



HAL
open science

Apport de la double polarisation pour l'étude expérimentale et théorique de la section efficace radar de la surface océanique

A. Mouche

► **To cite this version:**

A. Mouche. Apport de la double polarisation pour l'étude expérimentale et théorique de la section efficace radar de la surface océanique. Océan, Atmosphère. Université de Versailles-Saint Quentin en Yvelines, 2005. Français. NNT: . tel-00144377

HAL Id: tel-00144377

<https://theses.hal.science/tel-00144377v1>

Submitted on 3 May 2007

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

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



Apport de la double polarisation pour l'étude expérimentale et théorique de la section efficace radar de la surface océanique

Alexis Mouche

Thèse de Doctorat

Spécialité : Méthodes Physiques en Télédétection

2 Décembre 2005

**Thèse de Doctorat de l'Université de Versailles
Saint-Quentin-En-Yvelines**
en Méthodes Physiques en Télédétection
Ecole Doctorale des Sciences de l'Environnement d'Ile de France

**Apport de la double polarisation pour l'étude
expérimentale et théorique de la section efficace
radar de la surface océanique**

par

Alexis Mouche

Soutenue le 2 Décembre 2005 devant le jury composé de

| | | |
|---------------|---------------|---|
| Rapporteurs : | D.R. Thompson | Chercheur, JHU (APL) |
| | B. Chapron | Chercheur, IFREMER (LOS) |
| Examineurs : | C. Bourlier | Chargé de recherche, CNRS (IREENA) |
| | P. Forget | Chargé de recherche, CNRS (LSEET) |
| | G. Caudal | Professeur des Universités, UVSQ (CETP) |
| | D. Hauseur | Directeur de recherche, CNRS (CETP) |
| Invité : | E. Thouvenot | Ingénieur, CNES |

In fact, that's a general principle in physics theories :
No matter what a guy thinks of, it's almost always false.

Richard P. Feynman

Résumé

Les objectifs de ce travail sont l'analyse de mesures radar (bande C) en polarisations VV et HH pour améliorer la compréhension des interactions entre la surface et l'onde électromagnétique et l'étude de la surface des océans. Nous proposons d'abord un modèle empirique reproduisant le rapport des sections efficaces radar en fonction de l'incidence et de la direction du vent qui peut être utilisé pour la restitution de champs de vent à partir d'images SAR. Les observations obtenues durant cette thèse sont comparées avec différents modèles semi-physiques. Sur la base de cette étude, nous montrons que la partie du signal commune aux 2 polarisations doit absolument être modélisée pour reproduire complètement les interactions ondes-surfaces. Elle peut être attribuée à la présence de vagues déferlantes et permet d'expliquer l'asymétrie face/dos au vent du signal radar. Enfin, à partir d'une étude de la dépendance azimutale du signal, nous analysons les effets possibles de différents processus de surface et montrons que les interactions non-linéaires vagues à vagues jouent un rôle important.

Abstract

This thesis deals with the analysis of radar measurements (C band) in VV and HH polarisations to improve the understanding of the interactions between the sea surface and the electromagnetic incident wave in order to study the sea surface. First, we propose an empirical model which reproduces the ratio of the radar cross-section as a function of incidence angle and wind direction. We show that such a model can be used for wind field retrieval from SAR images. Then, we propose a comparison between different kind of electromagnetic models and data. This study shows that a common part of the radar signal in each polarisation must be modelled to fully reproduce the interactions between electromagnetic waves and the sea surface. This common part can be attributed to the breaking waves effects and plays a key role in the up/down-wind asymmetry of the signal. Finally, we investigate the azimuth description of the radar signal, analysing possible effects of several surface processes. We show that waves-waves non-linear interactions have a significant role on the wave spectrum azimuth behaviour.

Remerciements

Je voudrais d'abord exprimer ma gratitude à Claude Klapisz qui m'a accepté dans le DEA de Méthodes Physiques en Télédétection et qui m'a présenté à Danièle Hauser.

Je suis tout particulièrement reconnaissant envers Danièle Hauser, qui a encadré ma recherche pendant ces 3 années, pour sa disponibilité et l'intérêt portée à mon travail et mes questionnements - parfois farfelus.

Un grand Merci à Vladimir Kudryavtsev avec qui j'ai collaboré de façon soutenue tout au long de ce travail. Merci de m'avoir accueilli à St-Petersbourg et fait connaître l'hiver russe. Priviet ! Un grand merci également à Bertrand Chapron pour m'avoir reçu plusieurs fois à l'Ifremer à Plouzané et m'avoir fait partager à maintes reprises sa vision de la Télédétection appliquée à l'étude des Océans.

J'adresse également de chaleureux remerciements à Gérard Caudal pour ses conseils pertinents sur les interactions non linéaires ; à Donald R. Thompson et Jochen Horstmann pour les nombreux échanges que nous avons eu sur la modélisation du rapport de polarisation ; à Nicolas Reul et Christophe Bourlier pour avoir partagé avec moi leurs compétences en modélisation électromagnétique ; à Vincent Kerbaol et Dr. Fab pour leurs conseils sur le traitement des images ASAR, leur accueil à BOOST et surtout de m'avoir permis d'utiliser leur version démo de SARway to Heaven - Comme si un zeppelin pouvait représenter le futur de la télédétection spatiale ; à J.-M. Lefèvre de Météo-France pour les ré-analyses des modèles WAM et VAG, à S. Cloche de l'IPSL pour les ré-analyses ECMWF ; ainsi qu'aux membres du Jury pour leurs commentaires constructifs.

Merci à R. Smets et M. Arrou-Vignod pour m'avoir ouvert les portes de l'enseignement à l'Université de Versailles St-Quentin en Yvelines durant ma thèse et bien sûr à Benjamin et Diego pour la gestion de crise des DS. Je n'oublie pas Christine, Monique et Mehrez du CETP pour leur aide et leurs conseils. Je tiens aussi à remercier tous les ingénieurs qui ont travaillé sur STORM et VALPARESO. Tout spécialement T. Podvin et J.-F. Daloze.

OuBa à J-point-D-Point et B-Point pour tous les platanes pris ensemble durant les pauses de midi ; à Nicolas et Alain cinéphages actifs comme moi pour tous les échanges de matière première. Je suis également reconnaissant envers la famille S-Point-P-point qui m'a toujours accueilli à bras ouverts lors de mes déplacements en Bretagne et particulièrement à S-Point pour les parties de pêches endiablées, les levers de soleil sur l'océan apaisants et tout le reste. J'ai une pensée particulière pour ma 206, Muire, Schuldiner et le staff de France Inter qui ont accompagné tous mes allers et retours plutôt plus que moins embouteillés sur la N 186 !

Enfin, je remercie ma garde rapprochée et surtout Elsa pour leur soutien sans faille.

Table des matières

| | |
|--|-----------|
| Introduction | i |
| 1 Description de la surface océanique | 1 |
| 1.1 Description d'un train de vagues - Approche ondulatoire | 1 |
| 1.1.1 Onde monochromatique | 1 |
| 1.1.2 Relation de dispersion et vitesse de phase des vagues | 2 |
| 1.2 Description statistique et spectrale de la surface | 4 |
| 1.2.1 Description statistique | 4 |
| 1.2.2 Description spectrale | 5 |
| 1.2.3 Energie et hauteur significative | 8 |
| 1.2.4 Fetch et âge des vagues | 8 |
| 1.3 Equation de conservation - croissance/dissipation des vagues | 8 |
| 1.3.1 Equation de conservation | 8 |
| 1.3.2 Croissance/dissipation des vagues | 9 |
| 1.4 Description du spectre de la surface | 12 |
| 1.4.1 Spectre des grandes vagues | 13 |
| 1.4.2 Spectre de mer à l'équilibre - Approche de Phillips | 13 |
| 1.4.3 Spectres de mer unifiés | 14 |
| 1.4.4 Fonctions d'étalement angulaire du spectre | 18 |
| 1.4.5 La modulation hydrodynamique | 20 |
| 2 Mesures et modélisation du signal électromagnétique diffusé par la surface océanique | 23 |
| 2.1 Mesure du signal électromagnétique diffusé par la surface de la mer par radar - Equation radar | 23 |
| 2.2 Modélisation du signal électromagnétique diffusé par la surface de la mer par radar | 26 |
| 2.2.1 Position du problème | 27 |
| 2.2.2 Approximations de Kirchhoff et du plan tangent | 27 |
| 2.2.3 Méthode des Petites Perturbations - Diffusion de Bragg | 30 |
| 2.2.4 Modèle double échelle | 31 |
| 2.2.5 Comparaison entre l'approximation de l'optique géométrique et la diffusion de Bragg | 32 |
| 2.2.6 Théories unifiées | 33 |
| 3 Contexte expérimental | 37 |
| 3.1 L'expérience VALPARESO | 38 |
| 3.1.1 Cadre expérimental | 38 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 3.1.2 | Moyens mis en oeuvre | 38 |
| 3.2 | Données utilisées pour l'étude | 43 |
| 3.3 | Traitement des données | 45 |
| 3.3.1 | Section efficace radar à partir des mesures du radar STORM | 45 |
| 3.3.2 | Section efficace radar fournies par le ASAR d'ENVISAT | 51 |
| 3.4 | Conclusion | 51 |
| 4 | Etude du Rapport de polarisation - Proposition d'un nouveau modèle empirique | 53 |
| 4.1 | Etude du rapport de polarisation | 54 |
| 4.1.1 | Dépendance en incidence du rapport de polarisation | 54 |
| 4.1.2 | Influence du vent sur le rapport de polarisation | 58 |
| 4.1.3 | Influence de l'état de la mer sur le rapport de polarisation | 62 |
| 4.2 | Proposition et validation d'une nouvelle modélisation empirique | 65 |
| 4.2.1 | Modélisation empirique du rapport de polarisation | 65 |
| 4.2.2 | Discussion sur les modèles | 68 |
| 4.2.3 | Validation des modèles proposés | 71 |
| 4.3 | Conclusions | 72 |
| 5 | Apport de la double polarisation pour la modélisation de la surface et du signal radar | 75 |
| 5.1 | Présentation du modèle KHCC03 - Comparaison avec les données STORM | 76 |
| 5.1.1 | Présentation du modèle KHCC03 | 76 |
| 5.1.2 | Comparaisons avec les données STORM et un modèle 2-échelles | 80 |
| 5.2 | Définition et validation d'un modèle étendu sur toute la gamme d'incidence | 90 |
| 5.2.1 | Définition d'un modèle étendu sur toute la gamme d'incidence | 90 |
| 5.2.2 | Utilisation de la double polarisation pour la validation de la partie polarisée du modèle | 93 |
| 5.2.3 | Utilisation des données pour étudier la partie non-polarisée du signal radar - validation de la partie non-polarisée du modèle | 101 |
| 5.2.4 | Résumé sur le modèle étendu | 105 |
| 5.3 | Validation du modèle étendu global dans son ensemble par les données STORM et les modèles empiriques de type CMOD | 107 |
| 5.4 | Conclusions | 109 |
| 6 | Analyse détaillée de l'asymétrie face/perpendiculaire au vent de la SERN. | 113 |
| 6.1 | Discussion sur l'asymétrie face/perpendiculaire au vent | 113 |
| 6.1.1 | Influence relative des deux termes du modèle composite | 114 |
| 6.1.2 | Influence du choix du modèle électromagnétique | 115 |
| 6.2 | Grandes incidences - Importance de la description des vagues de Bragg dans le modèle | 117 |
| 6.2.1 | Modélisation empirique de la répartition azimutale des vagues de Bragg | 117 |
| 6.2.2 | Impact de la description empirique de la répartition azimutale des vagues de Bragg sur la modélisation de la SERN | 121 |
| 6.2.3 | Impact de la variabilité de la direction du vent sur la modélisation de la section efficace radar | 124 |
| 6.2.4 | Impact des interactions non-linéaires vagues à vagues sur la modélisation de la section efficace radar | 128 |
| 6.3 | Faibles incidences | 134 |
| 6.3.1 | Sensibilité à la dépendance azimutale du coefficient effectif | 136 |

| | | |
|------------------------------------|---|-------------|
| 6.3.2 | Sensibilité à la dépendance azimutale de la variance des pentes | 138 |
| 6.3.3 | Conclusion | 146 |
| Conclusions et perspectives | | i |
| A | Décomposition de la variance des pentes sur les deux directions principales upwind et crosswind | I |
| B | Coefficients de diffusion en polarisations directes | III |
| B.1 | Coefficients de réflexion de Fresnel | III |
| B.2 | Coefficients de réflexion pour la diffusion de Bragg | III |
| B.3 | Coefficients de réflexion pour la méthode des petites pentes | IV |
| C | Densité de probabilité des pentes de la surface de la mer orientées dans la direction spéculaire | V |
| D | Approche de Caudal [2002] | VII |
| E | Article publié dans IEEE-Transaction on Geoscience and Remote Sensing [Mouche et al., 2005] | IX |
| F | Article soumis à JGR-Oceans | XXIX |

Introduction

Les océans couvrent plus des deux tiers de la surface de la Terre. D'un point de vue économique et climatique, ils tiennent donc une place centrale dans l'équilibre de notre planète.

D'une part, dans le monde d'aujourd'hui, les échanges internationaux sont étroitement liés au commerce maritime puisque plus de 90% des marchandises convoyées empruntent la voie maritime. Cela représente un volume annuel supérieur à 5 milliards de tonnes. Les secteurs des loisirs, de la pêche mais aussi de l'exploitation des ressources énergétiques dans les zones côtières sont également des activités maritimes qui pèsent sur l'économie mondiale. Pour assurer le développement de ces secteurs d'activité, une surveillance des océans doublée de modèles de prévision marine robustes est nécessaire. Ces moyens de surveillance sont notamment utilisés pour l'établissement de voies maritimes pour le routage des bateaux, l'optimisation des rendements dans le domaine de la pêche, le développement des stations de forage off-shore dans des zones propices ou encore pour assurer aux plaisanciers des sorties en mer en toute sécurité.

D'autre part, les océans avec l'atmosphère, la cryosphère et la biosphère sont une des composantes de la machine climatique de la Terre. Ces différents éléments échangent en permanence de la quantité de mouvement, de l'énergie, de l'eau et des constituants chimiques comme le carbone, l'azote etc... Notamment, l'océan représente le plus grand réservoir de carbone de la planète et sa circulation générale permet une redistribution d'une partie de l'énergie solaire entre équateur et pôles. Les océans sont donc une des clefs pour comprendre l'évolution du climat sur la Terre. C'est pourquoi leur étude est primordiale.

Enfin, à l'heure où des phénomènes climatiques extrêmes qui prennent forme sur les eaux des océans de la planète comme le cyclone Katrina ont des conséquences humaines et économiques désastreuses sur les métropoles de pays pourtant développés comme les Etats-Unis, il est plus que jamais important de continuer nos efforts dans le domaine de l'étude des océans.

Depuis 1751 et les premiers résultats de l'anglais Henry Ellis qui montra que la température de l'eau de mer décroît fortement avec la profondeur, la connaissance et l'observation des océans a beaucoup changé.

D'abord, de nombreuses organisations nationales (comme le centre études maritimes et fluviales (CETMEF), le service hydrographique et océanographique de la marine (SHOM) en France ou la national oceanic and atmospheric administration (NOAA) aux Etats-Unis d'Amérique) ont déployé des instruments de mesures in-situ le long des côtes de leur pays. Suivant les instruments déployés, ces réseaux peuvent renseigner sur la hauteur des vagues, la température de la surface de la mer, de l'atmosphère à la surface, la salinité, les courants, la direction et la force du vent etc... Ces réseaux de mesures permanents sont utilisés en météorologie à court terme et permettent également la constitution de bases de données qui servent à des études climatologiques. La principale limite de ces mesures in-situ est la couverture spatiale. En effet, la maintenance régulière d'un tel réseau impose de placer ces capteurs à proximité des côtes.

Pour obtenir des informations au large des côtes, il est possible d'installer des instruments sur les bateaux de commerce, d'affréter des navires de recherche pour des campagnes de mesures bien spécifiques ou d'utiliser des bouées ou flotteurs dérivants. Malheureusement, les routes empruntées par les bateaux de commerce ne couvrent pas tout le globe. De plus, les campagnes de mesures menées dans le cadre de recherches scientifiques sont sporadiques.

En 1978, avec le satellite SEASAT, l'ère de l'observation de la surface océanique par radar spatial commence. Depuis, il y a eu plusieurs missions transportant des altimètres, diffusiomètres et des Radars à Ouverture Synthétique (ROS). Actuellement, dans le domaine de l'océanographie spatiale, l'altimètre est utilisé pour mesurer le niveau de la mer, les courants, la hauteur des vagues ou le module du vent de surface. Le diffusiomètre sert principalement pour la restitution de champs de vent et le ROS pour la mesure de la houle et des champs de vent avec une très grande précision permettant de faire des mesures en côtier. L'immense avantage de ces moyens d'observation est la couverture spatiale. En plus, pour ces instruments, les bandes de fréquence ne sont pas ou peu sensibles aux effets atmosphériques ce qui permet de fonctionner même par temps couvert. D'autres instruments spatiaux comme les radiomètres permettent de restituer la température de surface (dans le domaine l'infra-rouge) ou encore la couleur de l'eau indicatrice de la composition biologique de la pellicule de surface (dans le domaine du visible). Au dessus de l'océan, les projets spatiaux SMOS et Aquarius auront pour mission la mesure de la salinité de la mer à partir de radiomètre en bande L. Enfin, la continuité entre les différentes missions spatiales permet maintenant de construire une base de données conséquente pour certains paramètres géophysiques comme la hauteur des vagues ou le vent de surface qui peuvent être utilisés pour comprendre l'évolution du climat. Le revers de l'observation spatiale concerne le traitement des données et la nécessité d'établir des algorithmes fiables pour restituer les paramètres géophysiques désirés. Le problème de la validation des mesures faites dans des endroits difficilement accessibles peut également se poser. Dans l'étude que nous proposons, l'instrument de télédétection utilisé est le radar. Nous travaillons à partir de données obtenues avec le ROS du satellite ENVISAT de l'Agence Spatiale Européenne (ESA) et le radar à ouverture réelle STORM du Centre d'Etude des Environnements Terrestre et Planétaires (CETP) qui fonctionnent tous les deux dans le domaine des hyperfréquences.

Dans le domaine de l'océanographie, l'assimilation des données satellites est faite manière opérationnelle pour améliorer la prévision des modèles. Notamment, les centres météorologiques assimilent les vents de surface des diffusiomètres des satellites d'ERS et QUICKSCAT et des altimètres à bord d'ERS et de TOPEX-JASON dans les modèles météorologiques tandis que la hauteur significative des altimètres est assimilée dans les modèles de vagues. D'une manière générale, les mesures satellites peuvent donc être utilisées avantageusement comme outils pour la météorologie au quotidien ou pour établir des climatologies de paramètres géophysiques utiles à la compréhension de l'évolution de notre climat. Pour que l'assimilation dans les modèles soit efficace, il faut que les produits géophysiques issus des mesures satellites soient déterminés avec une précision suffisante. Cela implique une très bonne compréhension des interactions entre le milieu et le signal émis par les capteurs.

Face aux progrès techniques et aux nouvelles capacités des capteurs, les études pour exploiter au mieux les données afin de toujours mieux comprendre les processus physiques qui régissent notre environnement doivent continuer. En effet, une bonne exploitation des données passe par une bonne compréhension du signal reçu par le capteur. Depuis le système d'émission jusqu'à la réception, le signal est affecté par l'instrument lui même, le milieu traversé, le milieu sondé, de nouveau le milieu traversé et l'instrument. Notre étude porte sur l'étude de la surface de la mer grâce à des données radar en bande C (domaine des hyper fréquences de 5.35 GHz). Dans ce travail, *in fine*, ce qui nous intéresse est donc le milieu sondé - c'est à dire la surface de la mer. Pour relier les variables pertinentes

à la description du milieu sondé à celles qui décrivent les variations du signal, deux approches sont possibles.

D'abord l'approche directe. Il s'agit alors de modéliser le signal reçu par le capteur en se donnant une description de l'instrument (fréquence, incidence...), du milieu (état de la surface de la mer) et des interactions des ondes électromagnétiques (modèle électromagnétique) avec ce milieu. Cette approche a donné lieu à plusieurs modèles pour décrire les interactions électromagnétiques avec la surface de la mer [Valenzuela, 1978, Ulaby et al., 1982, Voronovich, 1998, Kudryavtsev et al., 2003a, Elfouhaily and Guerin, 2004] et nécessite une bonne description de la surface [Donelan et al., 1985, Elfouhaily et al., 1997, Kudryavtsev et al., 1999]. Cette approche est d'importance. En effet, elle permet par exemple de prédire l'effet d'un phénomène de surface sur le signal suivant les configurations de mesure et est donc essentielle pour améliorer la définition de futures missions spatiales. D'autre part, elle permet de mettre en relation les paramètres physiques qui décrivent le milieu sondé avec le signal reçu par le capteur considéré. Cela donne la possibilité de déterminer la sensibilité du signal à telle ou telle propriété du milieu sondé et donc de déterminer les paramètres du signal qui pourront être aisément reliés à des paramètres décrivant le milieu.

Ensuite, il y a les méthodes dites inverses. Cela consiste à déterminer des propriétés géophysiques qui caractérisent le milieu sondé à partir des données mesurées par les capteurs. L'inversion du signal mesuré en un produit géophysique peut être faite sur la base de comparaisons entre données satellites et propriétés du milieu connues à l'instant des observations. Ce type de méthode est dite empirique. Dans le domaine de l'océanographie spatiale, elle a été beaucoup utilisée pour établir des relations entre les mesures faites par des diffusiomètres et le vent qui affecte la surface de la mer [Stoffelen and Anderson, 1997, Wentz and Smith, 1999, Bentamy et al., 1999, Herbasch, 2003] car il a été observé que le vent et le signal de l'instrument étaient fortement corrélés. L'inversion peut également être faite sur la base de relations physiques qui relient le signal aux propriétés de la surface. Cette approche a notamment été utilisée pour déduire la direction et la hauteur significative de la houle des images obtenues par radar à ouverture synthétique [Hasselmann and Hasselmann, 1991, Mastenbroek and Falk, 2000, Chapron et al., 2001, Collard et al., 2005]. Dans ce cas, la méthode consiste souvent à inverser (avec le moins d'hypothèse possible) les relations obtenues par l'approche directe. Cette approche est primordiale pour établir, à partir des mesures satellites, des "produits" qui donneront une information géophysique exploitable pour caractériser le milieu observé.

Dans ce manuscrit, nous proposons, à partir des données de télédétection spatiale et aéroportée obtenues durant la thèse, d'améliorer la compréhension que nous avons de la surface de la mer. Nous nous intéressons à la caractérisation des processus physiques de surface qui permettent d'expliquer la génération des vagues, les échanges d'énergie entre l'atmosphère et la surface mais également la redistribution de cette énergie entre les vagues de différentes longueurs qui constituent la surface. Notamment, nous étudions l'impact du déferlement des vagues et de la direction du vent sur le champ de vagues et *in fine* sur le signal radar. Pour ce faire, nous utilisons des données radar dans différentes configurations de mesure en incidence et en polarisation. En effet, l'intégralité de cette thèse a été réalisée avec le souci d'exploiter au mieux l'apport de la double polarisation. Ce type d'étude est d'autant plus importante que bientôt sera lancé, par l'agence spatiale canadienne, le satellite RADARSAT-2 avec à son bord un radar à ouverture synthétique qui pourra fonctionner en mode polarimétrique.

Le travail réalisé dans le cadre de ce doctorat impose donc une bonne compréhension des interactions de l'onde électromagnétique avec le milieu. Bien sûr, pour décrire ces interactions, il faut d'une part connaître l'onde émise par le radar et d'autre part avoir une bonne description du milieu sondé. Dans le cas de l'observation de la surface de la mer par des instruments actifs dans le domaine des hyper-fréquences, les propriétés des ondes électromagnétiques émises par les instruments sont

connues et ne pénètrent pas le milieu. La connaissance du milieu observé réside donc dans la forme de sa surface - par conséquent essentiellement dans la compréhension des processus physiques qui l'affectent. Le chapitre 1 présente un état de l'art de la connaissance de ces processus et les principales approches utilisées jusqu'alors pour décrire la surface de la mer. Aux fréquences des instruments utilisés pour ce travail, cette surface est souvent considérée comme faiblement rugueuse. Le chapitre 2 s'attache à rappeler les différentes méthodes approchées de la théorie électromagnétique utilisées pour la description des interactions entre ondes électromagnétiques et surfaces faiblement rugueuses.

Les données de télédétection utilisées ont été obtenues durant la campagne de mesures VALPA-RESO. Cette campagne est présentée dans le chapitre 3. L'utilisation des données acquises pendant cette campagne a permis d'établir un modèle de rapport de polarisation empirique qui relie les signaux en polarisation horizontale et verticale. Il est montré qu'un tel modèle est utile pour la restitution des champs de vents à partir d'images du ASAR en polarisation horizontale. Ce modèle empirique est présenté dans le chapitre 4. Une étude des données radars dans les deux polarisations et des comparaisons avec une approche directe à travers une modélisation physique de la surface et des interactions est présentée dans le chapitre 5. Cette étude montre notamment la nécessité d'améliorer la description azimutale de la surface et l'importance du déferlement pour expliquer le signal mesuré. Dans le chapitre 6, nous nous focalisons sur le problème de la description azimutale de la surface. Nous montrons notamment qu'une meilleure prise en compte des interactions non-linéaires contribue à améliorer la description de la surface. Enfin, la dernière partie est consacrée au rappel des principales conclusions de ce travail ainsi qu'aux perspectives qui en découlent.

Chapitre 1

Description de la surface océanique

La simple observation à l'oeil nu des reflets du soleil sur la mer témoigne de la complexité de la surface océanique. En effet, la multitude de facettes qui composent la surface entraîne une réflexion des rayons du soleil qui donne à la surface son aspect scintillant. Cet intrigant spectacle se révèle également fort instructif puisque le chatoiement résulte du comportement (orientation, inclinaison) différent de chaque facette sous l'action combinée du vent, de la houle, des courants, de la modulation des petites vagues par les plus grandes et aussi des interactions non linéaires entre vagues. Ces processus physiques qui régissent l'aspect de la surface et qui permettent les échanges d'énergie entre l'atmosphère et l'océan sont à ce jour encore abondamment étudiés. Dès 1822, dans la correspondance du Baron de Zach [Spooner, 1822], nous pouvons retrouver les traces des travaux par J. Spooner sur la mesure des inclinaisons maximales des petites pentes responsables de ces reflets (jusqu'à 25 degrés) à partir d'observations à l'oeil nu des reflets du soleil faites depuis le môle de Livourne. Cox and Munk [1954], qui qualifient ces reflets de «thousands "dancing" highlights», montrent, à partir de photographies de la surface de la mer, l'influence du vent sur la distribution des pentes. Ils soulignent ainsi le rôle fondamental du champ de vent sur la forme de la surface et la génération des vagues. Ces mesures demeurent une référence dans la communauté scientifique. Dans ce chapitre, nous rappelons les principaux fondements pour la description de la surface océanique et des mécanismes de génération des vagues.

