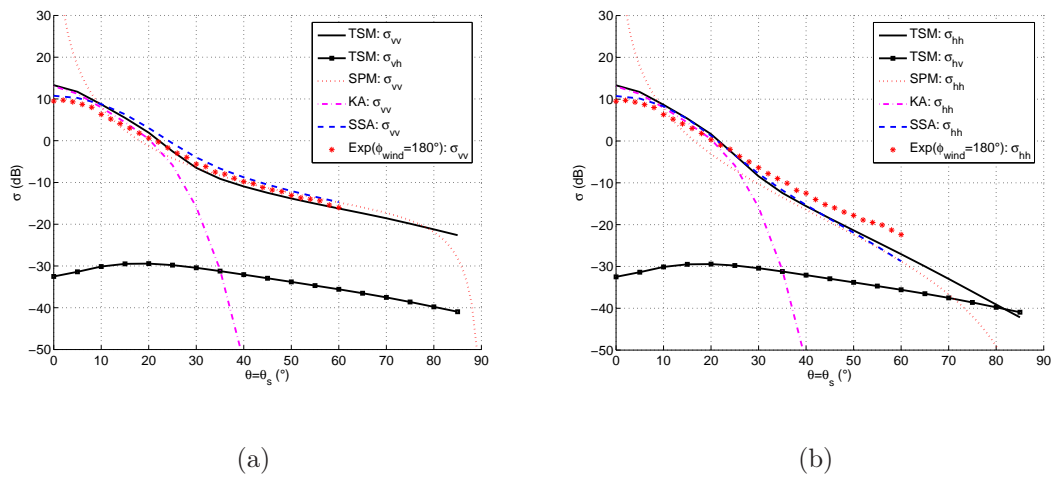
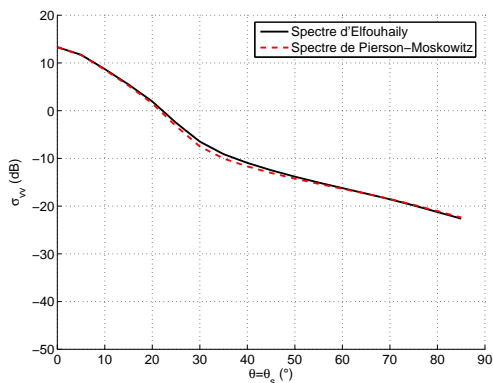
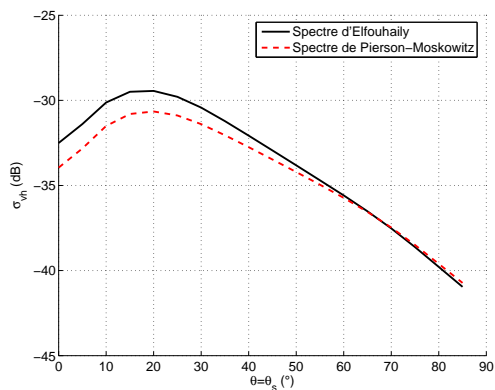


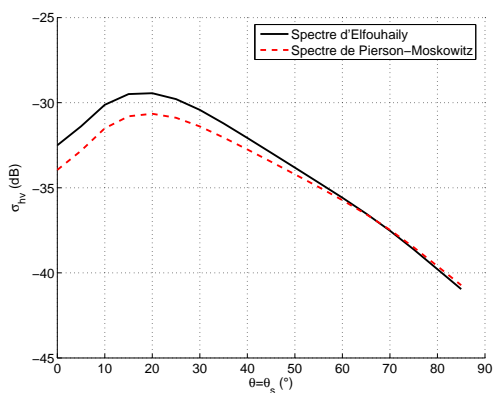
FIG. 4.11 – Coefficients de rétrodiffusion en fonction de l’angle d’incidence θ en utilisant différents modèles de diffusion avec le spectre d’Elfouhaily et la distribution de Cox & Munk pour un vent $U_{10} = 15m/s$



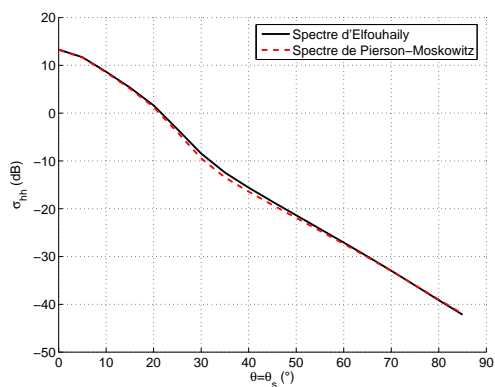
(a)



(b)



(c)



(d)

FIG. 4.12 – Coefficients de rétrodiffusion en fonction de l'angle d'incidence θ en utilisant le modèle composite à deux échelles et les spectres de Pierson-Moskowitz (trait discontinu) et Elfouhaily (trait continu), la vitesse du vent est fixée à $u_{10} = 5m/s$

4.1.1.3 Variation en fonction de la direction du vent

Pour déduire l'effet de la direction du vent sur la diffusion électromagnétique par la surface de la mer, nous fixons l'angle d'émission θ (identique à l'angle d'observation θ_s) d'abord 30° puis à 40° . 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 12.8 m/s à 19.5 m au dessus de la surface de l'eau) et nous faisons varier la direction du vent φ_{vent} de 0° à 360° voir figure 4.13 . La permittivité électrique relative de la surface est fixée à $\epsilon = 39 - 38.5i$. Ainsi nous faisons varier la direction du vent de 0° à 360° . Les résultats seront comparés à ceux publiés par Jones et al et Moore et Fung [48, 66].

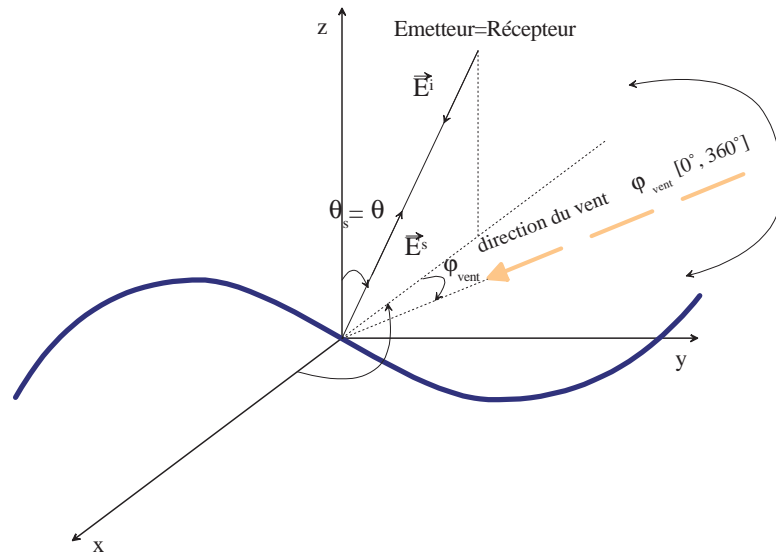


FIG. 4.13 – Configuration monostatique : variation de la direction du vent

D'après les figures 4.14 et 4.15, l'allure des courbes montre que le champ rétrodiffusé par la surface maritime et dirigé principalement dans deux directions : direction du vent et vent arrière ($\varphi_{vent} = 0^\circ$ et $\varphi_{vent} = 180^\circ$).

Les deux modèles (modèle des petites perturbations et modèle composite à deux échelles) affichent leur concordance vis-à-vis des résultats réels [66]. Ceci s'explique par leur domaine d'application qui couvre ces angles d'incidence. Dans ce cas, comme on est loin de la région spéculaire, l'approximation de Kirchhoff est inexploitable.

4.1.1.4 Variation 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 σ_{vv} et σ_{hh} en fonction de la vitesse du vent. Nous utilisons dans un premier temps le modèle composite à deux échelles avec le spectre d'Elfouhaily et la distribution du Cox & Munk. Les simulations sont réalisées pour deux directions du vent différentes : direction du vent ($\varphi_{vent} = 0^\circ$) et direction travers au vent ($\varphi_{vent} = 90^\circ$). Nous gardons les mêmes paramètres physiques de la surface. L'angle d'incidence $\theta \in \{1.1^\circ, 10.5^\circ, 24.3^\circ, 33.3^\circ, 42.1^\circ, 51.1^\circ\}$ (voir figures 4.16 et 4.17). Les résultats de la simulation sont comparés aux mesures publiées par Jones [48].

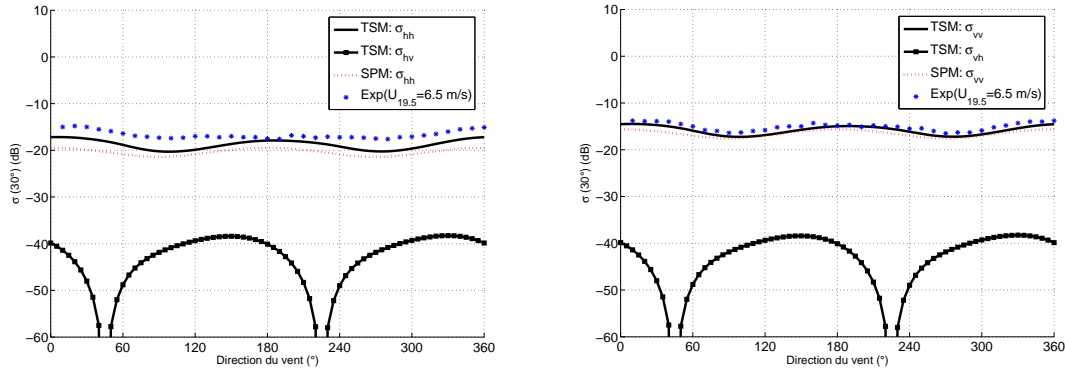


FIG. 4.14 – Coefficients de rétrodiffusion en fonction de la direction du vent en utilisant le modèle des petites perturbations et le modèle composite à deux échelles et comparés aux données expérimentales [66], $\theta = 30^\circ$, $U_{19.5}=6.5$ m/s

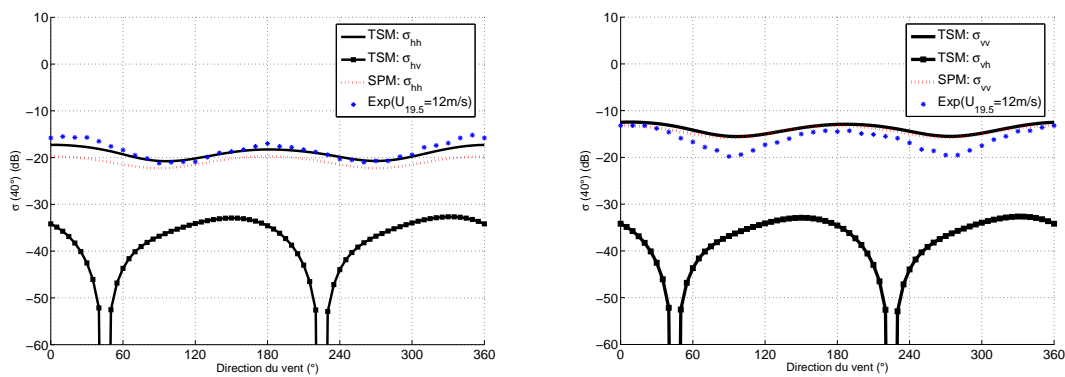


FIG. 4.15 – Coefficients de rétrodiffusion en fonction de la direction du vent en utilisant le modèle des petites perturbations et le modèle composite à deux échelles et comparés aux données expérimentales [66], $\theta = 40^\circ$, $U_{19.5}=12$ m/s

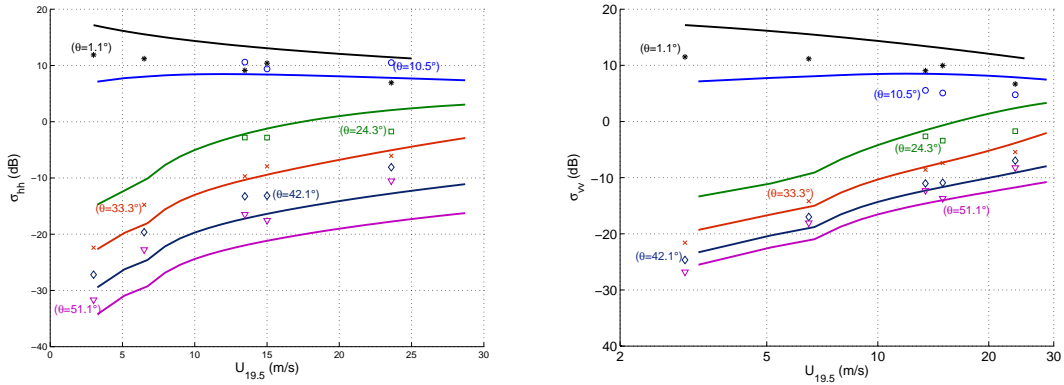


FIG. 4.16 – Coefficients de rétrodiffusion en fonction de la vitesse du vent en utilisant le modèle composite à deux échelles $\theta \in \{1.1^\circ, 10.5^\circ, 24.3^\circ, 33.3^\circ, 42.1^\circ, 51.1^\circ\}$ (direction du vent)

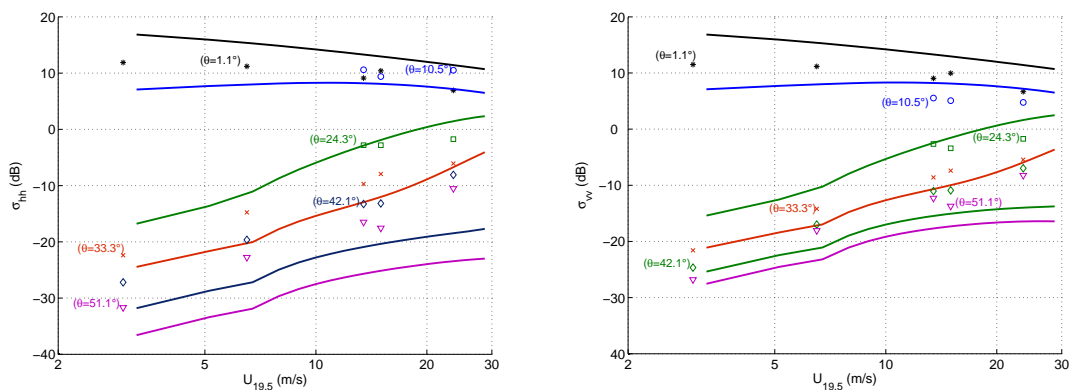


FIG. 4.17 – Coefficients de rétrodiffusion en fonction de la vitesse du vent en utilisant le modèle composite à deux échelles $\theta \in \{1.1^\circ, 10.5^\circ, 24.3^\circ, 33.3^\circ, 42.1^\circ, 51.1^\circ\}$ (direction travers du vent)

En examinant les deux figures 4.16 et 4.17 on peut noter que les coefficients de rétrodiffusion copolaires σ_{hh} et σ_{vv} affichent différents comportements suivant l'angle d'incidence. En effet pour des angles proches de la normale $\theta \in [0^\circ, 15^\circ]$ l'amplitude du champ rétrodiffuse, en l'occurrence σ_{hh} et σ_{vv} , décroît avec la vitesse du vent. Cette décroissance est de plus en plus faible quand on s'éloigne de la normale. Ce phénomène peut être expliqué par l'aspect cohérent et diffus du champ électromagnétique.

Quand l'angle d'incidence θ est autour de la normale (région spéculaire pour la rétrodiffusion) c'est la composante cohérente qui impose l'amplitude du champ diffusé. Cette composante perd de l'amplitude vis-à-vis de l'augmentation de la vitesse du vent. Ainsi, la surface devient plus rugueuse et alimentera la composante diffuse ($\theta \in [15^\circ, 90^\circ]$) ce qui explique la croissance du champ électromagnétique dans cette région.

Dans la section suivante nous allons examiner une autre configuration qui est aussi utilisée dans la littérature [52, 77, 49, 53], c'est la configuration propagation avant.

4.1.2 Propagation avant

Pour cette configuration, le point d'émission et le point de réception doivent être dans le même plan par rapport au point de diffusion ($\varphi_s = \varphi$) (voir figure 4.18)

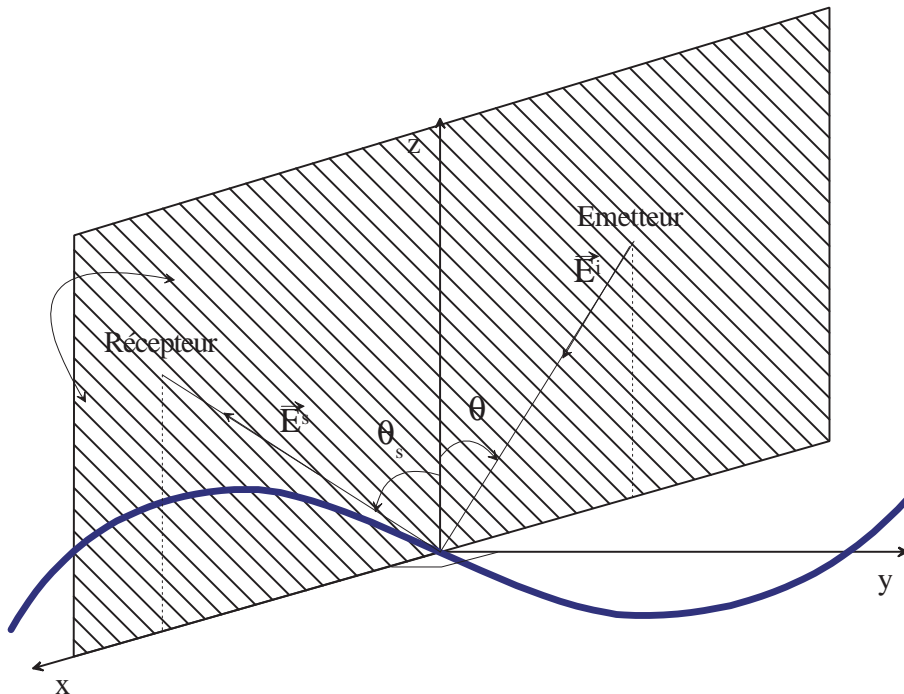


FIG. 4.18 – Configuration Propagation avant

Nous allons réaliser deux simulations différentes pour cette configuration : variation en fonction de l'angle d'observation et variation en fonction de la vitesse du vent.

4.1.2.1 Variation en fonction de l'angle d'observation

Nous fixons l'émetteur à travers l'angle d'incidence θ et son azimut $\varphi = 0^\circ$. L'azimut du récepteur φ_s sera identique à celui de l'émetteur alors que l'angle d'observation θ_s variera de 0° à 90° . La configuration spéculaire ($\theta = \theta_s$ et $\varphi = \varphi_s$) est naturellement un cas particulier.

Nous adoptons tout d'abord un angle d'incidence à l'émission θ de 50° puis de 80° , la fréquence sera fixée à 14 GHz, la température de l'eau à 20°C et la salinité à 35 ppm. Nous supposons que l'émission évolue face au vent ($\varphi = \varphi_{vent}$), ce dernier à une vitesse de 5 m/s à une altitude de 10m.

D'après la figure 4.19 nous soulignons les limites de la méthode des petites perturbations par rapport aux deux autres approches. En effet, le modèle n'est pas adapté pour le cas spéculaire contrairement à l'approximation de Kirchhoff qui donne des résultats identiques à ceux obtenus par le modèle composite à deux-échelles pour les coefficients σ_{hh} et σ_{vv} .

La figure 4.20 affiche les limites du modèle de Kirchhoff au delà du secteur spéculaire. Dans ce cas il n'y a que le modèle des petites perturbations et le modèle composite à deux-échelles qui sont capables d'estimer les coefficients de diffusion σ_{vv} et σ_{hh} .

Toutefois, ni l'approximation de Kirchhoff ni la méthode des petites perturbations à l'ordre 1 est capable de donner les coefficients croisés de la matrice de diffusion de la surface pour cette configuration. En effet, ces deux modèles estiment zéro la valeur de ces coefficients. Seul le modèle composite à deux échelles est capable de donner des valeurs crédibles pour ces coefficients.

4.1.2.2 Variation en fonction de la vitesse du vent

Pour déterminer l'effet du vent sur la diffusion électromagnétique de la surface en propagation avant, nous considérons les mêmes valeurs des paramètres physiques que dans la simulation précédente et nous allons tracer les coefficients de la matrice de diffusion en fonction de 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 $\theta = 60^\circ$, et le système est supposé aligné à la direction du vent $\varphi_{vent} = 0^\circ$ (voir figure 4.21).

Deux points importants peuvent être soulignés sur la figure 4.21 :

- La composante spéculaire (cohérente) représentée par les coefficients copolaires perd de l'amplitude au 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 directions autres que la direction spéculaire ce qui explique l'étalement de la courbe σ_{hh} et σ_{vv} vers les angles rasants et la perte d'amplitude de la composante spéculaire.

- Quant à la composante diffuse (incohérente) représentée par les coefficients croisés, elle gagne logiquement quelques dB avec le développement des vagues alimentés par le vent ce qui explique la déviation des coefficients σ_{hv} et σ_{vh} sur tout le domaine observé $\theta_s \in [0^\circ, 90^\circ]$.

Dans le paragraphe suivant nous allons traiter le cas d'une configuration bistatique plus générale.

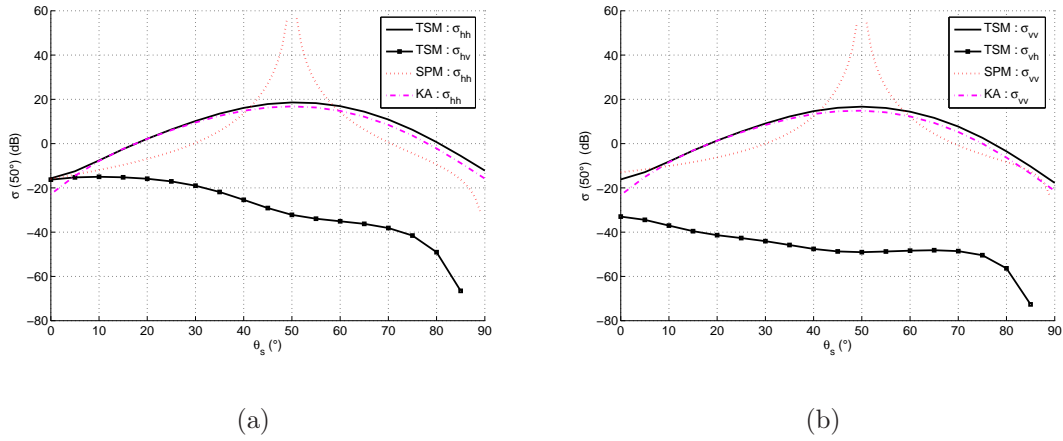


FIG. 4.19 – Coefficient de diffusion en fonction de l'angle observé θ_s pour un angle d'incidence de $\theta = 50^\circ$

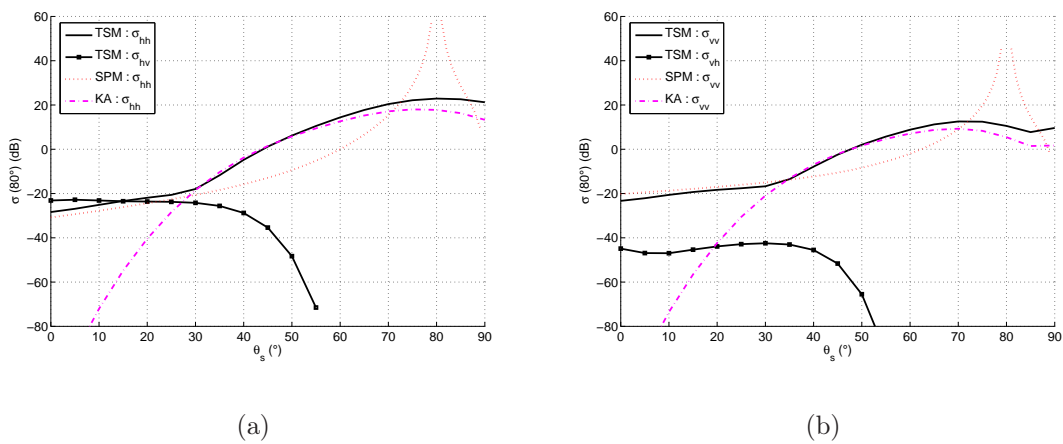


FIG. 4.20 – Coefficient de diffusion en fonction de l'angle observé θ_s pour un angle d'incidence de $\theta = 80^\circ$

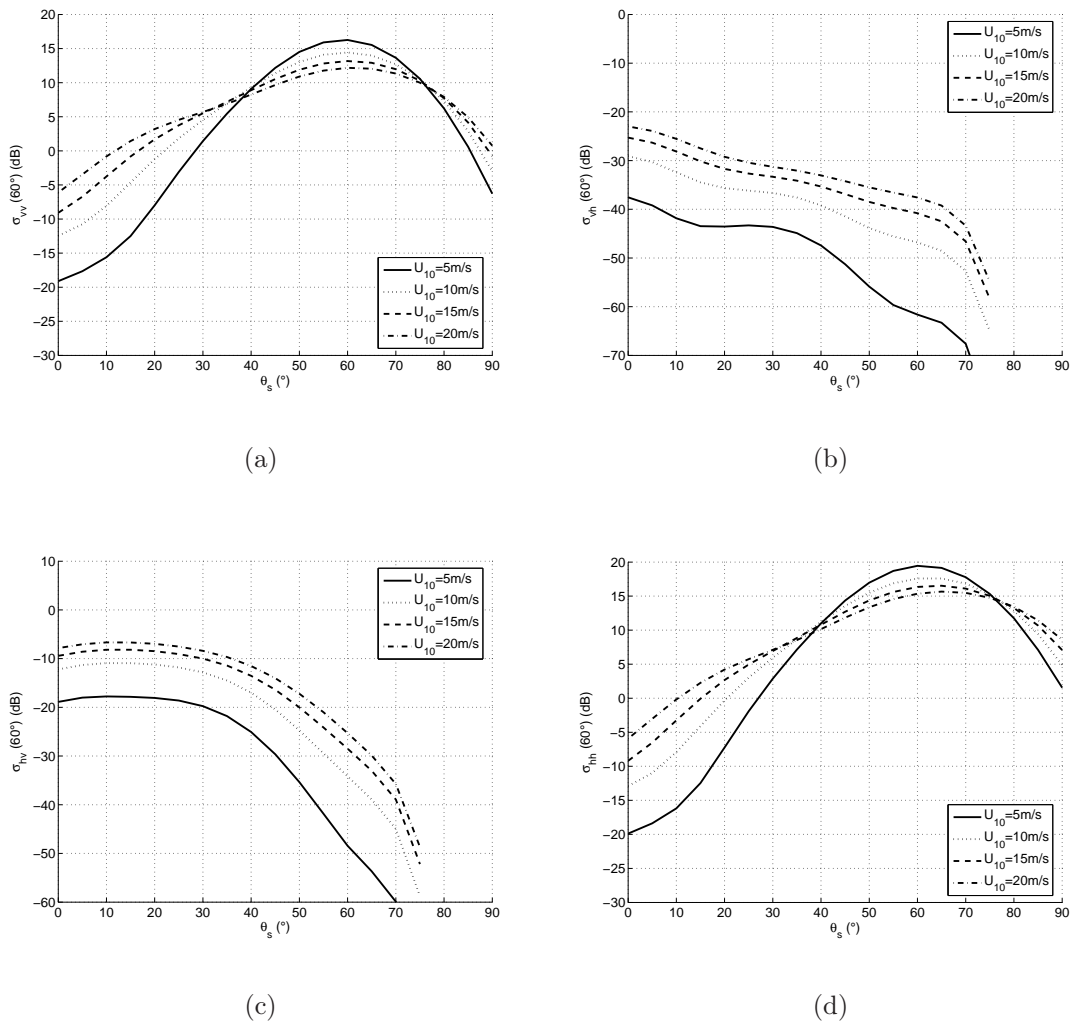


FIG. 4.21 – Coefficient de diffusion en fonction de l'angle observé θ_s pour un angle d'incidence $\theta = 60^\circ$ et différentes valeurs de vitesse du vent $U_{10} \in \{5, 10, 15, 20\text{m/s}\}$

4.1.3 Configuration bistatique

C'est le cas le plus général, où l'émetteur et le récepteur ne sont pas nécessairement à la même position, en d'autres termes, il y a aucune restriction sur les angles d'incidence et les angles d'observation. Pour avoir une vue globale sur la diffusion de la surface de la mer, nous allons fixer l'émetteur ($\theta = 60^\circ$, $\varphi = 0^\circ$) et faire varier la position du récepteur. La vitesse du vent est $U_{10}=15\text{m/s}$, la direction du vent est $\varphi_{vent} = 0^\circ$, la salinité est fixée à 35 ppm et la température est de 20°C . Nous utilisons les trois modèles : approximation de Kirchhoff, Modèle des petites perturbations et modèle composite à deux échelles avec le spectre d'Elfouhaily et la distribution de Cox & Munk (voir figures 4.22, 4.23, 4.24).

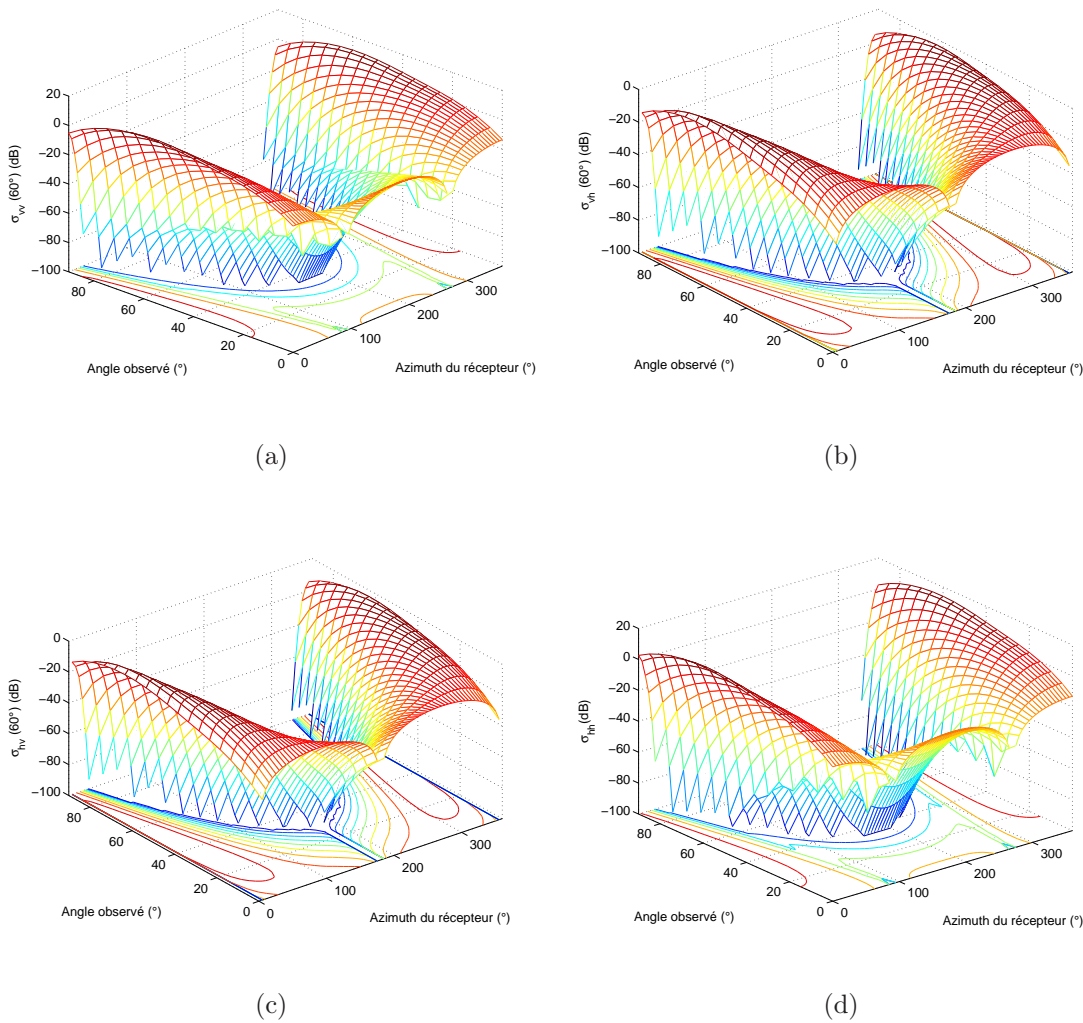
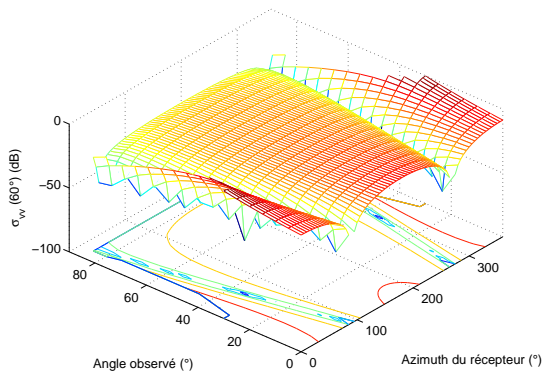
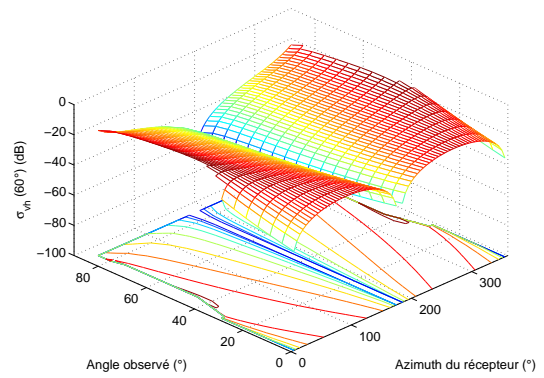


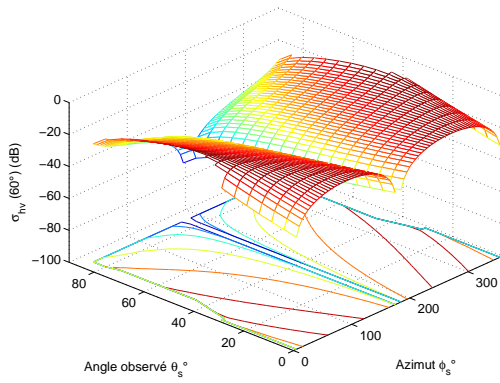
FIG. 4.22 – Coefficient de diffusion en fonction de l'angle d'observation θ_s et l'azimut φ_s en utilisant l'approximation de Kirchhoff avec la distribution de Cox & Munk



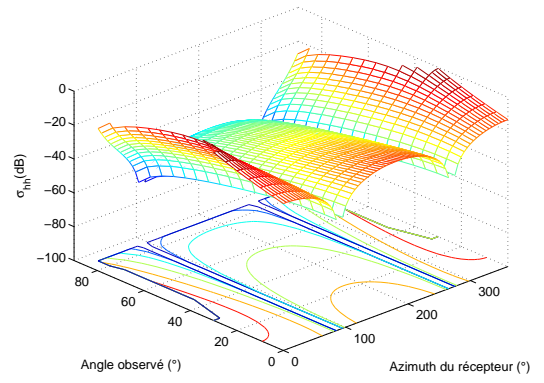
(a)



(b)

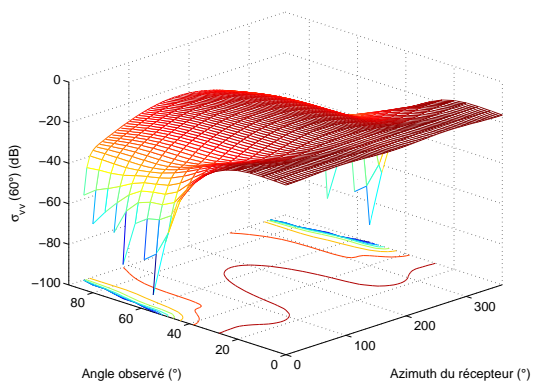


(c)

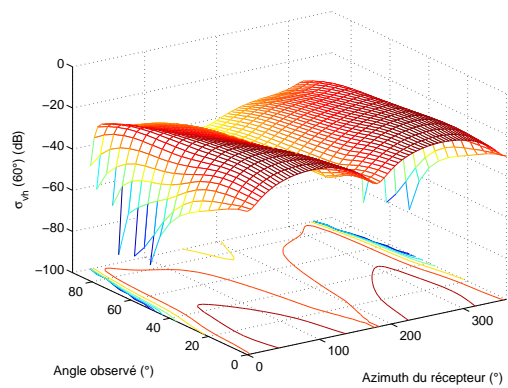


(d)

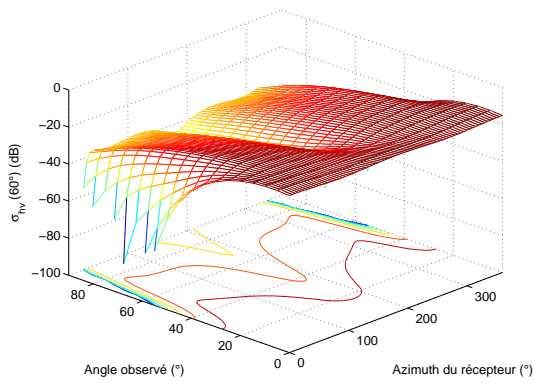
FIG. 4.23 – Coefficient de diffusion en fonction de l'angle d'observation θ_s et l'azimut φ_s en utilisant le modèle des petites perturbations



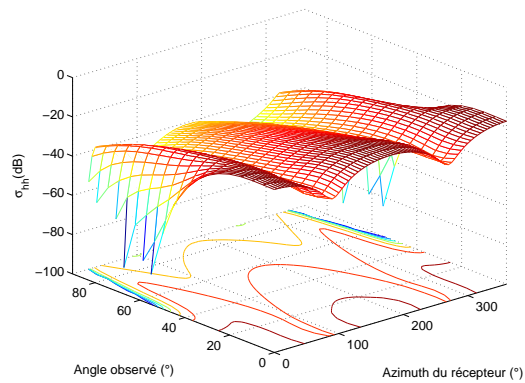
(a)



(b)



(c)



(d)

FIG. 4.24 – Coefficient de diffusion en fonction de l'angle d'observation θ_s et l'azimut φ_s en utilisant le modèle composite à deux échelles

Les simulations illustrées par les figures 4.22, 4.23 et 4.24 montrent une différence entre les différents modèles de diffusion, ceci est dû essentiellement aux domaines de validité de chacun (présentés dans le chapitre 2). Dans la suite de cette section nous allons traiter quelques cas particuliers de la configuration bistatique qui sont très rares dans la littérature.

4.1.3.1 Variation en fonction de l'angle d'observation du récepteur

Pour cette configuration bistatique [6] nous fixons l'émetteur ($\theta \in \{40^\circ, 80^\circ\}$ et $\varphi = 0^\circ$) et nous déplaçons le récepteur dans un plan orthogonal à la surface de diffusion et la direction incidente ($\theta_s \in [-90^\circ, 0^\circ]$ propagation rétro et $\theta_s \in [0^\circ, 90^\circ]$ propagation avant et $\varphi_s = 90^\circ$) voir figure 4.25.

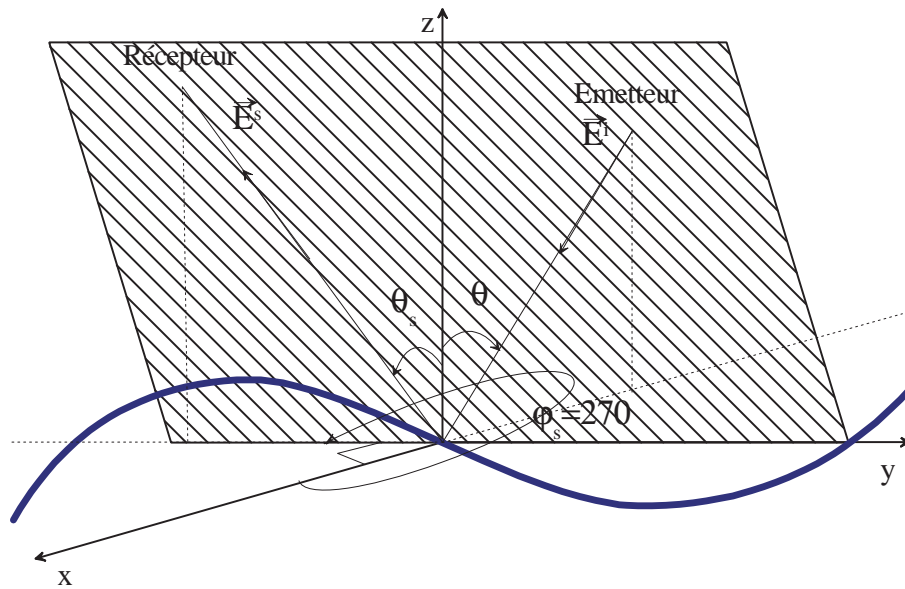


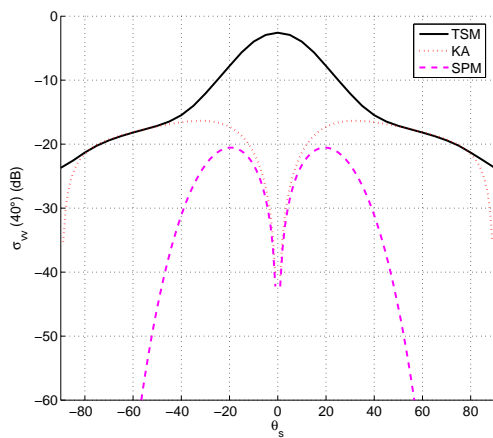
FIG. 4.25 – configuration bistatique : $\varphi = 0^\circ$ et $\varphi_s = 90^\circ$

Les paramètres physiques seront les mêmes que dans les simulations précédentes à savoir une salinité d'eau de 35 ppm et une température de 20°C , la vitesse du vent est fixée à $U_{10}=15$ m/s et la direction du vent est confondue avec la direction d'incidence $\varphi_{vent} = 0^\circ$.

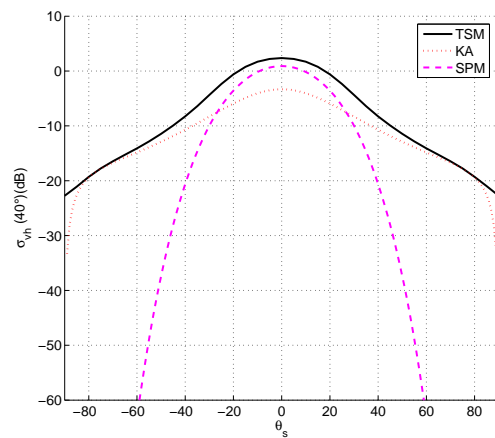
D'après la figure 4.26 nous constatons que le modèle composite à deux échelles donne un résultat plus crédible que les modèles classiques. En effet, pour le coefficient σ_{vv} l'approximation de Kirchhoff et la méthode des petites perturbations génèrent des courbes ne reflétant pas le phénomène réel au niveau de la normale, ils affichent une décroissance brutale alors qu'on attendait un maximum d'énergie à ce niveau. De plus, la méthode des petites perturbations affiche un coefficient σ_{hh} nul. Ce qui est improbable pour une surface rugueuse où on devait avoir au moins la composante incohérente au niveau de cette polarisation.

La figure 4.27 souligne les limites de l'approximation de Kirchhoff qui sont dues à l'angle rasant adopté au niveau de l'émetteur ($\theta = 80^\circ$).

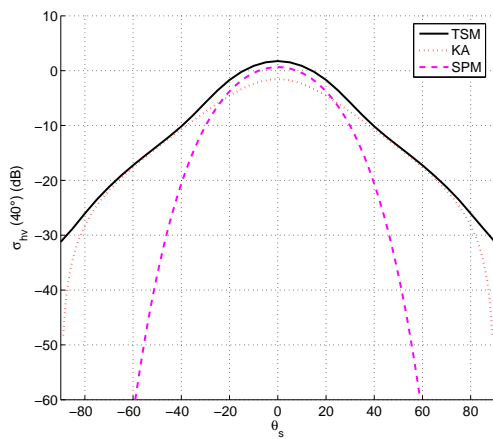
Dans le paragraphe suivant nous allons nous intéresser à la variation des coefficients de diffusion en fonction de l'angle azimut du récepteur.



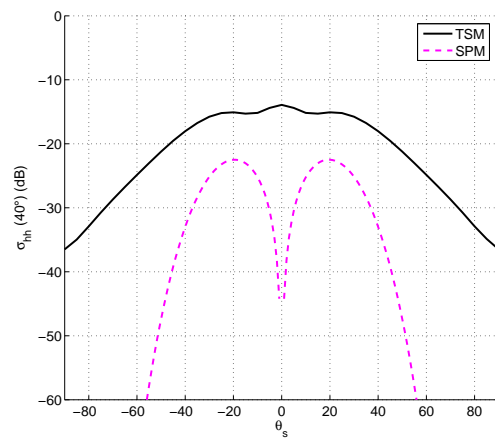
(a)



(b)



(c)



(d)

FIG. 4.26 – Coefficient de diffusion en fonction de l'angle observé θ_s pour un angle d'incidence $\theta = 40^\circ$ en utilisant le modèle composite à deux échelles, l'approximation de Kirchhoff et le modèle des petites perturbations

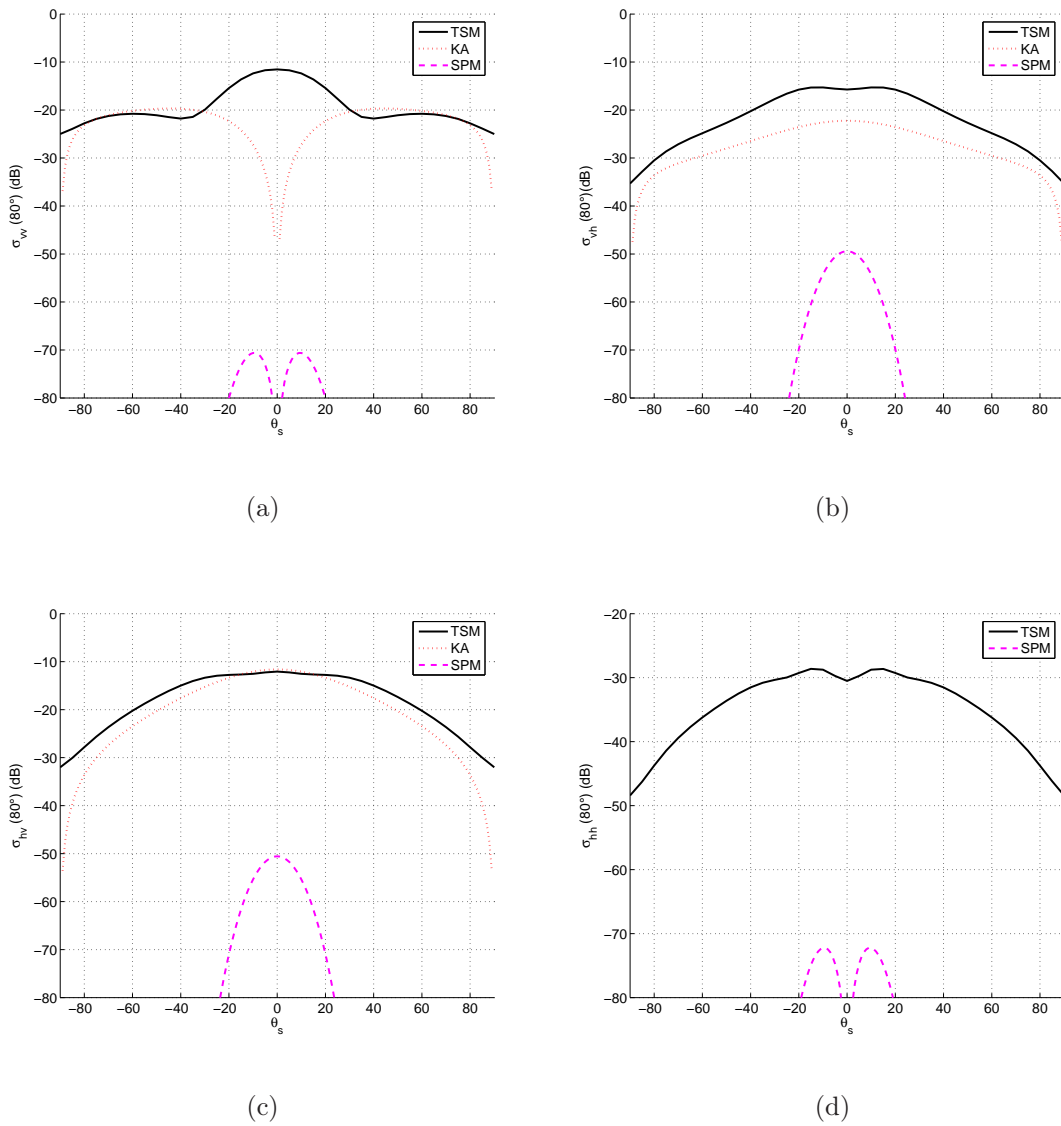


FIG. 4.27 – Coefficient de diffusion en fonction de l'angle observé θ_s pour un angle d'incidence $\theta = 80^\circ$ en utilisant le modèle composite à deux échelles (trait continu), l'approximation de Kirchhoff (trait discontinu) et le modèle des petites perturbations (en pointillé)

4.1.3.2 Variation en fonction de l'azimut du récepteur

De même que pour la configuration précédente l'émetteur sera fixé par ($\theta = 60^\circ$, $\varphi = 0^\circ$) alors que le récepteur tournera autour de point d'incidence $\varphi_s \in [0^\circ, 360^\circ]$. L'angle d'observation θ_s sera identique à l'angle d'incidence (voir figure 4.28). Tous les autres paramètres auront les mêmes valeurs que dans la simulation précédente.

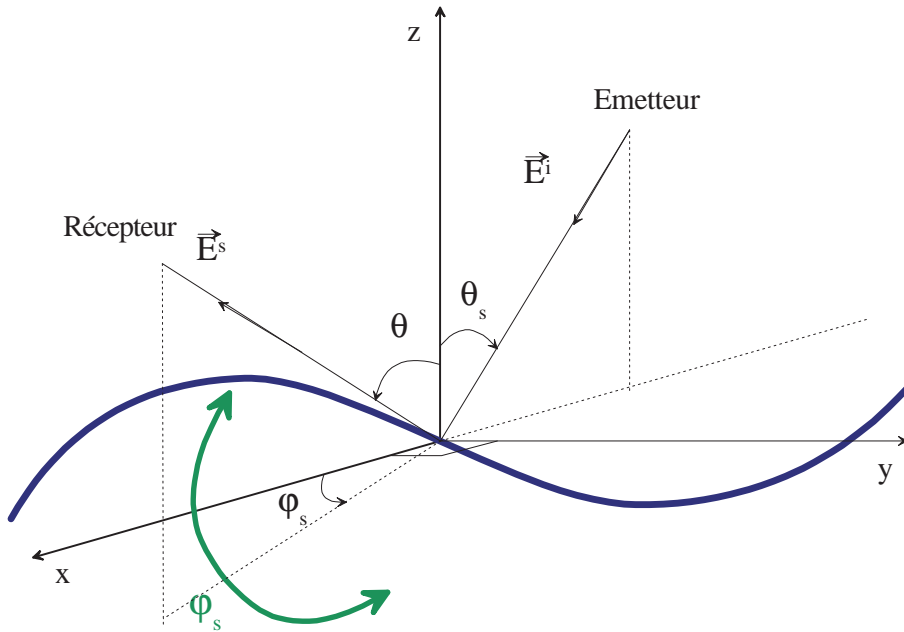


FIG. 4.28 – Configuration bistatique : $\varphi = 0^\circ$ et $\varphi_s \in [0^\circ, 360^\circ]$

Les résultats présentés sur les figures 4.29 et 4.30 affirment les points soulignés dans les simulations précédentes tels que la validité de l'approximation de Kirchhoff au niveau spéculaire. Pour cette configuration la zone spéculaire est définie pour $\varphi_s \in [0^\circ, 30^\circ] \cup [330^\circ, 360^\circ]$. Le modèle des petites perturbations donne des résultats proches de ceux obtenus à l'aide du modèle composite à deux échelles et particulièrement pour le premier angle d'incidence $\theta = 40^\circ$.

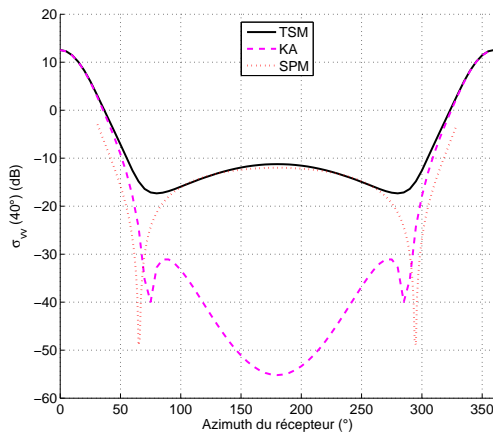
La figure 4.30 montre que le modèle composite à deux échelles donne des résultats cohérents pour des angles rasants ce qui favorise notre choix pour ce modèle.

4.1.4 Signature polarimétrique

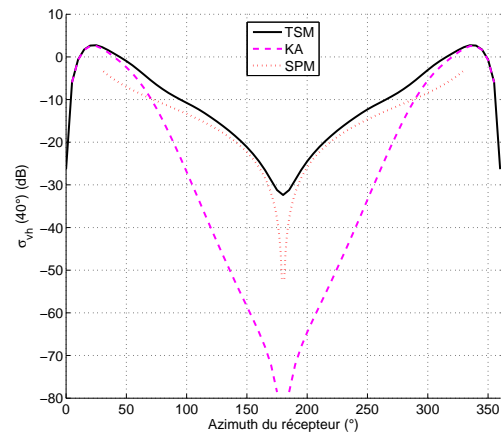
Dans cette partie du chapitre nous allons représenter la signature polarimétrique qui donnera une idée claire sur la distribution de la puissance diffusée par une cible pour différents états de polarisation adoptés par les antennes d'émissions et de réception.

En première étape nous allons considérer la configuration classique : la propagation avant où l'angle d'incidence sera identique à l'angle d'observation. On fixe ainsi $\theta = \theta_s = 50^\circ$ de même pour les azimuts à l'émission et la réception sont fixés à $\varphi = \varphi_s = 0^\circ$.

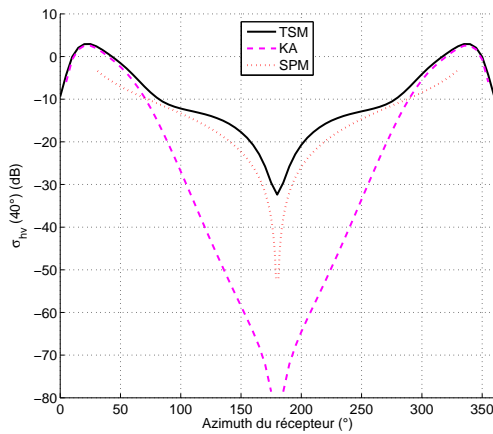
Les résultats présentés sur la figure 4.31 montrent que la signature copolarisée est maximale si l'antenne d'émission et de réception sont polarisés linéairement



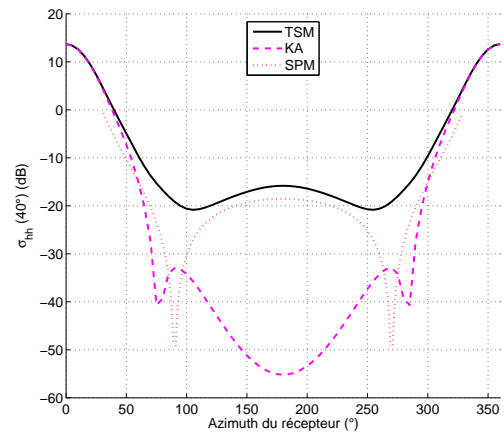
(a)



(b)

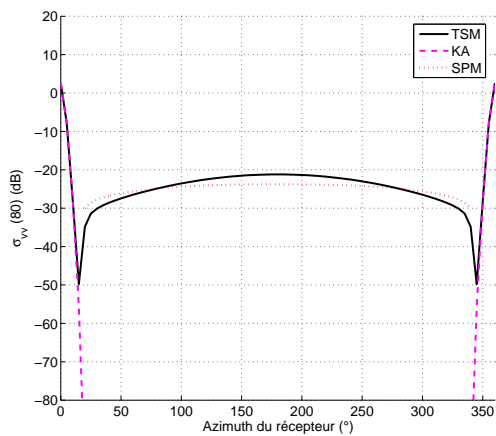


(c)

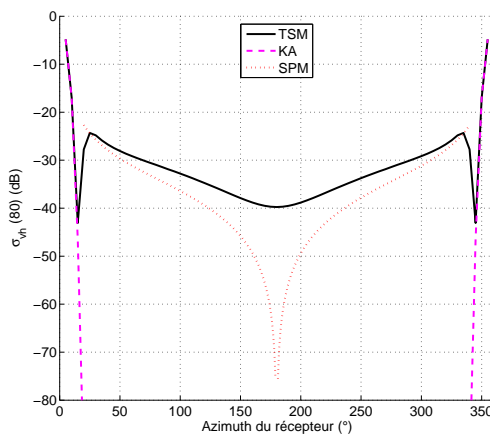


(d)

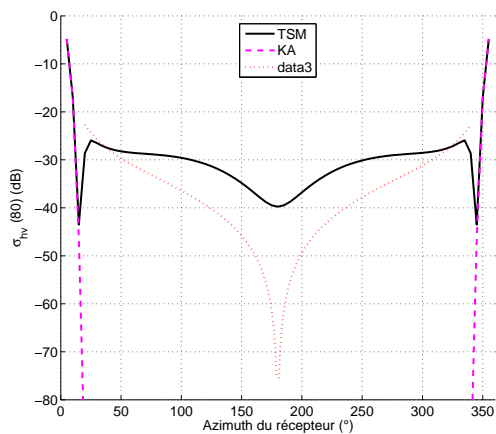
FIG. 4.29 – Coefficient de diffusion en fonction de l'azimut du récepteur φ_s pour un angle d'incidence $\theta = 40^\circ$ en utilisant le modèle composite à deux échelles, l'approximation de Kirchhoff et le modèle des petites perturbations



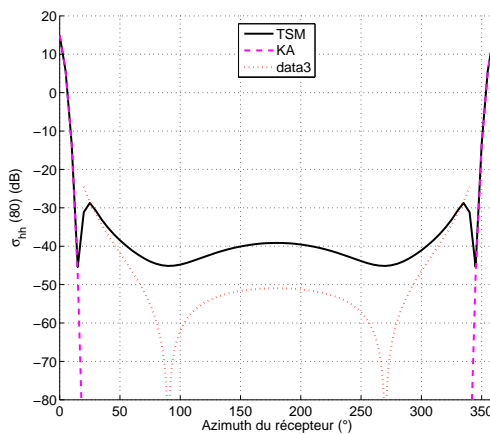
(a)



(b)



(c)



(d)