1.1 Description d'un train de vagues - Approche ondulatoire

1.1.1 Onde monochromatique

Les vagues à la surface de la mer peuvent être décrites comme la superposition d'ondes liées à une perturbation de la surface. L'amplitude des ondes est petite devant leur longueur d'onde. Phillips [1977] les décrit comme des ondes stationnaires et homogènes. Soit a l'amplitude locale de l'onde monochromatique et χ sa phase, une fonction qui varie rapidement en fonction du temps et de l'espace. Cette onde est caractérisée par son vecteur d'onde \vec{k} et sa pulsation ω , définis à partir de la phase tels que :

$$\vec{k} = \nabla\chi, \quad \omega = -\frac{\partial\chi}{\partial t}, \quad (1.1)$$

où ∇ désigne l'opérateur le gradient¹. Si le fluide est translaté horizontalement par un courant de vecteur \vec{U} , on a : $\omega = \sigma + \vec{k} \cdot \vec{U}$, où σ est la pulsation de l'onde dans un repère lié au mouvement alors

¹l'opérateur s'applique sur l'espace des x (plan horizontal) si rien n'est précisé

que ω est définie dans un repère fixe. La vitesse de phase d'une onde est définie telle que la phase est constante : $\chi(\vec{x}, t) = cste$. On a alors :

$$\frac{d\chi}{dt} = \vec{c}\nabla\chi + \frac{\partial\chi}{\partial t} = \vec{c}\cdot\vec{k} - \omega = 0. \quad (1.2)$$

On en déduit la relation qui définit la vitesse de phase d'une vague \vec{c} pour un vecteur d'onde \vec{k} donné :

$$\vec{c} = \frac{\omega}{\vec{k}}, \quad \text{ou} \quad c = \frac{\omega}{k}, \quad (1.3)$$

car \vec{k} et \vec{c} sont parallèles et de même sens. La vitesse de déplacement de l'énergie par la propagation des ondes dans le fluide est donnée par la vitesse de groupe qui s'écrit :

$$\vec{c}_g = \nabla_k \sigma \quad (1.4)$$

1.1.2 Relation de dispersion et vitesse de phase des vagues

Pour décrire la propagation de ces ondes, on utilise les équations de la mécanique des fluides. D'une part, l'équation d'Euler qui s'obtient en appliquant le principe fondamental de la dynamique à un fluide de volume V et de surface S sur laquelle s'exerce une force de pression p et la force de la pesanteur. D'autre part, l'équation de continuité qui s'écrit en égalant la variation de volume V du fluide à la quantité du fluide qui sort de ce volume par unité de temps et d'espace (voir par exemple [Landau and Lifchitz, 1971]).

Dans le cas de la mer, le fluide est incompressible et irrotationnel. Sans considérer les forces dues aux interactions avec l'atmosphère (comme le forçage par le vent), on a le système d'équation :

$$\frac{\partial\vec{v}}{\partial t} + (\vec{v}\nabla) \cdot \vec{v} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \vec{g} \quad , \quad (\text{eq. d'Euler}) \quad (1.5)$$

$$\nabla \cdot \vec{v} = 0 \quad , \quad (\text{eq. de continuité}) \quad (1.6)$$

où v désigne la vitesse de déplacement d'un élément du fluide.

Dans le cas d'un fluide à la surface infinie, de profondeur D , en tenant compte des conditions limites ², et en utilisant le système d'équations (1.5) et (1.6), on établit la forme de l'onde plane de propagation en $\Phi = Ae^{kz} \cos(kx - \omega t)$ (cas d'une onde se propageant suivant l'axe (Ox)) et la relation de dispersion qui relie la pulsation de l'onde ω à son nombre d'onde k telle que :

$$\omega^2 = gk + (T/\rho)k^3 \tanh(kD) = gk[1 + (k/k_m)^2 \tanh(kD)], \quad (1.7)$$

où T désigne la tension superficielle de la surface de la mer et ρ la densité volumique de l'eau de mer. k_m est défini tel que : $k_m = \sqrt{\rho g/T} \approx 370 \text{ rad/m}$ (i.e. $\lambda_m = 2\pi/k_m \approx 1.7 \text{ cm}$). Pour l'application numérique nous nous plaçons dans le cas à 20°C où $T = 72.5 \text{ erg/cm}^2$). L'équation (1.7) tient bien compte de l'action du champ de pesanteur et de la différence de pression entre l'atmosphère et le fluide à cause de la tension de surface.

²qui imposent dans le cas général où les forces de tension superficielle ne sont pas négligées (i) que la différence des pressions des deux cotés de la surface ne doit pas être nulle (dépendant de la tension de surface) (ii) que la composant verticale du fluide s'annule au fond

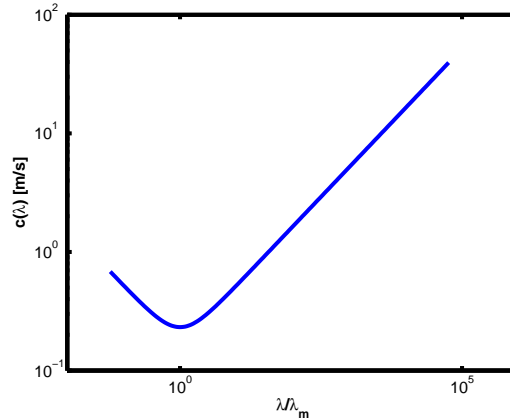


FIG. 1.1 – Vitesse de phase en fonction de λ/λ_m calculée en utilisant l'équation 1.3.

En utilisant, la relation (1.3), on déduit l'expression de la vitesse de phase pour les vagues de la mer qui sont des ondes caractérisées par la relation de dispersion (1.7). Dans les situations en eau profonde (ce qui est notre cas), on a $D \rightarrow +\infty$ i.e. $\tanh(kD) = 1$. La vitesse de phase s'écrit alors :

$$c = \sqrt{[1 + (k/k_m)^2] \cdot g/k2\pi}, \quad (1.8)$$

Sur la figure 1.1, nous avons représenté la vitesse de phase en fonction de λ/λ_m . On observe que la vitesse de phase passe par un minimum lorsque $\lambda_m = 1.725$ cm. Dans le bilan des forces, ce minimum correspond à l'égalité entre les termes liés à la gravité et à la tension superficielle.

On classe les vagues en trois grandes catégories suivant les processus physiques qui régissent la formation des ondes. Chacune d'elles correspond à un régime de variation de la vitesse de phase en fonction de λ :

les vagues de capillarité (ou capillaires) : Ces ondes sont créées lorsque les forces de gravité sont négligeables devant la tension de surface. La relation de dispersion (1.7) se simplifie alors en :

$$\omega^2 = \alpha/\rho k^3 = gk(k/k_m)^2 \quad \forall \lambda \text{ tels que } \lambda < \lambda_m/3 (= 0.57 \text{ cm}), \quad (1.9)$$

où la vitesse de phase décroît quand λ augmente.

les vagues de transition capillarité-gravité : Les forces de pesanteur et de tension de surface sont du même ordre de grandeur et l'équation (1.7) est la relation de dispersion de ces ondes qui sont caractérisées par le domaine de longueurs d'onde suivant :

$$\lambda_m/3 < \lambda < 3\lambda_m, \quad (1.10)$$

où la vitesse de phase est quasiment constante.

les vagues de gravité : Ces ondes sont créées lorsque les forces de gravité sont négligeables devant les tensions de surface. La relation de dispersion (1.7) se simplifie alors en :

$$\omega^2 = gk \quad \forall \lambda \text{ tels que } 3\lambda_m (= 5.19 \text{ cm}) < \lambda, \quad (1.11)$$

où la vitesse de phase croît quand λ augmente. On retrouve également cette relation de dispersion en résolvant le système d'équations (1.5) et (1.6) dans le cas où la tension de surface est négligée. Alors, la première condition aux limites est telle que la différence de pression entre la surface de l'eau et l'atmosphère soit nulle.

1.2 Description statistique et spectrale de la surface

La surface de la mer peut être considérée comme le résultat de processus aléatoires. En effet, il n'est pas possible lorsqu'on connaît la situation de la surface à un temps ou un endroit donné d'en déduire de façon déterministe la description de cette même surface à un instant ou un endroit différent. C'est pourquoi, il est fréquent d'utiliser ses propriétés statistiques pour la décrire.

1.2.1 Description statistique

Soit une surface de mer décrite par sa hauteur $\zeta(x, y, t)$ par rapport à une surface référence définie telle que $\zeta(x, y, t) = 0, \quad \forall(x, y, t) \in \mathbf{R}^3$. Soit $p(\zeta)$ la probabilité d'avoir cette surface comprise entre une hauteur ζ et $\zeta + d\zeta$ pour n'importe quel point de l'espace défini par ses coordonnées (x, y) . On peut alors introduire les notions suivantes :

Hauteur moyenne de la surface : Elle est définie telle que :

$$\langle \zeta \rangle_s = \int_{-\infty}^{+\infty} \zeta p(\zeta) d\zeta = 0, \quad (1.12)$$

où l'opérateur $\langle .. \rangle_s$ désigne une moyenne d'ensemble.

Variance des hauteurs : Elle est notée σ_ζ^2 et définie comme le carré de la moyenne quadratique de l'écart entre la surface de la mer et la surface de référence. D'où la relation :

$$\sigma_\zeta^2 = \langle (\zeta - \langle \zeta \rangle_s)^2 \rangle_s \quad (1.13)$$

Fonction de corrélation de la surface : La distribution $p(\zeta)$ et la variance des hauteurs σ_ζ^2 ne décrivent que la statistique de la surface dans la direction verticale. Or, pour un couple $(p(\zeta), \sigma_\zeta^2)$ donné, on peut définir des profils de hauteurs très différents [Ogilvy, 1991]. Pour discriminer ces différents profils, on introduit la corrélation horizontale de $\zeta(\vec{r})$ sur une distance \vec{R} à l'instant t :

$$\rho(\vec{R}, t) = \frac{\langle \zeta(\vec{r}, t) \zeta(\vec{r} + \vec{R}, t) \rangle_s}{\sigma_\zeta^2} = \frac{\rho_0(\vec{R}, t)}{\sigma_\zeta^2}, \quad (1.14)$$

où $\rho_0(\vec{R}, t)$ est la fonction d'auto-covariance non normalisée à l'instant t .

Densité de probabilité des pentes : En tout point de la surface assimilée localement à un plan, on peut associer des pentes η_x et η_y orientées respectivement le long des axes (Ox) et (Oy) portés par le couple de vecteurs (\hat{x}, \hat{y}) qui forment une base orthonormée. Tout comme la hauteur de la surface est décrite par une distribution statistique, il en va de même pour les pentes qui la composent. On leur

associe donc une fonction $P(\eta_x, \eta_y)$ de densité de probabilité des pentes - ou pdf³. Au premier ordre, la fonction de densité de probabilité des pentes est gaussienne. D'où la définition :

$$P(\eta_x, \eta_y) = \frac{1}{2\pi\sqrt{\Delta_2}} \exp \left[-\frac{\overline{\eta_x^2\eta_y^2} - 2\overline{\eta_x\eta_y}\eta_x\eta_y + \eta_x^2\overline{\eta_y^2}}{2\Delta_2} \right], \quad (1.15)$$

où Δ_2 est défini tel que : $\Delta_2 = \overline{\eta_x^2\eta_y^2} - (\overline{\eta_x\eta_y})^2$. Nous verrons au chapitre suivant que la fonction de densité de probabilité de répartition des pentes à la surface de la mer est utile dans l'étude des interactions des ondes électromagnétiques avec la surface.

Certains auteurs comme Cox and Munk [1954], Chan and Fung [1977] ou Chapron et al. [2000] ont proposé des expressions pour la fonction de densité de probabilité dans le cas non-gaussien. La pdf s'exprime alors en fonction des moments statistiques d'ordre 3 et 4 qui sont malheureusement très mal connus. Dans notre étude, nous travaillons au premier ordre, sous l'hypothèse gaussienne.

1.2.2 Description spectrale

A partir de la fonction de corrélation définie dans le domaine spatial, on peut décrire la surface dans le domaine spectral en utilisant les transformées de Fourier. La surface est alors vue comme une superposition d'ondes de nombres d'onde k variables.

Définition du spectre des hauteurs : Le spectre des hauteurs bidimensionnel de la surface est défini comme la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation (auto-covariance non normalisée) :

$$\Psi(\vec{k}) = \text{TF} \left[\rho_0(\vec{R}) \right], \quad (\text{m}^4) \quad (1.16)$$

où TF désigne la transformée de Fourier et \vec{k} le vecteur d'onde décomposable sur la base de vecteurs (\hat{x}, \hat{y}) en fonction de k_x et k_y ou $(\hat{e}_\varphi, \hat{e}_k)$ en fonction de φ et k . φ désigne la direction dans laquelle se propage l'énergie à la surface de la mer.

Comme la principale source d'énergie à la surface de la mer est le vent, on définit souvent le spectre des hauteurs de la mer causé par l'action directe du vent par rapport à la direction du vent. Ainsi, pour $\varphi = 0$ degré, le spectre est défini dans la direction où souffle le vent alors que pour $\varphi = 90$ degrés, le spectre de mer est défini dans la direction perpendiculaire à celle du vent.

Cette notion de spectre de hauteur est très utilisée pour représenter la surface car elle contient à la fois les informations sur les hauteurs et sur les variations des hauteurs (les pentes) avec \vec{r} , pour l'ensemble des longueurs d'onde. Cette description de la surface est figée à un instant t . Cependant, comme les processus aléatoires qui caractérisent la surface sont considérés ergodiques et stationnaires, ses propriétés statistiques spatiales et temporelles sont identiques.

Autres descriptions spectrales : A partir du spectre des hauteurs de la surface, on définit également les spectres de courbure $B(k, \varphi)$ et d'action $N(k, \varphi)$ de la surface (voir par exemple Phillips [1977]) :

$$B(k, \varphi) = \Psi(k, \varphi) \cdot k^4, \quad (1.17)$$

$$N(k, \varphi) = \frac{g\Psi(k, \varphi)}{\sigma}, \quad (1.18)$$

³d'après la terminologie anglo-saxonne : probability density function

où σ est la pulsation intrinsèque de l'onde définie précédemment. Nous verrons plus loin que le spectre de courbure se révèle utile pour l'étude des interactions des ondes électromagnétiques avec la surface marine et que le spectre d'action des vagues est utilisé pour établir le bilan d'énergie de la surface et en déduire théoriquement le spectre de courbures.

Décomposition du spectre de mer : On considère que le spectre de mer est symétrique autour de la direction du vecteur vent qui a généré les vagues. Le spectre de mer exprimé à deux dimensions peut s'écrire comme le produit d'une composante moyenne sur toutes les directions (spectre omnidirectionnel) et d'un terme qui traduit la variation azimutale du spectre autour de la valeur moyenne (fonction de répartition azimutale ou fonction d'étalement angulaire). Pour le spectre des hauteurs, on a alors :

$$\Psi(k, \varphi) = \frac{1}{k} S(k) \Phi(k, \varphi), \quad (1.19)$$

où $S(k)$ est la composante omnidirectionnelle du spectre de puissance et $\Phi(k, \varphi)$ la fonction d'étalement angulaire normalisée telle que :

$$\int_0^{2\pi} \Phi(k, \varphi) d\varphi = 1. \quad (1.20)$$

Variance de pentes et des hauteurs de la surface : A partir du spectre des hauteurs, on peut définir la variance d'une dérivée spatiale (en x ou y , représenté par x_i ci-après) d'ordre n de la hauteur ζ par la relation générale [Ogilvy, 1991] :

$$\iint_D \Psi(\vec{k}) k_i^{2n} d\vec{k} = \left\langle \left(\frac{\partial^n \zeta}{\partial x_i^n} \right)^2 \right\rangle_s, \quad (1.21)$$

où D caractérise l'espace à deux dimensions des nombres d'onde \vec{k} . Ainsi au rang $n = 0$, on a la variance des hauteurs définie par :

$$\sigma_\zeta^2 = \iint_D \Psi(\vec{k}) d\vec{k} \quad (1.22)$$

et $n = 1$, la variance des pentes telle que :

$$\sigma_\eta^2 = s^2 = \iint_D \Psi(\vec{k}) k^2 d\vec{k}, \quad (1.23)$$

où s^2 et σ_η^2 sont deux notations différentes de la variance de pentes. Comme les vagues sont générées sous l'action du vent, la répartition des pentes à la surface de la mer est anisotrope.

Ainsi, les variances des pentes sont différentes dans la direction où souffle le vent et dans la direction perpendiculaire. De la même manière, les pentes orientées dans la direction face au vent et dos au vent n'auront pas la même variance des pentes car les processus de surface affectant les vagues dans les directions face et dos au vent sont différents. Nous reviendrons sur ce point plus tard. Si nous utilisons l'expression du spectre des hauteurs dans l'équation (1.19) séparée en sa composante omnidirectionnelle et sa fonction d'étalement angulaire, alors on a (cf. Annexe A pour les détails) :

$$\sigma_\eta^2 = \sigma_{up}^2 + \sigma_{cr}^2, \quad (1.24)$$

avec

$$\sigma_{up}^2 = s_{up}^2 = \int_0^{+\infty} k^2 S(k) dk \int_0^{2\pi} \Phi(k, \varphi) \cos^2 \varphi d\varphi, \quad (1.25)$$

$$\sigma_{cr}^2 = s_{cr}^2 = \int_0^{+\infty} k^2 S(k) dk \int_0^{2\pi} \Phi(k, \varphi) \sin^2 \varphi d\varphi, \quad (1.26)$$

où σ_{up}^2 et s_{up}^2 désignent indifféremment la variance des pentes dans la direction face au vent⁴ et σ_{cr}^2 et s_{cr}^2 la variance des pentes dans la direction perpendiculaire au vent⁵.

Cox and Munk [1954] ont étudié ces valeurs de variance des pentes à partir de mesures optiques et ont proposé les relations empiriques suivantes pour une surface de mer libre :

$$\sigma_{cr}^2 = 0.003 + 1.92 \cdot 10^{-3} U_{12.5} \pm 0.002, \quad (1.27)$$

$$\sigma_{up}^2 = 0.000 + 3.16 \cdot 10^{-3} U_{12.5} \pm 0.004, \quad (1.28)$$

$$\sigma_{cr}^2 + \sigma_{up}^2 = 0.003 + 5.12 \cdot 10^{-3} U_{12.5} \pm 0.004, \quad (1.29)$$

où les indices $_{up}$ et $_{cr}$ désignent les directions face (upwind) et perpendiculaires (crosswind) à la direction du vent et $U_{12.5}$ la vitesse du vent mesurée à 12.5 m au dessus de la surface de la mer.

Ces mesures et l'ajustement empirique correspondant sont considérés comme ce qu'il y a de plus précis dans la littérature pour représenter l'intégrale du spectre des pentes (eq. (1.23)) sur toute la gamme des longueur d'ondes composant la surface de mer.

Pour le même type de mesures mais sur une surface de mer en présence d'une pellicule (pétrole, matière organique biologique), Cox and Munk [1954] donnent les ajustements suivants :

$$\sigma_c^2 = 0.003 + 0.84 \cdot 10^{-3} U_{12.5} \pm 0.002, \quad (1.30)$$

$$\sigma_u^2 = 0.005 + 0.78 \cdot 10^{-3} U_{12.5} \pm 0.002, \quad (1.31)$$

$$\sigma_c^2 + \sigma_u^2 = 0.008 + 1.56 \cdot 10^{-3} U_{12.5} \pm 0.004, \quad (1.32)$$

Dans la littérature, il est admis que ces mesures et l'ajustement associé représentent la variance des pentes (eq. (1.23)) intégrée sur les nombres d'ondes de 0 rad/m à $2\pi/0.3$ rad/m. On suppose donc que les vagues de longueurs d'onde telles que $\lambda < 30$ cm sont quasiment inexistantes à la surface en présence de la pellicule.

Moments d'ordres supérieurs: Cox and Munk [1954] ont également étudié les moments d'ordres supérieurs, montrant que les moments d'ordre 3 (skewness) et 4 (peakedness) étaient non nuls pour la surface de la mer. Cependant, il est très difficile de les mesurer et leur prise en compte dans la description statistique de la surface n'est pas aisée. Comme travail récent, nous pouvons citer Bourlier [2004], Chapron et al. [2000] ou Elfouhaily [1997] qui ont proposé différentes façons de prendre en compte ces moments d'ordre supérieurs. Dans notre étude, nous considérons que la statistique des pentes à la surface de la mer obéit à une loi gaussienne ce qui impose une contribution nulle de ces moments d'ordres supérieurs.

⁴ou upwind d'après la terminologie anglo-saxonne

⁵ou crosswind d'après la terminologie anglo-saxonne

1.2.3 Energie et hauteur significative

Classiquement, comme pour tout fluide en mouvement, l'énergie des vagues s'écrit comme la somme de l'énergie potentielle et de l'énergie cinétique. La densité d'énergie surfacique (J/m^2) s'écrit alors :

$$E_T = E_p + E_c = \frac{1}{2}g\rho A^2 + \frac{1}{2}\rho \int_{-\infty}^{\eta} [u^2 + v^2 + w^2]dz, \quad (1.33)$$

avec A l'amplitude de la vague, u, v, w les composantes de la vitesse de déplacement \vec{U} du fluide en présence d'un courant. Les effets de courant étant considérés petits, la contribution de l'énergie potentielle (E_p) est beaucoup plus importante que l'énergie cinétique (E_c).

En utilisant le spectre des hauteurs, on peut exprimer l'énergie des vagues tel que :

$$E_p \approx E_T = \rho g \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \Psi(k, \phi) dk d\phi = \rho g E. \quad (1.34)$$

On caractérise aussi l'énergie totale des vagues de la surface observée par la hauteur significative H_s , ou par la hauteur moyenne du tiers des vagues les plus hautes notée $H_{1/3}$. H_s et $H_{1/3}$ sont deux quantités très proches. L'énergie des vagues et la hauteur significative sont reliées par la relation suivante :

$$H_s = 4.004\sqrt{(E)} \sim H_{1/3} \quad (1.35)$$

1.2.4 Fetch et âge des vagues

Le fetch est un terme anglo-saxon qui caractérise la distance (ou la durée) sur (ou pendant) laquelle le vent a soufflé à vitesse constante. On parle donc de distance ou de durée de fetch.

Peu de temps après que le vent ait commencé à souffler, sur une distance courte, le spectre des hauteurs est caractérisé par une énergie spectrale concentrée autour d'un nombre d'onde - le nombre d'onde du pic du spectre noté k_p . La vitesse de phase c_p associée à ce nombre d'onde en utilisant la relation (1.8) est alors inférieure à la vitesse du vent. On parle de mer jeune.

Dans les cas de fetch long, lorsque le vent souffle depuis longtemps (ou sur une grande distance), l'énergie dans le domaine des nombres d'onde de basses fréquences et la vitesse de phase c_p des vagues dominantes augmentent. On parle de mer moyennement développée. Si l'action du vent persiste, alors les vagues atteignent leur état de plein développement. On parle de mer développée.

L'âge des vagues dépend donc de la vitesse du vent et de la vitesse de phase dans le cas où le vent est supposé constant. Il est défini par la relation :

$$\alpha = \frac{c_p}{|\vec{U}|\cos(\varphi)} = \frac{1}{\Omega_c} \quad (1.36)$$

où $|\vec{U}|\cos(\varphi)$ désigne la vitesse du vent projetée dans la direction de propagation du train de vagues étudié et Ω_c l'inverse de l'âge des vagues.

1.3 Equation de conservation - croissance/dissipation des vagues

1.3.1 Equation de conservation

La description du spectre de hauteur est basée sur l'équation de conservation des énergies de la surface. Il s'agit donc de faire un bilan des transferts d'énergie via les termes de sources et de pertes.

En l'absence de terme de source, le bilan d'action du fluide doit être conservé :

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \nabla_x [(\vec{c}_g + \vec{U}_c)N] = 0, \quad (1.37)$$

où \vec{x} désigne la position du fluide considéré, \vec{U}_c le courant de surface et \vec{c}_g la vitesse de phase. Phillips [1977] montre que dans le cas de l'eau profonde, en absence d'interactions entre les vagues et le courant et sans terme de source ni de perte, l'équation (1.37) se transforme en :

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \vec{c}_g \cdot \nabla_x N = 0. \quad (1.38)$$

Cette relation décrit l'évolution de l'énergie du fluide liée à la propagation des ondes dans le milieu. Dans le cas de la mer, il faut également tenir compte des interactions entre le milieu ambiant et la surface océanique. Ces interactions entraînent une variation de la densité spectrale d'énergie de la surface exprimée en terme de gains et pertes d'énergie. Soit Q ce terme qui représente en particulier l'apport d'énergie aux vagues par le vent Q_{wind} , la dissipation Q_{diss} et les interactions non linéaires entre composantes spectro-angulaires Q_{nl} . En considérant ces interactions, l'équation (1.38) s'écrit :

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \vec{c}_g \cdot \nabla_x N = Q_{\text{wind}} + Q_{\text{diss}} + Q_{\text{nl}} \quad (1.39)$$

La paramétrisation physique du terme source/perte n'est pas encore bien connue [Phillips, 1977], [Donelan and Pierson, 1987], [Kudryavtsev et al., 1999]. Nous verrons dans la section suivante que l'établissement des spectres de mer proposés jusqu'alors dans la littérature s'appuient sur des simplifications et des hypothèses quant aux rôles des processus physiques impliqués dans le bilan d'énergie.

1.3.2 Croissance/dissipation des vagues

Sous la seule influence du champ de pesanteur, la surface d'un liquide reste parfaitement plane. En soufflant dessus, la surface sort de son état d'équilibre et l'énergie potentielle ainsi créée se propage à la surface via des ondes. Dans le cas de la mer, le vent soufflant dans l'atmosphère est le mécanisme moteur de création des ondes qui transportent l'énergie à la surface. D'autres facteurs comme les courants, les interactions entre vagues ou le déferlement participent également au transport et/ou à la redistribution d'énergie entre les différentes longueurs d'ondes qui composent la surface.

Apport d'énergie par le vent

Vitesse du vent et vitesse de frottement : Pour décrire l'effet du vent atmosphérique $\vec{U}(z) = [\vec{u}, w]$ qui souffle à une altitude z sur la surface de l'océan, on utilise la vitesse de frottement du vent sur la surface notée u_* .

Soit τ' le transport vertical de quantité de mouvement dans l'atmosphère qui s'écrit comme la somme :

- des transferts visqueux désignés par la variation de \vec{u} dans la colonne d'air en fonction de la viscosité et de la densité volumique de l'air.
- des transferts turbulents résultant des fluctuations (repérées par $'$) de la composante zonale de \vec{u} et verticale w du vecteur vent, chacun autour de sa valeur moyenne dans l'atmosphère.

$$\tau' = \rho_a \nu_a \frac{\partial \vec{u}}{\partial z} - \rho_a \langle \vec{u}' w' \rangle = \tau \rho_a, \quad (1.40)$$

où $\langle \dots \rangle$ désigne la moyenne d'ensemble et τ est appelé le «stress».

Le stress et la vitesse de friction u_* sont liés au module du vecteur vitesse du vent par la relation :

$$u_* = \sqrt{\tau} = \sqrt{C_d} U, \quad (1.41)$$

où C_d désigne le coefficient de traînée et U le module du vecteur vitesse du vent qui dépend de l'altitude.

On considère que dans la partie la plus basse de la couche limite, qui désigne la zone immédiatement au dessus de la surface de la mer définie telle que $z < 10$ m, le stress et donc u_* ne dépendent pas de l'altitude z considérée.

Dans le cas d'un écoulement d'air au dessus d'une surface lisse, il y a formation d'une couche visqueuse près de la surface dans laquelle la turbulence n'existe pas. La combinaison des équations (1.40) et (1.41) donne alors :

$$\nu_a \frac{\partial U}{\partial z} = u_* \quad \text{d'où} \quad U(z) = \frac{u_*^2}{\nu_a} z. \quad (1.42)$$

Dans ce cas, le vent suit donc un profil linéaire.

En revanche, loin de cette couche visqueuse c'est le transport vertical relatif à la viscosité qui doit être négligé dans l'équation (1.40). Par analogie avec le terme dû aux effets de viscosité, $\langle \vec{u}' w' \rangle$ peut être paramétrisé tel que :

$$\langle \vec{u}' w' \rangle = -\nu_e \frac{\partial \vec{u}}{\partial z} \quad \text{avec} \quad \nu_e = l^2 \left| \frac{\partial \vec{u}}{\partial z} \right| \quad \text{et} \quad l = Kz, \quad (1.43)$$

où $K = 0.4$ est la constante de Von Karman. Dans le cas d'une atmosphère neutre, le vent suit alors un profil logarithmique :

$$U(z) = \frac{u_*}{K} \ln \frac{z}{z_0}. \quad (1.44)$$

La première solution pour décrire le profil de vent U n'est valable que lorsque $z \ll \nu_a/u_*$ tandis que la deuxième ne l'est que lorsque $z \gg \nu_a/u_*$. Au dessus de la surface de la mer, l'ordre de grandeur de ν_a/u_* est le millimètre. Dans le cas d'une surface de rugueuse comme la mer, le profil du module de la vitesse du vent est donc décrit par un profil logarithmique à condition de se placer à une hauteur z supérieure à quelques millimètres et d'être dans la situation d'une atmosphère neutre.

D'autre part, dans le cas de la surface de la mer, la hauteur z_0 est souvent décrite par l'expression ([Stewart, 1974] par exemple) :

$$z_0 = \alpha_{ch} \frac{u_*}{g} \quad (1.45)$$

où $\alpha_{ch} \approx 0.01$ désigne la constante de Charnock.

Croissance de Phillips et de Miles : En 1957, Phillips et Miles (voir [Komen et al., 1994] par exemple) proposent deux théories différentes pour expliquer la croissance des vagues.

Phillips considère l'effet de la résonance entre la surface libre de la mer et les fluctuations turbulentes de pression. Le terme source qui résulte est proportionnel à $(\rho_a/\rho_w)^2$. Ce processus est important seulement au début de la croissance.

Miles considère l'effet de la résonance entre la surface libre de la mer et les fluctuations de pression induites par les vagues elles-mêmes. Le terme source est proportionnel à ρ_a/ρ_w et caractérise la

contre-réaction de l'écoulement de l'air sur les vagues. Ce processus devient très vite dominant devant le terme de croissance de Phillips.

Conformément aux mesures, la théorie de Miles prédit un taux de croissance des vagues exponentiel. Par contre cette théorie sous-estime les valeurs du taux de croissance. Par conséquent, pour modéliser le taux de croissance β , on utilise des paramétrisations issues de mesures [Plant, 1982] ou de simulations numériques [Mastenbroek, 1996, Makin and Kudryavtsev, 1999] basées sur la résolution des équations de Navier-Stokes dans le cas d'un fluide incompressible et des relations de fermeture qui sont en dehors du cadre de ce travail. La paramétrisation la plus courante a été proposée par Plant [1982] à partir d'une compilation de mesures expérimentales de taux de croissance. Les résultats sont obtenus en ne considérant que des vagues du domaine de nombre d'onde où la croissance des vagues est principalement affectée par l'apport d'énergie directement via le vent. Plant [1982] limite donc les mesures à des vagues de longueurs d'onde inférieures à 10 cm (pour ne pas considérer les vagues de gravité dont la croissance est affectée par les interactions non linéaires) et à des vagues de fréquence inférieures à 20 Hz (limite au-delà de laquelle, alors que la vitesse de phase approche la vitesse du vent, le taux de croissance chute). Entre ces deux limites, le taux de croissance s'écrit [Plant, 1982] :

$$\beta(\omega) = (0.04 \pm 0.02) \left(\frac{u_*}{c} \right)^2 \omega \cos(\varphi) \quad \text{pour } 0.08 < \frac{u_*}{c} < 3 \quad (1.46)$$

Dissipation par les processus de surface

La dissipation d'énergie est le processus le plus mal connu parmi ceux qui interviennent dans l'évolution des vagues. La dissipation est un processus relativement lent. Son étude nécessite une observation des vagues sur des périodes très longues et des grandes distances. D'autre part, il est rare qu'il y ait dissipation sans croissance. Par conséquent, l'isolement du phénomène pour une meilleure étude n'est pas aisé. Cependant plusieurs théories ont été développées pour expliquer et paramétriser la dissipation. Ces théories supposent toutes que la dissipation est due au déferlement des vagues.

Hasselmann [1974] propose d'expliquer la dissipation par le moutonnement des vagues. La partie moutonneuse est supposée exercer une force sur l'avant des vagues qui s'oppose à la remontée de l'eau et qui atténue très fortement les petites vagues. Ces deux phénomènes dépendent de l'étendue de la zone de déferlement considérée, elle-même fonction de la pente des vagues.

Phillips [1985] et Donelan and Pierson [1987] supposent que la dissipation dépend uniquement de la densité d'énergie du spectre $\Psi(\vec{k})$ et non des propriétés intégrées du spectre comme dans la théorie précédente. Comme dans la théorie d'Hasselmann, le déferlement et donc l'intensité de la dissipation sont fonction de la pente des vagues, mais un seuil est ajouté pour limiter le processus. De ce fait la dissipation ne joue aucun rôle tant que la pente de la vague n'a pas atteint une valeur limite où elle est considérée comme instable et susceptible de déferler.

Longuet-Higgins [1969] propose une approche probabiliste pour décrire les dissipations. Il suppose qu'une vague d'amplitude déferle lorsque l'accélération verticale de la crête est supérieure à $g/2$. Cette hypothèse lui permet d'exprimer la probabilité de déferlement en terme de probabilité conditionnelle. Avec cette approche, il est nécessaire d'exprimer la densité de probabilité des amplitudes des vagues. En supposant le spectre étroit, gaussien et stationnaire, Longuet-Higgins décrit cette densité de probabilité par une distribution de Rayleigh.

Interactions non linéaires

A la surface de la mer, il existe des interactions non-linéaires vagues à vagues qui participent à la redistribution spectro-angulaire de l'énergie dans le spectre de mer.

En 1962, Hasselmann (voir [Komen et al., 1994] par exemple) formulent cette théorie pour le domaine des vagues de gravité. Hasselmann ré-écrit les équations d'Euler (1.5) et de continuité (1.6) en utilisant le potentiel des vitesses ($\vec{u} = \nabla\phi$) et en appliquant la théorie des perturbations pour développer en série de Taylor le potentiel des vitesses et la hauteur de la surface. Il met finalement en évidence des interactions résonnantes vagues à vagues à 4 vagues. En 1973, avec l'expérience JONSWAP, Hasselmann [1973] met en évidence le rôle de ces interactions sur la croissance et l'évolution du spectre des vagues de gravité.

En 1972, Valenzuela and Laing [1972] reprennent cette théorie, en considérant l'effet de la tension de surface, pour expliquer le niveau spectral dans le domaine des vagues de capillarité-gravité. Ils mettent en évidence des interactions résonnantes vagues à vagues à 3 vagues. Ces interactions redistribuent de l'énergie des vagues telles que $k \sim k_m$ vers les vagues de plus grandes et plus petites longueurs d'onde et se font majoritairement dans le cas de vagues co-linéaires de nombres d'onde différents. Dans le domaine des vagues de capillarité-gravité, les interactions résonnantes apparaissent dès les termes de perturbations du second ordre alors qu'elles n'apparaissent qu'au troisième ordre pour les vagues de gravité [Valenzuela and Laing, 1972]. Dans les deux cas, la prise en compte des interactions non-linéaires par la résolution des équations demande un travail de calcul numérique important. D'autre part, les deux théories considèrent que le phénomène est non-local.

En s'appuyant sur ces travaux, certains auteurs proposent des paramétrisations pour prendre en compte les interactions non-linéaires (pour éviter les calculs exacts lourds). S'appuyant sur les travaux de Kitaigorodskii, Janssen et al. [1998] ou Caudal [2002] paramétrisent le flux d'énergie en fonction du nombre d'onde en fonction du spectre de courbure à la puissance de 3 pour les interactions non-linéaires à quatre vagues dans le domaine des vagues de gravité et à la puissance de 2 dans le domaine des vagues de capillarité-gravité. Ce type de paramétrisation est également adopté par Kudryavtsev et al. [1999].

1.4 Description du spectre de la surface

La forme spectrale de la surface résulte de la combinaison des différents processus physiques décrits dans la section 1.3.2 et de la superposition de vagues de longueurs d'onde très différentes. Par conséquent, la description du spectre s'étend sur un domaine de longueurs d'onde très large (du subcentimétrique pour les vagues de capillarité jusqu'à plusieurs centaines de mètres pour les vagues longues de gravité).

Beaucoup de développements ont été proposés pour décrire le spectre de manière théorique. Le plus souvent ces développements sont faits à partir du bilan d'énergie à l'équilibre (cf. eq (1.39) et (1.38)). Des campagnes de mesures en mer ([Hasselmann, 1973], par exemple) ou en laboratoire ([Jähne and Riemer, 1990], par exemple) ont également été menées pour améliorer la connaissance du spectre de mer.

Sur les figures 1.2(a) et 1.3(a), nous avons représenté respectivement les spectres des hauteurs et de courbure omidirectionnels établis empiriquement par Elfouhaily et al. [1997] (cf. section 1.4.3 pour les détails du spectre). On observe que le spectre des hauteurs croît jusqu'à $k = k_p$ (où k_p est le

nombre d'onde associé au pic du spectre des hauteurs) puis qu'il décroît ensuite. Cette décroissance est caractérisée par deux régimes. Jusqu'à $10 k_p$, on est dans le domaine du pic spectral qui caractérise les vagues de gravité longues. La valeur de k_p dépend de la vitesse du vent et de l'âge des vagues. Ensuite, c'est le régime d'équilibre correspondant aux vagues de gravité courtes et de capillarité-gravité. Puis, lorsque le régime de décroissance change encore, vers $k > k_m$, c'est le domaine des vagues de capillarité. La transition entre les domaines des vagues de capillarité-gravité et gravité est plus marquée sur le spectre de courbure (cf. figure 1.3(a)).

1.4.1 Spectre des grandes vagues

Cette terminologie⁶ décrit les vagues appartenant au domaine du pic spectral tel que : $k < 10k_p$. Dans ce domaine, les considérations sur le spectre à l'équilibre ne sont pas applicables.

En 1973, la campagne de mesures JONSWAP [Hasselmann, 1973] a permis de quantifier précisément l'importance du fetch pour générer les vagues. Hasselmann [1973] propose une première formulation pour décrire le spectre basse fréquence en fonction du fetch ajustée sur une loi de puissance en ω^5 pour les hautes fréquences. Cette formulation est la première qui reproduit l'«overshoot». Cet «overshoot» représente l'augmentation de la densité spectrale à un k donné due à l'action du vent en fonction du fetch. Elle est toujours très utilisée.

Plus tard, grâce à des mesures effectuées sur le lac Ontario, Donelan et al. [1985] proposent une relation entre le spectre de la surface au nombre d'onde k , le nombre d'onde du pic spectral et l'âge des vagues. L'idée est de reprendre les travaux de Longuet-Higgins [1969] qui avait montré que le spectre n'est pas simplement proportionnel à k^{-4} comme dans le domaine d'équilibre (cf section 1.4.2) mais qu'il faut tenir compte d'un coefficient de proportionnalité dépendant de l'âge des vagues. L'étude de Donelan et al. [1985] conduit à la relation suivante qui décrit le spectre de mer pour des vagues alignées avec le vent dans le domaine du pic spectral [Donelan et al., 1985, Elfouhaily et al., 1997] :

$$\Psi_l = \frac{1}{2} \alpha_p \exp \left\{ -5/4 (k_p/k)^2 \right\} J_p \sqrt{k/k_p} k^{-4}, \quad \text{et} \quad J_p = \gamma^\Gamma \quad (1.47)$$

où $\alpha_p = 0.006 \Omega_c^{0.55}$ est le paramètre du domaine d'équilibre, k_p le nombre d'onde du pic d'énergie et J_p est l'«overshoot». Γ et γ sont deux fonctions exprimées en fonction de l'inverse de l'âge de vagues Ω_c :

$$\begin{aligned} \Gamma &= \exp \left\{ -\frac{(\sqrt{k/k_p} - 1)^2}{2\sigma^2} \right\}, & \text{avec} \quad \sigma &= 0.008(1 + 4\Omega_c^{-3}) \\ \gamma &= 1.7, & \text{tel que} \quad & 0.84 < \Omega_c < 1 \\ \gamma &= 1.7 + 6 \log(\Omega_c), & \text{tel que} \quad & 1 < \Omega_c < 5 \end{aligned}$$

Dans ce travail, c'est cette formulation du spectre des grandes vagues que nous utiliserons pour décrire les vagues de gravité du domaine du pic spectral. L'utilisation de la formulation d'Hasselmann [1973] n'est pas adoptée dans la suite de ce travail car elle fut ajustée sur les hautes fréquences pour suivre une loi en puissance -5 qui n'est pas compatible avec l'étude théorique faite par Phillips [1958].

1.4.2 Spectre de mer à l'équilibre - Approche de Phillips

Dans ses travaux, Phillips [1958] (dont les conclusions sont regroupées par Phillips [1977]) propose une des premières paramétrisations du spectre de la surface de la mer. Plus tard, d'autres auteurs ont ré-examiné la théorie (notamment en modifiant les hypothèses de départ sur l'importance relative

⁶on trouve aussi le terme : spectre des basses fréquences

des différents membres du terme source) mais nous présentons ici l'approche de Phillips qui reste très complète.

Phillips [1958] part du constat que toutes les vagues ne croissent pas indéfiniment sous l'action du vent. D'autre part, hormis dans le domaine des vagues de gravité longues, les interactions entre vagues résonnantes sont incapables d'assurer un transfert d'énergie d'un domaine de longueur d'onde vers un autre aussi rapidement que se fait l'apport d'énergie par le vent. Il en résulte que pour les vagues définies telles que $k \gg k_p$ la croissance des vagues doit être limitée par un autre processus.

Les facteurs limitant sont les pertes d'énergies par dissipation présentées en 1.3.2. Pour ces vagues, Phillips [1958] suppose que le déferlement est le principal mécanisme de pertes d'énergie. Il distingue deux types de déferlement. D'une part, il considère que la surface contient des maxima locaux susceptibles de déferler, créant ainsi les zones blanches d'écume «white capes» visibles sur la mer. D'autre part, il prend en compte un déferlement de micro-échelle pour les vagues dont la vitesse de phase est petite devant la vitesse de frottement. Le dernier mécanisme limitant la croissance des vagues, considéré par Phillips [1958], est la génération de vagues capillaires juste devant les crêtes des vagues qui deviennent trop pentues pour être stable.

Ces mécanismes de déferlement des vagues de gravité, de micro-déferlement et de formation de vagues de capillarité parasites contribuent chacun à limiter la croissance des vagues dans leur domaine de longueurs d'onde respectif. Lorsque l'un de ces 3 phénomènes survient, les vagues concernées ont atteint un état de saturation où l'énergie apportée par le vent (et par les interactions vagues à vagues) est totalement compensée par les pertes dues à un des deux types de déferlement ou à la génération de plus petites vagues parasites.

Dans cette approche Phillips [1958] néglige l'effet de la modulation des petites vagues par les grandes et la viscosité moléculaire qui joue sur les plus petites vagues capillaires. Le spectre dit "spectre de Phillips" décrit donc les vagues qui atteignent un état de saturation par un des trois mécanismes présentés ci-avant. Le domaine de validité de ce spectre est [Phillips, 1977] :

$$k_p < k < k_\gamma = (g/\gamma)^{1/2}, \quad (1.48)$$

où γ est la tension de surface. Par des considérations de dimension, en supposant que le spectre doit être en $[L^4]$ comme écrit dans l'équation (1.16), Phillips [1958] propose la forme suivante :

$$\Psi_h(k, \varphi) = k^{-4} \alpha_p(\varphi_0, u_*, g), \quad (1.49)$$

où α_p est une fonction qui dépend du bilan des termes de pertes et de source. φ_0 désigne la direction du vent et u_* la vitesse de frottement du vent.

Cette formulation ne caractérise que la zone du spectre où les vagues saturent. Une dénomination pour le spectre qui caractérise cette bande spectrale est : "spectre des hautes fréquences"⁷.

1.4.3 Spectres de mer unifiés

En 1997, Elfouhaily et al. [1997] ont proposé d'unifier différentes études expérimentales et/ou théoriques afin de bâtir un spectre qui couvre la gamme des longueurs d'onde des petites aux grandes vagues et qui soit facilement utilisable pour la modélisation et/ou l'interprétation des données de télédétection.

⁷d'où l'indice h pour *high frequency* selon la terminologie anglo-saxonne

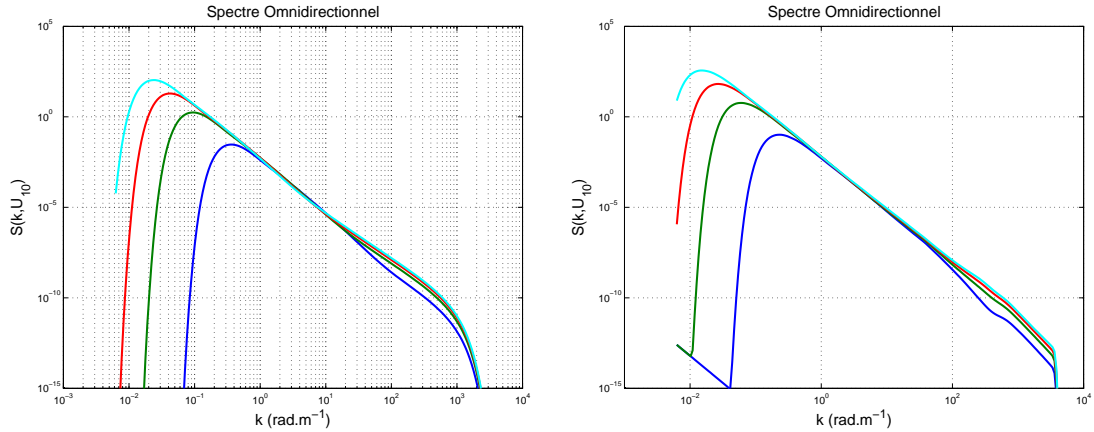


FIG. 1.2 – Spectres de puissance omnidirectionnels de Elfouhaily et al. [1997] (à gauche) et de Kudryavtsev et al. [1999] (à droite) pour des vitesses de vent à 10 m de 5 (bleu), 10 (vert), 15 (rouge) et 20 m (cyan).

Spectre unifié d’Elfouhaily

Pour la définition de ce spectre, Elfouhaily et al. [1997] imposent qu’il remplisse 3 conditions fondamentales : (i) il doit tenir compte des différentes conditions de fetch, (ii) restituer les résultats des mesures in-situ de Cox and Munk [1954] sur la dépendance en vent de la variance des pentes et (iii) celles effectuées en laboratoire par Jähne and Riemer [1990] et Hara et al. [1994] sur le spectre de courbure des vagues de gravité-capillarité.

Par construction, le spectre de Elfouhaily et al. [1997] possède une composante omnidirectionnelle et une fonction d’étalement angulaire. La composante omnidirectionnelle possède deux parties ; une pour décrire le régime des hautes fréquences et une pour les basses fréquences. La fonction d’étalement angulaire permet de décrire la deuxième dimension du spectre en fonction l’azimut - et donc de la direction du vent. Ce spectre décrit uniquement les vagues générées par le vent et le pic des vagues dominantes est donc toujours aligné avec le vent. Il s’écrit [Elfouhaily et al., 1997] :

$$\Psi(k, \varphi) = \frac{1}{2\pi} [\Psi_l + \Psi_h] [1 + \Delta(k) \cos(2\varphi)], \quad (1.50)$$

où φ est la direction azimutale, Ψ_l la partie basses fréquences du spectre, Ψ_h la partie hautes fréquences et le dernier terme entre crochet la fonction de répartition azimutale du spectre dépendant de k . Le spectre est donc établi dans la direction où souffle le vent et extrapolé par la suite aux autres directions. L’expression de chacun de ces termes peut-être trouvée dans l’article de Elfouhaily et al. [1997].

Les spectres de puissance et de courbures omnidirectionnels d’Elfouhaily et al. [1997] sont représentés respectivement sur les figures 1.2(a) et 1.3(a).

Spectre unifié de Kudryavtsev

Kudryavtsev et al. [2003a] proposent une description de la surface qui est composée du spectre proposé par Donelan et al. [1985] pour la partie basses fréquences et d’un spectre d’équilibre établi à partir de l’équation du bilan d’énergie spectral. La description du spectre à l’équilibre faite ici s’appuie

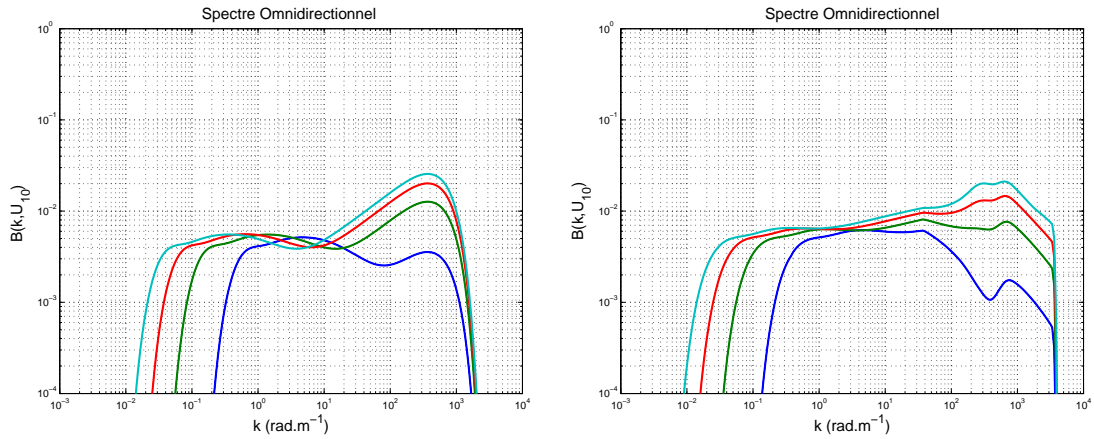


FIG. 1.3 – Spectres de courbure omnidirectionnels de Elfouhaily et al. [1997] (à gauche) et de Kudryavtsev et al. [1999] (à droite) pour des vitesses de vent à 10 m de 5 (bleu), 10 (vert), 15 (rouge) et 20 m (cyan).

sur les travaux publiés par Makin and Kudryavtsev [1999] (pour le terme de croissance des vagues dues au vent), Kudryavtsev et al. [1999], pour la description des autres termes du bilan d'énergie et par Kudryavtsev et al. [2003a] pour la répartition angulaire. Cette approche est réalisée dans un souci de prise en compte des processus physiques qui régissent le domaine spectral des vagues de capillarité jusqu'au domaine d'équilibre. Dans l'optique d'analyser des données radar obtenues au-dessus de l'océan, un tel modèle est donc plus intéressant qu'un modèle empirique pour comprendre quels sont les mécanismes de la surface qui influent sur le comportement du signal diffusé par la surface. L'expression du spectre à l'équilibre de la surface résulte de la résolution de l'équation de conservation d'action à l'équilibre et donc de l'évaluation des termes de sources et de pertes. Ce spectre à l'équilibre est décrit par les processus physiques associés aux trois domaines de vagues suivants :

Les vagues capillaires : elles sont générées par une cascade d'énergie non linéaire qui redistribue l'énergie du domaine des vagues de gravité courtes vers le domaine des capillaires pour qu'il y ait un équilibre avec l'apport d'énergie par le vent aux vagues de gravité courtes. Pour ce domaine de longueur d'onde, la perte d'énergie se fait par viscosité moléculaire. L'équilibre entre pertes et apports d'énergie définit l'intervalle spectral des vagues capillaires tel que : $k > (g/\gamma)^{1/2}$. On note $k_m = (g/\gamma)^{1/2}$ et $\gamma = 74 \times 10^{-6}$ est la tension de surface.

Les vagues de capillarité-gravité : elles résultent de l'équilibre entre l'apport d'énergie par le vent, la dissipation visqueuse, la perte d'énergie par production de vagues capillaires parasites et un terme qui traduit les interactions résonnantes à trois vagues proportionnel à B^2 . L'intervalle spectral est tel que $k_{wb} < k < k_m$, où $k_{wb} = 2\pi/0.15$.

Les vagues de gravité courtes : elles sont définies par l'équilibre entre l'énergie apportée par le vent et la dissipation par déferlement des petites échelles (incluant la génération des vagues de capillarité parasites). Les interactions non-linéaires à quatre vagues sont prises en compte dans le terme de

dissipation proportionnel à B^3 .

En considérant ces termes de sources et de pertes, Kudryavtsev et al. [1999] écrivent le bilan entre les termes de sources et de pertes d'énergie en fonction du spectre de courbure $B(\mathbf{k})$:

$$\omega^3 k^{-5} \left[\beta_\nu(\mathbf{k}) B(\mathbf{k}) - B(\mathbf{k}) \left(\frac{B(\mathbf{k})}{\alpha} \right)^n + I_{pc}(\mathbf{k}) \right] = 0, \quad (1.51)$$

où :

- le premier terme $\beta_\nu(\mathbf{k}) = \beta(\mathbf{k}) - 4\nu k^2/\omega$ est le taux de croissance effectif exprimé comme la différence entre le taux de croissance des vagues dues au vent et le taux de dissipation par viscosité ($\nu = 1 \times 10^{-6}$ est le coefficient de viscosité pour l'eau).
- Le deuxième terme traduit les pertes non linéaires d'énergie. α et n sont deux fonctions dépendantes de k/k_m pour que ce terme de pertes non linéaires reproduise les différents mécanismes physiques en jeu suivant la gamme de nombre d'onde considérée. Dans la première partie, telle que $k < k_{wb} = 2\pi/0.15$, les vagues déferlent et perdent de l'énergie en générant de la turbulence alors que dans la deuxième définie telle que $k_{wb} < k < 1/2k_m$ les pertes d'énergie sont causées par les vagues courtes de gravité qui déferlent et perdent de l'énergie en créant les vagues de capillarité parasites. Les interactions résonnantes à trois vagues participent également à la perte d'énergie dans ce domaine.
- Le troisième terme représente l'apport d'énergie due à la génération des vagues capillaires parasites par le déferlement des vagues de gravité courtes.