FIG. 4.30 – Coefficient de diffusion en fonction de l'azimut du récepteur φ_s pour un angle d'incidence $\theta = 80^\circ$ en utilisant le modèle composite à deux échelles, l'approximation de Kirchhoff et le modèle des petites perturbations

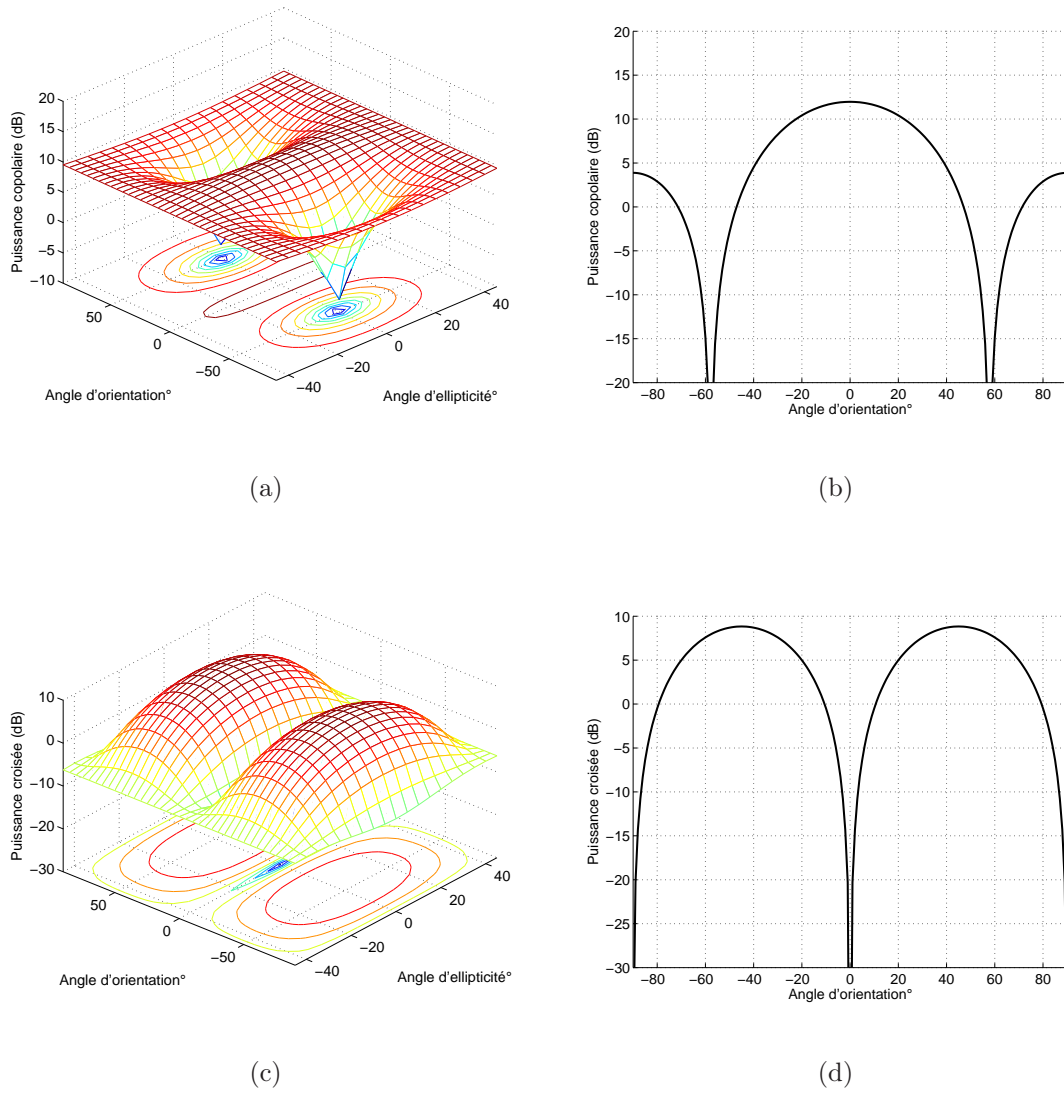
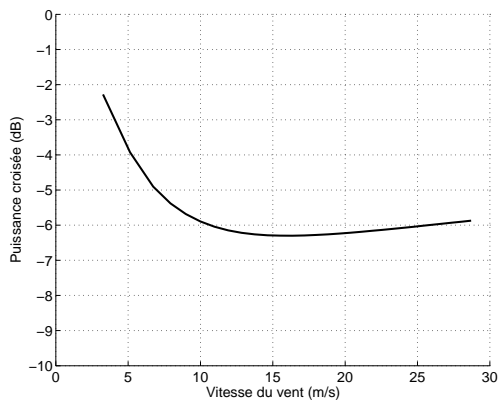
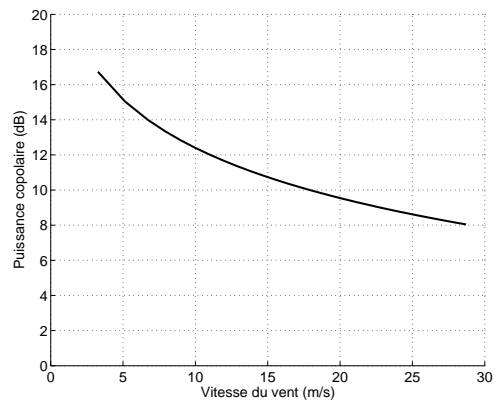


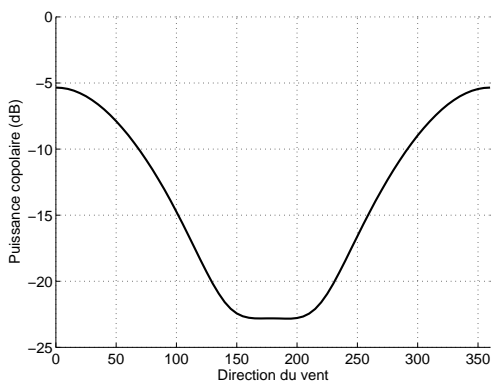
FIG. 4.31 – Signatures polarimétriques de la surface de la mer en configuration propagation avant ($\varphi_s = \varphi = 0^\circ$ et $\theta_s = \theta = 50^\circ$), (a,c) représentation en fonction des angles d'orientation et d'ellipticité, (b,d) représentations en fonction de l'angle d'orientation ($\tau = 0^\circ$)



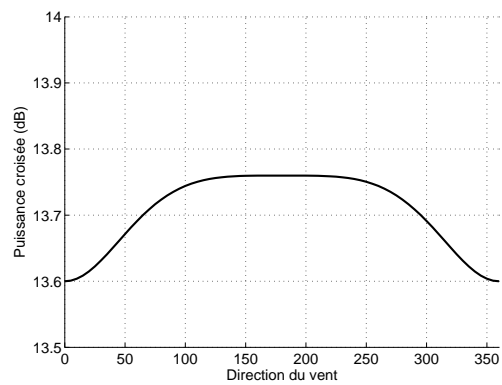
(a)



(b)



(c)



(d)

FIG. 4.32 – Signatures polarimétriques de la surface de la mer en configuration propagation avant ($\varphi_s = \varphi = 0^\circ$ et $\theta_s = \theta = 50^\circ$), (a,b) variation en fonction de la vitesse du vent, (c,d) variation en fonction de la direction du vent

(angle d'ellipticité $\tau = 0^\circ$). En revanche, la puissance croisée est minimale pour une polarisation des antennes d'émission et de réception respectivement vertical et horizontale ($\tau = \psi = 0^\circ$). Cette puissance est maximale pour $\psi = \pm 45^\circ$ et $\tau = 0^\circ$.

Pour une polarisation circulaire des antennes ($\tau = \pm 45^\circ$) l'énergie reste constante indépendamment de l'orientation des antennes. Elle est ainsi bien répartie entre la composante horizontale et verticale des antennes à l'émission et à la réception.

Pour étudier l'effet du vent sur le comportement polarimétrique de la surface de la mer sur la figure 4.32 nous représentons tout d'abord la variation des signatures polarimétriques en fonction de la vitesse du vent. Pour cela nous nous plaçons dans la même configuration que précédemment, et nous optons pour la polarisation circulaire droite ($\tau = 45^\circ$ et $\psi = 0^\circ$) la propagation de l'onde est supposée dans la direction du vent ($\phi_{vent} = 0^\circ$). En second temps nous fixons la vitesse du vent ($U_{10} = 5m/s$) et nous faisons varier φ_{vent} de 0 à 360° .

D'après les résultats illustrés par la figure 4.32, une augmentation de la vitesse du vent atténue l'énergie copolaire et croisée. Ceci est une conséquence logique de la transformation de l'énergie spéculaire en énergie diffusée. Quant à la variation de la direction du vent, on note que l'énergie copolaire est maximale dès qu'on se trouve auprès de la direction du vent. Ce qui est l'opposé de l'énergie croisée qui retrouve son maximum travers au vent.

4.1.5 Conclusion

Dans la première partie de ce chapitre nous avons pu valider les modèles de diffusion (approximation de Kirchhoff, modèle des petites perturbations et le modèle composite à deux échelles) associés au spectre de surface (spectre d'Elfouhaily et spectre de Pierson-Moskowitz) et la distribution de Cox & Munk par rapport à quelques mesures réelles publiées dans la littérature pour la configuration monostatique en fonction de différents paramètres (fréquence d'émission, angle d'observation θ_s , vitesse et direction du vent).

Nous avons également traité la configuration propagation avant, favorisant la composante spéculaire. Nous avons souligné la concordance du modèle composite à deux échelles avec l'approximation de Kirchhoff pour cette composante. Quant aux angles rasants, seul le modèle composite à deux échelles donne des résultats crédibles.

La configuration bistatique plus générale a été présentée à la fin de cette section, les angles choisis favorisent ainsi plus la composante diffuse que la composante spéculaire. Ceci nous a permis de souligner les limites des modèles classiques par rapport au modèle composite à deux échelles.

Quant à la signature polarimétrique, elle permet de déduire la meilleure configuration des antennes à l'émission et à la réception afin de favoriser soit les composantes copolaires σ_{hh} et σ_{vv} , soit les composantes croisées σ_{vh} et σ_{hv} .

Dans la partie suivante nous allons montrer les effets d'un polluant sur la diffusion électromagnétique de la surface de la mer. Nous allons étudier les deux types présentés dans le deuxième chapitre : mélange en émulsion continue et polluant en couche fine au dessus de la surface.

4.2 Diffusion par une surface polluée

Nous avons vu dans le chapitre 3 qu'un polluant agit sur les caractéristiques de la surface océanique selon l'état de la mer ainsi que ses propriétés électriques et physiques. Dans les deux types de surfaces considérées (mélange en émulsion et polluant en couche) nous avons étudié l'évolution de la permittivité et du spectre de surface.

Dans cette section nous allons combiner ces représentations de surface avec les modèles de diffusion afin d'estimer d'abord les coefficients de diffusion et ensuite les signatures polarimétriques.

4.2.1 Mélange en émulsion continu

Nous avons montré que les caractéristiques physiques de la surface polluée en émulsion varient avec le pourcentage de pétrole dans l'eau. Dans cette partie, pour différentes configurations, nous allons représenter la variation des coefficients de diffusion et la signature polarimétrique de la surface en fonction du pourcentage de pétrole dans l'eau salée.

4.2.1.1 Retrodiffusion

Les coefficients de rétrodiffusion de la surface polluée sont représentés en fonction de l'angle d'observation (figure 4.33). La vitesse du vent étant fixée à $U_{10} = 20\text{m/s}$, et sa direction est $\varphi_{vent} = 0^\circ$, la température et la salinité ont des valeurs respectives de 20°C et 35 ppm et la fréquence d'émission est fixée à 10GHz . Nous traitons trois surfaces différentes par rapport au pourcentage du polluant dans l'eau (0, 30 et 40%).

Nous utilisons le modèle composite à deux échelles avec le spectre d'Elfouhaily et la distribution de Cox & Munk.

La figure 4.33 montre que l'effet du polluant est variable selon la polarisation choisie.

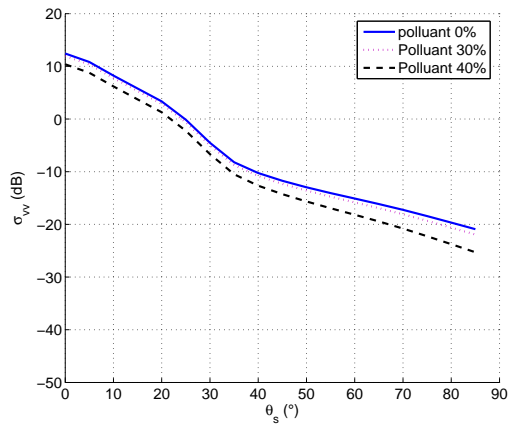
Pour des coefficients copolaires, la variation du champ est très limitée pour σ_{hh} et variable pour σ_{vv} où elle est amplifiée au niveau des angles rasants. Cette variation est uniforme et plus parlante pour les coefficients croisés σ_{hv} et σ_{vh} qui sont en outre fonction de la composante incohérente du champ diffusé. La déviation des coefficients d'une surface propre à une surface polluée à 40 % de pétrole peut atteindre 4 à 5 dB.

4.2.1.2 Propagation avant

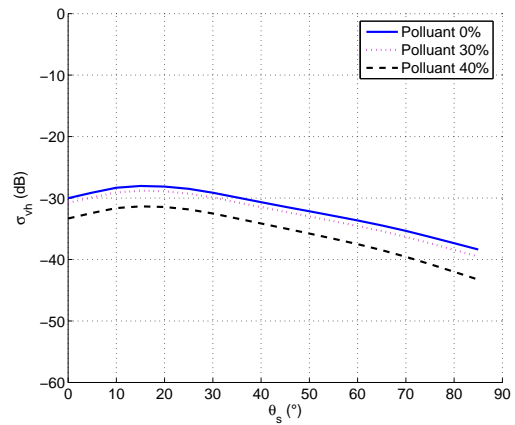
La propagation avant met en évidence le comportement de la composante spéculaire pour les coefficients copolaires et la composante diffuse pour les coefficients croisés.

Pour un angle d'incidence de $\theta = 40^\circ$ on retrouve les mêmes observations faites dans le cas de la rétrodiffusion. Le coefficient σ_{hh} en particulier montre un faible contraste entre la surface propre et la surface polluée à 40%.

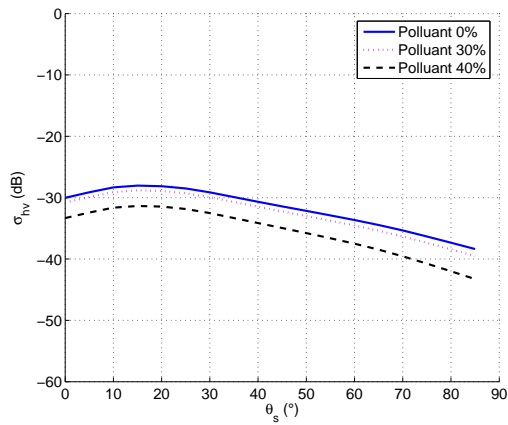
Dès qu'on se trouve dans la zone des angles rasants ($\theta = 70^\circ$), un nouveau phénomène fait son apparition au niveau du coefficient σ_{vv} pour une surface polluée



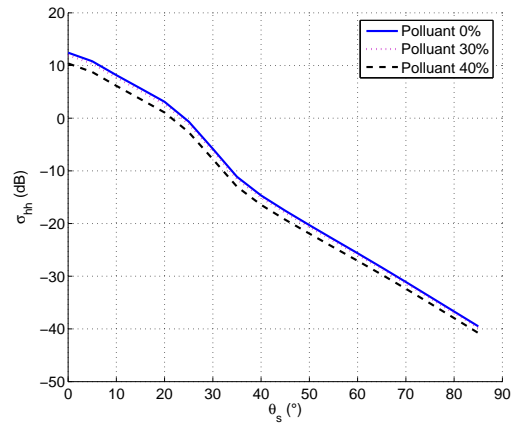
(a)



(b)



(c)



(d)

FIG. 4.33 – Coefficient de retrodiffusion en fonction de l'angle observé θ_s pour trois surfaces en émulsion (0, 30 et 40 % de polluant dans l'eau)

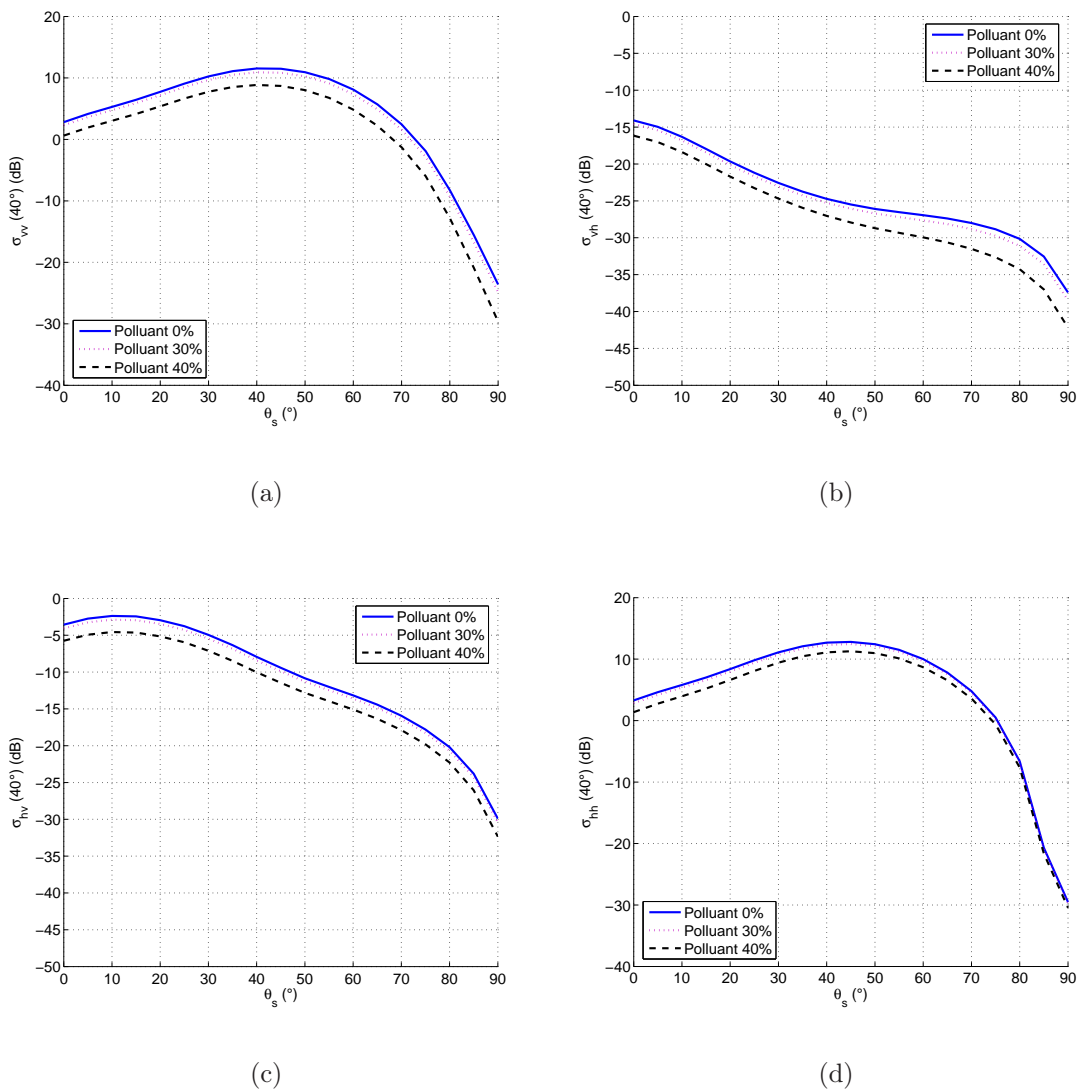


FIG. 4.34 – Coefficient de diffusion pour une configuration propagation avant ($\theta = 40^\circ$) en fonction de l'angle d'observation θ_s pour trois surfaces en émulsion (0, 30 et 40 % de polluant dans l'eau)

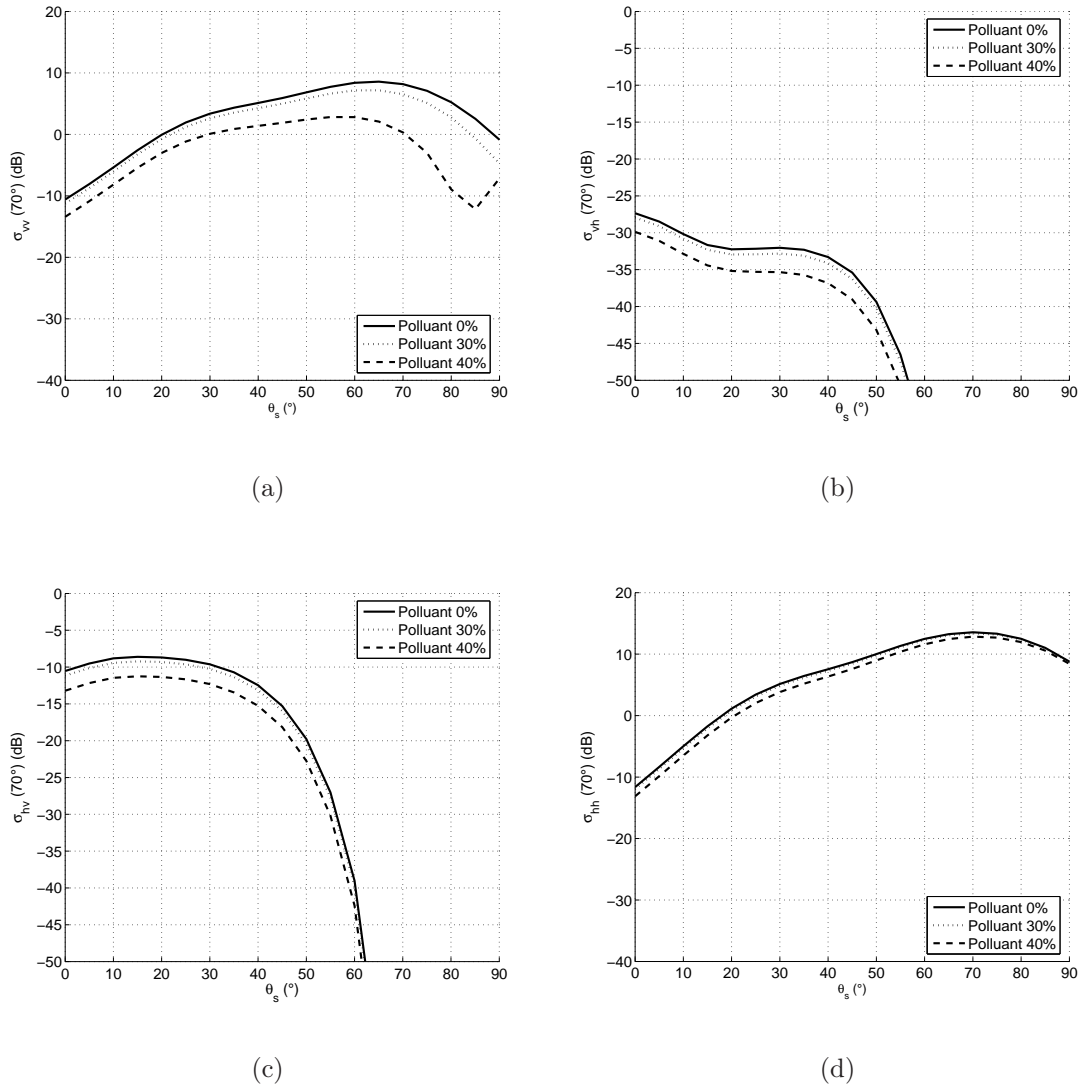


FIG. 4.35 – Coefficient de diffusion pour une configuration propagation avant ($\theta = 70^\circ$) en fonction de l'angle d'observation θ_s pour trois surfaces en émulsion (0, 30 et 40 % de polluant dans l'eau)

à 40%. En effet, au lieu d'avoir son maximum d'amplitude au niveau de l'angle observé $\theta_s = \theta = 70^\circ$, σ_{vv} subit une décroissance rapide. Une partie non négligeable du champ émis est transmise vers la surface polluée. Ce comportement ne peut être expliqué que par l'effet de Brewster qui sera développé décrit dans la section 4.2.3.

4.2.1.3 Configuration bistatique

Nous adoptons la même configuration que celle vue dans la section validation (4.1.3.1). Ainsi nous représentons les coefficients de diffusion de surface pour deux angles d'incidence différents ($\theta = 40^\circ$ et $\theta = 70^\circ$). On traitera les mêmes surfaces que celles traitées dans les simulations précédentes.

Cette configuration bistatique traduit exclusivement le comportement de la composante incohérente pour les quatre coefficients de diffusion.

Les figures 4.36 et 4.37 montrent que la variation des coefficients de diffusion σ_{vv} et σ_{hv} est plus importante que celle des coefficients σ_{hh} et σ_{vh} . Cette variation croît avec l'angle d'incidence θ et peut atteindre 7 dB au voisinage des angles rasants ($\theta_s \geq 70^\circ$) pour le coefficient σ_{vv} .

4.2.1.4 Signature polarimétrique

Afin d'avoir une idée sur la variation de la puissance diffusée par les différents types de surfaces (surface maritime naturelle et surface polluée à 40%) dans les canaux copolarisés et les canaux croisés en fonction des états de polarisation des antennes à l'émission et à la réception, dans ce paragraphe nous allons représenter les signatures polarimétriques de ces deux surfaces en fonction de différents angles d'orientation et d'ellipticité.

Dans un premier temps, nous fixons la vitesse du vent à 15 m/s et sa direction à $\varphi_{vent} = 0^\circ$, la fréquence d'émission est $f = 15.46\text{GHz}$ et nous calculons la variation des puissances copolaires et croisées pour une configuration spéculaire ($\varphi_s = \varphi = 0^\circ$ et $\theta_s = \theta = 70^\circ$) en fonction des angles d'orientation et d'ellipticité. Ensuite nous représentons ces signatures dans le cas bistatique où on fixe ($\varphi_s = 45^\circ, \varphi = 0^\circ$ et $\theta_s = \theta = 70^\circ$) (figures 4.38 et 4.39).

Afin de constater le contraste entre les deux surfaces, sur la figure 4.40 nous représentons la différence normalisée des signatures de polarisation pour les deux configurations étudiées.

Les résultats numériques montrent les mêmes allures des signatures pour une surface océanique naturelle et une surface polluée. Cependant, au niveau de l'amplitude nous remarquons que la présence du polluant atténue la puissance copolaire et déplace ses minimas, alors que la puissance croisée est amplifiée de 3 à 4 dB. Ceci peut être confirmé par le graphe représenté sur la figure 4.40.

Sur la figure 4.41 nous traçons la variations des signatures en fonction de la vitesse du vent pour les deux configurations vue au dessus. Les angles de polarisations choisis permettent d'avoir l'énergie maximale pour chaque type de polarisation ($\eta = 0^\circ$ et $\psi = 0^\circ$ pour la signature copolaire et $\eta = 0^\circ$ et $\psi = 45^\circ$ pour la signature croisée).

La figure 4.41 confirme l'atténuation des énergies copolaires et croisées produite par la présence du polluant dans la surface de la mer. De plus, la croissance de la

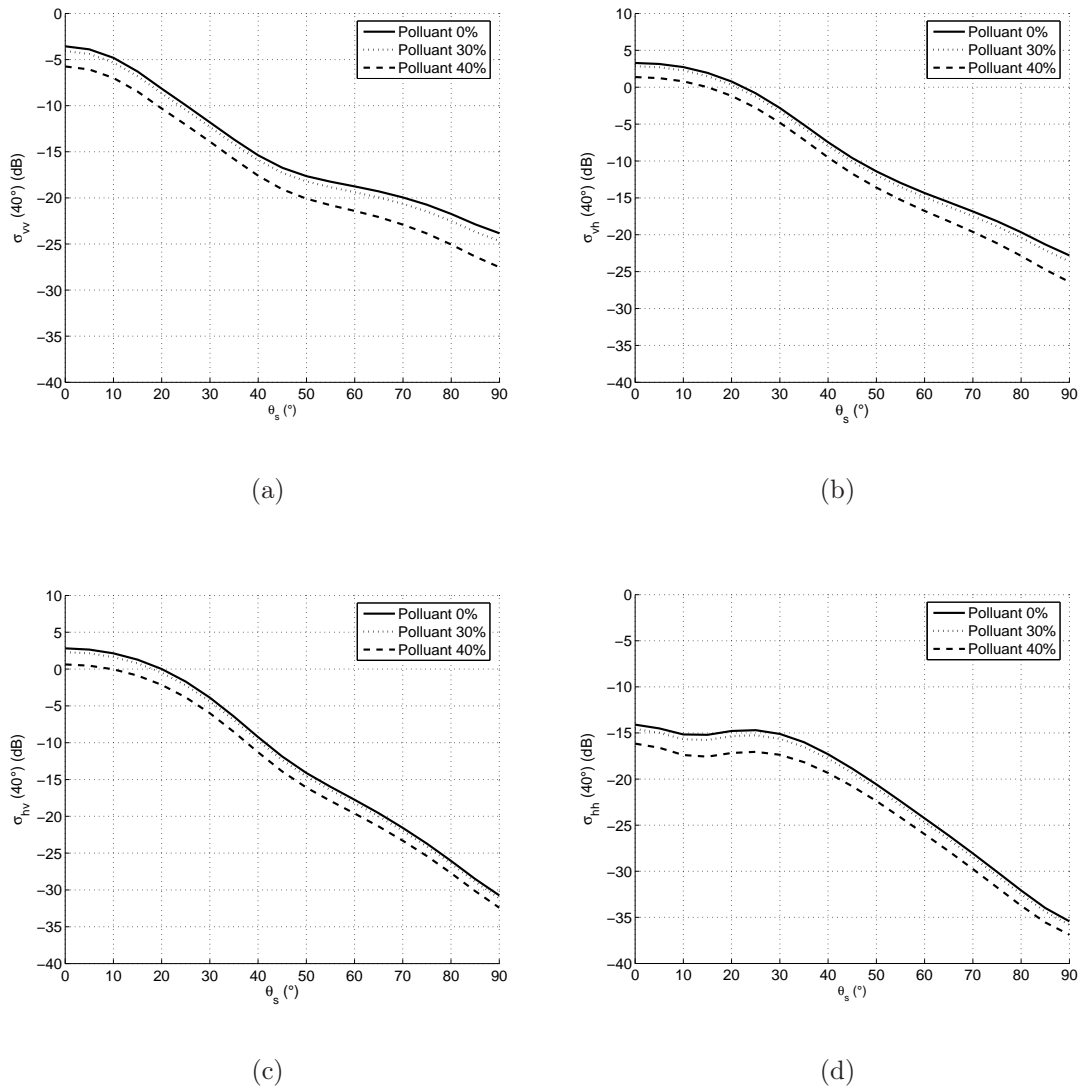
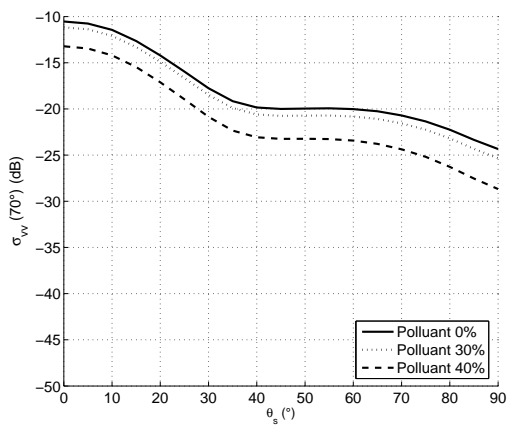
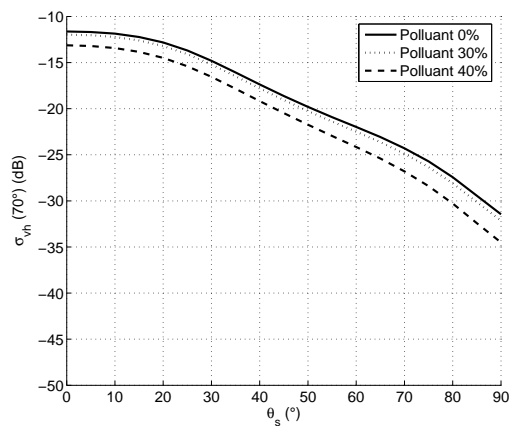


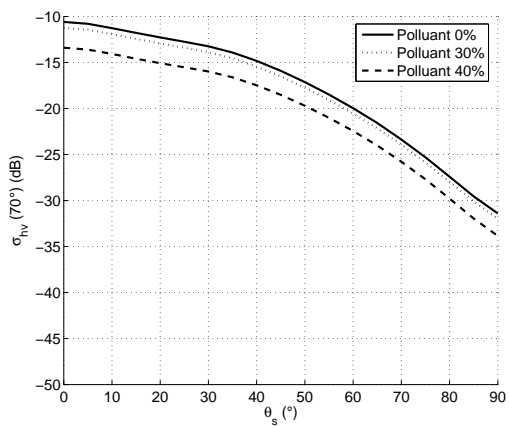
FIG. 4.36 – Coefficient de diffusion pour une configuration bistatique ($\theta = 40^\circ$) en fonction de l'angle d'observation θ_s pour trois surfaces en émulsion (0, 30 et 40 % de polluant dans l'eau)



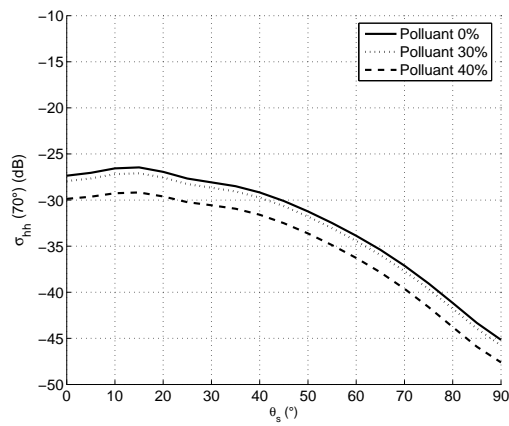
(a)



(b)



(c)



(d)

FIG. 4.37 – Coefficient de diffusion pour une configuration bistatique ($\theta = 70^\circ$) en fonction de l'angle d'observation θ_s pour trois surfaces en émulsion (0, 30 et 40 % de polluant dans l'eau)

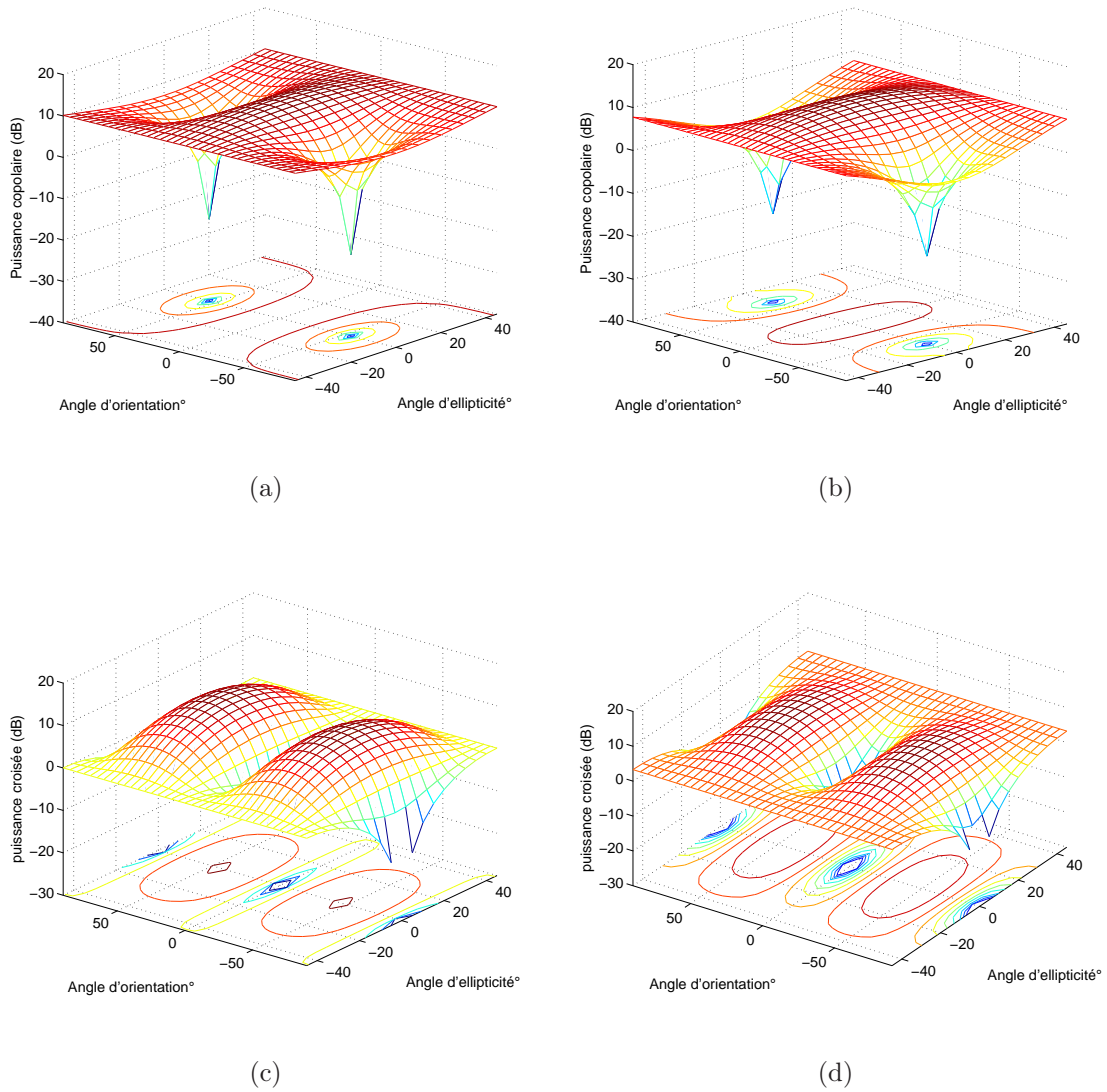


FIG. 4.38 – Signature polarimétrique de surface diffusante ((a-c) surface non polluée, (b,d) surface polluée à 40%) en configuration spéculaire ($\varphi_s = \varphi = 0^\circ$ et $\theta_s = \theta = 70^\circ$) en fonction de l'angle d'orientation et l'angle d'ellipticité

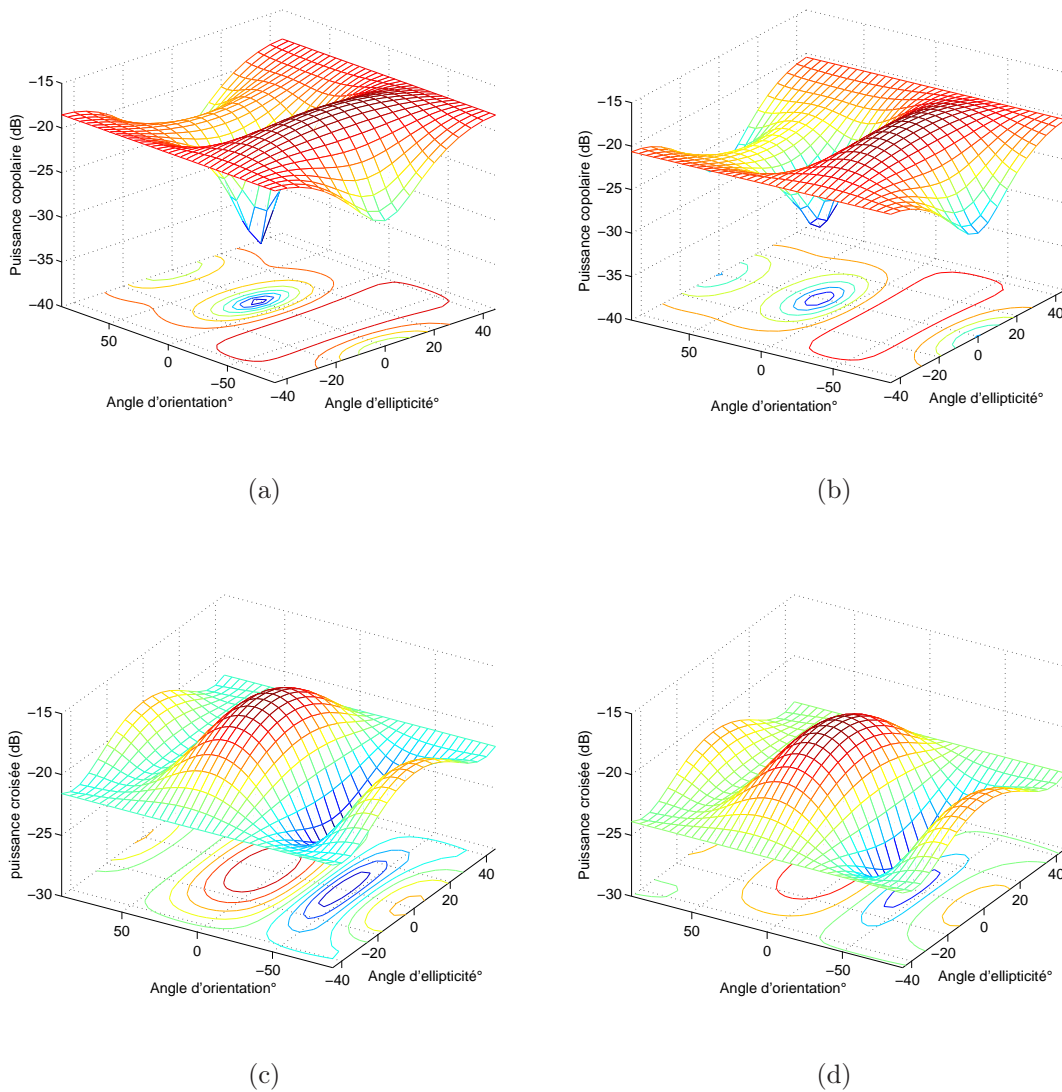


FIG. 4.39 – Signature polarimétrique de surface diffusante ((a-c) surface non polluée, (b,d) surface polluée à 40%) en configuration bistatique ($\varphi_s = 45^\circ$, $\varphi = 0^\circ$ et $\theta_s = \theta = 70^\circ$) en fonction de l'angle d'orientation et l'angle d'ellipticité

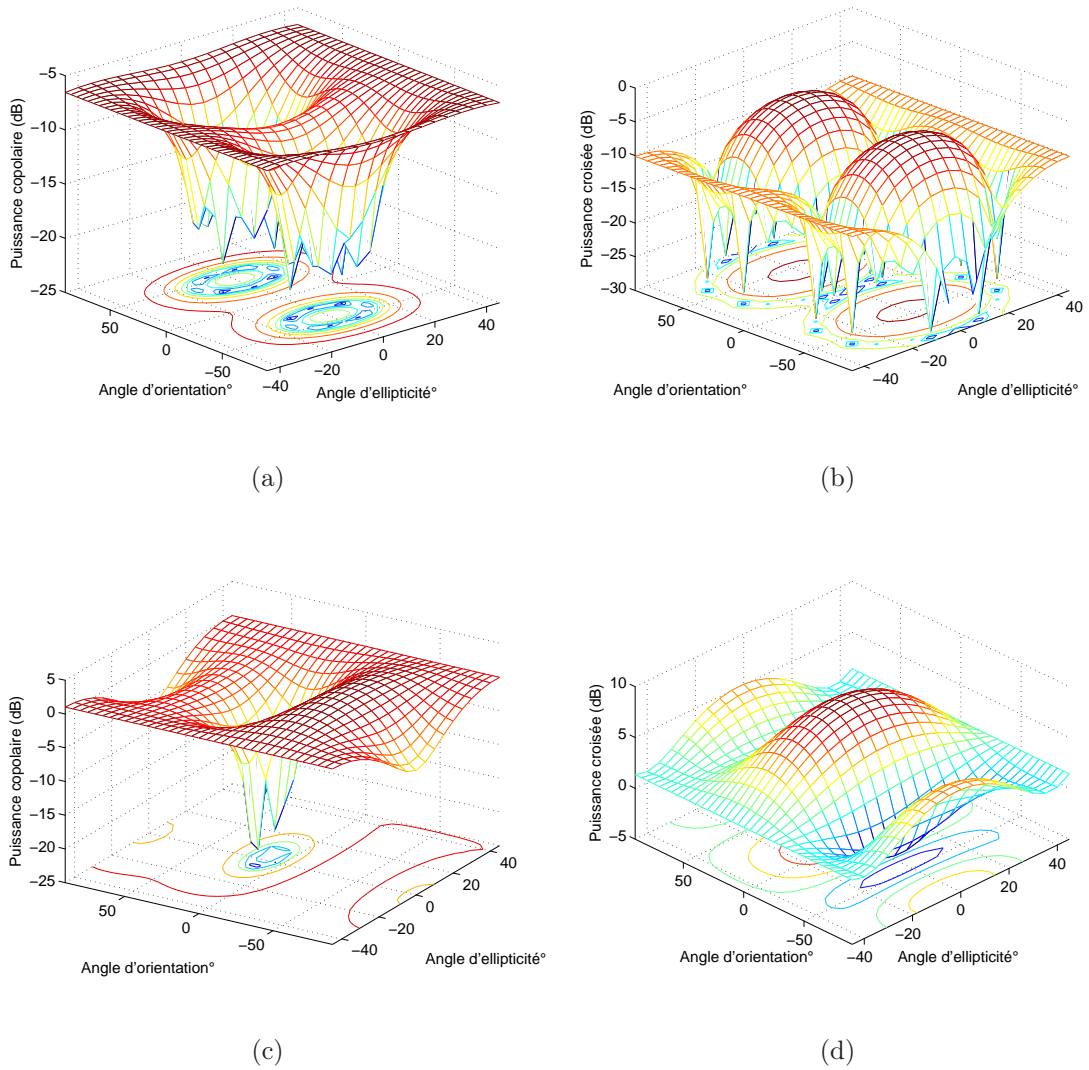
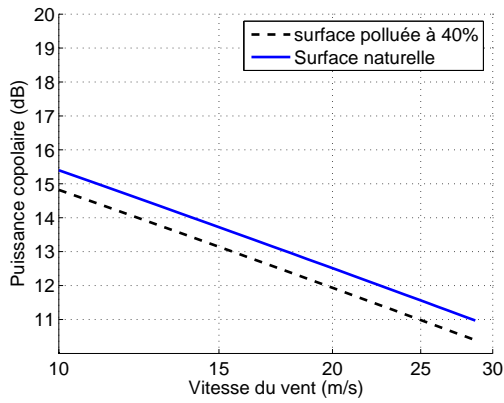
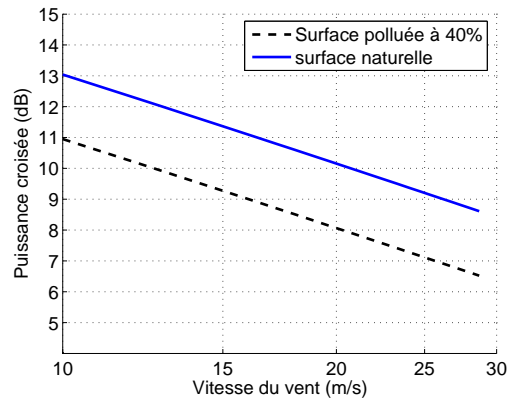


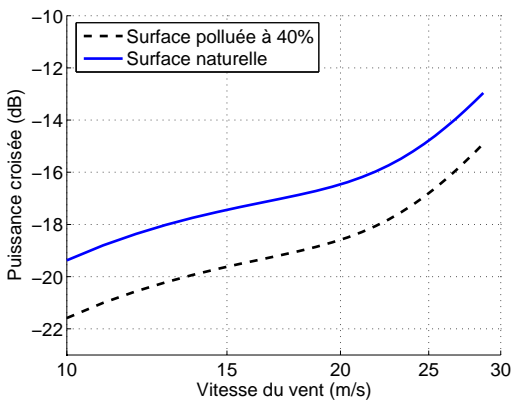
FIG. 4.40 – Différence de signatures polarimétriques normalisée en fonction de l'angle d'orientation et l'angle d'ellipticité entre une surface polluée (polluant en émulsion à 40%) et une surface océanique naturelle. (a-b) différence de signature dans le cas d'une configuration propagation avant ($\theta = \theta_s = 70^\circ$) et (b,d) différence de signature pour une configuration bistatique particulière ($\theta = \theta_s = 70^\circ$ et $\varphi_s = 45^\circ$, $\varphi = 0^\circ$)



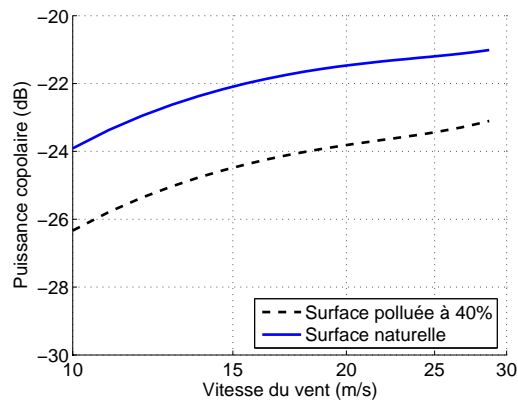
(a)



(b)



(c)



(d)

FIG. 4.41 – Signature polarimétrique de surface diffusante ((a) configuration propagation avant ($\theta_s = \theta = 70^\circ$, $\tau = 0^\circ$ et $\psi = 0^\circ$), (b) configuration propagation avant ($\theta_s = \theta = 70^\circ$, $\tau = 0^\circ$ et $\psi = 45^\circ$), (c) configuration bistatique ($\theta = \theta_s = 70^\circ$, $\varphi_s = 45^\circ$, $\varphi = 0^\circ$, $\eta = 0^\circ$ et $\psi = 0^\circ$) et (d) configuration bistatique ($\theta = \theta_s = 70^\circ$, $\varphi_s = 45^\circ$, $\varphi = 0^\circ$, $\tau = 0^\circ$ et $\psi = 45^\circ$)) en fonction de la vitesse du vent

vitesse du vent alimente la composante diffuse (configuration bistatique) au profit de la composante spéculaire (propagation avant).

Connaissant l'évolution de la signature polarimétrique il est très difficile d'en déduire les caractéristiques de la surface puisque les influences des différents paramètres ne sont pas décorréélées entre elles. Par contre il est possible, connaissant les caractéristiques de la surface illuminée de choisir les polarisations d'émission et de réception qui minimisent ou maximisent la puissance reçue.

4.2.2 Polluant au dessus de la surface

Pour une faible vitesse du vent ($U_{10} < 7\text{m/s}$), le polluant formera une couche fine atténuant le spectre de surface pour les vagues capillaires. Nous avons vu que l'atténuation du spectre dépend de la qualité du polluant ainsi que de la dimension de la surface couverte par celui-ci. Dans cette section, pour différentes configurations géométriques nous allons comparer l'évolution des coefficients de diffusion pour une surface océanique et une surface couverte par un polluant. La fréquence d'émission est fixée à 15,46GHz et la permittivité de la surface est supposée égale à celle du polluant ($\epsilon' = 5$ et $\epsilon'' = 0$) (nous traitons une surface totalement couverte par le pétrole).

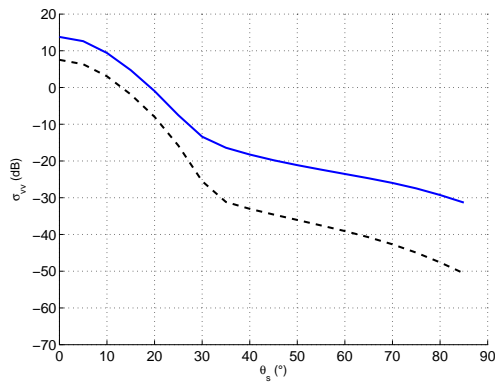
4.2.2.1 Retrodiffusion

Au cours de cette configuration nous fixons la vitesse du vent à $U_{10} = 5\text{m/s}$ et la direction $\varphi_{vent} = 0^\circ$. La permittivité de la surface polluée étant supposée égale à celle du polluant dès que l'on a supposé que la surface est totalement couverte du pétrole (pour une fréquence d'émission de 15.46GHz, $\epsilon' = 5$ et $\epsilon'' = 0$). De plus nous choisissons un polluant insoluble ce qui est le cas le plus probable et le plus important dans la réalité.

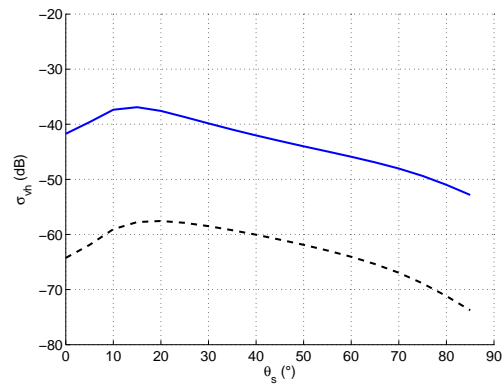
La figure 4.42 révèle divers points importants :

- au niveau de la composante spéculaire ($0^\circ < \theta_s = \theta < 30^\circ$), les coefficients de rétrodiffusion copolaires σ_{vv} et σ_{hh} montrent une déviation de 8 à 10 dB, cette déviation est due essentiellement à la permittivité du polluant.
- au niveau des angles intermédiaires et rasants, cette déviation est plus importante particulièrement pour le coefficient σ_{vv} . En effet, dans cette zone les vagues de capillarité participent fortement à la détermination des coefficients de diffusion. De plus, la permittivité du polluant affectera davantage ces coefficients.
- quant aux coefficients de diffusion croisés, la déviation est maximale et uniforme. Ces coefficients sont fonction de la composante diffuse (cohérente) qui dépend des vagues capillaires. La composante spéculaire (cohérente) est nulle au niveau de ces coefficients.

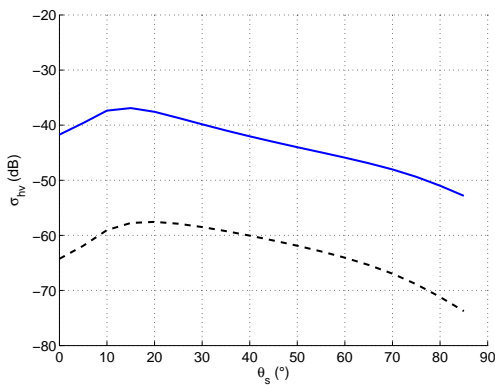
Dans la partie suivante nous allons traiter la configuration propagation avant afin d'avoir une idée sur l'effet du polluant au niveau spéculaire.



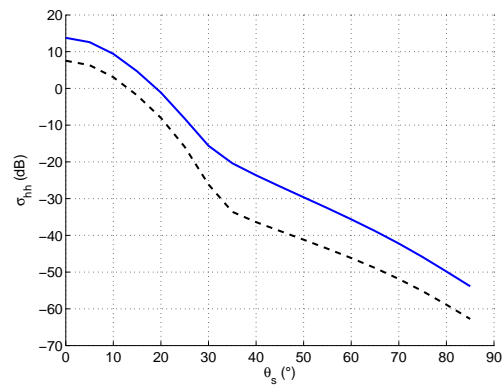
(a)



(b)



(c)



(d)

FIG. 4.42 – Coefficients de rétrodiffusion de surface océanique (trait continu) et surface polluée (trait discontinu) en fonction de l'angle d'observation $\theta_s = \theta$ en utilisant le modèle composite à deux échelles et le spectre d'Elfouhaily

4.2.2.2 Propagation avant

Pour cette configuration, l'émetteur et le récepteur ainsi que le point d'impact de l'onde incidente sont dans le même plan. Cette configuration permet l'évaluation de la composante spéculaire du champ électromagnétique diffusé. Nous allons fixer l'émetteur par le biais de son angle d'incidence ($\theta = 40^\circ$, $\theta = 70^\circ$) et son angle azimut $\varphi = 0^\circ$. Le récepteur sera dans le plan opposé à celui de l'émetteur ($\theta_s \in [0^\circ, 90^\circ]$ et $\varphi_s = 0^\circ$). Idem au cas précédent, on adoptera la permittivité du polluant comme étant la permittivité de la surface polluée et on fixe la vitesse du vent à $U_{10} = 5\text{m/s}$ et la direction $\varphi_{vent} = 0^\circ$.

D'après la figure 4.43, nous notons que la déviation de σ_{vv} est variable suivant l'angle d'observation θ_s . En effet, dans la région spéculaire la déviation est minimale (10dB). Cette déviation croît au fur et à mesure qu'on se déplace vers les angles rasants pour atteindre une valeur maximale de 25dB. Dans ce cas la composante spéculaire est dominée par la composante diffuse.

Le coefficient σ_{hh} est moins affecté par le polluant que le coefficient σ_{vv} , il montre une variation inverse, minimale au niveau des angles rasants.

Quant aux coefficients croisés, la variation est uniforme et est de 20 dB elle est exclusivement alimentée par la composante diffuse qui est fonction du spectre et de la permittivité du polluant.

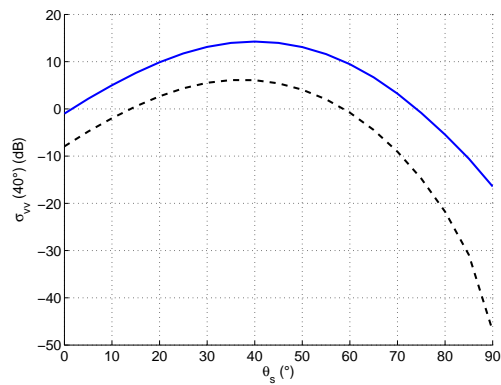
Dès que l'on émet à un angle incident de $\theta = 70^\circ$ (voir figure 4.44), le phénomène Brewster fait son apparition au niveau du coefficient σ_{vv} . Il est plus prononcé que celui affiché pour une surface en émulsion continue avec le polluant (une section spéciale sera consacrée à l'analyse de ce phénomène).

Le coefficient σ_{hh} montre une légère sensibilité au polluant par rapport à σ_{vv} . Dans la zone spéculaire nous avons pratiquement une déviation égale à celle relevée pour le mélange en émulsion (figure 4.35). Cependant, au niveau de la normale ($\theta_s < 20^\circ$) la variation est plus importante entre surface polluée et surface claire à cause de la domination de la composante diffuse.

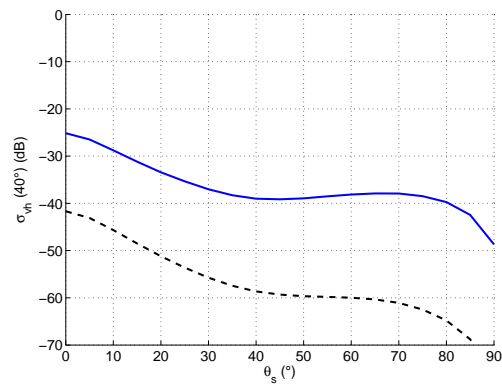
4.2.2.3 Configuration bistatique

Afin de mettre en évidence l'effet du polluant sur la composante diffuse au niveau des coefficients de la matrice de diffusion, dans ce paragraphe nous allons émettre l'onde électromagnétique à partir de deux positions différentes ($\theta = 40^\circ$ et $\theta = 70^\circ$). L'angle azimut de l'émetteur sera fixée à $\varphi = 0^\circ$. Le récepteur évoluera dans un plan perpendiculaire au plan d'incidence ($\varphi_s = 90^\circ$ et $\theta_s \in [0, 90^\circ]$).