En résolvant l'équation (1.51), Kudryavtsev et al. [1999] proposent l'expression du spectre à l'équilibre (voir [Kudryavtsev et al., 1999] pour les détails) suivante :

$$\Psi_{eq} = \frac{\alpha}{2^{1/n}} \left[\left(\beta_\nu(\mathbf{k}) + (\beta_\nu^2(\mathbf{k}) + 4I_{pc}(\mathbf{k})/\alpha)^{1/2} \right) \right]^{1/n} \cdot k^{-4}. \quad (1.52)$$

Les fonctions α et n , qui dépendent de k , sont les paramètres principaux du spectre de Kudryavtsev et al. [1999]. Leurs valeurs dépendent des processus de pertes d'énergie qui changent selon le domaine de nombre d'onde considéré. Dans le domaine des vagues de gravité défini tel que $k_p \ll k < k_{wb} = 2\pi/0.15$, Kudryavtsev et al. [2003a] attribuent les pertes d'énergie aux phénomènes de déferlement et n et α sont constants tels que $n = n_g$ et $\alpha = \alpha_g$. En se basant sur les mesures de Trokhimovski and Irisov [2000], le modèle de Donelan and Pierson [1987] et les mesures de Banner et al. [1989], Kudryavtsev et al. [2003a] choisissent $n_g = 5$. Par contre dans le domaine de vagues de capillarité-gravité tel que $k/k_m > 1/2$, ce sont les interactions à trois vagues qui dominent les pertes d'énergie. Dans ce cas, le terme de perte d'énergie de l'équation (1.51) est quadratique, d'où $n = 1$ et $\alpha = \alpha_m$ une autre constante. Dans le domaine intermédiaire de transition défini tel que $k_{wb} < k < k_m$, où les pertes d'énergie sont dominées par du micro-déferlement accompagné de génération de vagues parasites de capillarité, Kudryavtsev et al. [2003a] définissent n et α en fonction de k/k_m tels que :

$$1/n = (1 - 1/n_g) f(k/k_m, k_h, k_l) + 1/n_g, \quad (1.53)$$

$$\log(\alpha) = \log(a) - (1/n) \log(\overline{C_\beta}), \quad (1.54)$$

où a est une constante choisie pour que le spectre de mer reproduise bien les mesures de variance des pentes de Cox and Munk [1954]. $\overline{C_\beta}$ est la moyenne sur $k \in [k_{wb}, k_m]$ de la fonction C_β utilisée pour le taux de croissance des vagues par le vent (cf. eq. (1.55)). k_h et k_l sont les constantes qui assurent respectivement la transition entre le domaine intermédiaire et le domaine de gravité et le domaine intermédiaire et le domaine de capillarité-gravité. Kudryavtsev et al. [2003a] choisissent les valeurs :

$k_l = 1.5$ et $k_h = 10$.

Dans [Kudryavtsev et al., 2003a], la fonction azimutale proposée pour décrire le spectre de vagues à deux dimensions est telle que le taux de croissance s'écrit :

$$\beta_\nu(\mathbf{k}) = \left(C_\beta \frac{u_*^2}{c^2} - \frac{4\nu k^2}{\omega} \right) e^{-\Delta\varphi^2}, \quad (1.55)$$

où C_β est une paramétrisation du coefficient de traînée dépendante de u_* , k , de la densité de l'air et de l'eau qui s'appuie sur les travaux de Stewart [1974]⁸. La fonction en $e^{-\Delta\varphi^2}$ est donc directement appliquée sur le taux de croissance des vagues et non sur l'ensemble du spectre $\Psi(k)$ évalué dans la direction du vent comme dans le spectre proposé par Elfouhaily et al. [1997]. Aucun consensus n'existe vraiment dans la littérature sur la méthode à considérer pour la description azimutale du spectre de la surface. Nous verrons que l'analyse de données radar faite dans le cadre de cette thèse pose des questions sur la prise en compte de cette dépendance azimutale.

Les spectres de puissance et de courbures omnidirectionnels de Kudryavtsev et al. [1999] sont représentés respectivement sur les figures 1.2(b) et 1.3(b).

1.4.4 Fonctions d'étalement angulaire du spectre

Il est admis que la fonction d'étalement d'angulaire doit être telle que la densité d'énergie spectrale de la mer soit maximale dans la direction dans laquelle le vent souffle et que la fonction d'étalement angulaire dépende du nombre d'onde. Des études comme celle menée à partir d'une compilation de mesures radar multi-fréquences de Caudal and Hauser [1996] ont montré que l'étalement angulaire se rétrécit et donc que l'anisotropie des vagues augmente en fonction du nombre d'onde pour $k \in [10, 1000]$ rad/m. En s'appuyant sur les mesures de Cox and Munk [1954], Elfouhaily et al. [1997] ont montré que cette croissance de l'anisotropie est très dépendante du vent et qu'elle est limitée à l'intervalle des nombres d'onde tel que $k \in [k_l, k_m]$ où k_l varie autour de la valeur $k = 10$ rad/m suivant la vitesse de vent considérée et $k_m = 370$ rad/m - donc inférieur à la valeur trouvée par Caudal and Hauser [1996]. Pour les nombres d'onde tels que $k < k_l$, plusieurs auteurs comme Donelan et al. [1985], Apel [1994] ou Banner [1990] ont montré que l'anisotropie augmente quand le nombre d'onde décroît. Malheureusement, aucun consensus n'existe dans la littérature quant à la forme analytique à utiliser pour décrire la fonction d'étalement angulaire.

Les formulations fréquemment citées dans la littérature sont celles d'Elfouhaily et al. [1997] et de Donelan et al. [1985].

Elfouhaily et al. [1997] proposent :

$$\Phi(k, \varphi) = \frac{1}{2\pi} [1 + \Delta(k) \cos 2\varphi], \quad \text{avec} \quad (1.56)$$

$$\Delta(k) = \tanh a_0 + a_p (c/c_p)^{2.5} + a_m (c/c_m)^{2.5} \quad \text{où :} \quad (1.57)$$

$$a_0 = \frac{\ln 2}{4}, \quad a_p = 4, \quad a_m = (0.13) \frac{u_*}{c_m} \quad c_m = 0.23 \text{ m/s} \quad (1.58)$$

Cette formulation empirique présente l'avantage d'unifier l'ensemble des nombres d'onde au sein d'une seule formulation. Par contre, certains auteurs comme McDaniel [2001] ou Voronovich et al. [2000] ont montré que la sensibilité au vent de l'anisotropie pour les hautes fréquences était trop faible.

⁸Sur la gamme de longueurs d'onde qu'il a considéré pour son étude, Plant [1982] montre que cette paramétrisation de C_β revient au même que son approche pour décrire le taux de croissance (cf. eq. (1.46)).

McDaniel [2001] suggère également que l'anisotropie donnée par la fonction d'étalement angulaire d'Elfouhaily et al. [1997] est trop forte pour les longues vagues (cf. la fig. 9 de son article).

La formulation de Donelan et al. [1985] est la suivante :

$$\Phi(k, \varphi) = \frac{1}{2}\beta \operatorname{sech}(\beta\varphi) \quad \text{où } \beta \text{ est défini tel que :} \quad (1.59)$$

$$\beta(k) = 2.61(k/k_p)^{0.65} \quad \text{si } 0.31 < k/k_p < 0.90, \quad (1.60)$$

$$\beta(k) = 2.28(k/k_p)^{-0.65} \quad \text{si } 0.90 < k/k_p < 2.56, \quad (1.61)$$

$$\beta(k) = 1.24 \quad \text{sinon.} \quad (1.62)$$

Cette formulation qui a été ajustée empiriquement sur des mesures de vagues réalisées sur le lac Ontario est souvent utilisée pour décrire les vagues telles que $k/k_p < 2.56$. Par contre au-delà pour les vagues de plus haute fréquence, elle n'est plus adaptée (pas de prise en compte des effets du vent).

Banner [1990] propose alors la formulation suivante pour prendre en compte explicitement la dépendance en k au delà de $2.56k_p$:

$$\beta = 10^{-0.4+0.839 \exp[-0.567 \ln(k/k_p)]} \quad \text{si } k/k_p > 2.56 \quad (1.63)$$

Caudal and Hauser [1996] et McDaniel [2001] montrent que cette formulation n'est pourtant plus valide au delà du domaine d'équilibre dans le domaine des capillarité-gravité.

[Apel, 1994] propose une autre formulation :

$$\Phi(k, \varphi) = \exp(-\alpha\varphi^2) \quad \text{avec} \quad (1.64)$$

$$\alpha(k) = 0.14 + 5.0(k/k_p)^{-1.3}, \quad (1.65)$$

qui s'appuie sur les travaux de Donelan et al. [1985], Jähne and Riemer [1990] et Banner [1990]. Cette formulation est définie pour des nombre d'onde jusqu'à 1500 rad/m. Pourtant, Caudal and Hauser [1996] montrent également que cette formulation n'est plus valide au delà du domaine d'équilibre.

Enfin, Longuet-Higgins [1963] propose :

$$\Phi(k, \varphi) = \frac{\cos^{2s}(\varphi/2)}{\int_{-\pi}^{\pi} \cos^{2s}(\varphi/2) d\varphi}, \quad (1.66)$$

où s est une fonction dépendante de k mal connue.

Dans ce travail, nous nous appuyons sur le spectre de Kudryavtsev et al. [Kudryavtsev et al., 1999, 2003a] pour décrire la surface de la mer. Ce choix est justifié par les arguments suivants :

- D'abord, l'approche physique utilisée pour décrire le spectre à l'équilibre nous paraît essentielle pour l'interprétation de nos données radar.
- Ensuite, nous verrons au chapitre suivant que pour la modélisation du signal radar réfléchi par la surface de la mer dans les deux polarisations, il est nécessaire de prendre en compte les phénomènes de réflexion sur les vagues déferlantes. Or le modèle de Kudryavtsev et al. [2003a], s'attache justement à décrire ces processus de déferlement à la surface de la mer dans son bilan d'énergie spectrale et modélise l'impact de ces phénomènes sur la réflexion du signal radar.
- Enfin, le fait d'appliquer la fonction d'étalement angulaire sur le taux de croissance des vagues déterminé dans la direction du vent nous paraît également plus justifié que d'appliquer une fonction a posteriori, une fois le spectre établi dans la direction du vent pour toutes les longueurs d'onde. Ce point sera également sujet à discussion plus loin dans ce mémoire.

Les figures 1.3 et 1.2 présentent respectivement les spectres omnidirectionnels de courbures et de hauteur obtenus pour 4 vents donnés (5,10,15,20 m/s) avec le modèle de Elfouhaily et al. [1997] (à gauche) et de Kudryavtsev et al. [2003a] (à droite). Si le spectre de hauteur ne présente pas de grosses différences sur les figures, le spectre de courbure est en revanche significativement différent. En particulier dans le domaine d'équilibre où le pic de capillarité-gravité défini par : $k_m = \sqrt{\rho_w g / T} \approx 370$ rad/m (i.e. $\lambda_m = 1.7$ cm) est plus marqué dans le modèle de Elfouhaily et al. [1997]. Or nous verrons, dans le chapitre suivant, que la description des vagues dans cette gamme de longueurs d'onde est très importante pour la modélisation du signal du radar rétrodiffusé par la surface. Il faudra donc tenir compte de ces différences pour l'analyse de nos données.

1.4.5 La modulation hydrodynamique

Toutes longueurs d'onde confondues, l'élévation de la surface de la mer peut être considérée comme un processus homogène stochastique. Son spectre est donc symétrique. Pourtant, en considérant la surface comme une superposition de vagues de longueurs d'onde différentes, Keller and Wright [1975] ont montré que les plus petites vagues étaient modulées par les grandes vagues (domaine du pic spectral). Aussi, pour un vent soufflant dans une direction donnée et des longues vagues se déplaçant dans le même sens, les petites vagues se trouvent préférentiellement sur la face avant des grandes vagues qui sont donc plus rugueuses que la face arrière. D'autres auteurs comme Alpers and Hasselmann [1978] ou Kudryavtsev et al. [2003b] par exemple, ont également travaillé sur la modulation des petites vagues. Soit une quantité Y modulée par la présence de longues vagues. Alors la modulation hydrodynamique est définie telle que [Kudryavtsev et al., 2003b] :

$$M_Y = \frac{\hat{Y}}{K A \bar{Y}}, \quad (1.67)$$

où \bar{Y} est la valeur moyenne de la quantité Y , \hat{Y} est la réponse harmonique complexe de la modulation de Y induite par les longues vagues.

Reprenons l'équation de conservation du bilan d'action de la surface (cf. eq. (1.39) dans le cadre d'une décomposition 2-échelles de la surface qui distingue les grandes vagues qui modulent des plus courtes. Ces vagues modulées par les plus longues sont définies telles que leur vitesse de groupe soit beaucoup plus faible que la vitesse de phase des longues vagues. Dans l'équation (1.39) le terme source peut être décomposé en une valeur moyenne (en l'absence des grandes vagues) et un terme de perturbations liés aux effets de modulation. En considérant ces effets de modulation, Kudryavtsev et al. [2003b] trouvent l'expression suivante pour expliciter la modulation des petites vagues par les plus grandes :

$$M(\vec{k}) = -\left(\frac{1-i\tau}{1+\tau^2}\right) \frac{k_1}{\bar{N}(\vec{k})} \frac{\partial \bar{N}(\vec{k})}{\partial k} + \frac{\tau+i}{1+\tau^2} \cdot [2\tau_* M_* + \tau_{pc}(n(\vec{k}_g) + 1)M(\vec{k}_g)], \quad (1.68)$$

où τ est un paramètre de relaxation sans dimension qui dépend du temps de relaxation des vagues courtes, τ_* et τ_{pc} sont des paramètres adimensionnels du taux de croissance par le vent et des vagues de capillarité parasites. Le premier terme désigne la modulation des petites vagues par les plus longues, le deuxième la modulation des petites vagues due à la modulation des frottements à la surface et le troisième la modulation des vagues capillaires parasites générées par les vagues de gravité courtes. Dans le cas de la modulation des petites vagues par les grandes, seul le premier terme nous intéresse.

Les modulations hydrodynamiques affectent la description des petites vagues. Or ces petites vagues participent au signal radar rétrodiffusé par la surface de la mer. Certains auteurs comme Romeiser et al. [1997] ont montré que ce mécanisme de surface a des effets sur le signal radar. Nous reviendrons sur ce point dans le chapitre 5.

Chapitre 2

Mesures et modélisation du signal électromagnétique diffusé par la surface océanique

En 1957, l'ex-URSS lance le premier satellite Spoutnik qui émettait les désormais célèbres "Bip Bip". Alors en pleine guerre froide, la conquête de l'Espace est le moyen idéal pour observer les territoires adverses. Depuis, l'observation de la Terre par télédétection a fait d'énormes progrès et a considérablement étendu son domaine d'applications. La palette des capteurs disponibles pour étudier la surface de notre planète est à présent très large. Dans ce chapitre, nous nous intéressons plus particulièrement à l'observation des surfaces rugueuses par radar hyperfréquence. L'objectif est la présentation des mécanismes d'interactions entre les ondes électromagnétiques émises par un radar et une surface rugueuse comme celle de la mer. D'abord, nous présentons l'équation radar qui relie la puissance émise par le radar à la puissance reçue après interactions avec le milieu. Ensuite, nous rappelons les théories électromagnétiques approchées, pour modéliser le champ électromagnétique diffusé par les surfaces rugueuses, utilisées au cours de ces travaux.

2.1 Mesure du signal électromagnétique diffusé par la surface de la mer par radar - Equation radar

L'équation radar est la relation qui relie les caractéristiques du système d'émission, du milieu observé (cible) et du dispositif de réception au sein d'une seule formulation. Dans le deuxième volume de leur livre intitulé *Microwave Remote Sensing. Active and Passive*, Ulaby et al. [1982] présentent en détail la théorie liée à la mesure radar. Le lecteur est invité à le consulter pour plus de précisions sur ce thème.

Classiquement, il existe deux dispositifs de mesure en télédétection par radar. Bi-statique ou mono-statique. En bi-statique, l'émetteur et le récepteur sont différents et situés en des points différents. La figure 2.1(a) extrait de Ulaby et al. [1982] présente ce type de montage. Pour la configuration, dite mono-statique, l'émetteur et le récepteur constituent le même instrument. Par conséquent, réception et émission se font au même endroit. La figure 2.1(b) extraite de Ulaby et al. [1982] présente la configuration mono-statique.

Dans ce travail, nous étudions des données de télédétection obtenues pendant la campagne de mesure VALPARESO avec le radar à ouverture de synthétique (ROS) en bande C (5.35 GHz) embar-

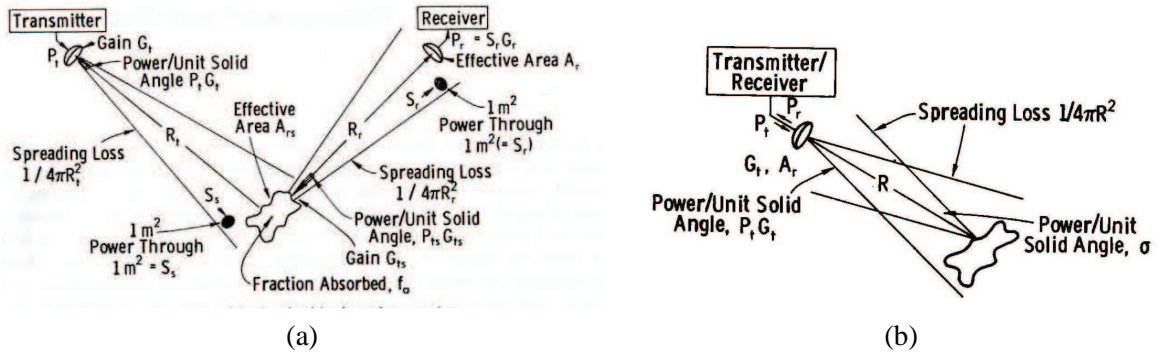


FIG. 2.1 – Géométrie des montages classiques de télédétection pour observer la Terre et grandeurs impliquées dans l'équation radar. (a) Cas d'un montage en bi-statique. (b) Cas d'un montage en mono-statique qui correspond au montage du radar à ouverture de synthèse embarqué sur le satellite ENVISAT. (Figures extraites du livre *Microwave Remote Sensing. Active and Passive* de Ulaby et al. [1982])

qué sur le satellite ENVISAT et avec le radar aéroporté STORM fonctionnant en bande C également. Cette campagne et les instruments qui y furent utilisés sont présentés dans le chapitre suivant. Le ROS d'ENVISAT fonctionne en configuration mono-statique. Par contre, le cas de STORM est un peu particulier. Il possède deux antennes différentes pour la réception et l'émission (propre à la configuration bi-statique) mais placées au même endroit (propre à la configuration mono-statique). Quelque soit le montage considéré sur les figures 2.1(a)-(b), on distingue 3 parties principales : (i) l'émission du signal par une antenne émettrice, (ii) les interactions entre la cible et le signal, (iii) la réception du signal réfléchi par l'antenne réceptrice. A partir du cas bi-statique, on établit l'équation radar qui se transpose aisément au cas du montage mono-statique ainsi qu'au cas particulier de STORM.

(i) Considérons d'abord, **la partie émettrice** du montage. P_t désigne la puissance transmise par l'antenne émettrice et G_t le gain de cette antenne, qui caractérise son diagramme de diffusion. La puissance émise par unité d'angle solide par ce dispositif à une distance R_t de la position de l'antenne, s'écrit alors :

$$P_e = P_t G_t \frac{1}{4\pi R_t^2}, \quad (2.1)$$

où $1/(4\pi R_t^2)$ désigne la réduction du signal par répartition de la puissance émise sur la surface d'une sphère de rayon R_t . Ce phénomène est appelé le "spreading loss".

(ii) Soit $A_{géo}$ la surface géométrique de **la cible qui reçoit ce signal**. On note A_{rs} l'aire effective de $A_{géo}$ qui interagit avec le signal incident de puissance émise P_e . D'autre part, dans le cas général, une portion du signal est absorbée par la cible et une autre ré-émise. Soit f_a ce coefficient d'absorption. La portion de signal diffusée par la cible dépend de la direction car la diffusion n'est pas isotrope. Comme l'antenne émettrice, la cible est donc aussi caractérisée par un gain noté G_{rs} . Enfin, le signal diffusé subit également la perte d'énergie¹ au cours de sa propagation. Aussi, à une distance R_r , du

¹"spreading loss" en anglais

diffuseur, la puissance du signal diffusé par unité d'angle solide P_d s'écrit :

$$P_d = P_e A_{rs} (1 - f_a) G_{rs} \frac{1}{4\pi R_r^2}. \quad (2.2)$$

A_{rs} , f_a et G_{rs} dépendent des propriétés (permittivité, émissivité, rugosité...) de la cible et sont très difficiles à mesurer séparément. On introduit la notion de section efficace radar par unité de surface de la cible considérée qui regroupe ces 3 termes de l'équation radar tels que :

$$\sigma = A_{rs} (1 - f_a) G_{rs}. \quad (2.3)$$

(iii) Enfin, pour **la partie réceptrice**, on considère une antenne d'aire effective A_r - qui participe à la réception de la puissance diffusée P_d par la surface. Cette aire effective est reliée au gain de l'antenne réceptrice G_r telle que : $A_r = \lambda^2 G_r / 4\pi$. La puissance reçue par unité d'angle solide P_r s'écrit donc comme :

$$P_r = P_d \frac{\lambda^2 G_r}{4\pi}. \quad (2.4)$$

Pour l'observation de la mer en bande C, le milieu sondé est considéré comme un conducteur parfait i.e. $f_a = 0$.

Dans le cadre du SAR d'ENVISAT (montage mono-statique), nous pouvons faire les simplifications suivantes : $R_t = R_r = R$, $G_t = G_r = G$ et $A_t = A_r = A$ dans les équations, (2.1), (2.2) et (2.4). Nous écrivons alors l'équation radar telle que :

$$P_r = \frac{P_t G^2 \lambda^2 \sigma}{(4\pi)^3 R^4}. \quad (2.5)$$

Dans le cas particulier du montage pour le radar STORM, $G_r \neq G_t$ mais $R_t = R_r = R$. Nous avons donc la relation :

$$P_r = \frac{P_t G_r G_t \lambda^2 \sigma}{(4\pi)^3 R^4}. \quad (2.6)$$

La surface éclairée par un radar comporte un ensemble de cibles distinctes. La puissance totale radar reçue résulte de la contribution de toutes les puissances diffusées par chacune des cibles vues par le radar à un instant donné. Par analogie avec le cas d'une cible, pour une cellule radar de surface Σ contenant un ensemble de cibles, on introduit la notion de section efficace radar de diffusion par unité d'aire, ou section efficace radar normalisée (SERN), qui tient compte des contributions de toutes les cibles. D'où l'expression pour la puissance totale :

$$P_r = \iint_{\Sigma} \frac{P_t G^2 \lambda^2 \sigma^0}{(4\pi)^3 R^4} ds. \quad (2.7)$$

La section efficace contient toute l'information sur les interactions entre onde et cible. En télédétection, c'est cette grandeur qui est utilisée pour caractériser le signal reçu par l'instrument de mesure. Une première partie dans le traitement des données radar utilisées pour ce travail de thèse consiste donc à transformer la puissance radar mesurée en section efficace radar de diffusion. Pour cela, on inverse l'équation radar en utilisant les informations connues sur la mesure (distance R , Gain d'antenne G et longueur d'onde émise λ , puissance émise, P_t). Nous revenons sur le traitement des données de télédétection dans la chapitre suivant.

2.2 Modélisation du signal électromagnétique diffusé par la surface de la mer par radar

La section efficace radar normalisée (ou SERN) est reliée au champ électromagnétique diffusé par la relation :

$$\sigma_0^{pq} = \lim_{R \rightarrow \infty} 4\pi R^2 \frac{\langle |\vec{E}_{dif}^{pq}|^2 \rangle}{\langle |\vec{E}_{inc}^p|^2 \rangle}, \quad (2.8)$$

où $\langle . \rangle$ désigne l'opérateur de moyenne, car il s'agit du calcul d'une moyenne spatiale du champ diffusé par une surface contenant un ensemble de cibles diffusantes. \vec{E} représente le champ électrique et R la distance radar-surface. Tout champ électrique peut se décomposer sur une base de vecteurs orthonormés. Soit \hat{p} et \hat{q} ces deux vecteurs qui caractérisent la polarisation. Les exposants pq désignent la polarisation du champ considéré.

Dans le cas particulier d'une onde électromagnétique émise par un radar comme STORM ou le ROS d'ENVISAT, la polarisation de l'onde incidente dépend uniquement de l'antenne d'émission et est toujours telle que \vec{E}_{inc} soit orienté dans une des deux directions principales portées par \hat{p} ou \hat{q} . Soit \hat{p} cette direction. D'où la notation \vec{E}_{inc}^p . Par contre, le champ diffusé n'est pas orienté dans une direction préférentielle à cause des interactions avec la surface. Il est dépolarisé et décomposable sur la base de vecteurs (\hat{p}, \hat{q}) en deux composantes $|\vec{E}_{dif}^{pp}|$ et $|\vec{E}_{dif}^{pq}|$, où la première lettre de l'exposant désigne la polarisation de l'onde incidente et la deuxième la direction considérée sur laquelle la décomposition du champ diffusé a été réalisée.

Sur STORM comme sur le ROS d'ENVISAT, l'antenne de réception (tout comme pour l'antenne d'émission) est également polarisée dans une des deux directions principales. Soit \vec{q} , la direction de cette polarisation. D'où la notation \vec{E}_{dif}^{pq} , pour le champ diffusé réceptionné par l'antenne radar. Si les antennes de réception et d'émission ont les mêmes directions de polarisation alors $p = q$. Comme la SERN dépend de l'onde diffusée, elle dépend à la fois de la polarisation des systèmes de réception et d'émission. D'où la notation σ_0^{pq} pour l'équation (2.8).

Pour ce travail, nous choisissons la base des vecteurs (\hat{p}_v, \hat{p}_h) qui décompose toute onde en une partie polarisée verticalement (v) et une autre horizontalement (h) car les dispositifs des radars utilisés ici sont tels que les antennes émettrices/réceptrices ne peuvent émettre/recevoir qu'en polarisation horizontale et verticale. Dans le cas du champ électrique \vec{E} , le vecteur de polarisation verticale est dans le plan d'incidence alors que celui de la polarisation horizontale est perpendiculaire à ce plan. Avec un tel dispositif, nous pouvons donc mesurer les combinaisons de SERN : σ_0^{VV} , σ_0^{VH} , σ_0^{HH} et σ_0^{HV} . Lorsqu'on analyse le signal rétrodiffusé dans le même plan que l'onde émise, on parle de polarisation directe. Sinon, de polarisation croisée. Dans ce manuscrit, nous nous focalisons sur des mesures effectuées en polarisation directe. La polarisation croisée est encore mal connue et peu utilisée à la surface de la mer. En particulier à cause du caractère faiblement dépolarisant de la surface océanique - ce qui implique des niveaux de signal en polarisation croisée très faibles qui peuvent être dans le bruit de la mesure.

L'équation (2.8) montre la nécessité d'évaluer le champ électromagnétique diffusé par une surface pour modéliser la section efficace du radar. Le problème général de la diffusion des ondes électromagnétiques par des surfaces rugueuses représente à lui seul un domaine de recherche. Les méthodes exactes basées sur la résolution des équations de Maxwell pour des surfaces idéales (à symétrie cylindrique par exemple) sont encore trop coûteuses en temps de calcul pour être appliquées à des surfaces réelles et aussi complexes que celle de la mer. Des méthodes dites approchées existent donc.

Chacune se distingue par des hypothèses et des domaines de validité distincts. Cependant, pour appliquer ces méthodes, il existe des hypothèses communes. La surface est supposée (i) stationnaire et (ii) ergodique. D'autre part dans le cas de l'observation de la Terre par capteurs aéroportés, nous pouvons ajouter deux autres hypothèses. (iii) D'abord, la dimension de la tache au sol de l'instrument qui observe la surface est considérée plus large que les longueurs de corrélation des vagues. De ce fait, la surface observée est supposée homogène. (iv) Ensuite, le champ diffusé par la surface rugueuse est déterminé loin de la surface pour pouvoir se placer dans l'approximation en champ lointain. Dans la littérature, il existe de nombreuses publications sur les théories approchées de la diffusion par les surfaces rugueuses. On peut citer la revue de Valenzuela [1978] qui est appliquée au cas de la mer ou celle plus récente et plus complète publiée par Elfouhaily and Guérin [2004]. On peut également se reporter aux livres de Voronovich [1998], Fung [1994] ou Ulaby et al. [1982].

2.2.1 Position du problème

Soit deux milieux homogènes Ω_1 et Ω_2 semi-infinis séparés par une surface rugueuse Σ . Les champs Ψ_1 et Ψ_2 représentent les champs électromagnétiques se propageant respectivement dans les milieux Ω_1 et Ω_2 . Q est la source monochromatique située dans le milieu Ω_1 d'un champ de fréquence ω et de facteur temporel $\exp(-i\omega t)$. Dans le cas général, lorsque le champ émis (ou incident) par la source Q rencontre la surface Σ , il va être en partie réfléchi par la surface dans le milieu Ω_1 et en partie réfracté dans le milieu Ω_2 . Dans le cas qui nous intéresse de l'observation de la surface de la mer considérée comme un conducteur parfait avec un radar émettant dans le domaine des hyperfréquences, le champ incident n'est pas réfracté. Nous nous intéresserons donc au seul cas des ondes réfléchies (ou diffusées) dans le milieu Ω_1 . Le lecteur est invité à lire les ouvrages de Ulaby et al. [1982], Fung [1994], ou Voronovich [1998] pour les cas où il y a réfraction.

Pour décrire les ondes incidentes et réfléchies, nous nous plaçons dans un système en coordonnées cartésiennes $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$ avec \hat{z} dirigé vers le haut. L'onde incidente est une onde plane se propageant vers le bas de vecteur d'onde $\vec{K}_0 = (\vec{k}_0, -q_0)$ et de nombre d'onde $K_0 = 2\pi/\lambda_0$. Le vecteur de l'onde diffusé se propage donc vers le haut. Il est noté $\vec{K} = (\vec{k}, q_k)$, avec pour nombre d'onde $K = 2\pi/\lambda$. Les vecteurs \vec{k}_0 et \vec{k} sont respectivement les composantes horizontales du vecteur d'onde incident et diffusé tandis que q_0 et q_k sont les composantes verticales positives. Ils sont reliés entre eux par la relation : $K^2 = k^2 + q_k^2 = k_0^2 + q_0^2$. $\vec{Q} = \vec{K} - \vec{K}_0$ est le vecteur de transfert des moments. $\vec{Q}_H = \vec{k} - \vec{k}_0$ et $Q_z = q - q_0$ sont respectivement la composante verticale et horizontale de \vec{Q} .

Enfin, pour quantifier la rugosité de la surface de la mer, nous utilisons le critère de Rayleigh. Notons ici qu'il s'agit d'une rugosité de surface électromagnétique au sens où son caractère rugueux dépend bien sûr des propriétés intrinsèques à la surface mais également de l'onde radar incidente. D'après le critère de Rayleigh, une surface est considérée faiblement rugueuse lorsque la différence de phase ΔR entre deux rayons réfléchis est tel que $\Delta R < \pi/2$ [Ulaby et al., 1982]. Ce qui revient à la condition : $\sigma_\zeta K_0 \cos \theta < 1$, avec σ_ζ l'écart-type des hauteurs entre deux points choisis aléatoirement sur la surface considérée, K_0 le nombre d'onde de l'onde électromagnétique incidente et θ l'angle d'incidence de cette onde. Notons dès maintenant que les composantes du vecteur \vec{K}_0 sont reliés à son angle d'incidence tel que : $\cos \theta = k_0/K_0$ et $\sin \theta = q_0/K_0$

2.2.2 Approximations de Kirchhoff et du plan tangent

Nous présentons les approximations de Kirchhoff et du plan tangent dans une même sous-section car ces deux approches, bien que différentes, donnent la même solution au problème de modélisation de la SERN. Un autre terme pour désigner ces deux approches est l'approximation de l'optique phy-

sique. L'approximation de l'optique qui requiert des hypothèses supplémentaires est présentée à la suite.

Approximation de l'Optique Physique

La théorie de Kirchhoff s'appuie sur la détermination du champ diffusé exprimé en fonction de la densité de courant à la surface de l'interface étudié. Or, le calcul exact de la densité de courant en un point de la surface dépend du champ incident en ce point mais également de la contribution des courants des points voisins due à l'action du champ incident en ces points. L'approximation de Kirchhoff au premier ordre se limite au calcul de l'expression de la densité de courant au point considéré (qui dépend uniquement du champ incident en ce point). Les calculs en tenant compte du deuxième ordre pour la densité de courant peuvent être trouvés dans les articles de Holliday [1987] pour le cas de la rétrodiffusion ou de Elfouhaily et al. [2001] qui généralisent les travaux de Holliday au cas bi-statique.

L'approximation du plan tangent consiste à utiliser le second théorème de Green (voir annexe 12J.1 du livre d'Ulaby et al. [1982] par exemple) qui permet de décomposer le champ diffusé en tout point d'un volume sans source fermé par une surface en fonction de ses champs tangentiels à la surface. Ulaby et al. [1982] détaille toutes les étapes du calcul dans l'annexe 12J de son livre.

Si nous reprenons la théorie de Kirchhoff en considérant l'expression de la densité de courant jusqu'à l'ordre 2, on peut montrer que ce terme d'ordre 2 est nul si on adopte l'hypothèse du plan tangent qui suppose qu'en tout point de la surface on peut déterminer un plan tangent. On en revient donc au calcul au premier ordre qui est l'approximation de Kirchhoff. D'où l'exacte similitude dans les résultats donnés par ces deux méthodes.

L'approximation de l'optique physique repose sur l'hypothèse qu'en tout point de la surface, on puisse associer un plan tangent. Cela signifie que, d'un point de vue électromagnétique, on a une surface très rugueuse, d'où le critère de Rayleigh :

$$\sigma_{\zeta} q_k = \sigma_{\zeta} K_0 \cos \theta \gg 1, \quad (2.9)$$

où θ désigne l'angle d'incidence.

Avec l'une ou l'autre des approches, pour un milieu parfaitement conducteur, la section efficace radar s'écrit (par exemple [Elfouhaily et al., 2001, Ulaby et al., 1982]) :

$$\sigma_0^{pq}(\theta, \phi) = \frac{1}{\pi} \left| \frac{2q_0 q_k \mathbb{K}_{OP}^{pq}(\theta)}{Q_z} \right|^2 \int \langle e^{-iQ_z \zeta(\vec{r})} \rangle e^{-i\vec{Q}_H \cdot \vec{r}} d\vec{r}, \quad (2.10)$$

où $\mathbb{K}_{OP}^{pq} = \mathbb{R}_F^{pq}(K/q)^2 = \mathbb{R}_F^{pq}/\cos^2 \theta$ désigne les coefficients de Fresnel effectifs pour l'approximation de Kirchhoff et $\zeta(\vec{r})$ la hauteur de la surface de la mer au point repéré par le vecteur \vec{r} . Les coefficients de Fresnel sont rappelés dans l'annexe B.1 pour les polarisations directes VV et HH. Dans l'équation (2.10), l'intégrale est appelée intégrale de Kirchhoff.

Dans le cas d'une surface aux propriétés non-gaussiennes, Longuet-Higgins [1963] a montré que la moyenne d'ensemble dans l'intégrale de Kirchhoff est équivalent à une somme de séries de Gram-Charlier qui peut s'écrire en fonction des différents moments statistiques d'ordre n . En considérant un développement à l'ordre 4, la moyenne d'ensemble s'écrit en fonction de la variance des hauteurs, de la fonction d'auto-covariance des hauteurs, du "skewness" et du "peakedness". Dans le cas gaussien,

l'expression de l'intégrale se simplifie (voir par exemple [Bourlier, 2004] ou l'annexe 12E de Ulaby et al. [1982]) :

$$\sigma_0^{pq}(\theta, \phi) = \frac{1}{\pi} \left| \frac{2q_0 q_k \mathbb{K}_{OP}^{pq}(\theta)}{Q_z} \right|^2 \int e^{(Q_z \sigma_\zeta)^2 (1 - \rho(\vec{r}))} e^{-i\vec{Q}_H \cdot \vec{r}} d\vec{r}, \quad (2.11)$$

où σ_ζ^2 est la variance des hauteurs (cf. eq. (1.22)) et $\rho(\vec{r})$ est la fonction d'auto-covariance normalisée (cf. eq. (1.14)) introduites dans le chapitre précédent. Par exemple, les articles de Bourlier [2004], de McDaniel [2003] ou le manuscrit de thèse de Elfouhaily [1997] traitent du calcul de l'intégrale pour le cas non-gaussien qui impose de considérer les moments d'ordre supérieurs. Ces moments, encore très mal connus pour la surface de la mer, ne sont pas utilisés dans notre étude.

D'autre part, l'équation (2.11) peut être ré-écrite dans le cas de la rétrodiffusion où on a l'égalité $\vec{K} = -\vec{K}_0$ i.e. $k = -k_0$ et $q_k = q_0$. D'où :

$$\sigma_0^{pq}(\theta, \phi) = \frac{1}{\pi} \left| q_0 \mathbb{K}_{OP}^{pq}(\theta) \right|^2 \int e^{-4(q_0 \sigma_\zeta)^2 (1 - \rho(\vec{r}))} e^{-2i\vec{k}_0 \cdot \vec{r}} d\vec{r}. \quad (2.12)$$

Dans notre étude, nous ne considérons que des mesures de rétrodiffusion. Par conséquent, nous nous plaçons uniquement dans ce cas dans le reste du manuscrit.

Approximation de l'Optique Géométrique

Pour simplifier encore l'équation (2.12), on peut supposer qu'en chaque point de la surface le plan tangent se comporte comme un miroir. Dans ce cas, la surface peut être vue comme une succession de miroirs plans sur lesquels il y a seulement un phénomène de réflexion spéculaire. On appelle cette approximation l'hypothèse de la face stationnaire. Cette condition impose que la courbure moyenne de la surface soit faible. Le pouvoir réflecteur dépend alors exclusivement du nombre de facette orientées perpendiculairement à la direction d'illumination. La condition de validité de cette approximation s'exprime telle que :

$$q_k r_c \cos^2 \theta = K_0 r_c \cos^3 \theta \gg 1. \quad (2.13)$$

Dans le cas de la surface de mer dont la statistique des pentes et des hauteurs est gaussienne, on a $r_c \sim l^2 / \sigma_\zeta \sim l / \sigma_\eta$, où σ_ζ , σ_η et l sont respectivement l'écart-type des hauteurs, l'écart-type des pentes et la longueur de corrélation. L'équation (2.13) signifie que soit la longueur de corrélation est grande devant la longueur d'onde effective ($\lambda / \cos \theta$), soit σ_ζ ou σ_η sont petits devant la longueur d'onde effective.

La condition de l'équation (2.13) signifie que la surface est très rugueuse. Dans ce cas, la fonction d'autocovariance des hauteurs $\rho(\vec{r})$ ne prend des valeurs non négligeables que pour les petites valeurs de r . On peut donc faire un développement limité de la fonction d'autocovariance au voisinage de zéro tel que.

$$\sigma_h^2 (1 - \rho(\vec{r})) \rightarrow \frac{1}{2} (s_{L_{up}}^2 x^2 + s_{L_{cr}}^2 y^2) + o(r^4), \quad (2.14)$$

où $s_{L_{up}}^2$ et $s_{L_{cr}}^2$ sont les variances des pentes dans les directions face et perpendiculaire au vent limités aux grandes vagues - pour être en accord avec l'hypothèse de faible courbure.

Cependant, la question de la limite entre petites et grandes vagues reste encore ouverte. De fait, elle est souvent choisie par ajustement sur des données radar. On note qu'une bonne description du spectre de mer dans le domaine correspondant aux vagues longues est donc importante pour décrire la réflexion

spéculaire. En utilisant ce développement limité et après quelques développements mathématiques², on obtient (voir par exemple le chapitre 12-4.4 dans le livre d'Ulaby et al. [1982]) :

$$\sigma_0^{pq}(\theta, \phi) = \frac{|\mathbb{R}_F(0)|^2 \sec^4 \theta}{2s_{L_{up}}s_{L_{cr}}} \exp \left\{ -\frac{\tan^2 \theta}{2} \left[\left(\frac{\cos \varphi}{s_{L_{up}}} \right)^2 + \left(\frac{\sin \varphi}{s_{L_{cr}}} \right)^2 \right] \right\} \quad (2.15)$$

Cette relation peut également s'écrire en fonction de la densité de probabilité des pentes :

$$\sigma_0^{pq}(\theta, \phi) = \pi \sec^4 \theta |\mathbb{R}_F(0)|^2 P(\eta_i, \eta_n)|_{spec}, \quad (2.16)$$

où $P(\eta_i, \eta_n)$ désigne la densité de probabilité des pentes introduite dans le chapitre précédent (cf. eq. (1.15)). L'équivalence entre les deux relations (2.16) et (2.15) est rappelée dans l'annexe C.

Jusqu'à une incidence d'environ 15 degrés, la densité de probabilité des pentes des vagues qui remplissent la condition de réflexion spéculaire (cf. eq. (2.13)) est suffisamment importante pour que ce mécanisme explique la quasi-totalité du signal rétrodiffusé. Quand l'incidence θ augmente, ce n'est plus vrai. Pourtant, au delà de 30 degrés où la contribution de la réflexion spéculaire au signal rétrodiffusé est négligeable, les mesures radar (voir par exemple la revue de Valenzuela [1978] qui présente des mesures radar) montrent clairement l'existence de rétrodiffusion. Il faut alors considérer un autre mécanisme d'interactions entre les ondes électromagnétiques et la surface.

2.2.3 Méthode des Petites Perturbations - Diffusion de Bragg

La réflexion pour des angles supérieurs à 30 degrés est expliquée par un mécanisme de résonance, appelé résonance de Bragg que l'on décrit par la méthode des petites perturbations (SPM). Cette méthode consiste à estimer le champ diffusé par une surface supposée faiblement rugueuse. Sous cette hypothèse, on exprime le champ diffusé comme la somme du champ diffusé par une surface plane et d'autres contributions induites par les perturbations à cette surface plane. Pour que la décomposition du champ en série puisse être appliquée, il faut que les perturbations de la surface soient faibles. Cela impose que l'écart-type des hauteurs σ_ζ soit faible devant la longueur d'onde considérée. Ce qui conduit à la condition suivante sur le critère de Rayleigh :

$$\sigma_\zeta q_k = \sigma_\zeta K_0 \cos \theta \ll 1, \quad \text{où } \theta \text{ désigne l'angle d'incidence.} \quad (2.17)$$

La décomposition de la surface en plans tangents n'est donc plus valide et la théorie de Kirchhoff n'est plus adaptée. Le champ électrique diffusé se décompose donc de manière générale [Ulaby et al., 1982] :

$$\vec{E}_{dif} = \sum_{n=0}^{\infty} \vec{E}^{(n)}, \quad (2.18)$$

où n désigne l'ordre de la perturbation considérée. Dans la littérature (par exemple Ulaby et al. [1982], Voronovich [1998]), les calculs ont été poussés jusqu'au deuxième ordre. Au-delà, la formulation du champ devient très compliquée. Classiquement, pour la modélisation de la SERN au dessus de la mer, c'est le développement à l'ordre 1 (SPM-1) qui est utilisé.

Pour comprendre le mécanisme de résonance on se place dans le cas 1D simple où la surface de mer est assimilée à un signal sinusoïdal (la forme en sinusoïde traduit la faible perturbation de

²notamment en utilisant la relation suivante $\int_{-\infty}^{+\infty} \exp[-ixq] \exp[-\alpha x^2] dx = \sqrt{\pi/\alpha} \exp[-q^2/4\alpha]$

la surface) de période λ_B . Soit une source à l'infini, qui émet une onde de longueur d'onde λ_0 avec un angle d'incidence θ . Pour une différence de marche $\Delta R = \lambda_B \sin \theta$ proportionnelle à $\lambda_0/2$, les échos diffusés par la surface sont en phase et il y a résonance. Cette condition de résonance qui relie la longueur d'onde de l'onde électromagnétique incidente du radar à la longueur d'onde de la perturbation s'écrit :

$$\lambda_0 = 2\lambda_B \sin \theta \quad (2.19)$$

Dans le cas de la surface de la mer, il existe une superposition infinie de réseaux de périodes propres allant du domaine sub-centimétrique à plusieurs centaines de mètres. Aussi, dans le domaine des hyper-fréquences, pour une longueur d'onde λ_0 radar avec un angle d'incidence θ supérieur à 25 degrés, il existe toujours une longueur d'onde λ_B du spectre de mer telle que la condition de résonance soit remplie. Ces longueurs d'onde appartiennent au domaine des vagues de capillarité-gravité courtes. On note que, contrairement à la réflexion spéculaire, c'est la description de la partie des hautes fréquences (petites longueurs d'onde) du spectre de mer qui est importante dans le cadre du modèle SPM-1. En considérant les statistiques de la surface gaussiennes, Wright [1968] montre que la puissance rétrodiffusée par une surface couverte uniquement de petites vagues associée à une perturbation de premier ordre est proportionnelle à la densité spectrale des vagues participant à la diffusion de Bragg. Ces vagues sont couramment appelées vagues de Bragg. Dans [Valenzuela, 1978, Plant and Geernaert, 1990], le coefficient de rétrodiffusion résultant de la diffusion de Bragg est exprimé par :

$$\sigma_{0br}^{pp}(\theta, \phi) = 16\pi k_0^4 |\mathbb{G}^{pq}(\theta)|^2 \Psi(2\lambda_B, \phi), \quad (2.20)$$

où Ψ est le spectre des hauteurs de la surface et où $\mathbb{G}^{pq}(\theta)$ est explicité dans l'annexe B.2 dans les deux polarisations directes (VV et HH).

2.2.4 Modèle double échelle

L'inconvénient de l'approche de Wright [1968], est qu'il néglige la présence des vagues longues à la surface de la mer. Or ces vagues inclinent les vagues courtes qui participent à la diffusion de Bragg. Pour tenir compte de cet effet, on utilise le modèle dit de double-échelles ou 2-échelles (voir par exemple [Valenzuela, 1978, Thompson, 1988, Plant and Geernaert, 1990]). Avec cette approche, le coefficient de rétrodiffusion est tel que :

$$\sigma_0(\theta, \phi)^{pp} = \int_{\Gamma} \sigma_{0br}(\theta - \arctan \eta_i) P(\eta_i) d\eta_i, \quad (2.21)$$

où Γ désigne l'intervalle sur lequel sont définies les grandes vagues qui modulent les vagues de Bragg, θ l'angle d'incidence, η_i les pentes dans la direction du plan d'incidence. $\theta' = \theta - \arctan \eta_i$ est l'angle d'incidence local et $P(\eta_i)$ la densité de probabilité des pentes dans le plan d'incidence.

Dans le cas du modèle double-échelles, la condition de résonance s'écrit alors :

$$\lambda_0 = 2\lambda_B \sin(\theta - \arctan \eta_i), \quad \text{i.e. en nombre d'onde :} \quad (2.22)$$

$$k_B = 2k_0 \sin(\theta - \arctan \eta_i) \quad (2.23)$$

D'autre part, pour séparer le spectre de mer en une partie qui décrit les petites vagues participant à la diffusion de Bragg et les vagues plus longues qui modulent les petites, on introduit une limite d définie telle que $k_d = d k_0$. Les vagues de Bragg doivent alors remplir la condition supplémentaire $k_B > k_d$. Le domaine d'intégration Γ est donc défini tel que :

$$k_B = 2k_0 \sin(\theta - \arctan \eta_i) \geq k_d \quad (2.24)$$

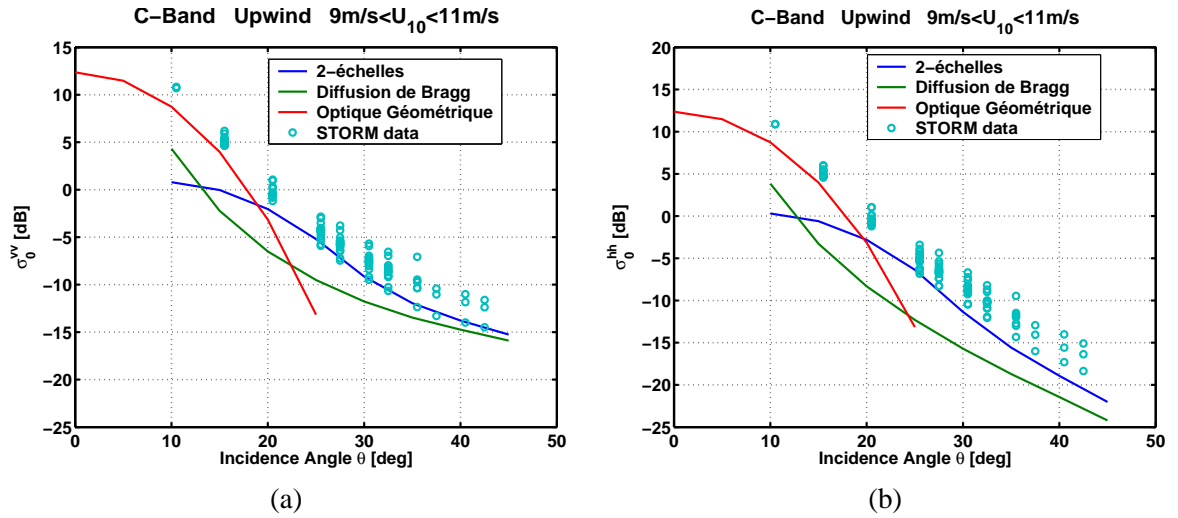


FIG. 2.2 – Section efficace radar normalisée (SERN) en dB en fonction de l’angle d’incidence pour une vitesse de vent à 10 m de 10 m/s. En rouge, SERN prédite par l’approximation de l’optique géométrique ; en vert, par le modèle de Bragg et en bleu, par le modèle double-échelles. $k_d = 1/3 k_0$. Les cercles en cyan sont des SERN mesurées pendant la campagne VALPARESO. Le traitement des données de cette campagne est détaillé dans le chapitre suivant. Ici, nous avons utilisé le spectre des hauteurs de Kudryavtsev et al. [2003a] pour décrire la surface. (a) En polarisation verticale. (b) En polarisation horizontale.

Le choix de d a donné lieu à de nombreuses discussions et représente le principal défaut de cette approche. Pour ce travail nous avons choisi $d = 1/3$ en accord avec les résultats trouvés par Voronovich and Zavorotny [2001], Thompson [1988], Kudryavtsev et al. [2003a].

2.2.5 Comparaison entre l’approximation de l’optique géométrique et la diffusion de Bragg

Dans les sections précédentes, nous avons rappelé que dans la littérature, de nombreux travaux sur la théorie électromagnétique pour la modélisation des champs diffusés par une surface rugueuse ont été menés. Les deux limites asymptotiques de ces différentes théories sont :

- l’optique géométrique, pour les surfaces fortement rugueuses.
- la diffusion de Bragg, pour les surfaces faiblement rugueuses - en tenant compte de l’inclinaison des grandes vagues dans le cas de la surface océanique.

Ces 2 approches sont caractérisées par un paramètre de rugosité électromagnétique (traduit par le critère de Rayleigh) différent suivant l’angle d’incidence choisi pour faire la mesure radar. Les deux méthodes sont donc capables de reproduire les mesures radar réalisées au-dessus d’une surface de mer mais pour des gammes d’incidences différentes.

La figure 2.2 présente la SERN en fonction de l’angle d’incidence pour un vent à 10 m d’altitude soufflant à 10 m/s en utilisant le spectre de hauteurs de Kudryavtsev et al. [2003a] pour décrire la surface. Ici, la SERN est prédite par les 3 approches que sont l’approximation de l’optique géométrique ou réflexion quasi-spéculaire (rouge), la diffusion de Bragg (vert) et le modèle double-échelles (bleu). La figure 2.2(a) présente la SERN en polarisation VV tandis que la figure 2.2(b) présente les résultats pour la polarisation HH. Pour le modèle quasi-spéculaire comme pour le modèle double échelle, nous avons choisi le paramètre de coupure d tel que $d = 1/3$. Sur les deux figures, les cercles sont

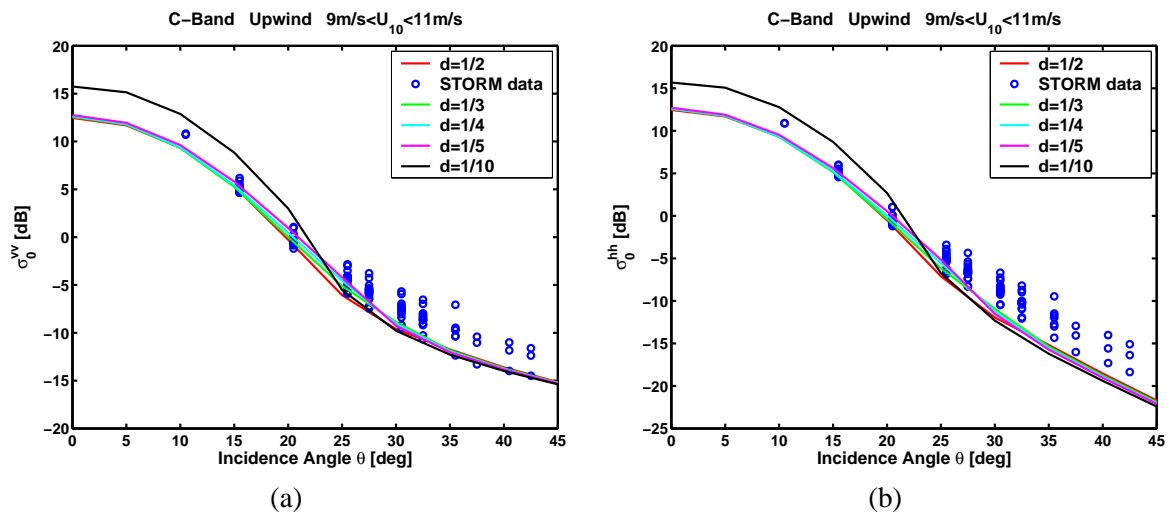


FIG. 2.3 – SERN en dB en fonction de l'angle d'incidence pour une vitesse de vent à 10 m de 10 m/s prédite par le modèle composite pour plusieurs valeurs de d . Ici, nous avons utilisé le spectre des hauteurs de Kudryavtsev et al. [2003a] pour décrire la surface. En rouge, $d = 1/2$; en vert, $d = 1/3$; en cyan, $d = 1/4$; en magenta, $d = 1/5$ et en noir, $d = 1/10$. Les cercles en bleu sont des SERN mesurées pendant la campagne VALPARESO. Le traitement des données de cette campagne est détaillé dans le chapitre suivant. (a) En polarisation verticale. (b) En polarisation horizontale.

des mesures de SERN obtenues pendant la campagne VALPARESO avec le radar STORM et traitées durant ce travail de thèse. Les détails relatifs à ce radar et au traitement des données de la campagne VALPARESO sont détaillés dans le chapitre suivant.