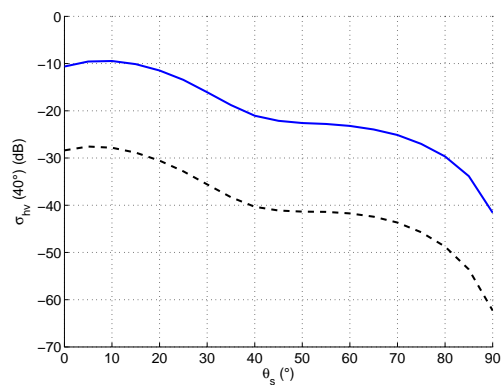
Nous supposons toujours que le polluant est insoluble et couvre totalement la surface de la mer éclairée par l'onde incidente de fréquence ($f = 15.46\text{GHz}$). Le vent est fixée à $U_{10} = 5\text{m/s}$ et de même direction que le plan incident $\varphi_{vent} = 0^\circ$.



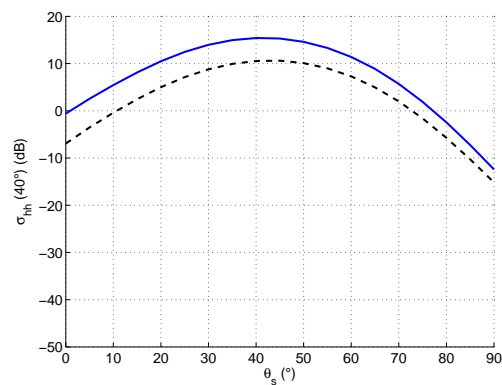
(a)



(b)



(c)



(d)

FIG. 4.43 – Coefficients de diffusion en propagation avant pour une surface océanique (trait continu) et une surface polluée (trait discontinu) pour un angle d'incidence $\theta = 40^\circ$. En utilisant le modèle composite deux échelles avec le spectre d'Elfouhaily et en faisant varier θ_s de 0° à 90°

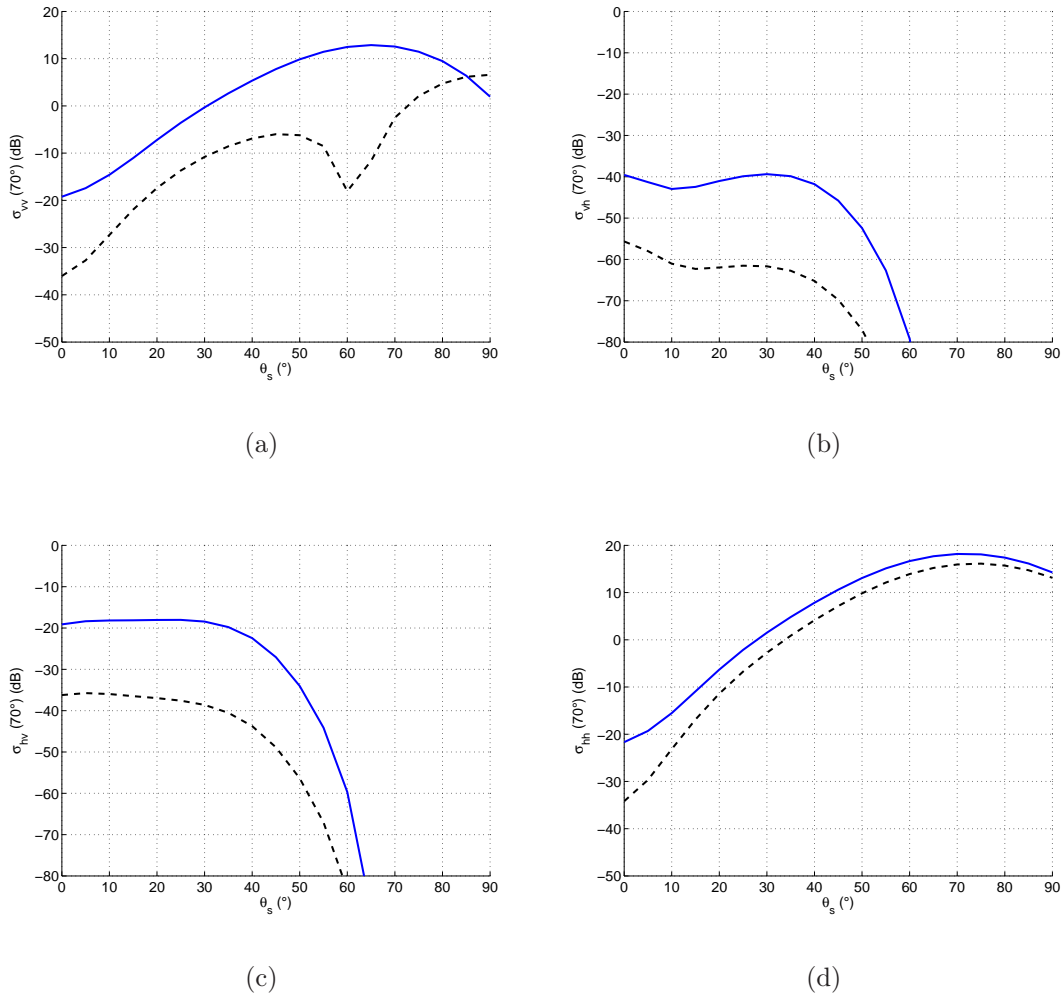
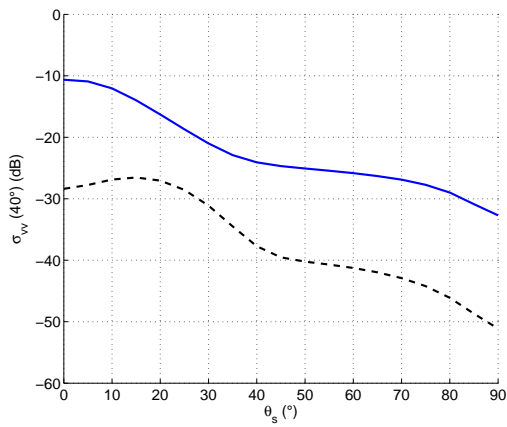
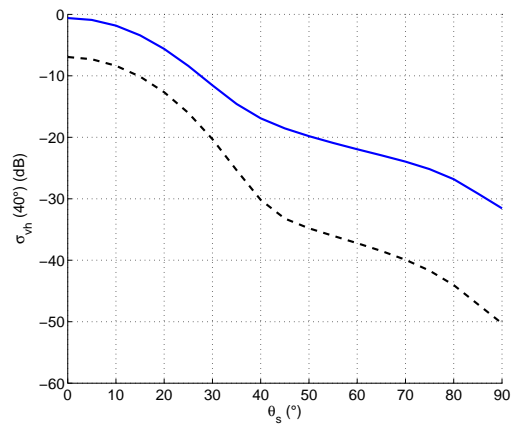


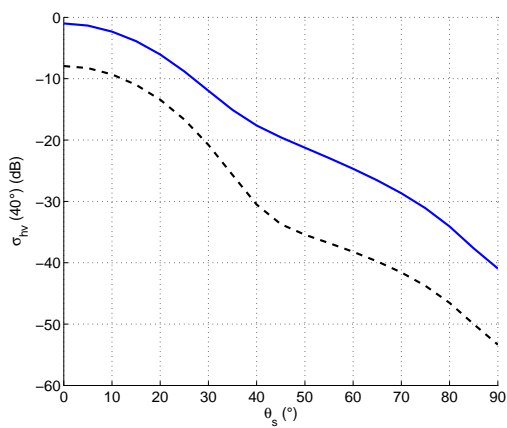
FIG. 4.44 – Coefficients de diffusion en propagation avant pour une surface océanique (trait continu) et une surface polluée (trait discontinu) pour un angle d'incidence $\theta = 70^\circ$. En utilisant le modèle composite à deux échelles avec le spectre d'Elfouhaily et en faisant varier θ_s de 0° à 90°



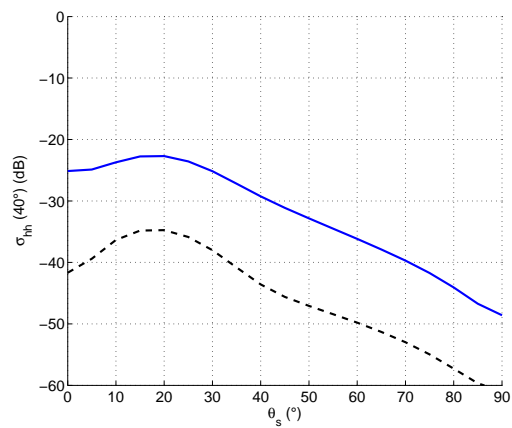
(a)



(b)

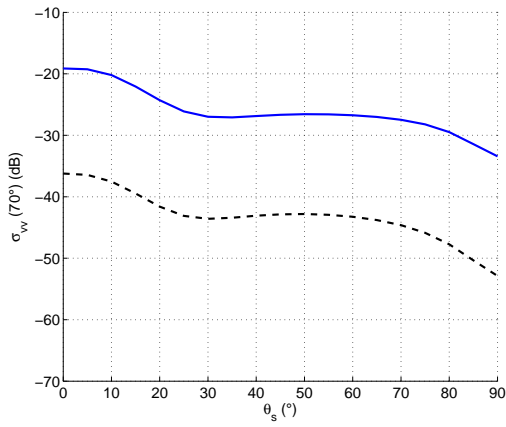


(c)

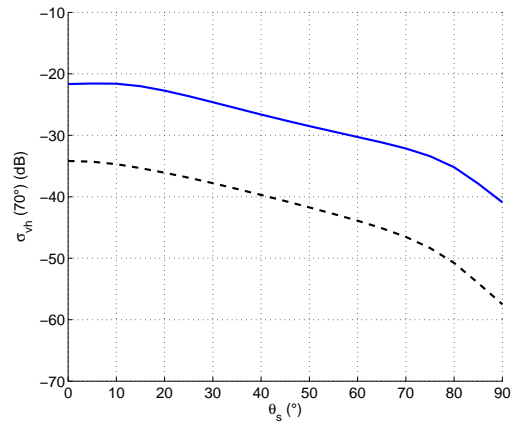


(d)

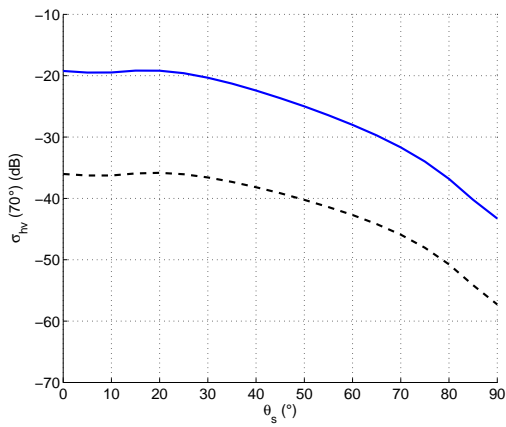
FIG. 4.45 – Coefficients de diffusion pour une configuration propagation avant ($\theta = 40^\circ$) en fonction de l'angle d'observation θ_s pour une surface claire et une surface couverte par le polluant



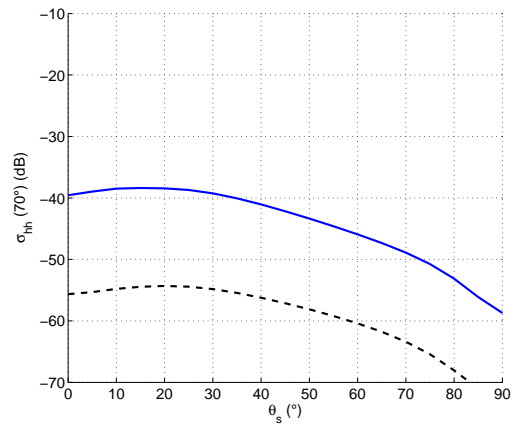
(a)



(b)



(c)



(d)

FIG. 4.46 – Coefficient de diffusion pour une configuration propagation avant ($\theta = 70^\circ$) en fonction de l'angle observé θ_s pour une surface claire et une surface couverte de polluant

En analysant les figures 4.45 et 4.46 nous déduisons que l'effet de la composante diffuse induit une déviation minimale de 13 dB pour les quatre coefficients de la matrice de diffusion entre une surface océanique claire et une autre couverte de polluant uniforme.

Cette déviation n'est pas uniforme pour un angle d'incidence intermédiaire (figure 4.46), elle gagne de l'amplitude au fur et à mesure que l'angle d'incidence tend à évoluer dans la zone de rasance.

4.2.2.4 Signature polarimétrique

En terme de puissance diffusée, la signature polarimétrique de la surface de la mer est bien dépendante des caractéristiques physiques et géométriques de la surface. Ainsi pour une configuration favorisant la composante spéculaire, nous pouvons mesurer l'effet du polluant sur la distribution de la puissance copolaire et croisée en fonction de l'angle d'orientation et l'angle d'ellipticité (voir figure 4.47). Cette figure montre un déplacement des minima de la puissance copolaire par rapport à l'orientation et une atténuation globale de cette puissance. Quant à la puissance croisée, elle montre une déformation totale due au pétrole agissant à la fois sur la permittivité et la rugosité de la surface. En effet, cette puissance est plus localisée pour une surface océanique que pour une surface couverte de polluant.

Dans le cas d'une configuration bistatique ($\theta_s = \theta = 70^\circ$, $\varphi_s = 45^\circ$ et $\varphi = 0^\circ$), l'effet du polluant sur les puissances est plus prononcé (voir figure 4.48). Au niveau copolaire comme au niveau spéculaire, cette puissance subit une atténuation considérable de 15 à 20 dB. Une partie de l'énergie émise et donc absorbée par la surface polluée.

La représentation des signatures en fonction de la vitesse du vent pour les deux configurations vue au dessus ne peut que confirmer l'atténuation des énergies copolaires et croisées produites par la présence du polluant sur la surface de la mer (voir figure 4.50). Cette atténuation est plus prononcée pour les polluants formant une couche fine au dessus de la surface que pour les polluants en émulsion vue dans la partie précédente (voir figure 4.41). De plus, la croissance de la vitesse du vent alimente la composante diffuse (configuration bistatique) au profil de la composante spéculaire (propagation avant).

La signature polarimétrique permet de déceler la meilleure configuration de l'émetteur et du récepteur afin de maximiser ou minimiser la puissance copolaire par rapport à la puissance croisée.

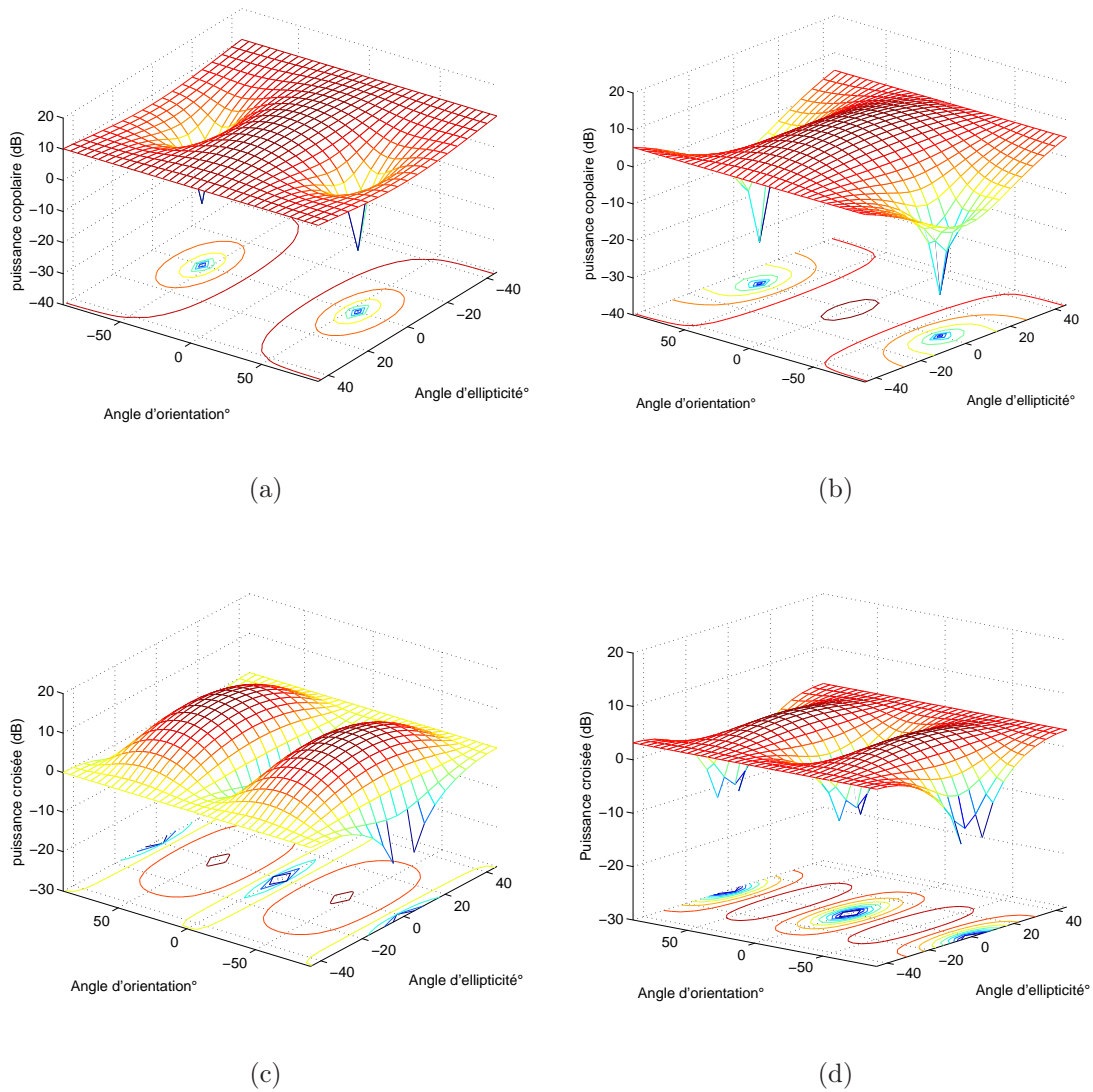
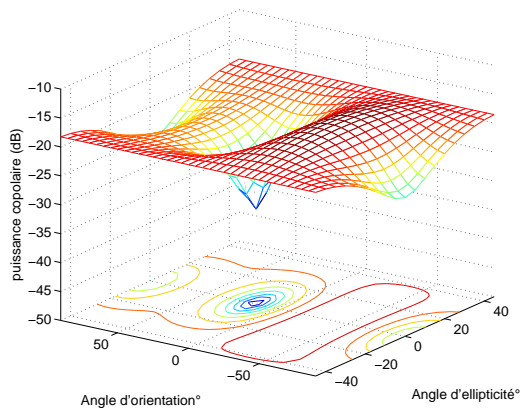
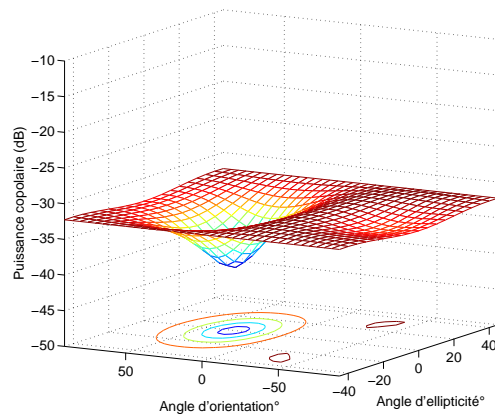


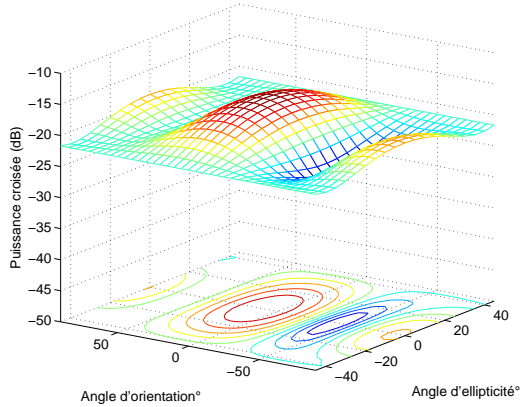
FIG. 4.47 – Signature polarimétrique de surface diffusante ((a-c) surface non polluée, (b,d) surface couverte par le polluant insoluble) en configuration spéculaire ($\varphi_s = \varphi = 0^\circ$ et $\theta_s = \theta = 70^\circ$) en fonction de l'angle d'orientation et l'angle d'ellipticité. $f=15.46\text{GHz}$, $\varphi_{vent} = 0^\circ$ et $U_{10}=5\text{m/s}$



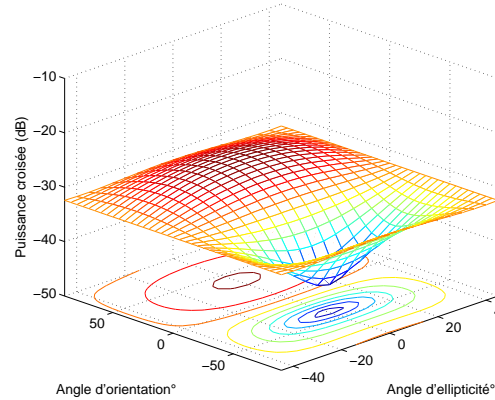
(a)



(b)



(c)



(d)

FIG. 4.48 – Signature polarimétrique de surface diffusante ((a-c) surface non polluée, (b,d) surface couverte par le polluant insoluble) en configuration bistatique ($\varphi_s = 45^\circ$, $\varphi = 0^\circ$ et $\theta_s = \theta = 70^\circ$) en fonction de l'angle d'orientation et l'angle d'ellipticité. $f=15.46\text{GHz}$, $\varphi_{vent} = 0^\circ$ et $U_{10}=5\text{m/s}$

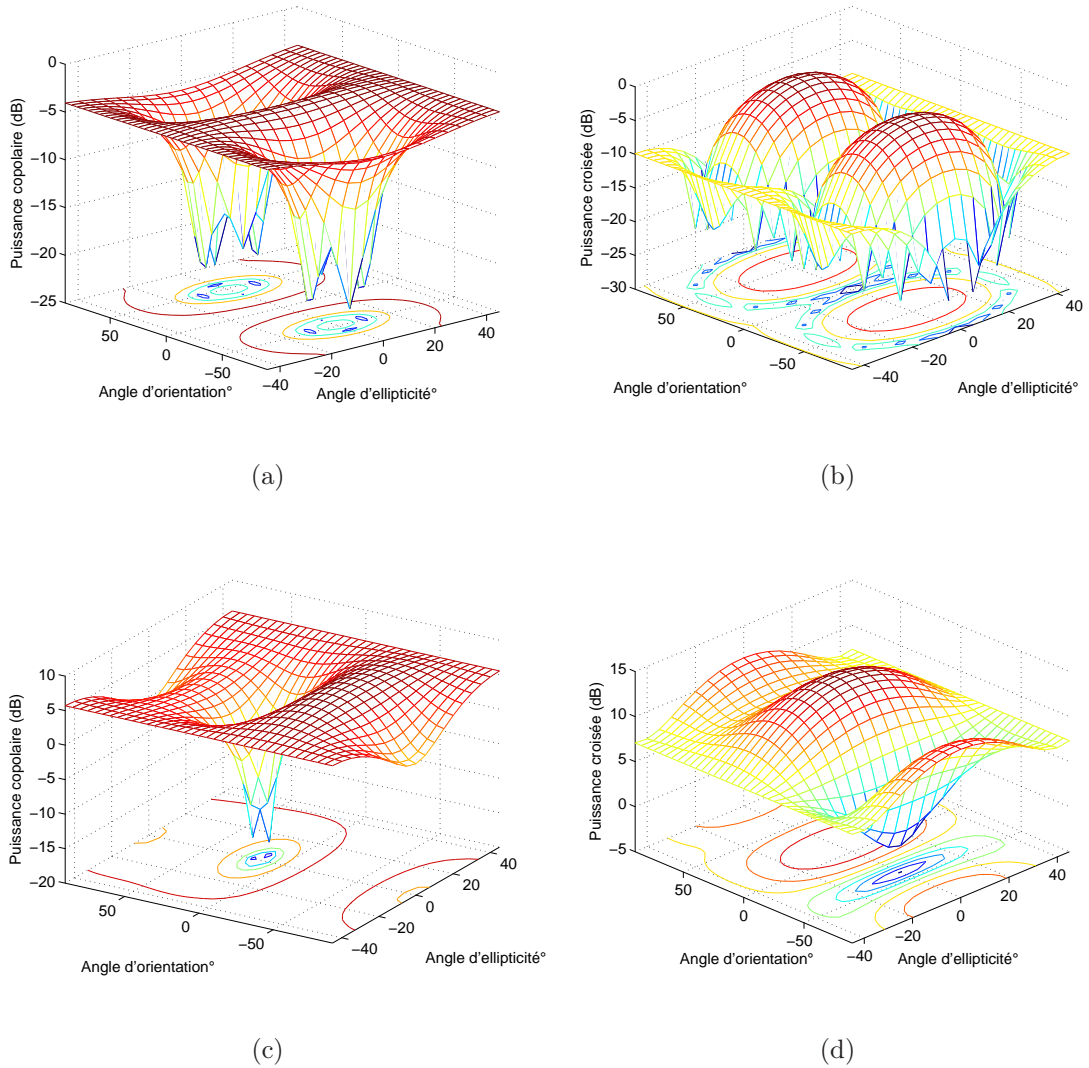
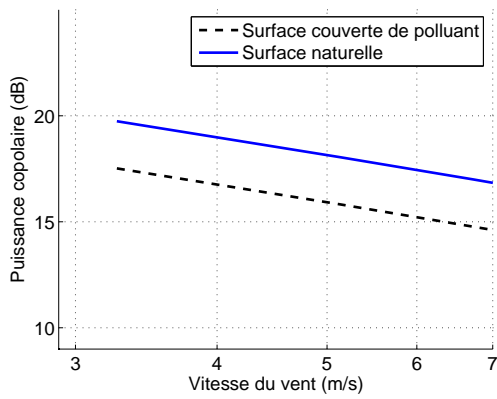
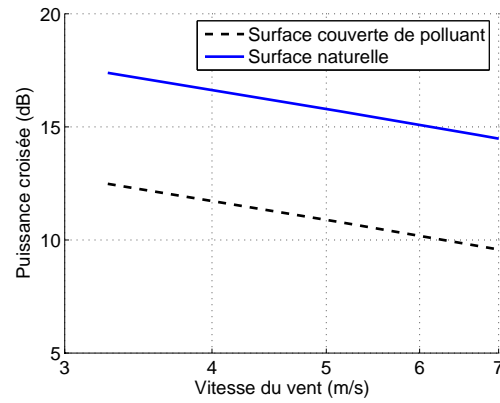


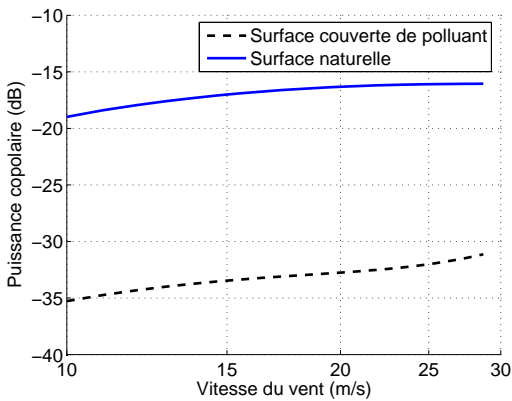
FIG. 4.49 – Différence de signatures polarimétriques normalisée en fonction de l'angle d'orientation et l'angle d'ellipticité entre une surface couverte de polluant insoluble et une surface océanique naturelle. (a-b) différence de signature dans le cas d'une configuration propagation avant ($\theta = \theta_s = 70^\circ$) et (b,d) différence de signature pour une configuration bistatique particulière ($\theta = \theta_s = 70^\circ$) ($\varphi_s = 45^\circ$, $\varphi = 0^\circ$). $f=15.46\text{GHz}$, $\varphi_{vent} = 0^\circ$ et $U_{10}=5\text{m/s}$



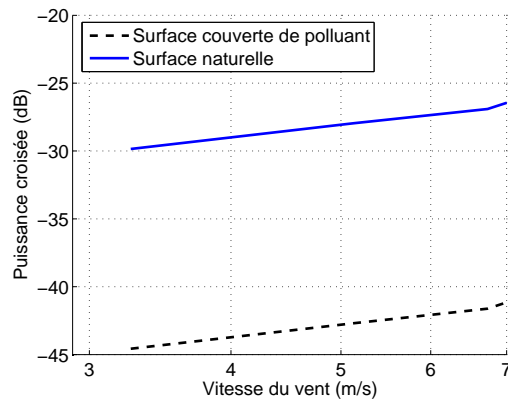
(a)



(b)



(c)



(d)

FIG. 4.50 – Signature polarimétrique de surface diffusante ((a) configuration propagation avant ($\theta_s = \theta = 70^\circ$, $\tau = 0^\circ$ et $\psi = 0^\circ$), (b) configuration propagation avant ($\theta_s = \theta = 70^\circ$, $\tau = 0^\circ$ et $\psi = 45^\circ$), (c) configuration bistatique ($\theta = \theta_s = 70^\circ$, $\varphi_s = 45^\circ$, $\varphi = 0^\circ$, $\tau = 0^\circ$ et $\psi = -45^\circ$) et (d) configuration bistatique ($\theta = \theta_s = 70^\circ$, $\varphi_s = 45^\circ$, $\varphi = 0^\circ$, $\tau = 0^\circ$ et $\psi = 45^\circ$)) en fonction de la vitesse du vent. $f = 15.46\text{GHz}$ et $\varphi_{vent} = 0^\circ$

4.2.3 Effet de Brewster

4.2.3.1 Principe de l'angle de Brewster

Le phénomène de Brewster a été découvert par Sir David Brewster au cours du 19^{ème} siècle. Il est basé sur les propriétés de réflectivité d'une interface. Une interface de Fresnel, c'est-à-dire parfaitement plane et infiniment mince, sépare un milieu d'indice n_1 , s'étendant dans le demi-espace $z > 0$, d'un milieu d'indice n_2 , s'étendant dans le demi-espace $z < 0$. Les deux milieux sont supposés transparents et non-actifs optiquement. On éclaire cette interface par un faisceau de lumière parallèle polarisée rectilignement, venant des z positifs. La valeur du coefficient de réflexion R du champ électrique par l'interface dépend de la polarisation, h ou v , et de l'angle d'incidence, θ , de l'onde.