Nous observons clairement que, dans les deux polarisations, le modèle de réflexion spéculaire reproduit correctement les données pour des angles inférieurs à 15 degrés. Au-delà, comme indiqué par le critère de Rayleigh, le modèle n'est plus approprié. Il "décroche" et sous-estime franchement les données. Pour des angles supérieurs, à 25 degrés, l'approche de Wright [1968], donne de bien meilleurs résultats que le modèle quasi-spéculaire - notamment en polarisation verticale. En polarisation horizontale, malgré une tendance correcte, cette approche sous-estime les données. De plus, conformément au critère de Rayleigh, pour les incidences inférieures à 25 degrés, nous observons que le modèle n'est plus du tout en accord avec les données. L'approche du modèle double-échelles, qui permet de considérer les effets d'inclinaison des vagues de Bragg par les plus grandes définies telles que $k < dk_0$, donne encore de meilleurs résultats que le modèle de diffusion de Bragg seul. Pour les angles supérieurs à 25 degrés, l'accord avec les données radar en polarisation VV est tout à fait satisfaisant. Et il est nettement amélioré en polarisation HH. Entre 15 et 25 degrés, nous remarquons qu'aucune des deux solutions asymptotiques n'est capable de reproduire les données.

2.2.6 Théories unifiées

On trouve dans la littérature un grand nombre de travaux visant à établir des théories d'interactions onde-surface unifiées [Voronovich, 1994, Elfouhaily et al., 2001, Thompson, 1988, Elfouhaily, 2003] qui tendent vers ces deux limites asymptotiques suivant l'angle d'incidence considéré. On peut citer la revue très complète d'Elfouhaily and Guérin [2004] comme référence afin d'avoir un panorama de toutes ces méthodes électromagnétiques approchées. Nous présentons ci-après les deux plus utilisées pour la modélisation de la section efficace radar obtenue au dessus de la surface océanique.

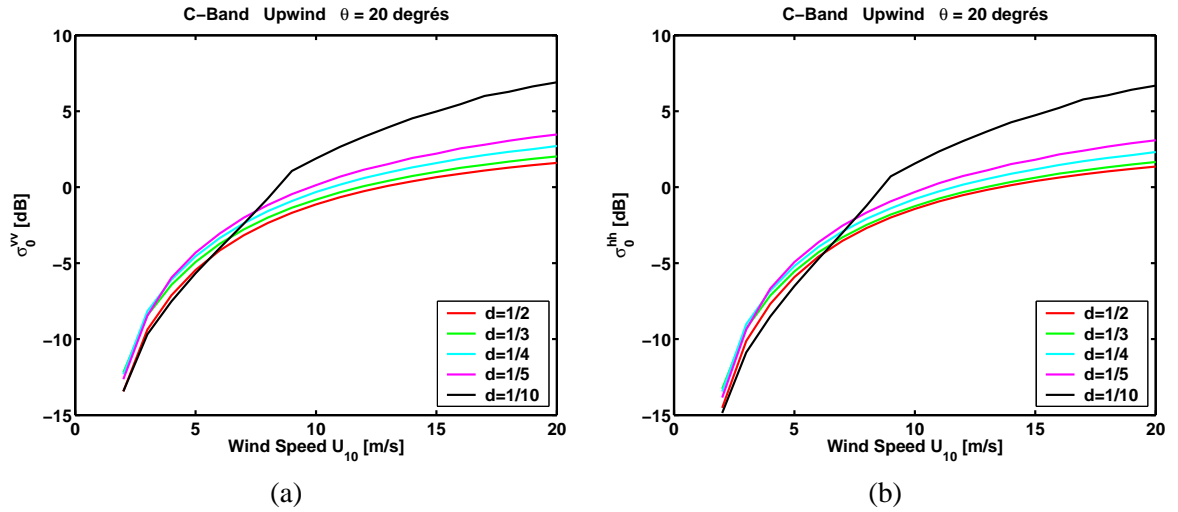


FIG. 2.4 – SERN en dB en fonction de la vitesse du vent pour un angle d'incidence de 20 degrés prédites par le modèle composite pour plusieurs valeurs de d . En rouge, $d = 1/2$; en vert, $d = 1/3$; en cyan, $d = 1/4$; en magenta, $d = 1/5$ et en noir, $d = 1/10$. Les cercles en bleu sont des SERN mesurées pendant la campagne VALPARESO. Le traitement des données de cette campagne est détaillé dans le chapitre suivant. (a) En polarisation verticale. (b) En polarisation horizontale.

Modèle composite

Le modèle composite est sans doute le plus ancien modèle conçu pour unifier les deux limites asymptotiques. Il est simplement construit comme la somme des deux modèles traduits par les équations (2.15) et (2.21) qui représentent les deux solutions asymptotiques dans le cas de la rétrodiffusion d'une onde électromagnétique par la surface de la mer. L'équation de ce modèle s'écrit donc tout naturellement :

$$\sigma_0^{pq}(\theta, \phi) = \pi |\mathbb{R}_F(\theta)|^2 P(\eta_i, \eta_m)|_{spec} + \int_{\Gamma} \sigma_{0br}(\theta - \arctan \eta_i, \phi) P(\eta_i) d\eta_i. \quad (2.25)$$

L'inconvénient majeur de ce modèle unifié est bien sûr l'utilisation du paramètre fixe d qui sépare en deux le spectre des grandes et des petites vagues.

Sur la figure 2.3, nous avons tracé les SERN en fonction de l'incidence pour un vent à 10 m d'altitude soufflant à 10 m/s en utilisant le spectre des hauteurs de Kudryavtsev et al. [2003a] pour décrire la surface. Les SERN sont prédites par le modèle composite (a) en polarisation verticale et (b) en polarisation horizontale pour plusieurs valeurs de d entre $1/2$ et $1/10$. Sur les deux figures, les cercles sont des mesures de SERN obtenues pendant la campagne VALPARESO avec le radar STORM et traitées durant ce travail de thèse. Les détails relatifs à ce radar et au traitement des données de la campagne VALPARESO sont détaillés dans le chapitre suivant.

Nous observons que les résultats du modèle sont dépendants de d principalement pour les incidences inférieures à 25 degrés. Entre 0 et 15 degrés, les prévisions du modèle composite dépendent principalement de la contribution quasi-spéculaire du modèle. Les résultats sont en meilleur accord avec les données lorsque $d \in [1/2, 1/5]$ que lorsque $d = 1/10$ mais il est difficile d'en dire plus. Entre 15 et 25 degrés, c'est la combinaison des deux méthodes asymptotiques qui participent à la prévision de la SERN. Dans ce cas aussi, c'est pour $d \in [1/2, 1/5]$ que l'accord avec les données est le meilleur. Pour ces valeurs de d , les différences sont minimales. Pour un vent à 10 m/s, les différences entre les

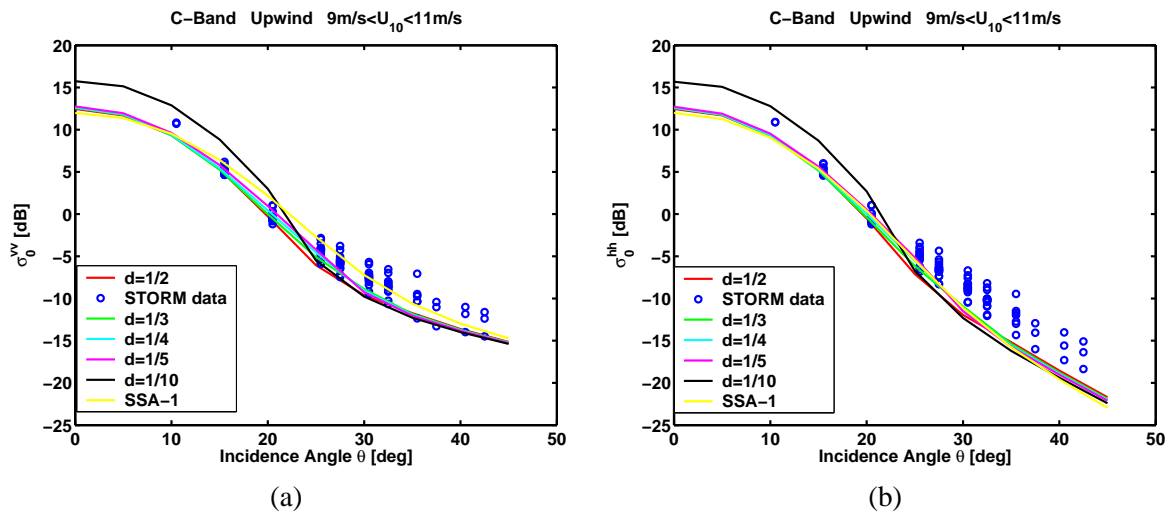


FIG. 2.5 – SERN en dB en fonction de l'angle d'incidence pour une vitesse de vent à 10 m de 10 m/s prédite par le modèle composite pour plusieurs valeurs de d . Ici, nous avons utilisé le spectre des hauteurs de Kudryavtsev et al. [2003a] pour décrire la surface. En rouge, $d = 1/2$; en vert, $d = 1/3$; en cyan, $d = 1/4$; en magenta, $d = 1/5$ et en noir, $d = 1/10$. Les cercles en bleu sont des SERN mesurées pendant la campagne VALPARESO. Le traitement des données de cette campagne est détaillé dans le chapitre suivant. (a) En polarisation verticale. (b) En polarisation horizontale.

différentes versions du modèle lorsque la valeur de d est comprise entre $1/5$ et $1/2$ sont très légères, il est donc difficile de trancher sur la valeur de d à prendre dans cette intervalle. Par contre au-delà de cette intervalle, les valeurs doivent être exclues.

Sur la figure 2.4, nous avons tracé les SERN en fonction de la vitesse du vent pour une incidence de 20 degrés prédites par le modèle composite (a) en polarisation verticale et (b) en polarisation horizontale pour plusieurs valeurs de d entre $1/2$ et $1/10$.

Nous observons que, au-delà de 5 m/s (et nous nous sommes intéressés aux vents entre 5 et 15 m/s dans cette étude), la valeur $d = 10$ se démarque des autres. Comme nous avons montré que cette valeur devait être écartée quand $U_{10} = 10$ m/s pour les incidences inférieures à 25 degrés (cf. figure 2.3), cette différence est attendue. Pour $d \in [1/2, 1/5]$, entre 5 et 15 m/s, l'écart entre les différentes prévisions du modèle varie entre 1 et 2 dB. Cela montre que le choix de d a un impact sur la restitution de la SERN non négligeable. Certains auteurs ont émis l'idée d'un paramètre d dépendant de la vitesse du vent, mais cela reste hors de propos de l'étude menée ici car nous n'avons pas un jeu de données assez grand pour établir une dépendance de d en fonction de la vitesse du vent.

Modèle des petites pentes

Le modèle des petites pentes dit **Small Slope Approximation** (noté SSA) a été développé par Voronovich. Son livre *Wave Scattering from Rough Surfaces* [Voronovich, 1998] ou l'article de Voronovich [1994] présentent le modèle en détail. Comme l'approche SPM, ce modèle s'obtient en appliquant la théorie des perturbations pour calculer la matrice de diffusion de l'onde électromagnétique. Alors que dans la méthode SPM le champ diffusé est décomposé en une série de contributions liées aux perturbations de la hauteur ζ de la surface, dans la méthode de Voronovich [1998], la perturbation est appliquée sur les pentes η . La surface est donc supposée caractérisée par de petites pentes pour que le modèle soit valide. D'après les tests effectués par Voronovich, sur une surface de mer sans zone

déferlante, le modèle est capable de reproduire le champ diffusé au loin. En appliquant ce modèle à l'ordre 1 (appelé SSA-1), la section efficace radar s'écrit, dans le cas de la rétrodiffusion, comme :

$$\sigma_0^{pq}(\theta, \phi) = \frac{1}{\pi} \left| q_0 \mathbb{B}^{pq}(\theta) \right|^2 \int e^{-4(q_0 \sigma_\zeta)^2 (1 - \rho(\vec{r}))} e^{-2i\vec{k}_0 \cdot \vec{r}} d\vec{r}. \quad (2.26)$$

où \mathbb{B}^{pq} dépend de la polarisation, de la longueur d'onde considérée. Son expression est rappelée dans l'annexe B.3.

Un deuxième terme doit être ajouté à celui-ci pour avoir la contribution de ce modèle due au développement à l'ordre 2. Son expression et donc son implémentation informatique sont compliquées. Le lecteur est invité à se reporter aux articles Voronovich [1994] et Voronovich and Zavorotny [2001] pour une discussion à ce sujet. Pour notre étude, nous nous sommes limités au développement à l'ordre 1 qui est le seul ordre à avoir été appliqué rigoureusement à une surface de mer à ce jour. On note que cette formulation est la même que celle trouvée avec l'approche de l'Optique Physique (cf. eq. (2.12)) sauf que nous avons \mathbb{B} au lieu de \mathbb{K} .

Sur la figure 2.5, nous présentons une comparaison des SERN obtenues pour une vitesse de vent de 10 m/s en polarisation (a) VV et (b) HH en fonction de l'incidence données par le modèle SSA-1 et par le modèle composite pour différentes valeurs de d . Nous observons que pour $d = 1/10$, le désaccord est flagrant entre SSA-1 et le modèle composite tandis que pour $d \in [1/2, 1/5]$, il est très difficile de voir quelle version du modèle composite est en meilleur accord avec le modèle SSA-1. D'autre part sur cette figure nous avons également tracé les SERN mesurées par STORM durant la campagne VALPARESO (cf. chapitre suivant pour les détails du traitement). Nous observons qu'il est difficile d'établir laquelle de ces deux approches est en meilleur accord avec les données. Néanmoins, nous constatons que la valeur de d telle que $d = 1/3$ est en très bon accord avec le modèle SSA-1. Cela rejoint l'étude menée par Voronovich and Zavorotny [2001] et les conclusions de Thompson et al. [1998]. Nous retenons donc cette valeur de $d = 1/3$ pour l'utilisation du modèle composite.

Dans notre étude, nous utiliserons préférentiellement le modèle composite. En effet, pour discuter l'influence des différents processus de surface qui affectent la SERN l'emploi du modèle composite est plus aisé. Pour les faibles incidences, à partir de la SERN on peut déduire une information sur les pentes des longues vagues $s_{L_{up}}^2$ et $s_{L_{cr}}^2$. Et dans le cas des plus grandes incidences, en considérant que l'approximation de Bragg est valide, on peut inverser la SERN et obtenir de l'information sur le spectre de mer dans le domaine des hautes fréquences. Cependant, nous confronterons régulièrement les deux approches afin de pouvoir discuter de l'efficacité de chacune d'elle et de valider notre démarche.

Chapitre 3

Contexte expérimental

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre de la campagne de mesures VALPARESO¹ qui s'est déroulée sur l'océan Atlantique au large des côtes de Bretagne. Cette campagne de mesures a été organisée par le CETP² en collaboration avec Météo-France, IFREMER³ et le CETMEF⁴ avec le soutien financier du CNES⁵. Les objectifs de la campagne VALPARESO étaient (i) de valider les observations du radar à ouverture synthétique (ASAR⁶) à bord du satellite ENVISAT (lancé en Mars 2002) (ii) d'améliorer la compréhension de la SERN dans les polarisations directes (iii) et de manière plus prospective de voir les potentialités de la polarimétrie avec un tel système.

Le CETP a mis en œuvre les mesures de sections efficaces radar normalisées (SERN) et de spectres de vagues grâce à son radar aéroporté à ouverture réel STORM [Hauser et al., 2003b, 1992]. IFREMER qui a contribué à l'élaboration de l'algorithme de traitement des images du mode "wave" [Chapron et al., 2001] avait en charge l'inversion des données du ASAR. Météo-France a fourni les analyses des champs de vent et de vagues respectivement grâce aux modèles numériques d'ECMWF⁷ et WAM⁸. Enfin, le CETMEF et Météo-France ont fourni les mesures de vent (vitesse, direction) et de vagues (spectre 1D) in-situ à partir de la bouée PHAROS, située au large de l'île de Ouessant.

Dans le travail que nous présentons, les données obtenues ont été utilisées pour étudier le comportement de la section efficace radar en fonction de la polarisation et de l'angle d'incidence. Dans ce chapitre, il s'agira de présenter les différents instruments de mesure utilisés pendant la campagne VALPARESO.

¹VALPARESO pour "VALidation with a Polarimetric Airborne Radar of the ENVISAT SAR over the Ocean"

²CETP pour Centre d'Étude des Environnements Terrestre et Planétaires.

³IFREMER pour Institut Français de Recherche pour l'Exploitation de la MER.

⁴CETMEF pour Centre d'Études Maritimes Et Fluviales.

⁵CNES pour Centre National d'Études Spatiales.

⁶ASAR pour Advanced Synthetic Aperture Radar d'après la terminologie anglo-saxonne qui traduit les avancées techniques au niveau de la conception de l'antenne par rapport au ROS de la précédente génération embarqué sur le satellite ERS-2. Nous utiliserons la notation "ASAR" tout au long de ce rapport pour désigner le radar à ouverture synthétique embarqué sur ENVISAT.

⁷ECMWF pour European Centre for Medium-Range Weather Forecasts

⁸WAM pour WAve Model.

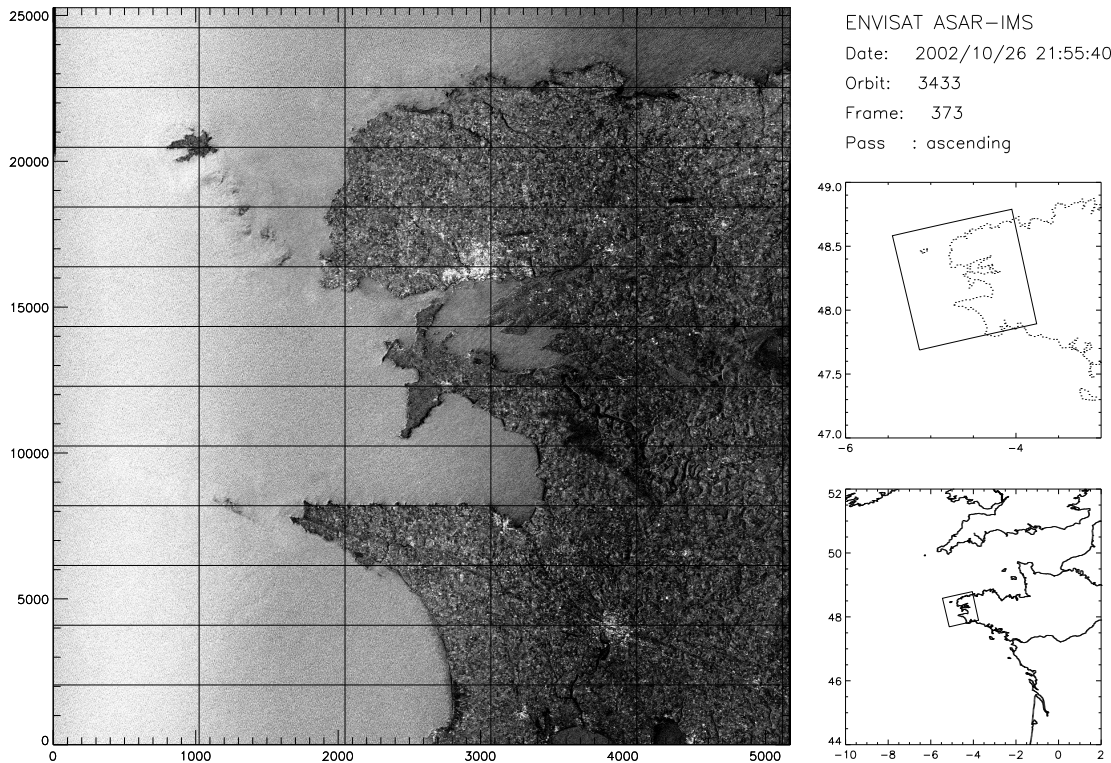


FIG. 3.1 – Exemple de zone couverte lors de la campagne de mesures VALPARESO

3.1 L'expérience VALPARESO

3.1.1 Cadre expérimental

La campagne de mesures VALPARESO s'est déroulée du 19 Octobre 2002 au 20 Novembre 2002 au large des côtes du Finistère. La campagne a été organisée à cette période de l'année et dans cette zone pour pouvoir bénéficier des conditions météorologiques hivernales. A cette saison, au milieu de l'océan Atlantique, les vents majoritairement orientés ouest-est peuvent être forts et donc propices à la formation de houles bien développées se propageant dans la direction des côtes bretonnes. Durant la campagne, les conditions de vent ont été variées avec des vitesses pouvant aller jusqu'à 20 m/s et des hauteurs de vagues atteignant jusqu'à 5 – 6 m.

La figure 3.1 présente une image en intensité extraite du ASAR d'ENVISAT en mode IMS (cf section 3.1.2 pour les différents modes d'image du ASAR) d'environ 100×100 km obtenue à la pointe du Finistère. En bas à droite, une vue plus large montre l'étendue de la zone de travail de la campagne VALPARESO et la position où a été prise l'image ASAR dans cette zone.

3.1.2 Moyens mis en oeuvre

Les instruments

La bouée PHAROS : PHAROS est une bouée phare mouillée au large de l'île de Ouessant à la position géographique $[48.50; -5.60]$. Cette bouée assure des mesures horaires du module de la vitesse et de la direction du vent moyennées sur dix minutes. Les différents capteurs de cette bouée permettent

également les mesures du maximum de la vitesse de vent dans l'heure, de la température de l'air et de la mer, de l'humidité de surface, de la pression atmosphérique, de la hauteur significative, et du spectre 1D de la surface de la mer. Pour cette étude, Nous avons surtout utilisé l'information spectrale, les informations de vent et de températures.

Le spectre de surface est donné en fonction de la fréquence dans l'intervalle $f = [0.035, 0.36]$ Hz échantillonné par pas de $12/1024$ Hz. En utilisant la relation de dispersion en eau profonde, pour les vagues de gravité (cf. eq. (1.7)), on déduit que cette gamme de fréquences correspond à des longueurs d'onde telles que $\lambda \in [12, 1300]$ m. Le spectre de surface mesuré par PHAROS ne renseigne donc que sur les grandes vagues de gravité et de houle. Ce type de mesure n'est donc d'aucune utilité pour étudier la partie haute fréquence du spectre des vagues. En revanche, ces mesures nous ont permis de valider les caractéristiques des vagues longues estimées à partir des mesures du radar STORM et du ASAR d'ENVISAT. D'autre part ces mesures de spectres via la bouée nous renseignent sur la présence de houle lors des mesures radar. Lors de l'étude des SERN, cette information de houle pourra donc être croisée avec le comportement de la SERN.

La figure 3.2 présente un exemple de données obtenues pour la journée du 26 Octobre 2002. On peut y voir les variations durant cette journée du module de la vitesse du vent en (a), de sa direction en (b), et de la hauteur significative de la mer en (c). Un exemple de spectre obtenu le même jour est aussi présenté en (d). Le premier pic caractérise une houle alors que le second désigne plutôt une mer due au vent.

Le ASAR d'ENVISAT : ENVISAT est le plus imposant (8200 kg) des satellites construits par l'ESA⁹ pour observer la planète. Il est équipé d'une dizaine d'instruments dédiés à l'étude de l'atmosphère et des surfaces continentales et océaniques. La figure 3.3(a) présente un dessin de ce satellite et de ses instruments. Le rectangle bleu désigne l'antenne du radar à ouverture synthétique qui fournit les images que nous utilisons dans ce travail.

Ce ROS est qualifié de "avancé" car l'antenne a été réalisée en employant les dernières possibilités technologiques. Chaque module peut être configuré indépendamment des autres. L'intérêt de ce nouveau système d'antenne est la possibilité d'acquisition dans un grand nombre de modes différents (incidence, polarisation, résolution, fauchée...).

Ce ROS fonctionne en bande C à une fréquence de 5.331 GHz. Son antenne permet d'avoir des largeurs de fauchées allant jusqu'à 400 km et d'alterner les polarisations des ondes émises et reçues. Le tableau 3.4 regroupe les différentes configurations de fonctionnement possibles.

Au dessus de l'océan, un ROS peut être utilisé pour estimer le spectre des vagues [Hasselmann and Hasselmann, 1991, Engen and Johnsen, 1995, Mastenbroek and Falk, 2000, Chapron et al., 2001], et les propriétés vectorielles du champ de vent [Lehner et al., 1998, Horstmann et al., 2000, Monaldo et al., 2002]. Signalons aussi que sur l'océan un tel instrument est utilisé depuis peu de manière prospective pour la mesure des courants marins [Chapron et al., 2005, Romeiser et al., 2004] (grâce à l'étude de la phase du signal), mais aussi pour le suivi des plaques de glace dérivantes, le routage des bateaux ou encore la détection de nappes de pétrole. Le document établi à la suite du Workshop "Coastal and Marine Applications of SAR" [Johannessen, 2004] représente une bonne synthèse de toutes ces applications, ou futures applications, possibles à partir des images de ROS (et plus particulièrement du ASAR).

Le radar STORM : STORM est un radar à ouverture réelle FM/CW (Frequency-Modulation / Continuous-Wave) fonctionnant à 5.35 GHz. Sa réalisation était compatible avec une installation sur

⁹ESA pour European Spatial Agency *i.e.* Agence Spatiale Européenne

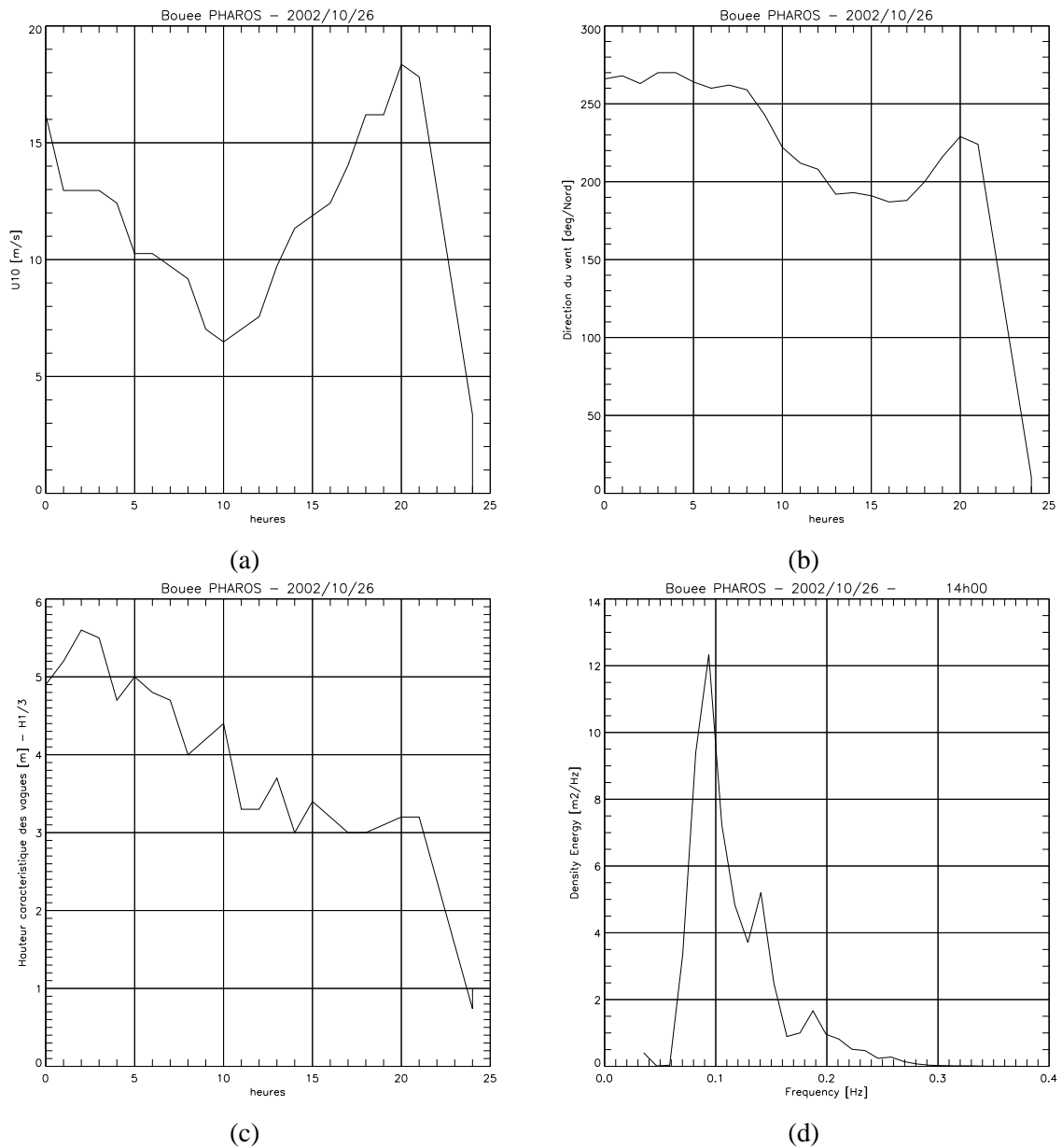


FIG. 3.2 – Exemple de mesures collectées par la bouée PHAROS durant la campagne VALPARESO. (a) Vitesse du vent mesurée à 10 m au dessus de la surface en m/s. (b) Direction du vent mesurée à 10 m au dessus de la surface en degrés. (c) Hauteur caractéristique $H_{1/3}$ des vagues en m. (d) Densité spectrale des vagues en m^2/Hz .

l'avion MERLIN-IV de Météo-France. A l'heure actuelle, le système est en cours de modification en vue d'une prochaine intégration sur l'avion ATR42 de Météo-France. La figure 3.3(b) présente la géométrie de l'antenne de STORM. Il émet alternativement en polarisation horizontale et verticale et reçoit le signal rétrodiffusé dans les deux polarisations simultanément. Il comporte une antenne d'émission d'ouverture $50^\circ \times 50^\circ$ et une antenne de réception d'ouverture de $33^\circ \times 7.5^\circ$. Les deux antennes sont fixées dans un seul radôme placé sous le fuselage de l'avion. Le système tourne autour de

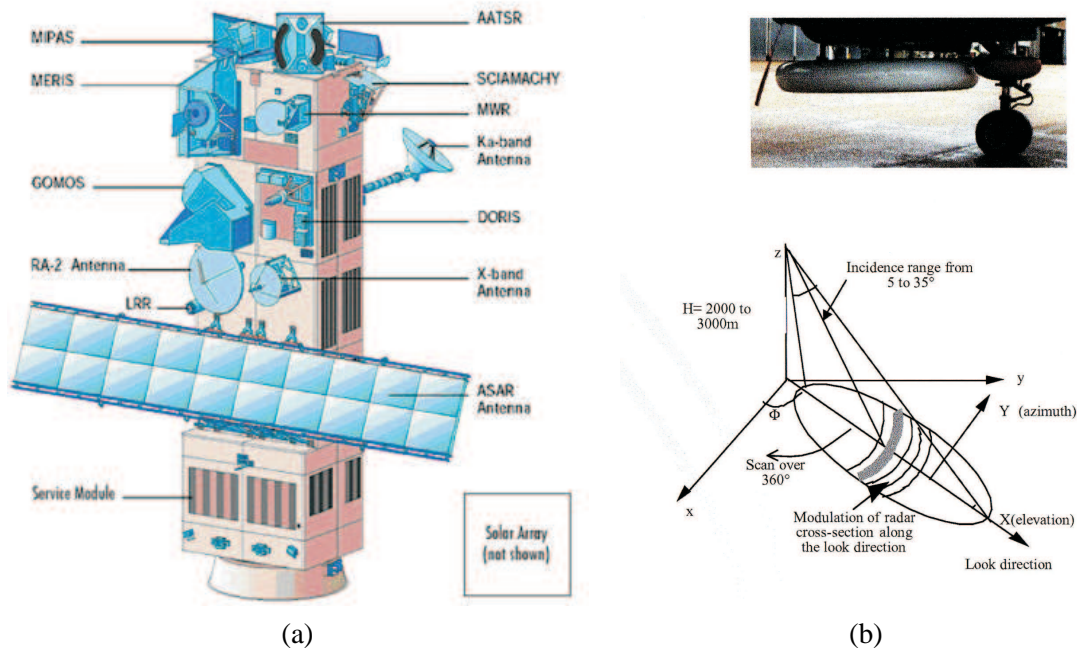


FIG. 3.3 – (a) Dessin du satellite ENVISAT de l'Agence Spatiale Européenne lancé en 2002 dont la douzaine d'instrument est dédiée à l'études de la Terre (atmosphère et surface). (b) Montage de l'antenne de STORM embarquée à bord du MERLIN-IV de Météo-France.

l'axe vertical à la vitesse de 3 tours par minutes et vise la surface avec une incidence moyenne de 20 degrés. La rotation des antennes s'effectue alternativement dans un sens puis dans l'autre. La résolution radiale de l'instrument est de 1.53 m ce qui correspond, projeté au sol, à une résolution radiale de 9 à 2.70 m entre 10 et 35 degrés. La résolution azimutale au sol est d'environ 400 m.

Il existe deux modes d'acquisition du signal radar. (i) Afin d'analyser toute l'information polarimétrique, le signal reçu peut être enregistré sous forme complexe (amplitude et phase), sans intégration temporelle toutes les 8 ms en polarisation H et V. C'est le mode polarimétrique. (ii) Un mode de fonctionnement simplifié appelé le mode "intégré" est également possible. Dans ce cas, le système n'enregistre que la puissance du signal reçu, avec une intégration temporelle de 128 ms pour chaque polarisation. Dans ce mode intégré, un traitement polarimétrique basé sur l'étude simultanée de la phase et de l'amplitude du signal rétrodiffusé est impossible.

Il existe également deux configurations possibles pour le système d'antennes liées au comportement de l'avion en vol. (i) Lorsque la trajectoire de l'avion est rectiligne, le radar peut mesurer la section efficace radar normalisée sur une gamme d'incidence comprise entre 10 et 35 degrés. C'est le mode rectiligne. (ii) Pour obtenir des mesures à des incidences supérieures à 35 degrés, il est possible d'utiliser l'inclinaison de l'avion lorsqu'il vole en cercle. Dans cette configuration, l'inclinaison de l'avion et donc du radar augmente, nous permettant ainsi de faire des mesures jusqu'à 45 degrés. Dans ce mode, l'antenne du radar est immobile et c'est la trajectoire circulaire de l'avion qui permet d'obtenir des mesures de SERN dans toutes les directions azimutales. C'est le mode "cercle".

En outre, les données enregistrées comportent dans chacun des modes toutes les informations nécessaires au traitement - en particulier roulis, tangage, dérive et vitesse de l'avion.

Une première campagne de tests du radar STORM a été effectuée en Octobre 2001. Elle consistait

| Les principales caractéristiques des produits ASAR (utiles pour l'océan) | | | |
|--|---|---------|----------------------------|
| Les incidences [degrés] | | | |
| Mode | minimum | maximum | largeur de la fauchée [km] |
| IS1 | 14 | 22 | 108 |
| IS2 | 18 | 26 | 107 |
| IS3 | 25 | 31 | 84 |
| IS4 | 30 | 36 | 90 |
| IS5 | 35 | 39 | 65 |
| IS6 | 38 | 42 | 72 |
| IS7 | 42 | 45 | 58 |
| Choix de polarisation | | | |
| Mode | polarisation | | |
| Simple polarisation | VV, HH | | |
| Double polarisation | VV-HH, HH-HV, ou VV-VH | | |
| Post-traitement des données réalisé par l'ESA | | | |
| Mode | commentaires | | |
| PRI | information en intensité du signal reçu, corrigé des effets d'antenne et projeté sur l'horizontal | | |
| SLC | information en amplitude et en phase sur l'onde reçue sans correction | | |
| Les produits ASAR (utiles pour l'océan) | | | |
| Mode | commentaires | | |
| IMS | données en SLC, polarisation simple et toutes les incidences sont possibles | | |
| IMP | données en PRI, polarisation simple et toutes les incidences sont possibles | | |
| APS | données en SLC, polarisation double et toutes les incidences sont possibles | | |
| APP | données en PRI, polarisation double et toutes les incidences sont possibles | | |
| wave | données en SLC, polarisation VV en IS2 | | |
| WS | données en SLC, polarisation VV ou HH qui regroupe 5 modes d'incidences et qui fait 400 km de large | | |

FIG. 3.4 – Ensemble des caractéristiques des produits ASAR utilisés pour l'étude des océans. En gras, ce sont les modes utilisés lors de ce travail.

à effectuer des vols au-dessus de cibles artificielles (trièdres et dièdres métalliques) dont la réponse radar est connue. De plus, des vols au-dessus de surfaces continentales (herbe et forêt) et de la mer ont été réalisés. L'ensemble de ces observations a permis d'effectuer un étalonnage du radar aussi bien

| Caractéristiques du radar STORM | |
|--|------------------------|
| caractéristiques micro-ondes | |
| type | FM/CW |
| Fréquence moyenne | 5.35 GHz |
| FM/CW bande spectrale | 192 MHz |
| période de répétition | 8 ms |
| résolution radiale | 1.53 m |
| puissance transmise | 2 Watts |
| Polarisation d'émission | V et H (ttes 8 ms) |
| Réception | V et H (simultanément) |
| Antenne | |
| ouverture à 3 dB de l'antenne de transmission (H ou V) | 30°×7.5° |
| ouverture à 3 dB de l'antenne (H ou V) de réception (H ou V) | 20° |
| isolation de la polarisation croisée | >30 dB |
| isolation entre transmission et réception | >70 dB |
| Géométrie de visée | |
| incidence moyenne | 20° |
| angle azimutal | balayage sur 360° |
| altitude de l'avion | 2000-3000 m |

FIG. 3.5 – Caractéristiques du radar STORM pendant la campagne VALPARESO.

en puissance qu'en phase (cet étalonnage en phase étant absolument nécessaire pour l'utilisation de l'information polarimétrique). Des vols d'étalonnage au-dessus de cibles artificielles ont été à nouveau réalisés en 2002 environ 1 mois avant la campagne VALPARESO. Le tableau 3.5 rappelle les principales caractéristiques du radar STORM.

3.2 Données utilisées pour l'étude

Pour la campagne VALPARESO, les données ASAR choisies ont toutes été acquises dans une zone proche de la bouée.

D'autre part, les plans de vols du MERLIN IV ont été planifiés pour que STORM recueille des mesures sous la trace du satellite au moment de son passage sur la zone de la campagne. Pour des raisons de logistique (repos des pilotes entre les vols, vent trop fort...) il existe quelques cas où cela n'a pas été possible, laissant quelques images ASAR non co-localisées avec les mesures STORM et vice et versa. La figure 3.6 présente un exemple de plan de vol sur lequel nous pouvons voir la position de la bouée PHAROS, la trajectoire suivie par le MERLIN-IV avec à son bord le radar STORM et la trace au sol du ASAR d'ENVISAT.

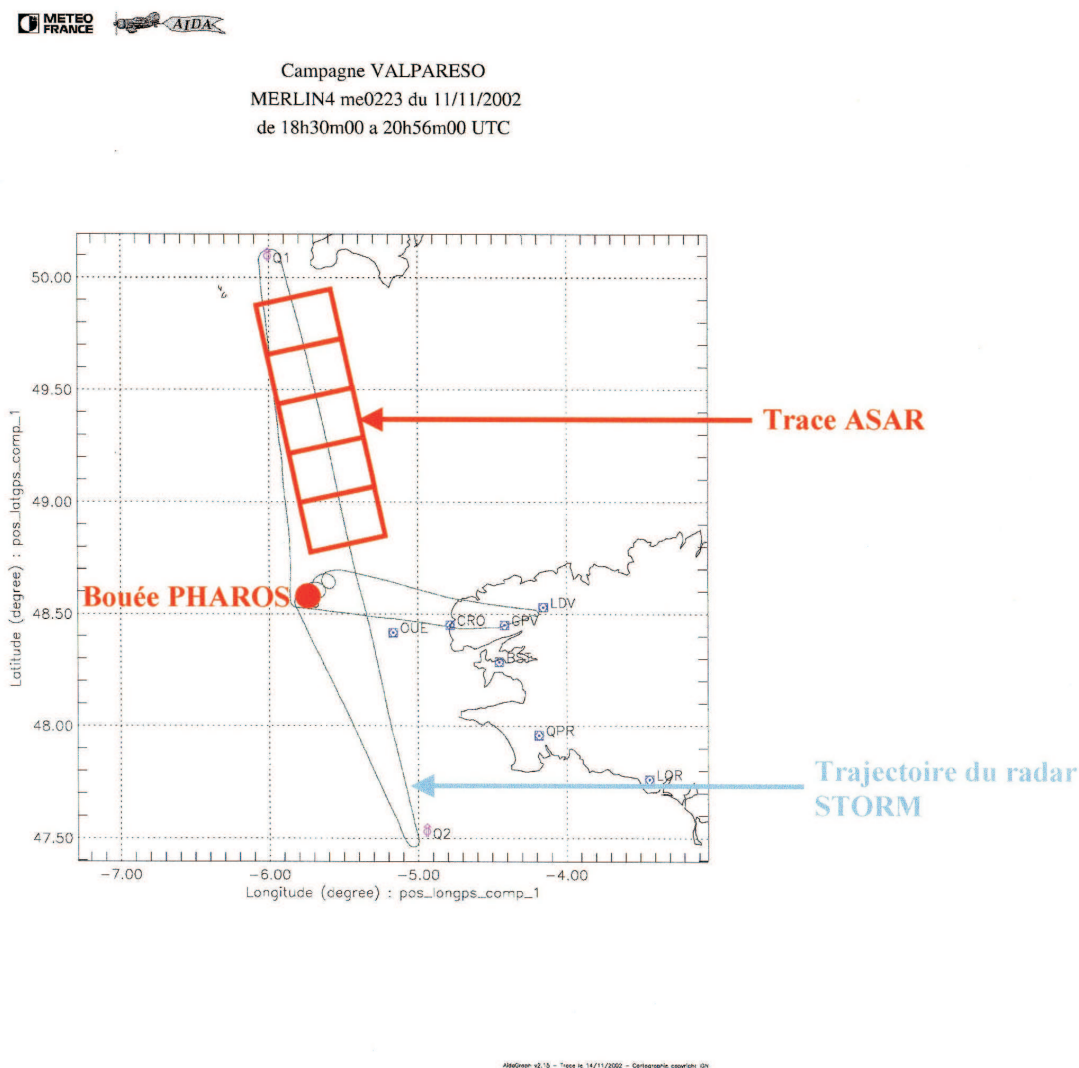


FIG. 3.6 – Exemple de plan de vol durant la campagne VALPARESO

Pour cette étude, nous disposons des données PHAROS pour chaque heure durant toute la campagne de mesure du 12 Octobre 2002 au 21 Novembre 2002.

Le MERLIN-IV a pu effectuer 16 vols accumulant ainsi plus de 32 heures d'enregistrement au-dessus de l'océan. Afin d'avoir des mesures co-localisées entre les SERN de STORM et les mesures de vent et de vagues de la bouée PHAROS, nous avons considéré tous les points de mesures STORM obtenus à ± 0.2 degrés en latitude et longitude du point d'ancrage de la bouée. Nous avons associé les SERN mesurées par STORM aux caractéristiques de surface correspondantes mesurées par la bouée PHAROS. Les conditions météorologiques (vitesse et direction du vent, hauteur significative, longueur d'onde pic et différence de température air-mer) associées à ces SERN et les caractéristiques

| Données STORM | | | Données de la bouée durant le vol | | | | |
|---------------|------------|-------------------------|--------------------------------------|------------------------------|---------|-----------------|---------------------|
| numéro de vol | date | angle d'incidence [deg] | Vitesse de vent [m.s ⁻¹] | Direction du vent [deg/Nord] | Hs [m] | λ_{pic} | $T_{mer} - T_{air}$ |
| 12 | 19/10/2002 | 10-48 | 9.7-10.8 | 126-127 | 0.7 | 78-86 | 2.1 à 1.8 |
| 13 | 20/10/2002 | 10-36 | 12.4 | 120 | 2.9 | - | 0.2 à -0.4 |
| 14 | 20/10/2002 | 10-49 | 10.3 | 152 | 2.6 | 230 | -1.3 à -1.5 |
| 15 | 23/10/2002 | 9-49 | 11.3 | 298 | 3.0 | 116 | 1.2 à 2.2 |
| 16 | 23/10/2002 | 10-48 | 7.6 | 221 | 1.8 | 75 | 1.0 à 0.7 |
| 17 | 26/10/2002 | 9-49 | 6.5-7.0 | 212-222 | 3.3 | 185-188 | -0.9 à 1.0 |
| 18 | 29/10/2002 | 9-46 | 4.9-5.4 | 203-206 | 1.3 | 81-82 | -1.1 à -1.2 |
| 19 | 29/10/2002 | 9-41 | 3.2 | 193-194 | 0.9 | 49 | -1.2 à -1.3 |
| 20 | 03/11/2002 | 23-51 | 14.0 | 181 | 3.9 | 159 | -0.6 à -0.9 |
| 21 | 04/11/2002 | 10-46 | 4.9-5.9 | 275 | 3.3-3.8 | 221-232 | -0.6 à -0.9 |
| 22 | 11/11/2002 | 10-50 | 10.8 | 206-249 | 3.3 | 105 | -0.4 à -0.8 |
| 23 | 11/11/2002 | 10-50 | 10.3-11.9 | 266 | 4.1 | 214-329 | -0.7 à -0.2 |
| 24 | 14/11/2002 | 10-52 | 14.6 | 221-259 | 3.7 | 145 | 0.0 à 0.5 |
| 25 | 17/11/2002 | 10-46 | 4.3-5.4 | 230 | 1.1-1.4 | 140-150 | 2.5 à 2.2 |
| 26 | 17/11/2002 | 10-44 | 4.3 | 327-337 | 1.0 | 130 | 2.1 à 1.4 |
| 27 | 20/11/2002 | 10-51 | 15.1-15.7 | 207-211 | 2.6 | 262-265 | 0.7 à 0.4 |

FIG. 3.7 – Ensemble des données STORM de la campagne de mesure VALPARESO avec les données de la bouée PHAROS obtenues au même instant. Hs représente la hauteur significative, λ_{pic} la longueur d'onde du spectre de vague associée au maximum spectral et $T_{mer} - T_{air}$ la différence entre la température de l'air et celle de la mer.

des mesures radar (numéro de vol, date, gamme d'incidence) sont regroupées dans le tableau 3.7. Les mesures de vent sont ramenées à des mesures de vent à 10 m d'altitude dans le cas d'une atmosphère neutre en utilisant la méthode de Fairall et al. [1996].

Nous avons également commandé un jeu de 21 données ASAR en mode IMS ou APS pour des incidences allant du mode IS1 à IS3. Sur cette commande, seul un jeu de 10 données nous est parvenu. Le tableau 3.8 résume les données ASAR commandées et reçues dans le cadre du projet VALPARESO. D'autres images ASAR qui n'ont pas été acquises dans le cadre de la campagne VALPARESO seront utilisées dans l'étude faite dans le chapitre 4. Ces données supplémentaires sont présentées dans l'article de Mouche et al. [2005] placé en Annexe E.

3.3 Traitement des données

3.3.1 Section efficace radar à partir des mesures du radar STORM

Suivant le mode d'acquisition choisi, le radar STORM enregistre le spectre de puissance du signal rétrodiffusé (mode intégré) ou d'amplitude et de phase (mode polarimétrique) en fonction de la fréquence de battement. Cette fréquence est reliée au double de la distance entre le radar et la surface ($2R$), par la relation :

$$f_b = 2R \frac{B}{cT} + \delta_D, \quad (3.1)$$

| Données ASAR | | | | | | |
|--------------|---------|------------|-------------------------------|---------------------|------|--------------|
| Orbite | Frame | Date | Angle d'incidence [deg] | Mode d'incidence | Mode | Polarisation |
| 03340 | | 20/10/2002 | 25-30 | IS3 | IMS | VV |
| 03347 | | 20/10/2002 | 14-22 | IS1 | IMS | HH |
| 03383 | | 23/10/2002 | 25-30 | IS3 | APS | VH et VV |
| 03433 | | 26/10/2002 | 18-26 | IS2 | IMS | HH |
| 03476 | | 29/10/2002 | 25-30 | IS3 | IMS | HH |
| 03469 | | 29/10/2002 | 25-30 | IS3 | IMS | HH et VV |
| 03555 | | 04/11/2002 | 18-26 | IS2 | IMS | VV |
| 03655 | 116-120 | 11/11/2002 | 25-30 | IS3 | IMS | VV |
| 03662 | | 11/11/2002 | 14-22 | IS1 | IMS | VV |
| 03748 | | 17/11/2002 | 25-30 | IS3 | APS | HH et VV |
| 03791 | | 20/11/2002 | 25-30 | IS3 | IMS | VV |

FIG. 3.8 – Ensemble des caractéristiques des données ASAR de la campagne de mesure VALPARESO

où B est la largeur de la bande spectrale du signal émis, T la durée de l'émission, c la vitesse de la lumière et δ_D le décalage en fréquence à cause de l'effet Doppler inhérent au déplacement de l'avion. R , la distance radiale est reliée à l'angle d'incidence par la relation : $\cos \theta = H/R$ qui permet d'exprimer le spectre de puissance (ou d'amplitude et de phase) du signal rétrodiffusé en fonction de l'angle d'incidence.

Dans cette étude, nous ne présentons aucun résultat sur l'étude polarimétrique du signal radar. Le lecteur est invité à se référer à l'article de Hauser et al. [2005] pour une présentation des premiers résultats obtenus dans ce mode.

Une première étape dans le traitement, pour transformer le signal radar acquis en temps réel en un format directement similaire au signal obtenu dans le mode intégré, est donc la post-intégration sur 128 ms des données acquises en mode polarimétrique. Cela a été fait pour données acquises dans les deux configurations de vol (trajectoire rectiligne et circulaire).

La figure 3.9 présente des spectres de puissance en fonction de la distance radiale obtenus lorsque l'avion vole selon une trajectoire rectiligne et en mode d'acquisition où l'intégration est faite en temps réel. Nous présentons un spectre pour chaque configuration de polarisation possible. D'après le front montant des spectres (qui indique le "premier retour" du signal émis), nous constatons que, lors de ce vol, l'avion était à une altitude d'environ 3400 m. On observe une grande différence de niveau entre les spectres en polarisation croisée et en polarisation directe. Ce constat rejoint la remarque faite au chapitre 2 sur le caractère faiblement dépolarisant de la surface de mer et donc sur la faiblesse du signal rétrodiffusé en polarisation croisée. Toujours à propos de la polarisation croisée, nous notons qu'entre les deux spectres de puissance en VH et HV, la différence est quasiment nulle. Pour les 2 polarisations directes, nous remarquons que les spectres de puissance sont très semblables pour les plus petites valeurs de R . Lorsque R augmente ce n'est plus vrai car la décroissance du signal rétrodiffusé en polarisation HH en fonction de R et donc de l'incidence est plus rapide.

Une fois le signal radar en puissance acquis et après correction des effets de roulis, tangage, dérive (pris en compte dans la correction du gain) et de la vitesse de l'avion (pris en compte dans l'expression de la fréquence de battement), nous transformons le spectre de puissance exprimé en

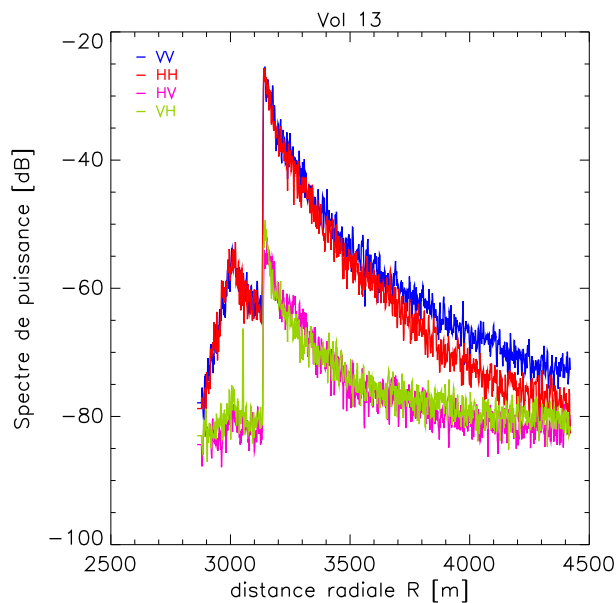


FIG. 3.9 – Exemple de spectres de puissance en dB en fonction de la distance radiale mesurés pendant la campagne VALPARESO moyennés sur 128 ms obtenu durant le vol numéro 13. Polarisation VV en bleu. Polarisation HH en rouge. Polarisation HV en magenta. Polarisation VH en kaki.

fonction de R en utilisant l'équation radar (2.6). Pour éviter d'avoir des mesures entachées de bruit, nous ne considérons que les niveaux spectraux au moins 3 dB au dessus du niveau de bruit (déterminé expérimentalement). Les gains des antennes de STORM ont été déterminés en laboratoire et représentent la principale source d'erreur dans l'équation radar. Avant la campagne VALPARESO, une pré-campagne d'étalonnage fut donc organisée pour vérifier la qualité de nos traitements - surtout les niveaux de gain des antennes. L'avion devait survoler des cornets réflecteurs à une altitude de 470 m déterminée telle qu'ils soient tous alignés parallèlement à la trajectoire de vol et dans la zone éclairée par le radar en même temps. Lorsque l'antenne est orientée dans la direction parallèle à la direction de l'avion, nous pouvons alors mesurer la réponse des cornets réflecteurs (aux propriétés identiques) pour différents angles d'incidence en même temps. La valeur maximum de la SERN ainsi établie est la SERN obtenue au centre du lobe d'antenne dans la direction d'élévation de l'antenne. Si le traitement de nos SERN est correcte, la valeur maximale doit être égale à la valeur théorique des cornets réflecteur qui est de 32.5 dB. Les valeurs maximales de SERN en polarisation VV et HH trouvées lors de la pré-campagne sont regroupées dans le tableau 3.10. Les résultats trouvés s'écartent de moins de 0.5 dB en polarisation HH et moins de 0.4 dB en polarisation VV de la valeur nominale des cornets réflecteurs (32.5 dB). L'accord est donc très satisfaisant.