Les variations de R_v et $-R_h$ en fonction de θ sont données dans la figure 4.51. On remarque en particulier que le coefficient de réflexion R_v s'annule pour une incidence dite **de Brewster** et définie par :

$$\tan \theta_B = \frac{n_2}{n_1} \quad (4.1)$$

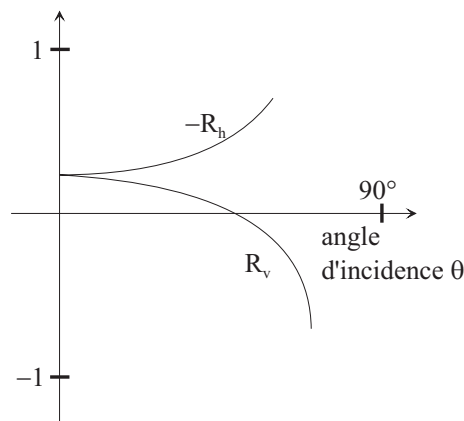


FIG. 4.51 – Variation des coefficients de réflexion pour une interface de Fresnel

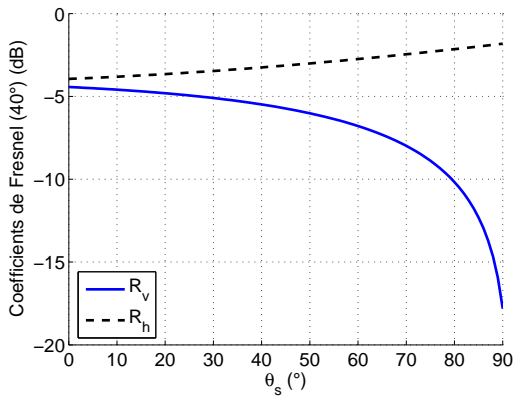
Les interfaces réelles ont une épaisseur non nulle, une rugosité et éventuellement une anisotropie. Leur coefficient de réflexion R_v en fonction de l'angle local θ_l ¹ présente un minimum à l'indice de Brewster mais n'est pas parfaitement nul ; il acquiert une faible valeur, dépendant fortement des propriétés physiques et géométriques de l'interface ainsi que de la position de l'émetteur.

4.2.3.2 Surface couverte de polluant

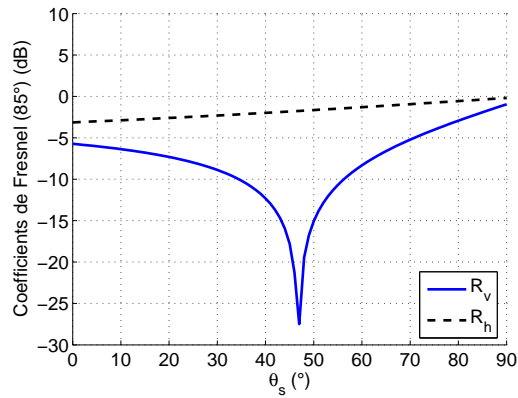
Dans ce cas la constante diélectrique de la surface illuminée par l'onde électromagnétique est supposée correspondre à celle du polluant (partie imaginaire est nulle) le milieu est défini comme étant un milieu sans pertes.

Dans la figure 4.52 nous avons tracé les coefficients de réflexion R_v et R_h en fonction de l'angle observé θ_s pour le cas d'une propagation avant ($\theta = \{40^\circ, 85^\circ\}$) ainsi que les coefficients de diffusion σ_{vv} et σ_{hh} pour une surface couverte de polluant.

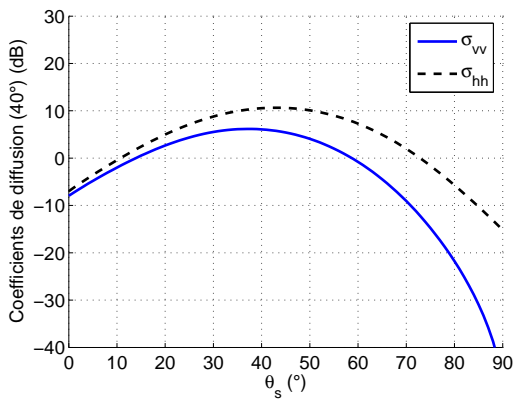
¹voir annexe B, équation B.2



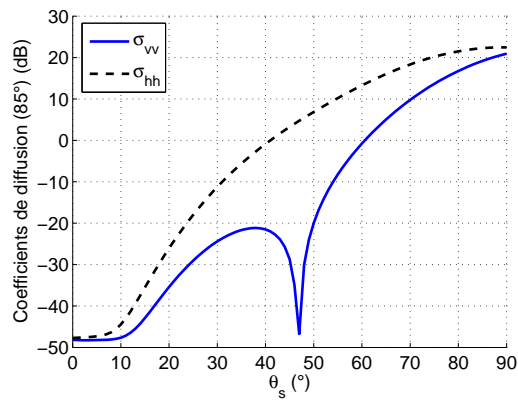
(a) $\theta = 40^\circ$



(b) $\theta = 85^\circ$



(c) $\theta = 40^\circ$



(d) $\theta = 85^\circ$

FIG. 4.52 – Variations des coefficients de Fresnel R_v et R_h ainsi que les coefficients de diffusion σ_{vv} et σ_{hh} en fonction de l'angle observé pour une surface couverte de polluant ($f=15.48\text{GHz}$, $\varphi_s = \varphi = 0^\circ$, $\varphi_{vent} = 0^\circ$ et $U_{10} = 5\text{m/s}$)

La figure 4.52 montre que le coefficient de Fresnel vertical R_v passe par un minimum non nul pour la surface couverte de polluant et à un angle d'incidence $\theta = 85^\circ$. Ceci aura pour effet de favoriser la transmission d'une grande partie de la composante verticale de l'onde émise vers le polluant (direction des z négatifs). En effet, dans le cas de la configuration avant ($\varphi_s = \varphi$) le coefficient de diffusion est dominé par la composante spéculaire déduite par l'approximation de Kirchhoff elle s'écrit suivant l'équation (4.2).

$$\begin{cases} \sigma_{vsv} = \pi |R_v|^2 \text{Prob}(0, 0) \\ \sigma_{hsh} = \pi |R_h|^2 \text{Prob}(0, 0) \\ \sigma_{vsh} = \sigma_{hsv} = 0 \end{cases} \quad (4.2)$$

L'effet Brewster n'est pas limité à la surface couverte de polluant il apparaît aussi pour une surface maritime non polluée seulement à un angle différent (voir figure 4.53). Ainsi cet effet Brewster forme un critère de discrétisation pour la détection des marées noires.

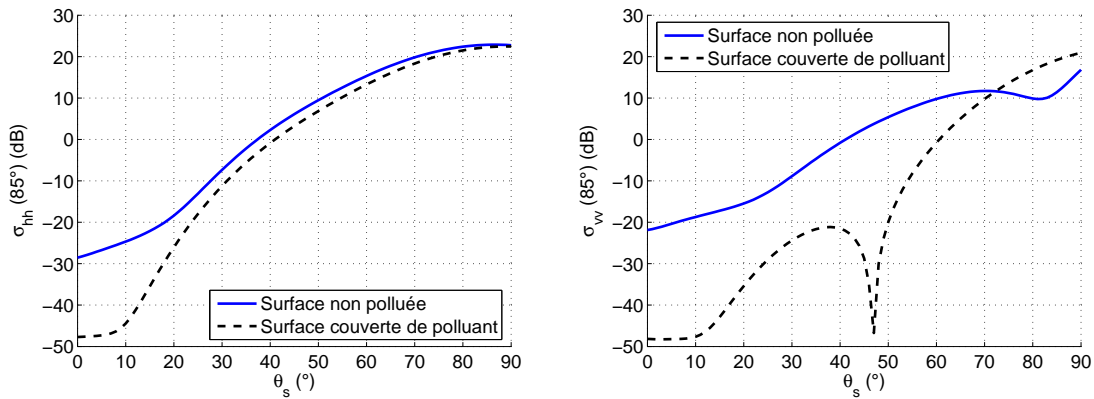


FIG. 4.53 – Comparaison des coefficients de diffusion électromagnétique en fonction l'angle observé entre une surface maritime non polluée et une surface couverte de polluant ($f=15.48\text{GHz}$, $\theta = 85^\circ$, $\varphi_s = \varphi = 0^\circ$, $U_{10} = 5\text{m/s}$ et $\varphi_{vent} = 0^\circ$)

Dans la figure 4.54 nous traçons le coefficient de diffusion σ_{vv} pour différentes valeurs de l'azimut du récepteur $\varphi_s = \{0, 30, 60 \text{ et } 90^\circ\}$.

D'après la figure 4.54 nous notons que pour la configuration propagation avant ($\varphi_s = \varphi = 0^\circ$) le coefficient de diffusion est exclusivement calculé par l'approximation de kirchhoff celle ci fait apparaître l'effet Brewster. Au fur et à mesure qu'on se décale de cette configuration la composante spéculaire devient de plus en plus atténuée et le coefficient de diffusion est déduit à partir de la composante diffuse calculée par la méthode deux échelles. Ainsi, un nouveau phénomène fait son apparition qui n'est pas nécessairement lié à l'effet Brewster.

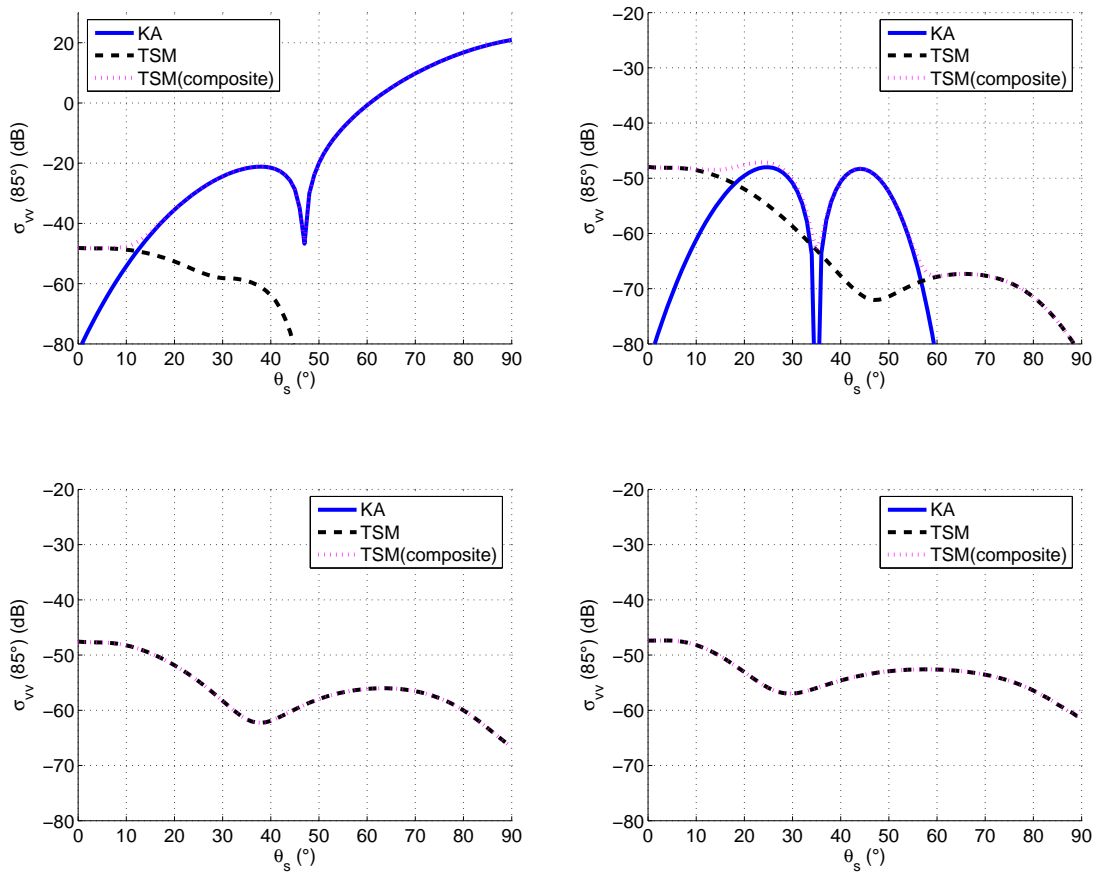


FIG. 4.54 – Variation du coefficient de diffusion σ_{vv} pour différents azimuts du récepteur $\varphi_s = \{0, 30, 60 \text{ et } 90^\circ\}$ ($f=15.48\text{GHz}$, $\varphi = 0^\circ$, $\varphi_{vent} = 0^\circ$ et $U_{10} = 5\text{m/s}$)

4.2.3.3 Surface à polluant en émulsion

Dans ce cas nous considérons que la surface illuminée par l'onde électromagnétique est constituée du polluant en émulsion avec l'eau salée. Ainsi la constante diélectrique est déduite des mesures faites par Lamkaouchi [57].

La figure 4.55 présente les coefficients de réflexion R_v et R_h en fonction de l'angle observé θ_s pour le cas d'une propagation avant ($\theta = \{40^\circ, 85^\circ\}$) ainsi que les coefficients de diffusion σ_{vv} et σ_{hh} pour une surface où le polluant et en émulsion avec l'eau (40 % de polluant et 60 % d'eau).

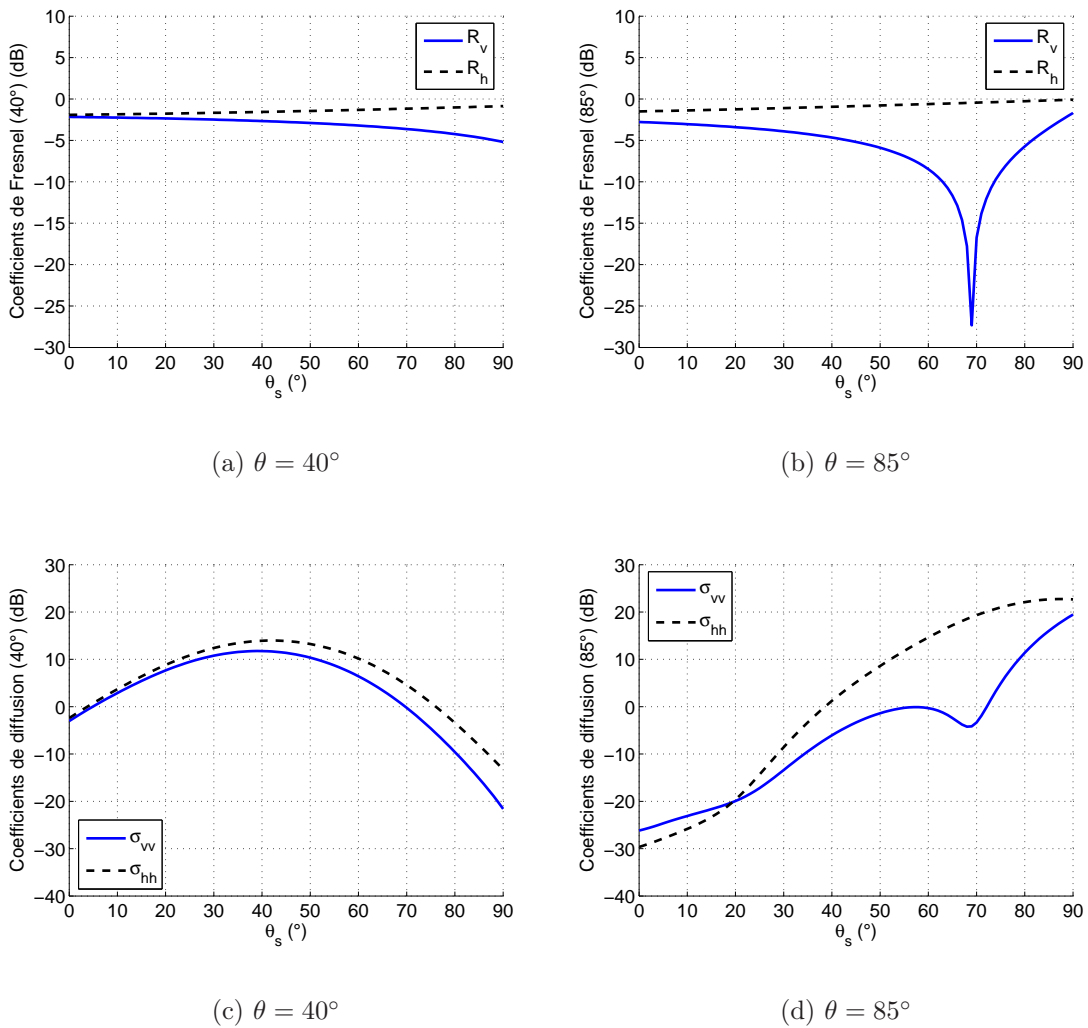


FIG. 4.55 – Variations des coefficients de Fresnel R_v et R_h ainsi que les coefficients de diffusion σ_{vv} et σ_{hh} en fonction de l'angle observé pour un polluant en émulsion avec l'eau de mer ($f=15.48\text{GHz}$, $\varphi_s = \varphi = 0^\circ$, $\varphi_{vent} = 0^\circ$ et $U_{15} = 5\text{m/s}$)

Ainsi l'effet Brewster pour un polluant en émulsion est bien décalé par rapport à une surface couverte de polluant ceci est due principalement à la différence de la constante diélectrique. De plus, on peut souligner un déphasage entre le minimum du coefficient du Fresnel R_v et du coefficient de diffusion σ_{vv} . Ce déphasage est attribué

à la dissymétrie présente dans la distribution des pentes de Cox & Munk au niveau de la direction du vent qui accentué avec la vitesse du vent.

Dans la figure 4.56 nous traçons le coefficient de diffusion σ_{vv} pour différentes valeurs de l'azimut du récepteur $\varphi_s = \{0, 30, 60 \text{ et } 90^\circ\}$.

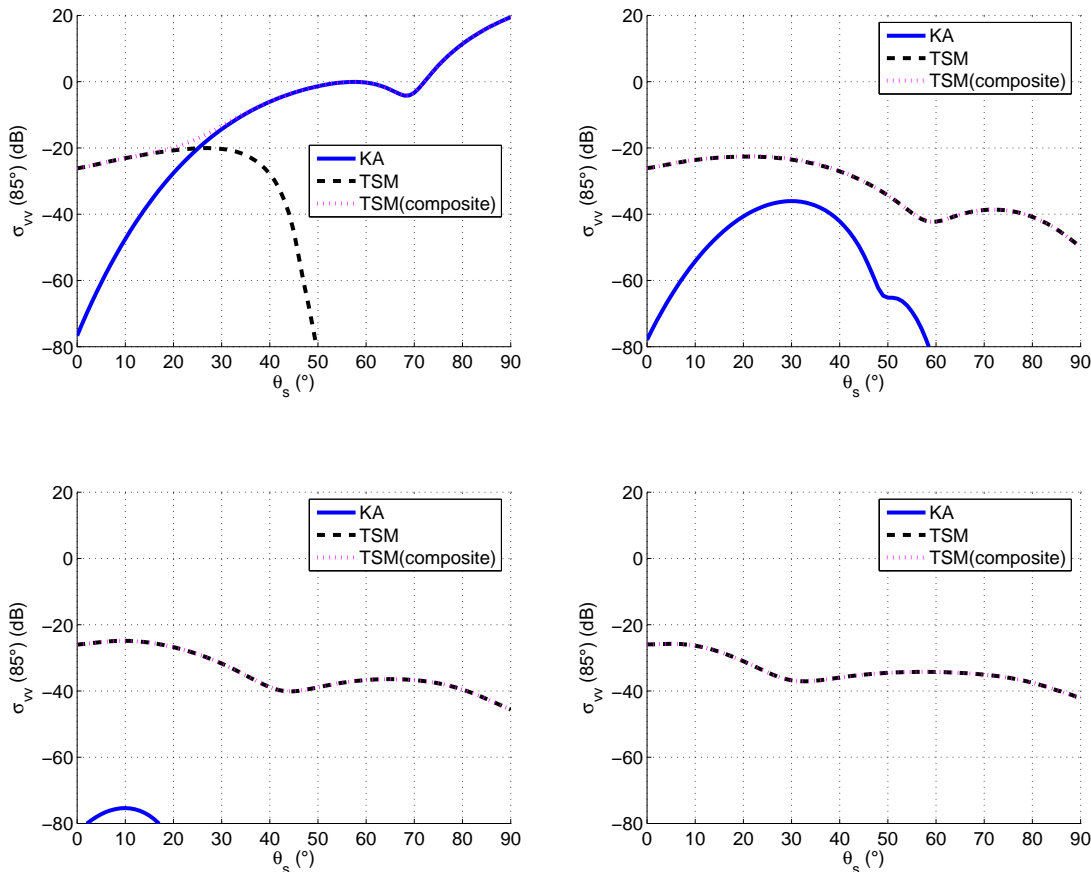


FIG. 4.56 – Variation du coefficient de diffusion σ_{vv} pour différents azimuts du récepteur $\varphi_s = \{0, 30, 60 \text{ et } 90^\circ\}$ ($f=15.48\text{GHz}$, $\varphi = 0^\circ$, $\varphi_{vent} = 0^\circ$ et $U_{10} = 5\text{m/s}$)

D'après la figure 4.56 nous avons le même phénomène qui se repète par rapport à une surface totalement couverte par le polluant à savoir que en configuration propagation avant ($\varphi_s = \varphi = 0^\circ$) le coefficient de diffusion est exclusivement calculé par l'approximation de kirchhoff celle ci fait apparaître l'effet Brewster. Au fur et à mesure qu'on se décale de cette configuration la composante spéculaire devient de plus en plus atténuée et le coefficient de diffusion est déduit à partir de la composante diffuse calculée par la méthode deux échelles.

4.2.4 Conclusion

Au cours de cette deuxième partie de ce chapitre nous avons vu de près les différents effets que peut induire la présence d'un polluant sur une surface océanique. Ces effets varient selon la nature du polluant, la direction et la vitesse du vent ainsi que la configuration géométrique adoptée.

Pour un polluant en émulsion continu, où la vitesse du vent est $U_{10} > 15\text{m/s}$, la surface océanique est supposée avoir le même spectre alors que la permittivité évolue suivant le pourcentage du polluant. La simulation des coefficients électromagnétiques a révélée que l'action du polluant se traduit par une atténuation des coefficients de diffusion de 2 à 5 dB pour des configurations monostatique et bistatiques favorisant la composante diffuse au profit de la composante cohérentes. Cette atténuation est plus prononcée pour le coefficient de diffusion σ_{vv} . Dès que l'on se trouve en configuration propagation avant (émetteur, récepteur et point d'impact au même plan), et avec des angles rasants, un nouveau phénomène fait son apparition c'est l'effet Brewster qui se manifeste par une forte atténuation de la composante spéculaire au niveau de σ_{vv} .

Dans le cas où le polluant formera un film au dessus de la surface de la mer, la surface adoptera un nouveau spectre atténué au niveau capillaire. Cette atténuation sera répercutée sur l'onde électromagnétique diffuse, ainsi on note une déviation plus importante des coefficients de diffusion que le cas précédent (de 10 à 20 dB). Cette déviation est alimentée par la variation du spectre et de la permittivité de la surface océanique. L'effet Brewster est aussi présent dans ce cas, il est étroitement lié au coefficient de réflexion de Fresnel.

4.3 Conclusion

Les simulations et résultats présentés dans ce chapitre constituent une valorisation des modèles de diffusion électromagnétique par une surface rugueuse. Le mariage de ces modèles avec les représentations géométriques (représentation spectrale et distribution des pentes) et physiques (permittivité électrique et perméabilité magnétique) de la surface de la mer permet en premier temps de préciser les limites de chaque modèle par le biais d'une comparaison avec les mesures réelles publiées 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 révèlent l'importance du modèle composite à deux échelles vis-à-vis des modèles classiques au niveau de la zone de rasance, spéculaire et intermédiaire.

La configuration bistatique a donné une idée sur la répartition du champ électromagnétique auprès de la surface diffusante, et permet de déduire les positions optimales de l'émetteur et du récepteur afin de garantir une bonne réception du signal diffusé.

Dans le cas d'une surface océanique polluée (mélange en émulsion et polluant en film au dessus de la surface), les simulations des coefficients de diffusion de la surface ont montré l'évolution du champs diffusé par rapport à une surface océanique propre. Dans les deux cas nous avons enregistré des déviations de ces coefficients variables selon la nature du polluant et du mélange ainsi que la polarisation et la configuration adoptée.

Nous avons ainsi mis en évidence le déclenchement de l'effet de Brewster alimenté par les altérations de la permittivité électrique ainsi que la position de l'émetteur.

Dans une étude future, il serait intéressant d'étudier l'effet de polluant en boulette sur la diffusion électromagnétique afin de rassembler tous les éléments nécessaires pour aborder le problème inverse.

Conclusion et perspectives

L'objectif global de ce projet de thèse était de fournir les moyens méthodologiques permettant de détecter les polluants à la surface de la mer (pétrole, résidus pétrochimiques...) par des méthodes électromagnétiques (radar). L'une des difficultés supplémentaires au problème posé concerne la configuration adoptée, il s'agit d'une configuration bistatique où l'émetteur et le récepteur sont séparés (contrairement aux cas classiques, rétrodiffusion ou propagation avant).

La première phase de modélisation et d'analyse concerne les phénomènes d'interactions entre onde électromagnétique et surface océanique considérée comme surface rugueuse aléatoire et caractérisée par ses paramètres géométriques et physiques.

Le calcul du champ électromagnétique vectoriel diffusé par une surface rugueuse n'est pas aisé, il n'existe pas de solutions exactes valables pour toutes les configurations. En effet chaque méthode a ses limites, avantages et inconvénients, et 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 trois approches ont été retenues et simulées. La méthode de Kirchhoff 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 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. Le principe est basé sur l'approximation des champs diffusés et transmis par ou à travers une surface rugueuse par une superposition d'ondes planes d'amplitudes inconnues se propageant vers le récepteur.

Ces deux modèles étudiés 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.

La modélisation de la surface maritime naturelle constituait la pièce maîtresse nécessaire pour l'estimation du champ diffusé. Ainsi nous nous sommes focalisés sur la représentation de l'aspect géométrique et physique de la surface océanique à travers différents modèles publiés dans la littérature. L'étude des expressions analytiques et la vérification de certains comportements de la surface vis-à-vis du chan-

gement de certain paramètres tel que la vitesse et la direction du vent, la longueur d'onde des vagues, la température la salinité... nous ont aiguillées sur le choix du modèle le plus réaliste.

Ensuite, les efforts se sont portés sur la détermination de l'impact du polluant sur les caractéristiques géométriques, physiques et électromagnétiques de la surface de la mer. Pour cela nous avons considérés deux types de polluants :

- polluants fluides qui s'émulsionnent facilement avec l'eau de mer (tel que les hydrocarbures, les huiles de moteur, les pesticides...). Cette émulsion et supposée n'avoir aucune influence sur l'aspect géométrique de la surface océanique. En revanche tout dépend du pourcentage du polluant dans la surface, celle ci voit sa permittivité se modifier considérablement dès qu'on atteint un taux de 30% du polluant par rapport à l'eau de mer. Dans ce cas nous parlons de la percolation ;
- polluants formant une couche fine au dessus de la surface maritime, c'est le cas des polluants visqueux et des marées noires. L'état de surface de la mer est dans ce cas significativement modifié tout dépend de la solubilité du polluant et de son élasticité. Le film du polluant agit directement sur les vagues de capillarité et celle-ci seront fortement atténuées. En plus de son influence sur l'aspect géométrique de la surface, le polluant est supposé imposer sa permittivité particulièrement s'il s'agit d'un polluant non soluble.

Afin de valider la démarche proposée, les coefficients de diffusion de la surface océanique non polluée ont été estimés et comparés aux résultats et mesures publiés dans la littérature. Les comparaisons se sont axées principalement sur la configuration monostatique (rétrodiffusion), ainsi plusieurs paramètres ont été pris en compte (vitesse et direction du vent, variation de l'angle d'incidence, angle d'observation...). Les résultats obtenus soulignent les limites des modèles classiques par rapport au modèle composite à deux échelles, particulièrement au niveau des angles rasants. Quant aux configurations bistatiques, il n'existe pas beaucoup de résultats dans la littérature. Ainsi, les simulations ont été faites en utilisant différents modèles de diffusions avec les spectres de Pierson-Moskowitz et Elfouhaily.

La présence du polluant sur la surface maritime s'est traduite par les variations du champ diffusé. Selon le type de polluant ainsi que la configuration géométrique adoptée, nous avons enregistré des contrastes de 8 à 25 dB au niveau des coefficients de diffusion électromagnétique entre une surface maritime naturelle et une surface polluée. Dans le cas d'un polluant en émulsion avec l'eau, ces contrastes atteignent au maximum 15 dB. Ils constituent une conséquence directe du phénomène de percolation souligné lors de l'étude de la constante diélectrique de ces types de surface ainsi que de l'effet de l'angle de Brewster qui se limite au coefficient copolaire vertical et n'apparaît que pour des angles d'incidence et d'observation rasants. Les polluants formant une couche fine au dessus de la surface présentaient une déviation plus marquée des coefficients de diffusion. Elle est due principalement aux atténuations des vagues capillaires induites par la présence du polluant et aussi du phénomène de Brewster.

Par ailleurs, l'étude de la signature polarimétrique de ces deux types de surface permet d'avoir une idée sur la distribution de l'énergie dans les canaux copolaires et croisés. Ceci permet ainsi le choix de la meilleure configuration des antennes d'émission et de réception permettant de favoriser les coefficients copolaires aux

coefficients croisés ou vice versa. Néanmoins, cette signature peut difficilement nous révéler la présence d'un polluant du fait du nombre considérable de paramètres qui entrent en jeux.

En se basant sur la même méthodologie établie au cours de ce travail de thèse, d'autres modèles (SSA 2 [86], SSA 2 modifiée [77], méthode intégrale) de diffusion peuvent être utilisés et comparés au modèle composite deux échelles pour différents types de surfaces polluées. Par ailleurs, les résultats prometteurs soulignés dans ce manuscrit peuvent être utilisés dans le cadre de la modélisation complète d'une liaison radar bistatique en mouvement et les problèmes d'imagerie radar. Ceci pourrait donner naissance à un système de détection efficace et robuste qui se basera sur la variation de la physique et de la géométrie de la surface en présence du polluant.

Annexe A

Paramètres de Stokes

A.1 Vecteur Stokes

Le vecteur de Stokes est une autre représentation vectorielle de l'état de polarisation d'une onde.

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.

Pour le premier cas, on dit qu'une onde est complètement polarisée si le vecteur de Jones est indépendant du temps. On remarque qu'une onde émise par un radar est complètement polarisée. Dans le cas contraire, on parle d'onde dépolarisée ; dans ce cas, les paramètres définissant l'état de polarisation sont distribués aléatoirement dans le temps.

Le second cas correspond à un cas intermédiaire pour lequel l'onde est partiellement polarisée : l'ellipse de polarisation varie également dans le temps, mais non plus de façon aléatoire. Une onde partiellement polarisée est obtenue après diffusion d'une onde complètement polarisée sur un objet dont les caractéristiques varient dans le temps ou dans l'espace.

Le vecteur de Stokes \vec{G} est constitué de quatre composantes réelles (g_0, g_1, g_2, g_3), il permet de représenter l'état de polarisation d'une onde complètement polarisée. Ces éléments sont exprimés en fonction des composantes du vecteur de Jones E_x et E_y comme suit

$$\vec{G} = \begin{bmatrix} g_0 \\ g_1 \\ g_2 \\ g_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} |E_x|^2 + |E_y|^2 \\ |E_x|^2 - |E_y|^2 \\ 2\text{Re}(E_x^* E_y) \\ 2\text{Im}(E_x^* E_y) \end{bmatrix} \quad (\text{A.1})$$

où le signe (*) indique le complexe conjugué.

Dans le cas où l'onde serait complètement polarisée, seulement trois des composantes du vecteur de Stokes sont indépendantes. Dans ce cas, les composantes du vecteur de Stokes sont liées par

$$g_0^2 = g_1^2 + g_2^2 + g_3^2 = A^4 \quad (\text{A.2})$$

Physiquement, la composante g_0 du vecteur de Stokes représente l'intensité totale de l'onde polarisée, g_1 la partie de l'onde polarisée horizontalement ou verticalement, g_2 celle de l'onde polarisée linéairement à $+\pi/4$ ou à $-\pi/4$, et g_3 la partie de l'onde polarisée circulairement droite ou gauche.

Le vecteur de Stokes s'exprime également en fonction des paramètres de l'ellipse de polarisation comme suit

$$\vec{G} = \begin{bmatrix} g_0 \\ g_1 \\ g_2 \\ g_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A^2 \\ A^2 \cos(2\tau) \cos(2\psi) \\ A^2 \cos(2\tau) \sin(2\psi) \\ A^2 \sin(2\tau) \end{bmatrix} \quad (\text{A.3})$$

Cette expression du vecteur de Stokes est analogue à la représentation, en coordonnées sphériques d'un point P dans un espace à trois dimensions. En général, on utilise cette expression pour représenter l'état de polarisation d'une onde sur la sphère de Poincaré.

Dans le cas d'une onde partiellement polarisée, le vecteur de Stokes résulte de la moyenne temporelle ou spatiale des vecteurs de Stokes pour les ondes complètement polarisées.

$$\vec{G} = \begin{bmatrix} g_0 \\ g_1 \\ g_2 \\ g_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \langle |E_x|^2 \rangle + \langle |E_y|^2 \rangle \\ \langle |E_x|^2 \rangle - \langle |E_y|^2 \rangle \\ \langle 2\text{Re}(E_x^* E_y) \rangle \\ \langle 2\text{Im}(E_x^* E_y) \rangle \end{bmatrix} \quad (\text{A.4})$$

où $\langle X \rangle$ représente la moyenne de X au cours du temps.

Pour une onde partiellement polarisée, les composantes du vecteur de Stokes vérifient l'inégalité

$$g_0^2 \geq g_1^2 + g_2^2 + g_3^2 \quad (\text{A.5})$$

Donc, les composantes du vecteur de Stokes d'une onde partiellement polarisée sont indépendantes car, contrairement au cas de l'onde complètement polarisée, elles ne sont pas reliées par une équation de dépendance.

Les vecteurs de Stokes associés à des ondes complètement polarisées respectivement horizontalement et verticalement exprimés dans la base de polarisation (\vec{h}, \vec{v}) sont

$$\begin{cases} G_h = [1 & 1 & 0 & 0]^T \\ G_v = [1 & -1 & 0 & 0]^T \end{cases} \quad (\text{A.6})$$

Les vecteurs de Stokes associés à des ondes complètement polarisées respectivement circulairement droite et circulairement gauche exprimés dans la base de polarisation (\vec{h}, \vec{v}) sont

$$\begin{cases} G_{CD} = [1 & 0 & 0 & -1]^T \\ G_{CG} = [1 & 0 & 0 & 1]^T \end{cases} \quad (\text{A.7})$$

On définit le degré de polarisation d d'une onde par la relation suivante

$$d = \frac{\sqrt{g_1^2 + g_2^2 + g_3^2}}{g_0} \quad (\text{A.8})$$

Si l'onde est complètement polarisée, le degré de polarisation vaut 1. Si l'onde est partiellement polarisée, on a $0 < d < 1$. Dans le cas d'une onde complètement dé-polarisée, le degré de polarisation est nul.

A.2 Matrice de Stokes

La matrice de Stokes relie les vecteurs de Stokes associés aux ondes incidente et diffusée.

$$\vec{g}(\vec{E}^s) = [K]\vec{g}(\vec{E}^i) \quad (\text{A.9})$$

La matrice de diffusion est une description du couplage du champ électromagnétique en amplitude et phase, alors que la matrice de Stokes représente le transfert d'énergie entre le canal d'émission et le canal de réception. La phase absolue de la matrice de diffusion est éliminée lors de la construction de la matrice de Stokes. Cette dernière matrice est une matrice 4×4 et ses coefficients sont tous des grandeurs réelles.

La matrice de Kennaugh d'une cible est obtenue à partir de la matrice de diffusion exprimée en convention BSA par [67]

$$[K] = [A_s]([S]^{BSA} \otimes [S]^{BSA*}) \quad (\text{A.10})$$

avec

$$[A_I] \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & j & -j & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{A.11})$$

et $[A_s] = [A_I]^*$.

Les coefficients de la matrice de Kennaugh sont alors donnés par

$$[K] \begin{bmatrix} K_{11} & K_{12} & K_{13} & K_{14} \\ K_{21} & K_{22} & K_{23} & K_{24} \\ K_{31} & K_{32} & K_{33} & K_{34} \\ K_{41} & K_{42} & K_{43} & K_{44} \end{bmatrix} \quad (\text{A.12})$$

avec la définition de $[S]^{BSA}$ donnée par la relation

$$\begin{aligned} K_{11} &= \frac{1}{2}(|S_{v_rv}|^2 + |S_{v_rh}|^2 + |S_{h_rh}|^2 + |S_{h_rv}|^2) \\ K_{12} &= \frac{1}{2}(|S_{v_rv}|^2 - |S_{v_rh}|^2 + |S_{h_rv}|^2 - |S_{h_rh}|^2) \\ K_{13} &= \text{Re}\{S_{h_rh}S_{h_rv}^*\} + \text{Re}\{S_{v_rv}S_{v_rh}^*\} \\ K_{14} &= \text{Im}\{S_{v_rv}S_{v_rh}^*\} - \text{Im}\{S_{h_rh}S_{h_rv}^*\} \\ K_{21} &= \frac{1}{2}(|S_{v_rv}|^2 + |S_{v_rh}|^2 - |S_{h_rv}|^2 - |S_{h_rh}|^2) \\ K_{22} &= \frac{1}{2}(|S_{v_rv}|^2 - |S_{v_rh}|^2 - |S_{h_rv}|^2 + |S_{h_rh}|^2) \\ K_{23} &= \text{Re}\{S_{v_rv}S_{v_rh}^*\} - \text{Re}\{S_{h_rh}S_{h_rv}^*\} \\ K_{24} &= \text{Im}\{S_{v_rv}S_{v_rh}^*\} + \text{Im}\{S_{h_rh}S_{h_rv}^*\} \\ K_{31} &= \text{Re}\{S_{v_rv}S_{h_rv}^*\} + \text{Re}\{S_{h_rh}S_{v_rh}^*\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 K_{32} &= \text{Re}\{S_{v_r v} S_{h_r v}^*\} - \text{Re}\{S_{h_r h} S_{v_r h}^*\} \\
 K_{33} &= \text{Re}\{S_{v_r v} S_{h_r h}^*\} + \text{Re}\{S_{h_r v} S_{v_r h}^*\} \\
 K_{34} &= \text{Im}\{S_{v_r v} S_{h_r h}^*\} + \text{Im}\{S_{h_r v} S_{v_r h}^*\} \\
 K_{41} &= \text{Im}\{S_{v_r v} S_{h_r v}^*\} - \text{Im}\{S_{h_r h} S_{v_r h}^*\} \\
 K_{42} &= \text{Im}\{S_{v_r v} S_{h_r v}^*\} + \text{Im}\{S_{h_r h} S_{v_r h}^*\} \\
 K_{43} &= \text{Im}\{S_{v_r v} S_{h_r h}^*\} - \text{Im}\{S_{h_r v} S_{v_r h}^*\} \\
 K_{44} &= -\text{Re}\{S_{v_r v} S_{h_r h}^*\} + \text{Re}\{S_{h_r v} S_{v_r h}^*\}
 \end{aligned}$$

La matrice de Kennaugh s'écrit également en fonction de la matrice de diffusion exprimée en convention FSA.

$$[K] = [A_s] \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} ([S]^{FSA} \otimes [S]^{FSA^*}) [A_I]^{-1} \quad (\text{A.13})$$

En convention FSA la matrice de Stokes est plus généralement appelée matrice de Muller et définie par

$$[M] = [A_I] ([S]^{FSA} \otimes [S]^{FSA^*}) [A_I] \quad (\text{A.14})$$

Annexe B

Modèles de diffusion électromagnétique

B.1 Modèle de Kirchhoff

Les coefficients de polarisation pour calculer la matrice de diffusion en utilisant le modèle de Kirchhoff avec la phase stationnaire est donné par

$$\begin{aligned}
 U_{hh} &= \frac{q|q_z|\{R_{\parallel}(\vec{h}_s \cdot \vec{n}_i)(\vec{h} \cdot \vec{n}_s) + R_{\perp}(\vec{v}_s \cdot \vec{n}_i)(\vec{v} \cdot \vec{n}_s)\}}{[(\vec{n}_i \cdot \vec{h}_s)^2 + (\vec{n}_i \cdot \vec{v}_s)^2]kq_z} \\
 U_{hv} &= \frac{q|q_z|\{R_{\parallel}(\vec{h}_s \cdot \vec{n}_i)(\vec{v} \cdot \vec{n}_s) - R_{\perp}(\vec{v}_s \cdot \vec{n}_i)(\vec{h} \cdot \vec{n}_s)\}}{[(\vec{n}_i \cdot \vec{v}_s)^2 + (\vec{n}_i \cdot \vec{h}_s)^2]kq_z} \\
 U_{vv} &= \frac{q|q_z|\{R_{\parallel}(\vec{v}_s \cdot \vec{n}_i)(\vec{v} \cdot \vec{n}_s) + R_{\perp}(\vec{h}_s \cdot \vec{n}_i)(\vec{h} \cdot \vec{n}_s)\}}{[(\vec{n}_i \cdot \vec{v}_s)^2 + (\vec{n}_i \cdot \vec{h}_s)^2]kq_z} \\
 U_{vh} &= \frac{q|q_z|\{R_{\parallel}(\vec{v}_s \cdot \vec{n}_i)(\vec{h} \cdot \vec{n}_s) - R_{\perp}(\vec{h}_s \cdot \vec{n}_i)(\vec{v} \cdot \vec{n}_s)\}}{[(\vec{n}_i \cdot \vec{h}_s)^2 + (\vec{n}_i \cdot \vec{v}_s)^2]kq_z}
 \end{aligned} \tag{B.1}$$

avec

$$\begin{aligned}
 R_{\parallel} &= \frac{\epsilon_r \cos \theta_l - \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta_l}}{\epsilon_r \cos \theta_l + \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta_l}} \\
 R_{\perp} &= \frac{\cos \theta_l - \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta_l}}{\cos \theta_l + \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta_l}}
 \end{aligned}$$

où le cosinus de l'angle local θ_l est donné par

$$\cos \theta_l = \frac{[1 - \sin \theta \sin \theta_s \cos(\varphi - \varphi_s) + \cos \theta \cos \theta_s]^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{2}}$$

et les différents produits scalaires sont donnés par

$$\begin{cases}
 \vec{v}_s \cdot \vec{n}_i = \sin \theta \cos \theta_s \cos(\varphi_s - \varphi) + \cos \theta \sin \theta_s \\
 \vec{v} \cdot \vec{n}_s = -[\cos \theta \sin \theta_s \cos(\varphi_s - \varphi) + \sin \theta \cos \theta_s] \\
 \vec{h}_s \cdot \vec{n}_i = -\sin \theta \sin(\varphi_s - \varphi) \\
 \vec{h} \cdot \vec{n}_s = \sin \theta_s \sin(\varphi - \varphi_s)
 \end{cases} \tag{B.2}$$

B.2 Modèle des petites perturbations

Le modèle des petites perturbations est appliqué sur des surfaces à faibles rugosité, il est basé sur l'hypothèse que les champs diffusé et transmis par ou à travers une surface rugueuse, peuvent être représentés par une superposition d'ondes planes d'amplitude inconnue se propageant vers le récepteur. Le coefficient de diffusion dans ce cas est donné par

$$\sigma_{pq}^s = 8|k^2 \sigma \cos \theta \cos \theta_s \alpha_{pq}|^2 W(k_x + k \sin \theta, k_y) \quad (\text{B.3})$$

et

$$\sigma_{pqmn}^s = 8|k^2 \sigma \cos \theta \cos \theta_s|^2 \alpha_{pq} \alpha_{mn}^* W(k_x + k \sin \theta, k_y) \quad (\text{B.4})$$

Les coefficients α_{pq} sont donnés par

$$\begin{aligned} \alpha_{hh} &= \{ [k'_z (\mu_r \epsilon_r - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}} \cos \varphi_s - \mu_r \sin \theta \sin \theta_s] (\mu_r - 1) - \mu_r^2 (\epsilon_r - 1) \cos \varphi_s \} \\ &\quad \times (\mu_r \cos \theta_s + k'_z)^{-1} [\mu_r \cos \theta + (\mu_r \epsilon_r - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}}]^{-1} \\ \alpha_{hv} &= \{ (\epsilon_r - 1) \mu_r (\epsilon_r \mu_r - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}} - \epsilon_r (\mu_r - 1) k'_z \} \sin \varphi_s \\ &\quad (k'_z + \mu_r \cos \theta_s)^{-1} [\epsilon_r \cos \theta (\mu_r \epsilon_r - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}}]^{-1} \\ \alpha_{vv} &= \{ [k'_z (\mu_r \epsilon_r - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}} \cos \varphi_s - \epsilon_r \sin \theta \sin \theta_s] (\epsilon_r - 1) - \epsilon_r^2 (\mu_r - 1) \cos \varphi_s \} \\ &\quad \times (\epsilon_r \cos \theta_s + k'_z)^{-1} [\epsilon_r \cos \theta + (\mu_r \epsilon_r - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}}]^{-1} \\ \alpha_{vh} &= \{ (\mu_r - 1) \epsilon_r (\mu_r \epsilon_r - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}} - \mu_r (\epsilon_r - 1) k'_z \} \sin \varphi_s \\ &\quad \times (k'_z + \epsilon_r \cos \theta_s)^{-1} [\mu_r \cos \theta + (\mu_r \epsilon_r - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}}]^{-1} \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

Annexe C

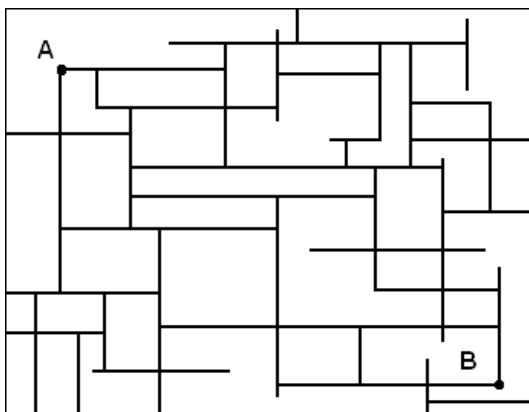
Phénomène de percolation

Le concept de percolation permet une description statistique des systèmes constitués d'un grand nombre "d'objets" qui peuvent être "reliés" entre eux. En fonction du nombre "d'objets" et de "liaisons", la communication à grande distance dans un tel système est soit possible, soit inexistante. Entre ces deux régimes, il existe un seuil de transition précis, le seuil de percolation. Une grande variété de phénomènes peut être décrite en termes de percolation et le comportement du système physique au seuil de percolation fait l'objet de nombreuses études : conductivité, viscosité, permittivité, propagation des événements ou d'informations de tout ordre . . .

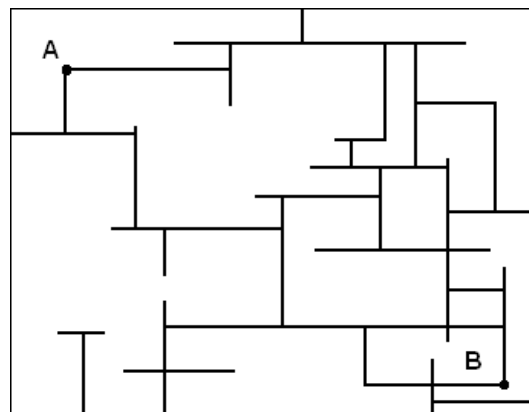
Pour illustrer ce phénomène, un exemple très simple est souvent proposé. Il s'agit d'un réseau électrique bidimensionnel dans lequel on détruit d'une façon aléatoire une partie des résistances (voir figure C).

Sur la figure C-a, le courant passe totalement entre A et B. Dans la figure C-b, le courant circule encore mais d'après la figure C-c le courant ne circule plus du tout entre A et B. Dans ce cas simple on définit le seuil Φ_c de percolation qui se situe à 0.5.

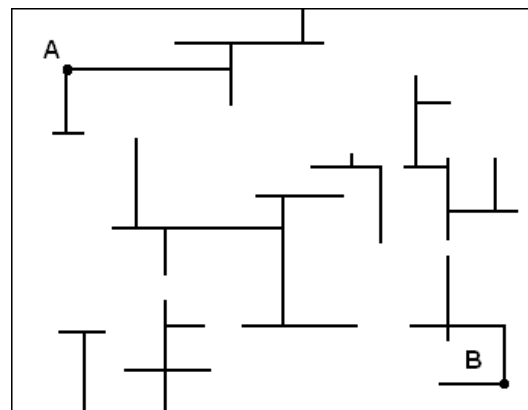
On peut appliquer cette notion à des mélanges en émulsion de deux constituants dont l'un est conducteur, l'autre est isolant et dispersé de façon aléatoire. La conductivité d'un tel système restera nulle pour des fractions volumiques du constituant conducteur inférieures à une valeur Φ_c du seuil de percolation.



(a)



(b)



(c)

FIG. C.1 – Phénomène de percolation

Annexe D

Dynamique de surface liquide

Le but de cette partie d'annexe est de clarifier les expressions mathématiques exprimant la dynamique de surface des différents types de liquides. On traitera le liquide parfait, liquide visqueux et surface d'eau couverte par un liquide visqueux. Au cours de notre démarche, nous supposons que le liquide est excité par une force extérieure très faible (vitesse du vent $U_{10} < 5m/s$).

Ainsi dans ce cas on a l'équation d'hydrodynamique pour une surface non stable qui s'écrit

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \text{grad}) \vec{v} = -\frac{1}{\rho_p} \text{grad} p + \nu \Delta \vec{v} + \vec{g} \quad (\text{D.1a})$$

$$\text{div} \vec{v} = 0 \quad (\text{D.1b})$$

où ρ_p désigne la masse volumique du liquide parfait, \vec{v} est la vitesse des particules, ν est la viscosité cinématique, \vec{g} est le vecteur d'accélération de gravité et p désigne la pression au niveau de la surface.

D.1 Liquide parfait

Soit une surface constituée de liquide parfait dont l'énergie dissipée par effet de viscosité est nulle. Nous supposons que la longueur d'onde des vagues est très petite par rapport à la profondeur du liquide.

Les équations de la thermodynamique peuvent être simplifiées dans le cas d'un liquide parfait où on considère nulle l'énergie dissipée par la viscosité. Ainsi on a l'équation (D.1a) qui se réduit à

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_p} \text{grad} p + \vec{g} \quad (\text{D.2})$$

Soit ξ le potentiel vitesse défini par

$$\vec{v} = \text{grad} \xi \quad (\text{D.3})$$

d'après (D.1b) le potentiel vitesse ξ vérifie

$$\Delta \xi = 0 \quad (\text{D.4})$$

Nous supposons que le mouvement de propagation des vagues se fait suivant l'axe des x , ainsi \vec{v} et ξ sont indépendants de y et on a

$$\frac{\partial \xi^2}{\partial x^2} + \frac{\partial \xi^2}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{D.5})$$

Le potentiel de vitesse ξ peut ainsi être présenté sous la forme d'une fonction périodique en fonction des variables x et t

$$\xi = f(z) \cos(Kx - \omega t) \quad (\text{D.6})$$

ω est la fréquence spatiale radiale et K est le nombre d'onde spatial

En remplaçant ξ par sa valeur dans l'équation (D.5) on a

$$\frac{d^2 f}{dz^2} - K^2 f = 0 \quad (\text{D.7})$$

avec

$$f = Ae^{Kz} + Be^{-Kz} \quad (\text{D.8})$$

ainsi on a

$$\xi = (Ae^{Kz} + Be^{-Kz}) \cos(Kx - \omega t) \quad (\text{D.9})$$

ou réciproquement on a

$$v_x = \frac{\partial \xi}{\partial x} = -(Ae^{Kz} + Be^{-Kz})K \sin(Kx - \omega t) \quad (\text{D.10a})$$

$$v_z = \frac{\partial \xi}{\partial z} = (Ae^{Kz} - Be^{-Kz})K \cos(Kx - \omega t) \quad (\text{D.10b})$$

$$p = -\rho_p g z - \rho \omega (Ae^{Kz} + Be^{-Kz})K \sin(Kx - \omega t) \quad (\text{D.10c})$$

D.2 Liquide visqueux

Dans ce cas la viscosité n'est plus considérée négligeable devant $\frac{\partial \vec{v}}{\partial t}$ et l'équation de l'hydrodynamique s'écrit[59]

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \text{grad}) \vec{v} = -\frac{1}{\rho_v} \text{grad} p + \nu \Delta \vec{v} + \vec{g} \quad (\text{D.11a})$$

$$\text{div} \vec{v} = 0 \quad (\text{D.11b})$$

ou

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_v} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} \right) \quad (\text{D.12a})$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_v} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right) + g \quad (\text{D.12b})$$

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \quad (\text{D.12c})$$

avec ρ_v est la masse volumique du fluide visqueux

Contrairement au liquide parfait, la vitesse des particules \vec{v} contient des composantes de second ordre ainsi les solutions de l'équation de second ordre s'écrivent sous la forme

$$v_x = v_x^{(0)} + U_1 \quad (\text{D.13a})$$

$$v_z = v_z^{(0)} + U_2 \quad (\text{D.13b})$$

$$p = p^{(0)} \quad (\text{D.13c})$$

où les termes du premier ordre sont liés à un liquide parfait et sont de la même forme que (D.13a) et (D.13b). En effet, $v_x^{(0)}$ et $v_z^{(0)}$ satisfont l'équation de continuité, et il est clair d'après les considérations physiques que la viscosité a un effet sur la longueur d'onde mais pas sur la distribution de la pression [59].

Il est plus commode d'écrire les expressions de $v_x^{(0)}$, $v_z^{(0)}$ et $p^{(0)}$ sous la forme exponentielle

$$\xi = Ae^{jKx}e^{Kz}e^{\chi t} \quad (\text{D.14a})$$

$$v_x^{(0)} = \frac{\partial \xi}{\partial x} = jKAe^{jKx}e^{Kz}e^{\chi t} \quad (\text{D.14b})$$

$$v_z^{(0)} = \frac{\partial \xi}{\partial z} = K Ae^{jKx}e^{Kz}e^{\chi t} \quad (\text{D.14c})$$

$$p^{(0)} = -\rho_v \frac{\partial \xi}{\partial t} - \rho_v g z = -\rho_v \chi A e^{jKx}e^{Kz}e^{\chi t} - \rho_v g z \quad (\text{D.14d})$$

à noter que la fréquence χ est un nombre complexe il vérifie

$$\chi = -j\omega + \beta \quad (\text{D.15})$$

où ω est la fréquence radiale pour un liquide idéal et β est un nombre complexe.

D'après les équations (D.13a), (D.13b) et (D.12c) on peut écrire

$$\frac{\partial U_1}{\partial x} + \frac{\partial U_2}{\partial z} = 0 \quad (\text{D.16})$$

Cette équation montre que les fonctions U_1 et U_2 peuvent être représentés par

$$U_1 = -\frac{\partial \iota}{\partial z} \quad (\text{D.17a})$$

$$U_2 = \frac{\partial \iota}{\partial x} \quad (\text{D.17b})$$

En remplaçant v_x et v_z par leur valeur donnée par les équations (D.13a) et (D.13b) dans les équations (D.12a) et (D.12b) et en considérant les équations (D.17a) et (D.17b) on obtient

$$\frac{\partial v_x^{(0)}}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial \iota}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_v} \frac{\partial p^{(0)}}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 v_x^{(0)}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_x^{(0)}}{\partial z^2} \right) - \nu \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \iota^2}{\partial x^2} + \frac{\partial \iota^2}{\partial z^2} \right) \quad (\text{D.18a})$$

$$\frac{\partial v_z^{(0)}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial \iota}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_v} \frac{\partial p^{(0)}}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 v_z^{(0)}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_z^{(0)}}{\partial z^2} \right) + \nu \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \iota^2}{\partial x^2} + \frac{\partial \iota^2}{\partial z^2} \right) \quad (\text{D.18b})$$

On a par définition, $v_x^{(0)}$ et $v_z^{(0)}$ vérifient les équations de la dynamique d'un fluide parfait. De plus les équations (D.19) et (D.20) sont toujours valables du fait que $\Delta\xi = 0$

$$\Delta v_x^{(0)} = \Delta \frac{\partial \xi}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \Delta \xi = 0 \quad (\text{D.19})$$

de même

$$\Delta v_z^{(0)} = \frac{\partial}{\partial z} \Delta \xi = 0 \quad (\text{D.20})$$

Ainsi la fonction ι doit vérifier (D.21a) et (D.21b)

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \iota}{\partial t} - \nu \Delta \iota \right) = 0 \quad (\text{D.21a})$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \iota}{\partial t} - \nu \Delta \iota \right) = 0 \quad (\text{D.21b})$$

ce qui est équivalent à

$$\frac{\partial \iota}{\partial t} = \nu \Delta \iota \quad (\text{D.22})$$

Jusqu'ici une autre constante peut être introduite dans l'expression (D.22). Une telle constante n'aura aucun sens puisqu'on s'intéresse aux vitesses qui sont liées à ι par les équations (D.17a) et (D.17b) et dont la valeur ne change pas si on ajoute une constante à ι .

Notre objectif est de retrouver la solution de l'équation (D.22) sous la forme d'une fonction périodique par rapport au temps et l'abscisse x et une fonction exponentielle de la profondeur z .

$$\iota = C e^{lz} e^{jKx} e^{\chi t} \quad (\text{D.23})$$

En remplaçant (D.22) dans (D.23) on a

$$l^2 = K^2 + \frac{\chi}{\nu} \quad (\text{D.24})$$

La solution finale des équations (D.12a), (D.12b) et (D.12c) en utilisant les équations (D.14a), (D.14b), (D.14c), (D.14d), (D.17a), (D.17b) et (D.23) est

$$v_x = (jK A e^{Kz} - l C e^{lz}) e^{jKx + \chi t} \quad (\text{D.25a})$$

$$v_z = (K A e^{Kz} + jK C e^{lz}) e^{jKx + \chi t} \quad (\text{D.25b})$$

$$p = -\rho_v \chi A e^{Kz} e^{jKx + \chi t} - \rho_v g z \quad (\text{D.25c})$$

Le déplacement vertical d_z et horizontal d_x pour une surface de la surface du fluide est déterminé par

$$\frac{\partial d_z}{\partial t} \approx v_z \text{ pour } z = 0 \quad (\text{D.26})$$

En utilisant l'expression (D.25b) on a

$$d_z = \frac{KA + jKC}{\chi} e^{jKx + \chi t} \quad (\text{D.27})$$

De même pour le déplacement horizontal d_x on a

$$\frac{\partial d_x}{\partial t} \approx v_x \text{ pour } z = 0 \quad (\text{D.28})$$

ce qui donne

$$d_x = \frac{jKA - lC}{\chi} e^{jKx + \chi t} \quad (\text{D.29})$$

Les solutions (D.25a), (D.25b) et (D.25c) contiennent trois variables inconnues A , C et ω . D'après les conditions aux limites au niveau de la surface du fluide ($d_z = z$) on a

$$\begin{cases} p_{zz} = p_c + p_0 \\ p_{zx} = 0 \end{cases} \text{ pour } z = d_z \quad (\text{D.30})$$

où p_{zz} et p_{zx} sont les tenseurs des contraintes normales et tangentielles, p_c est la pression capillaire et p_0 est la pression atmosphérique. On choisit cette pression comme pression de référence ainsi on considère $p_0 = 0$.

La contrainte normale s'écrit [59]

$$p_{zz} = -p + 2\eta \frac{\partial v_z}{\partial z} = \{\rho_v \chi A + \rho_v g \frac{KA + jKC}{\chi} + 2\eta K(KA + jlC)\} e^{jKx + \chi t} \quad (\text{D.31})$$

de même pour la contrainte tangentielle on a

$$p_{zx} = \eta \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) = \eta [2jK^2 A - (l^2 + K^2)C] e^{jKx + \chi t} \quad (\text{D.32})$$

et la pression capillaire s'écrit

$$p_c = \varsigma_v \frac{\partial^2 d_z}{\partial x^2} = -\frac{\varsigma_v (K^3 A + jK^3 C)}{\chi} e^{jKx + \chi t} \quad (\text{D.33})$$

où ς_v est la tension superficielle de la surface du fluide visqueux.

En remplaçant les contraintes p_{zz} , p_{zx} et p_c par leur valeur dans l'équation (D.30) on a

$$\begin{cases} (\chi^2 + 2\nu K^2 \chi + \omega^2)A + j(\omega^2 + 2\nu kl\chi)C = 0 \\ 2j\nu K^2 A(\chi + 2\nu K^2)C = 0 \end{cases} \quad (\text{D.34})$$

où $\omega = \sqrt{\frac{\varsigma_v K^3}{\rho_v} + gK}$ est la fréquence radiale pour un liquide idéal.

Le système (D.34) avec la condition (D.24) donne

$$(\chi + 2\nu K^2)^2 + \omega = 4\nu^2 K^4 \sqrt{\frac{\chi}{\nu K^2} + 1} \quad (\text{D.35})$$

Le but est de retrouver une solution de type

$$\chi = -j\omega_0 + \beta \quad (\text{D.36})$$

où β est un nombre complexe exprimant le changement la variation de fréquence et l'atténuation entre un liquide parfait et un liquide visqueux.

Si on considère que les variations de la fréquence radiale sont très petites dans le cas d'un liquide peu visqueux ($|\beta| \ll \omega$), alors on peut négliger les termes d'ordre β^2 et on a d'après (D.15) et (D.35)

$$2j\beta\omega + 4j\nu K^2\omega = 0 \quad (\text{D.37})$$

ce qui donne

$$\boxed{\beta = -2\nu K^2} \quad (\text{D.38})$$

$2.\beta$ représente le rapport d'atténuation du spectre par rapport à un liquide parfait. En effet considérons le potentiel vitesse ξ sous la forme

$$\xi = X(K)e^{j\chi t} = X(K)e^{j\omega t - \beta t} \quad (\text{D.39})$$

alors l'énergie totale s'écrit

$$\boxed{S_v(K) = \int_0^{+\infty} |X(K)e^{j\omega t - \beta t}|^2 dt = \frac{X(K)^2}{2\beta}} \quad (\text{D.40})$$

Il faut noter que l'eau est considérée comme un liquide visqueux malgré que sa viscosité est faible. Ainsi dans ce cas le coefficient d'atténuation de l'énergie due à la dissipation par effet de viscosité est évaluée à $-2\beta = 4\nu K^2$

D.3 Surface couverte par un liquide visqueux

Comme dans le cas d'une surface à liquide visqueux, la solution générale de l'équation d'hydrodynamique (D.11a) s'écrit sous la forme

$$v_x = (jK A e^{Kz} - lC e^{lz}) e^{jKx + \chi t} \quad (\text{D.41a})$$

$$v_z = (K A e^{Kz} + jK C e^{lz}) e^{jKx + \chi t} \quad (\text{D.41b})$$

$$p = -\rho_{sc} \chi A e^{Kz} e^{jKx + \chi t} - \rho_v g z \quad (\text{D.41c})$$

où ρ_{sc} est la masse volumique du liquide couvert.

Toute fois les valeur de χ , A , et C sont différents par rapport au cas précédent. Afin de déterminer la valeur de χ , considérons les conditions aux limites

$$p_n = -p + 2\eta \frac{\partial v_z}{\partial z} \quad (\text{D.42a})$$

$$p_t = \eta \left(\eta \frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) \quad (\text{D.42b})$$

Comme pour le cas précédent, la contrainte normale est exprimée en fonction de la pression capillaire qui s'écrit

$$p_c = p_n = \varsigma_{sp}(\Gamma) \frac{\partial^2 d_z}{\partial x^2} \quad (\text{D.43})$$

où d_z est le déplacement vertical de la surface, $d_z = \int v_z dt$, Γ est la concentration du polluant en surface et ς_{sp} est la tension superficielle de la surface polluée.

La contrainte tangentielle est une fonction de la tension superficielles de la surface polluée qui dépend de la concentration du polluant en surface elle s'écrit

$$p_t = -\frac{\partial \varsigma_{sp}}{\partial \Gamma} \text{grad} \Gamma \quad (\text{D.44})$$

D'après Levich [59] la relation entre la concentration du polluant en surface est la vitesse des particules est obtenue à partir de la loi de conservation de masse, elle donne

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\Gamma v_x) = D_p \frac{\partial^2 \Gamma}{\partial x^2} \quad (\text{D.45})$$

où D_p est le coefficient de diffusion du polluant et v_x est prise égale à $z = 0$

Nous supposons que la concentration du polluant en surface s'écrit

$$\Gamma = \Gamma_0 + \Gamma' \quad (\text{D.46})$$

où Γ_0 est une constante qui désigne la concentration du polluant en surface à l'état d'équilibre et on a $\Gamma' \ll \Gamma_0$.

Si on plus on suppose que la vitesse des particules est faible (amplitude des vagues est petite) et en négligeant le terme $\Gamma' \frac{\partial v_x}{\partial x}$ qui est un terme infinitésimal de second ordre, on obtient l'expression de Laplace

$$\frac{\partial \Gamma'}{\partial t} + \Gamma_0 \frac{\partial v_x}{\partial x} = D_p \frac{\partial^2 \Gamma'}{\partial x^2} \quad (\text{D.47})$$

En remplaçant v_x par sa valeur depuis l'équation (D.41a), nous cherchons une solution de l'équation (D.47) sous la forme

$$\Gamma' = \gamma e^{jKx + \chi t} \quad (\text{D.48})$$

où γ est une constante. D'après l'équation (D.47) on a

$$\gamma \chi + \Gamma_0 (jKA - lC) jK = -D_p K^2 \gamma \quad (\text{D.49})$$

où D_p est le coefficient du diffusion du polluant

En supposant que le processus de diffusion a une faible influence sur la distribution du polluant en surface et en considérant des surfaces totalement couvertes on a $|\chi| \gg D_p K^2$ ce qui permet d'écrire

$$\gamma \approx -\frac{jK(jKA - lC)}{\chi} \quad (\text{D.50})$$

et

$$\Gamma = \Gamma_0 - \frac{jK\Gamma_0}{\chi} (jKA - lC) e^{jKx + \chi t} \quad (\text{D.51})$$

Ayant la distribution du polluant dans la surface on peut ainsi déterminer les expressions des forces

$$p_s = \varsigma_{sp}(\Gamma) \frac{\partial^2 d_z}{\partial x^2} \approx \varsigma_{sp}(\Gamma_0) \frac{\partial^2 d_z}{\partial x^2} = -\frac{\varsigma_0(KA + jKC)K^2}{\chi} e^{jKx+\chi t} \quad (\text{D.52a})$$

$$p_t = -\frac{\partial \varsigma_{sp}}{\partial \Gamma} \frac{\partial \Gamma}{\partial x} = -\frac{IK^2}{\chi} (jKA - lC) e^{jKx+\chi t} \quad (\text{D.52b})$$

où $I = \frac{\partial \varsigma_{sp}}{\partial \Gamma}$ et représente le coefficient d'élasticité.

Les équations (D.42a) et (D.42b) avec les équations (D.52a) et (D.52b) permettent de déduire le système suivant

$$\boxed{\begin{cases} (\chi^2 + 2\nu K^2 \chi + \omega^2)A + j(\omega^2 + 2\nu Kl\chi)C = 0 \\ j(IK^3 + 2\nu K^2 \chi)A - (\chi^2 + 2\nu K^2 \chi - IK^2 l)C = 0 \end{cases}} \quad (\text{D.53})$$

avec

$$\omega^2 = \frac{\varsigma_{sp}(\Gamma_0)K^3}{\rho_{sc}} + gK \quad (\text{D.54})$$

La satisfaction des deux conditions (D.53) exige l'annulation de leur déterminant ce qui donne

$$\chi^4 + 2\delta\chi^3 + (1 + a_1)\omega^2\chi^2 + (a_1 - a_2)\omega^4 = 0 \quad (\text{D.55})$$

avec $\delta = 2K^2\eta$ il est considéré comme infinitésimal du premier ordre, $a_1 = IK^2/\rho_{sc}\sqrt{\eta}\omega$ et $a_2 = IK^3/\rho_{sc}\omega$.

L'équation (D.55) peut être écrite

$$\left(\chi^2 + \frac{1+a_1}{2}\omega^2\right)^2 = \left(\frac{1+a_1}{2}\omega^2\right)^2 - (a_1 - a_2)\omega^4 - 2\delta\chi^3 \quad (\text{D.56})$$

La racine carré donne

$$\chi^2 = -\frac{\omega}{2}\{(1 + a_1) \pm \sqrt{(1 - a_1)^2 + 4a_2 - 8\delta\chi^3/\omega^4}\} \quad (\text{D.57})$$

La résolution de cette équation donne deux solutions appelées respectivement solution de Laplace (D.58) et solution de Marangoni (D.59)

$$\chi_L = \pm \left(j\omega - \delta \frac{1 - (a_2\omega^4/2\delta\chi^3)}{1 - a_1} \right) \quad (\text{D.58})$$

$$\chi_M = \pm (I^2 K^4 / \rho_{sc} \eta)^{1/3} \quad (\text{D.59})$$

D'après Lombardini et Cini [62, 16], la solution de Laplace exprime le mode de vibration transversal et alors que la solution de Marangoni exprime le mode de vibration longitudinal ainsi nous nous intéressons à la solution de Laplace pour déterminer l'atténuation du spectre de surface couverte.

Il faut noter que la solution de Laplace doit être proche de $j\omega$ puisqu'on considère que les faibles perturbations et donc une variation très faible de la fréquence radiale.

D.4 Coefficient d'atténuation (damping ratio)

Le but de cette section est d'estimer le tau d'atténuation du spectre entre une surface maritime libre et une surface maritime couverte de polluant. D'après l'équation (D.40) on a

$$y = \frac{S_e}{S_p} = \frac{\beta_p}{\beta_e} = \frac{\beta_p}{2K^2\eta_e} \quad (\text{D.60})$$

où S_e est le spectre de la surface d'eau sans polluant, S_p est le spectre de surface polluée, η_e est la viscosité de l'eau et β_e et déduite de l'équation (D.38) en remplaçant le liquide visqueux par l'eau.

Dans l'expression (D.60) il reste à déterminer β_p qui n'est que la partie réelle de χ ce qui revient à étudier les solutions de Laplace et de Marangoni. Pour cela nous allons considérer deux types de polluants. Les polluants solubles et les polluants insolubles.

D.4.1 Polluant soluble

Pour un polluant soluble, selon Cini et al., la viscoélasticité de la surface est donnée par [17]

$$I = \frac{\zeta_0}{(1 + \tau_s + 2\tau_s^2)^{1/2}} \exp(j\Phi) \quad (\text{D.61})$$

avec

$$\Phi = \arctan\left(\frac{\tau_s}{1 + \tau_s}\right) \quad (\text{D.62})$$

et

$$\tau_s = (\omega_D/2\omega)^{1/2} \quad (\text{D.63})$$

où

$$\omega_D = D_s(dC/d\Gamma)^2 \quad (\text{D.64})$$

C est la concentration volumique en polluant. C est fonction de z elle tend vers zéro quand z tends vers $-\infty$ et D_s est le coefficient de diffusion du polluant.

Ainsi la solution de Laplace divisée par β_e donne le tau d'atténuation suivant Laplace y_L [60]

$$y_L = \frac{1 + 2\tau_s + 2\tau_s^2 - X_0 + Y_0(X_0 + \tau_s)}{1 + 2\tau_s + 2\tau_s^2 - 2X_0 + 2X_0^2} \quad (\text{D.65})$$

avec

$$X_0 = \frac{\varsigma_0 K^2}{\rho_e \sqrt{2\nu\omega^3}}, \quad Y_0 = \frac{\varsigma_0 K}{4\rho_e \nu\omega} \quad \text{et} \quad \tau_s = \sqrt{\frac{\omega_D}{\omega}} \quad (\text{D.66})$$

D.4.2 Polluant insoluble

Pour un polluant insoluble, la viscoélasticité de la surface est définie par

$$I = \frac{\zeta_0}{(1 - \tau_i + 2\tau_i^2)^{1/2}} \exp(j\Phi) \quad (\text{D.67})$$

avec

$$\Phi = \arctan\left(\frac{-\tau_i}{1 - \tau_s}\right) \quad (\text{D.68})$$

et

$$\tau_i = (\omega_p/2\omega)^{1/2} \quad (\text{D.69})$$

où

$$\omega_p = D_p(dC/d\Gamma)^2 \quad (\text{D.70})$$

C est la concentration volumique en polluant. C est fonction de z , elle tend vers zéro quand z tends vers $-\infty$ et D_p est le coefficient de précipitation pour le polluant insoluble, il est équivalent au coefficient de diffusion pour un polluant soluble.

Dans ce cas le coefficient de diffusion devient

$$y_L = \frac{1 - 2\tau_i + 2\tau_s^2 - X_0 + Y_0(X_0 + \tau_i)}{1 - 2\tau_i + 2\tau_s^2 - 2X_0 + 2X_0^2} \quad (\text{D.71})$$

avec

$$X_0 = \frac{\varsigma_0 K^2}{\rho_e \sqrt{2\nu\omega^3}}, \quad Y_0 = \frac{\varsigma_0 K}{4\rho_e \nu \omega} \quad \text{et} \quad \tau_i = \sqrt{\frac{\omega_p}{\omega}} \quad (\text{D.72})$$

Bibliographie

- [1] Oil tanker spill statistics. The International Tanker Owners Pollution Federation Ltd, 2003.
- [2] O. Airiau. Optimisation polarimétrique de l'antenne de réception dans le cadre d'une liaison bistatique. Rapport de stage de DEA STIR, Université de Rennes 1, Mars-Juillet 1995.
- [3] O. Airiau, A. Khenchaf, and J. Saillard. Effect of the salinity and temperature on the electromagnetic field scattered by the sea surface. In MTS/IEEE, editor, *OCEANS94*, Brest, September 1994.
- [4] W. Alpers and H. Hühnerfuss. The damping of ocean waves by surface films : a new look at an old problem. *J. Geophys. Res.*, 94(C5) :6251–6264, May 1989.
- [5] J. Askne. *Remote sensing using microwaves*, chapter Applications, pages F.35–F.46. Chalmers University of Technology, 2002.
- [6] M. Y. Ayari, A. Khenchaf, and A. Coatanhay. Bistatic electromagnetic scattering by sea surface using Elfouhaily spectrum. In *Radar*, pages 3A–Bista–3, October 2004.
- [7] A. Balana. *N° 490*. PhD thesis, Univ. Bordeaux I, 1990.
- [8] M. L. Banner. Equilibrium spectra of wind waves. *Journal of Physical Oceanography*, 20(7) :966–984, 1990.
- [9] T. P. Barnett. On the generation, dissipation and prediction of ocean wind wave. *J. Geophys. Res.*, 73 :513, 1969.
- [10] P. Beckmann and A. Spizzichino. *The scattering of electromagnetic waves from rough surfaces*. Oxford, 1963.
- [11] M. Boerner and W. L. Yan. Introduction to Radar Polarimetry with Assesments of Historical Development and of the Current Stat-of-the-Art. In *Journées Internationales de la polarimétrie Radar*, Nantes, Mars 1990.
- [12] R. L. Bolus. Airbone testing of a suite of remote sensor for oil spill detecting on water. In Environmental Research Institue of Michigan, editor, *Proceedings of the Second Thematic International Airbone Remote Sensing Conference and Exhibition*, pages III743–III752, Ann Arbor, Michigan, 1996.
- [13] G. S. Brown. Backscattering from a Gaussian-distributed perfectly conducting rough surface. *IEEE Trans. Antennas. Propagat.*, AP-26(3) :472–482, 1978.
- [14] H. L. Chan and A. K. Fung. A theory of sea scatter at large incident angles. *Geophys. Res.*, 82(24) :3439–3444, August 1977.

- [15] R. Cini and P. P. Lombardini. Damping effect of monolayers on surface wave motion in a liquid. *Journal of Colloid and Interface Science*, 65(2) :387–389, June 1978.
- [16] R. Cini, P. P. Lombardini, and H. Hühnerfuss. Remote sensing of marine slicks utilizing their influence on wave spectra. *Int. J. Remote Sensing*, 4(1) :101–110, 1983.
- [17] R. Cini, P. P. Lombardini, C. Manfredi, and E. Cini. Ripples damping due to monomolecular films. *Journal of Colloid and Interface Science*, 119(1) :74–80, 1987.
- [18] K. S. Cole and R. H. Cole. Dispersion and absorption in dielectrics I. Alternating current characteristics. *Journal of chemical physics*, 9 :341–351, April 1941.
- [19] K. S. Cole and R. H. Cole. Dispersion and absorption in dielectrics II. Direct current characteristics. *Journal of chemical physics*, 10 :98–105, February 1942.
- [20] R. E. Collin. *Foundations for Microwave Engeneering*. Second Edition edition, 1992.
- [21] C. Cox and W. Munk. Measurment of the roughness of the sea surface from photographs of the sun’s glitter. *Journal of the optical socity of america*, 44(11) :838–850, november 1954.
- [22] C. Cox and W. Munk. Statistics of the sea surface derived from sun glitter. *J. Mar. Res*, 13 :198–226, 1954.
- [23] 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.
- [24] J. C. Daley. Wind dependence of radar sea return. *J. Geophys. Res.*, 78(33) :7823–7833, november 1973.
- [25] J. C. Daley, J. T. Ransone, and J. A. Burkett. Radar sea return-JOSS I. Technical Report Rep. 7269, NRL, may 1971.
- [26] F. Daout. *Etude de la Dépolarisation des Ondes Centimétriques par une Surface Rugueuse - Application au Domaine Maritime*. Thèse de Doctorat, Université de Nantes, 1996.
- [27] F. Daout, A. Khenchaf, and J. Saillard. Etude bistatique du comportement polarimétrique des océans. In OTAN, editor, *AGARD/EPP Electromagnetic wave propagation panel 55th Specialists Meerting on propagation assesement in coastal environments*, Bermehaven/Germany, Sptember 1994.
- [28] P. Debye. *Polar molecules*. Chemical cathalog compagny, New York, 1929.
- [29] 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.
- [30] T. Elfouhaily, B. Charpon, and K. Katsaros. A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves. *JGR*, 102 :15,781–15,796, 1997.
- [31] T. M. Elfouhaily and C. A. Guerin. A critical survey of approximate scattering wave theories from random rough surfaces. *Waves In Random Media*, 14 :R1–R40, 2004.

-
- [32] M.F. Fingar and C. E. Brown. Review of oil spill remote sensing. In *Spillcon*, Darwin, Australia, August 2000.
- [33] B. Fiscella, P. P. Lombardini, and P. Trivero. Ripple damping on water surface covered by spreading film : Teory and experiment. *Il Nuovo Cimento*, 8C(5) :491–500, 1985.
- [34] A. K. Fung. Surface scattering effects at different spectral regions. *II Coll. Int Signatures Spectrales d’objets en télédétection*, ED INRA Publ. :693–707, Sept 1984.
- [35] A. K. Fung and K. K. Lee. A semi-empirical sea-spectrum model for scattering coefficient estimation. *IEEE Jou. Ocean. Engine.*, OE-7 No 4 :166–176, 1982.
- [36] A. K. Fung, Z. Li, and K. S. Chen. Backscattering from a randomly rough dielectric surface. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, 30(2) :356–369, March 1992.
- [37] W. D. Garrett. The physicochemical effects of organic films at the sea surface and their role in the interpretation of remotely sensed imagery. Report on the Role of Surfactant Films on the Interface Properties of the Sea Surface, ONRL, London, 1986.
- [38] F. Gerard. La houle, théorie et prévision. 5-23, Met Mar, 4ème trimestre 1982.
- [39] A. L. Germond. *Théorie de la Polarimétrie Radar en Bistatique*. Thèse de Doctorat, Université de Nantes, Janvier 1999.
- [40] F. Girard-Ardhuin, G. Mercier, and R. Garello. Oil slick detection by SAR imagery : potential and limitation. In *OCEANS2003*, volume 1, pages 164–169, 2003.
- [41] W. N. Guinard and L. C. Daley. An experimental study of a sea clutter model. In *Proc. IEEE*, volume 58, pages 543–550, Apr. 1970.
- [42] E. Guyon, J.P. Hulin, and L. Petit. *Hydrodynamique physique*. EDP Sciences, 2001.
- [43] K. Hasselmann. Measurment of wind-wave growth and swell decay during the joint north sea project (JONSWAP). *Dtsch. Hydrogr. Z.*, Suppl. A, 8 :95, 1973.
- [44] J. R. Huynen. La matrice de Stockes et sa relation avec les propriétés physiques de la cible. In IRESTE, editor, *Journées Internationales de la Polarimétrie Radar*, Mars 1990.
- [45] J. R. Huynen. Théorème de la décomposition d’une cible complexe en $\{N\}$ cibles élémentaires. In IRESTE, editor, *Journées Internationales de la Polarimétrie Radar*, Mars 1990.
- [46] A. Ishimaru. *Wave propagation and scattering in random media*, volume 1,2. Academic Press, Inc, 1978.
- [47] F. C. Jackson, W. T. Walton, D. E. Hines, B. A. Walter, and C. Y. Peng. Sea surface mean square slope from Ku-Band backscatter data. *J.Geophys.Res.*, 11 :411–427, 1997.
- [48] W. L. Jones, L. C. Schroeder, and J. L. Mitchell. Aircraft measurments of the microwave scattering signature ot the ocean. *IEEE Trans. Antennas. Propagat.*, AP-25(1) :52–61, January 1977.
-

- [49] A. Khenchaf. *Modélisation Electromagnétique, Radar Bistatique et Traitement de l'Information*. HDR, Ecole doctorale sciences et technologie de l'information et des matériaux, 2000.
- [50] A. Khenchaf. Scattering and propagation above any random rough surface at near-grazing angles. In *RTO-MP-60*, pages 32–1 32–7, October 2000.
- [51] A. Khenchaf. Bistatic reflection of electromagnetic waves from random rough surfaces : Application to the sea surface and snowy-covered. *Eur. Phys. J.*, AP14 :45–62, 2001.
- [52] A. Khenchaf. Bistatic scattering and depolarization by randomly rough surface : application to the natural rough surface in X-band. *Waves in Random Media*, 11 :61–87, 2001.
- [53] A. Khenchaf. The bistatic scattering from the natural rough surfaces in X and Ku bands. In *Geoscience and Remote Sensing Symposium*, volume 6, pages 2843 – 2845. IEEE international, IGARSS'01, July 2001.
- [54] A. Khenchaf and O. Airiau. Bistatic radar moving returns from sea surface. *IEICE Trans. Elct.*, E83-C :1827–1835, 2000.
- [55] 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.
- [56] 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.
- [57] 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, l'université bordeau I, 1992.
- [58] D. Laurent. *Contribution à l'étude du compoement polarimetrique de la retro-diffusion des oceans*. thèse, université de nantes, octobre 1993.
- [59] V. G. Levich. *Physico-chemical hydrodynamics*. Englewood Cliffs, 1962.
- [60] P. P. Lombardini. Maximum of damping ratio in rippled water covered by monomolecular films. ONRL report on the role of surfactant films on the interface properties of the sea surface, Office of naval research, London, 1986.
- [61] P. P. Lombardini, B. Fiscella, P. Trivero, and C. Cappa. The influence of ripple damping on electromagnetic bistatic sattering by sea surface. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 6 :882–890, march 1989.
- [62] P. P Lombardini, F. Piazzese, and R. Cini. The marangoni wave in ripples on air-water interface covered by a spreading film. *Nuovo Cimento C*, 5 :256, 1982.
- [63] E. H. Lucassen-Reynders and J. Lucassen. Properties of capillary waves. *Adv. Colloid Interface Sci.*, 2 :347, 1969.
- [64] F. C. MacDonald. The correlation or radar sea clutter on vertical and horizontal polarization with wave height and slope. *IRE Convention Rec.*, Part 1 :29–32, 1956.
- [65] H. Mitsuyasu and T. Honda. The high frequency spectrum of wind-generated waves. *J. Oceanogr. Soc. Jap*, 30(4) :185–198, 1974.

-
- [66] R. K. Moore and A. K. Fung. Full-range sea surface spectrum in nonfully developed state for scattering calculations. *IEEE Transaction on Geoscience and Remote Sensing*, 37(2) :1038–1051, 1979.
- [67] H Mott. *Antennas for Radar and communication : a polarimetric approach*. Wiley Series in Microwave and Optical Engineering, 1992.
- [68] M. A. Northrop, E. Pottier, A. Khenchaf, and J. Saillard. Polarization degradation in a rain filled propagation medium. In *SPIE1992 International Symposium on Optlcal Applied Science and Engeneering*, July 1992.
- [69] R. A. O’Neil, R. A. Neville, and V. Thompson. The arctic marine oilspill program (AMOP) remote sensing study. Technical Report EPS 4-EC-83-3, Environment Canada Report, Ottawa, Ontario, 1983.
- [70] O. M. Phillips. *The dynamics of the upper ocean*. Cambridge University Press, 1977.
- [71] 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.
- [72] 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.
- [73] E. Pottier. *Contribution de la Polarimétrie dans la Discrimination de Cibles Rada. Application à l’Imagerie Electromagnétique Haute résolution*. Thèse de Doctorat, Université de Rennes 1, 1990.
- [74] A. H. Schistad, G. Storvik, R. Solberg, and E. Volden. Automatic detecton of oil spills in ers sar images. *Geoscience and Remote Sensing IEEE Transactions*, 37(4) :1916–1924, 1999.
- [75] S. Silver. *Microwaveantenna theory and design*. Mc Gray-Hill, 1947.
- [76] G. Sinclair. The transimission and reception of elliptically polarized waves. In *IRE*, volume 38, pages 148–151, Ferbruary 1950.
- [77] G. Soriano and M. Saillard. Modelization of the scattering of electromagnetic waves from the ocean surface. *PIER*, 37 :101–128, 2002.
- [78] A. F. Stevenson. Electromagnetic scattering by an ellipsoid in the third approximation. *Journal of Applied Physics*, 24(9), 1953.
- [79] J. A. Stratton. *Electromagnetic theory*. Mc Gray-Hill, 1941.
- [80] H. Sttrop. Radar reflection characteristics of sea clutter. In AGARD, editor, *New Devices Techniques and Systems in Radar*, The Hague, Netherlands, June 1976.
- [81] F. T. Ulaby and C. Elachi. *Radar polarimetry for geoscience application*. Artech House Publishers, 1990.
- [82] F. T. Ulaby, R. K. Moore, and A. K. Fung. *Microwave Remote Sensing : Active and Passive- Vol II*, volume 2. Artech House Publishers, 1982.
- [83] A. G. Voronovich. Small-Slope Approximation in wave scattering by rough surfaces. *Sov. Phys. JETP*, 62 :65–70, 1985.
-

- [84] A. G. Voronovich. Small-Slope Approximation for electromagnetic wave scattering at a rough interface of two dielectric half-spaces. *Waves in Random Media*, 4 :337–367, 1994.
- [85] A. G. Voronovich. *Wave scattering from rough surfaces*. Springer, 1998.
- [86] A. G. Voronovich and V. U. Zavorotny. Theoretical model for scattering of radar signals in Ku- and C-bands from a rough sea surface with breaking waves. *Waves in Random Media*, 11 :247–269, 2001.
- [87] 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.
- [88] J. W. Wright. A new model for sea clutter. *IEEE Trans. Antennas. Propagat.*, AP-16(2) :217–223, march 1968.