En utilisant la relation $\cos \theta = H/R$, les SERN traités en fonction de R sont ré-exprimées en fonction de l'incidence et ré-échantillonnées par pas de 1 degré.

Les SERN établies à partir d'un spectre de puissance donné par le mode intégré sur 128 ms ont un échantillonnage en azimut de 2.3 degrés en mode rectiligne et de 1.2 degrés en mode cercle. Sur les figures 3.11(a)-(b), nous présentons la SERN en fonction de l'incidence obtenue à partir d'un spectre de 128 ms et à partir des spectres mesurés durant 5 tours d'antennes (~ 700 spectres). Ces données ont été obtenues durant le vol 13. Dans le cas du moyennage des spectres sur 5 tours d'antenne, on observe que la variation de la SERN en fonction de l'incidence est lissée. Cela permet de s'affranchir

| | Measured SERN (HH) | Measured SERN (VV) | VV/HH |
|---------------------|--------------------|--------------------|-------|
| Trièdre - Passage 1 | 32.4 | 32.1 | -0.3 |
| Trièdre - Passage 2 | 32.0 | 32.1 | -0.1 |
| Trièdre - Passage 2 | 32.6 | 32.3 | -0.2 |

FIG. 3.10 – SERN en dB mesurées au dessus de cornets réflecteur en forme de trièdre durant la pré-campagne de VALPARESO

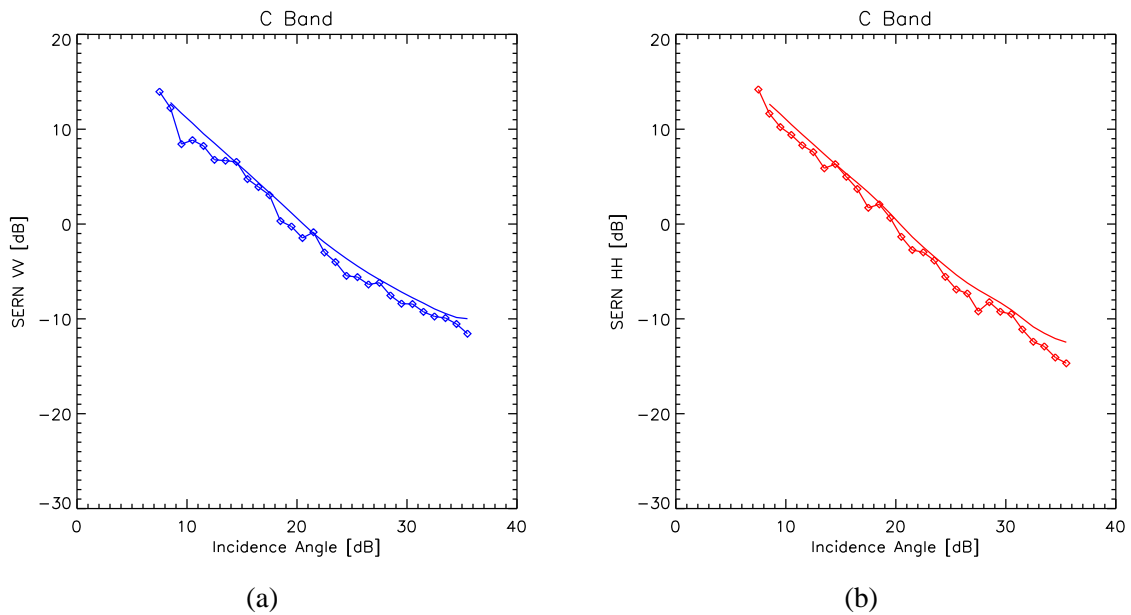


FIG. 3.11 – Exemple de SERN en dB dans les deux polarisations VV (a) et HH (b) en fonction de l'angle d'incidence. Ces SERN ont été mesurées pendant la campagne VALPARESO durant le vol numéro 13. Sur les deux figures, dans un cas les SERN sont calculées à partir d'un spectre de puissance moyenné sur 128 ms et dans l'autre à partir de ~ 700 (équivalent à 5 tours d'antenne) spectres de puissance moyenné sur 128 ms (la plus lisse à chaque fois).

des fluctuations de la SERN dues à la variabilité de la mesure d'un spectre à l'autre.

La figure 3.12 montre la SERN en dB en fonction de l'angle azimutal pour un angle d'incidence de 30.5 degrés à partir de spectres moyennés sur 128 ms durant le vol 13 sur 5 tours d'antennes. La figure 3.12(a) présente les données pour la polarisation VV, la figure 3.12(b) pour la polarisation HH et la figure 3.12(c) pour la polarisation HV¹⁰. Pour les deux polarisations directes, nous observons une modulation azimutale. Cette modulation est également présente dans le cas de la polarisation HV mais moins marquée. Au dessus de la surface de la mer, dans les polarisations directes, les 2 maxima de la modulation ont lieu dans la direction où souffle le vent et les 2 minima dans la direction perpendiculaire au vent (appelée aussi direction crosswind). Cela a déjà été discuté et montré par de nombreux auteurs comme, par exemple, Plant [1986], Hauser et al. [1997], Unal et al. [1991] qui ont analysé des données expérimentales de SERN en fonction de l'angle azimutal par rapport au vent ou Wentz

¹⁰La polarisation VH donne les mêmes résultats

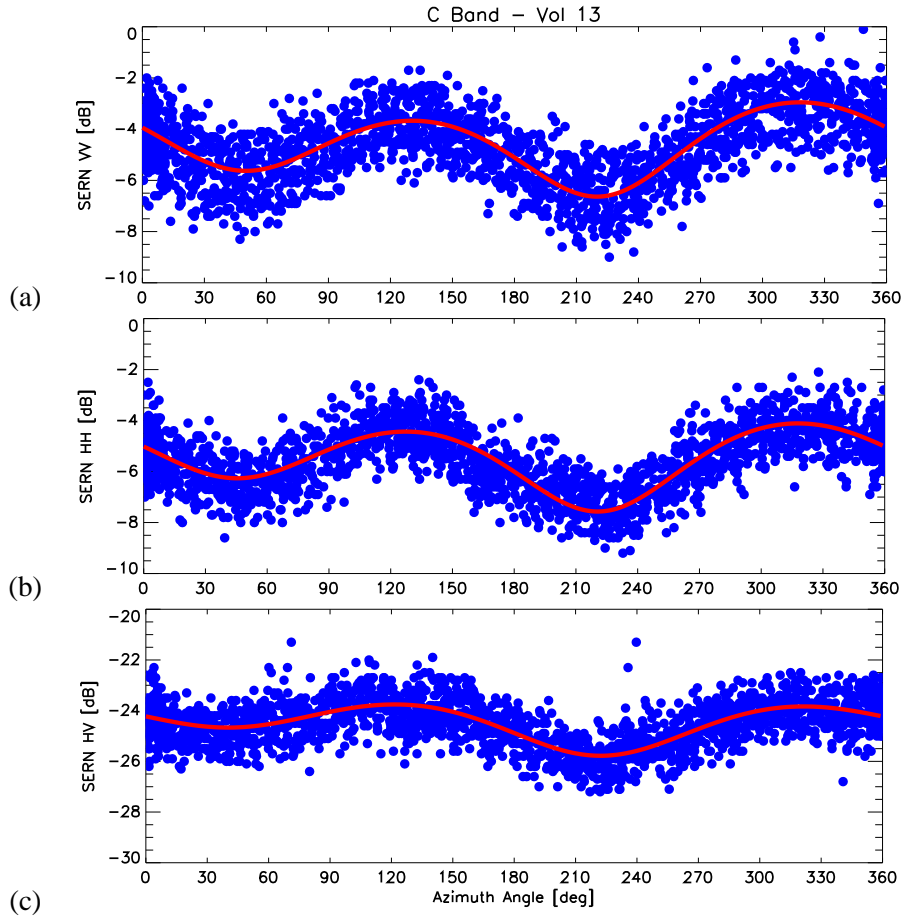


FIG. 3.12 – SERN en dB en fonction de l’angle azimutale de l’antenne pour 5 tours et un angle d’incidence de 30.5 degrés. Chaque point désigne une SERN établie à partir de spectres mesurés par le radar STORM durant le vol 13 de la campagne VALPARESO et intégrés sur 128 ms. (a) En polarisation VV. (b) En polarisation HH. (c) En polarisation HV.

and Smith [1999], Bentamy et al. [1999] qui ont établi des algorithmes empiriques pour reproduire la SERN en fonction de l’angle d’incidence et d’azimut à partir des mesures des diffusiomètres d’ERS, de NSCAT ou de QUICKSCAT. Le premier maximum caractérise la configuration de mesure dans laquelle le radar est orienté face au vent (appelée aussi direction upwind) alors que le deuxième maximum traduit une configuration de mesure dos au vent (appelée aussi direction downwind). Dans le cas où le vent est stable en direction, l’étude de la SERN en fonction de la direction azimutale représente donc un bon moyen de déduire la direction du vent à partir des données radar. Sur les figures 3.12(a)-(c), la courbe en trait continu rouge est une fonction d’ajustement $A(\varphi)$ sur les SERN correspondant à une série de Fourier tronquée, définie telle que :

$$A(\varphi) = A_0 + A_1 \sin \varphi + A_2 \cos \varphi + A_3 \sin 2\varphi + A_4 \cos 2\varphi, \quad (3.2)$$

où φ désigne l’angle azimutal. On observe que la fonction d’ajustement $A(\varphi)$ reproduit tout à fait bien les modulations trouvées dans les données de SERN.

Notre étude requiert la connaissance des SERN dans les 2 directions principales où le radar est soit aligné (upwind et crosswind), soit perpendiculaire au vent (crosswind). En effet, un des objectifs est

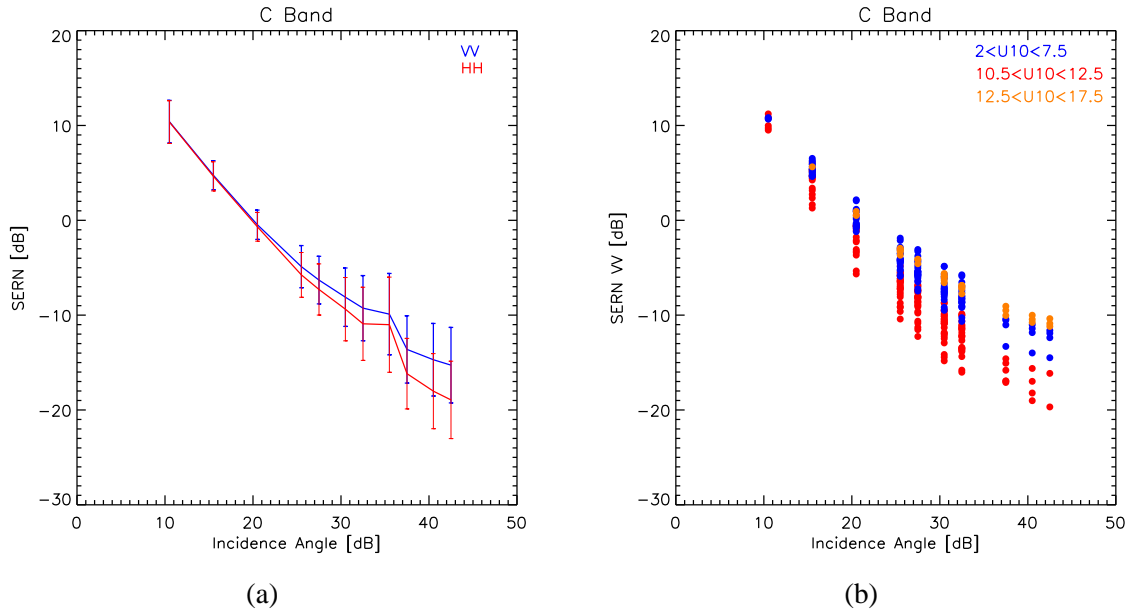


FIG. 3.13 – (a) SERN moyennes en dB en fonction de l'angle d'incidence dans la direction face au vent. La moyenne est réalisée par incidence sur toutes les données de la campagne VALPARESO. Chaque donnée est obtenue par ajustement des mesures sur 5 tours sur une série de Fourier(cf. eq. (3.2)). (b) SERN en dB co-localisées avec la bouée PHAROS en fonction de l'incidence dans la direction face au vent, pour 3 classes de vent : .

l'étude de l'asymétrie de la SERN entre les 2 directions upwind et downwind, et entre les 2 directions upwind et crosswind. Nous déterminons donc les SERN dans les 3 directions principales upwind, crosswind et downwind comme les valeurs associées aux extrema de chacun des ajustements réalisés en utilisant la fonction de l'équation (3.2) sur un ensemble de SERN mesurées sur 5 tours d'antenne. Pour ce nombre de tours d'antenne, les valeurs de SERN ajustées sont caractéristiques d'une surface de mer de $10 \text{ km} \times 4 \text{ km}$ en mode rectiligne. Temporellement cela correspond à une moyenne des spectres de puissances brut sur 1.5 minutes. Dans le mode cercle, la zone de mesure correspond à une moyenne de $5 \text{ km} \times 5 \text{ km}$ et de 3.3 minutes. Dans ce mode, l'antenne est fixe. Notons que la variabilité des SERN mesurées d'un tour d'antenne à l'autre dans une direction donnée (cf. figure 3.12) peut être interprétée comme la signature de processus à l'interface océan-atmosphère (par exemple la variabilité du vent en direction, en intensité ou les courants) qui créent des déplacements de surface affectant très rapidement la rugosité des petites échelles. La variabilité temporelle de la SERN au sein de la zone éclairée par le radar contient donc de l'information. Ce type d'étude, bien qu'intéressante, est hors du cadre de ce travail.

La figure 3.13(a) présente la valeur moyenne de toutes les valeurs de SERN obtenues après ajustement des mesures faites durant la campagne VALPARESO et son écart-type en dB en fonction de l'incidence pour la direction de mesure face au vent. Toutes les situations de vent obtenues lors de la campagne sont donc considérées. On observe bien la décroissance de la SERN en fonction de l'incidence et le fait que cette décroissance est plus forte en polarisation HH qu'en VV à partir de 25 degrés. On note que ces observations sont cohérentes avec les résultats des modélisations approchées. L'écart-type dans les données représente la variation des SERN en fonction des différentes conditions de mesures. Au dessus de la mer, dans une direction donnée, c'est la force du vent qui

affecte le plus la SERN (d'où les travaux de Wentz and Smith [1999], Bentamy et al. [1999] pour la restitution de champs de vent à partir de mesures de SERN). C'est donc la diversité des conditions de vent rencontrées durant la campagne qui est responsable de l'écart à la moyenne constatée sur la figure 3.13(a). La "bosse" à 35 degré est due au raccord entre le mode "cercle" et le mode "rectiligne". On remarque que l'écart à la valeur moyenne augmente avec l'incidence. Comme nous l'avons dit dans le chapitre 2, la diffusion de Bragg qui domine à fort angles d'incidence dépend de la répartition des vagues de capillarité-gravité courtes (vagues centimétriques). Or, comme nous l'avons noté dans le chapitre 1, la croissance de ces vagues est très affectée par le vent qui souffle à l'instant considéré à la surface de l'océan. Cela explique l'augmentation de l'écart à la moyenne avec l'incidence.

Finalement, toutes les SERN mesurées dans le secteur qui se trouve à ± 0.2 degrés (en latitude et longitude) de la position de la bouée sont considérées comme co-localisées avec PHAROS. Nous leur associons donc les mesures de vent, vagues et de températures correspondant à l'heure du passage de l'avion dans le secteur de la bouée. La figure 3.13(b) présente toutes les SERN en polarisation VV co-localisées avec la bouée obtenues dans la direction upwind durant la campagne. Sur cette figure, les données sont triées par classe de vent. On voit clairement que l'écart à la moyenne montré sur la figure 3.13(a) s'explique par la vitesse du vent horizontal à la surface à l'instant où la mesure est réalisée.

3.3.2 Section efficace radar fournies par le ASAR d'ENVISAT

Pour obtenir la SERN à partir des données de type SLC du ASAR, nous appliquons l'équation radar pour tenir compte de l'effet de perte par "spreading loss" qui est un effet géométrique dû à la distance radiale, du gain de l'antenne du ASAR et d'un coefficient d'étalement fourni dans les données ancillaires fournies par l'ESA. En plus du traitement des données STORM, pour le traitement des images ASAR, nous tenons compte de la rotondité de la Terre. Dans cette étude, nous avons calculé les SERN sur des zones d'environ $2 \text{ km} \times 1.5 \text{ km}$ soit environ 256 pixels dans la direction radiale et 512 pixels dans la direction azimutale. La résolution d'un pixel est d'environ 7 m dans la direction radiale et de 3 – 7 m (suivant le mode IMS ou APS) dans la direction azimutale.

Pour associer, une vitesse et une direction de vent à chacune de ces SERN, nous avons utilisé les champs de vent du modèle ECMWF en les ré-échantillonnant pour obtenir une co-localisation précise entre les mesures et le modèle.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté la campagne VALPARESO : ses objectifs, les instruments de mesures utilisés, la stratégie d'observation et le traitement des données. L'instrument central de la campagne dans le cadre de cette étude est bien sûr le radar STORM. C'est pourquoi, nous avons insisté sur les performances de l'instrument, le traitement de ses données et leurs co-localisations avec mesures in-situ de la bouée PHAROS. Dans les chapitres suivants, c'est sur ces mesures de SERN que nous nous appuyons pour établir nos conclusions. Enfin, nous avons noté que l'instrument STORM (comme le ASAR d'ailleurs) permet de réaliser des mesures en polarisation croisée. Afin de conserver une cohérence dans ce document et bien que du travail ait été réalisé sur ce point, nous n'aborderons pas ces sujets. Pour avoir plus de détails sur ces deux points, le lecteur est invité à se référer aux articles de conférence de Mouche et al. [2004] ou de Hauser et al. [2005].

Chapitre 4

Etude du Rapport de polarisation - Proposition d'un nouveau modèle empirique

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, les travaux dans le domaine de la modélisation de la section efficace radar σ_0 de la mer (ci-après SERN, noté aussi σ_0^{pp} où l'exposant pp indique la polarisation) ont beaucoup avancé ces dernières années (voir par exemple Elfouhaily and Guérin [2004]). Pourtant, la modélisation de la SERN en polarisation horizontale (HH) pose encore des problèmes. En particulier, les modèles sous-évaluent le niveau moyen de σ_0^{HH} pour les angles d'incidences tels que $\theta > 30$ degrés. D'autre part, depuis l'intégration de diffusiomètres sur plateformes satellites, il n'y a jamais eu de diffusiomètre fonctionnant en polarisation horizontale à une fréquence de 5.35 GHz (bande C). Aussi, au contraire de la polarisation verticale (VV), aucun modèle empirique pour prédire σ_0^{HH} n'a pu être établi. Le déficit de modélisation de la section efficace radar en polarisation horizontale pour la bande C est donc double : théorique et empirique. Or la polarisation horizontale est d'un intérêt certain au dessus des océans pour la détection de bateau, la mesure de courant ou encore la mise en évidence de phénomènes océaniques moins marqués en polarisation verticale (cf l'article de synthèse de Romeiser et al. [2004] pour une discussion de l'apport d'une polarisation par rapport à l'autre).

Les récents satellites comme ENVISAT et/ou les prochains comme RADARSAT-2 possèdent à leur bord des Radars à Ouverture de Synthétique (ROS) qui fonctionnent en polarisation verticale et horizontale. La connaissance de la section efficace en polarisation verticale a permis d'établir des algorithmes pour déduire des informations géophysiques sur les vagues [Chapron et al., 2001], le vent [Lehner et al., 1998] ou les vitesses des déplacements horizontaux de la surface [Chapron et al., 2005] à partir des images acquises dans cette polarisation. Par contre, pour la polarisation HH, les algorithmes sont moins aboutis. Le problème principal est la restitution du champ de vent - d'autant que c'est aussi une information utilisée pour la restitution des vagues et des courants. En polarisation VV, on utilise les modèles empiriques [Bentamy et al., 1999, Stoffelen and Anderson, 1997, Herbasch, 2003] qui relient la section efficace radar σ_0^{VV} au module du vent de surface connaissant sa direction par rapport à la direction de visée du satellite et l'angle d'incidence. Le principe de l'algorithme est explicité sur la figure 4.1 : l'angle d'incidence est donné dans les informations ancillaires qui accompagnent l'image radar étudiée. L'établissement de la direction du vent se fait souvent à partir d'une étude spectrale de l'image [Horstmann et al., 2000] ou est fournie par des informations extérieures

comme les modèles atmosphériques [Monaldo et al., 2002] ou des mesures in-situ (bouées). Pour la polarisation HH, Thompson et al. [1998] proposent de se ramener au cas de la polarisation VV en utilisant le rapport de polarisation (PR ci-après) qui relie les sections efficaces radar obtenues dans les deux polarisations directes. Il est défini comme le rapport des sections efficaces en polarisation VV et HH exprimés en unité linéaire :

$$\text{PR} = \frac{\sigma_0^{VV}}{\sigma_0^{HH}}. \quad (4.1)$$

A priori, tout comme les sections efficaces radar, le rapport de polarisation dépend de la configuration de mesure du radar ainsi que de la rugosité de la surface. On peut alors supposer que le rapport de polarisation dépend de l'angle d'incidence, de l'angle azimutal entre la direction de visée du radar et la direction du vent, de la vitesse du vent ou de tout autre paramètre caractérisant la rugosité de la surface de la mer. Pourtant, comme nous le verrons dans ce chapitre, il n'y a jamais eu d'étude suffisamment détaillée dans la littérature pour mettre en évidence toutes ces dépendances. En 1998, sur la base de considérations théoriques et en s'appuyant sur le jeu de données de Unal et al. [1991], Thompson et al. [1998] proposent de considérer qu'en première approximation, le rapport de polarisation est dépendant de l'angle d'incidence tel que $\text{PR} = f(\theta)$. D'autres auteurs reprendront cette hypothèse, proposant de nouvelles formulations toujours fonction de l'incidence. Ainsi de la même manière que pour la polarisation VV, il est possible de restituer la vitesse du vent sur une image radar obtenue en polarisation HH. L'algorithme en polarisation HH est explicité sur la figure 4.1. Il diffère de celui en polarisation VV par l'utilisation du rapport de polarisation en fonction de l'angle d'incidence considéré pour transformer σ_0^{HH} en σ_0^{VV} et ainsi se ramener à la méthode connue pour la polarisation VV.

D'autre part, comme il n'existait pas ou peu jusqu'ici de jeu de données en polarisation HH qui soit à la fois calibré proprement et complet (i.e. qui comportent à la fois différents cas de vent et aussi une gamme d'angles d'incidence de mesure suffisamment grande), il était difficile de valider les modèles théoriques en polarisation HH sur un jeu de données robuste. Certains auteurs comme Kudryavtsev et al. [2003a] ont alors validé leur modèle en terme de rapport de polarisation plutôt que sur chacune des polarisations.

Le rapport de polarisation est donc une donnée utile que ce soit pour inverser les images SAR en terme de vent (dans le cas de la polarisation HH) ou valider les modèles électromagnétiques théoriques. Dans ce chapitre, nous nous proposons de faire un état de l'art des formulations les plus utilisées dans la littérature pour représenter le rapport de polarisation, d'étudier ce rapport à partir des données de la campagne de mesures VALPARESO, de comparer les formulations empiriques existantes aux données, d'établir et de valider une formulation empirique capable de reproduire nos données. L'essentiel de cette étude a été publié par Mouche et al. [2005].

4.1 Etude du rapport de polarisation

4.1.1 Dépendance en incidence du rapport de polarisation

Dans la littérature, les validations/comparaisons des rapports de polarisation ont été pendant longtemps effectuées avec le jeu de données publié par Unal et al. [1991]. Leur étude repose sur des données obtenues en 1987 par radar embarqué sur avion pour des incidences de 20, 30 et 45 degrés. Le radar émet sur une gamme de fréquences de 1 à 18 GHz et des vents de 2 à 14 m/s. Cette étude

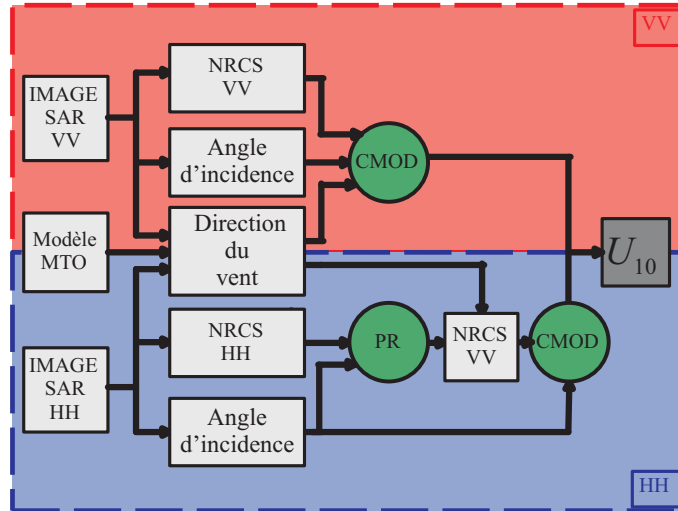


FIG. 4.1 – Algorithme de traitement des images SAR pour établir des champs de vent. En polarisation VV et HH.

porte majoritairement sur la dépendance du signal en fréquence. Ici, nous nous focalisons sur une description précise du rapport de polarisation en bande C ($f = 5.35$ GHz). De plus, lors des préparatifs de la campagne VALPARESO, un soin particulier a été porté à la calibration absolue de nos données radar. Notamment, des mesures de validation pour bien définir le gain d'antenne ont été réalisées préalablement sur des cibles artificielles (cf chapitre 3).

La figure 4.2(a) présente les valeurs moyennes du rapport de polarisation en fonction de l'angle d'incidence θ , estimées à partir des sections efficaces radar de STORM (en noir) calculées selon la méthode explicitée dans la section 3.3.1. Sur cette figure, seuls les cas où le radar pointe son antenne dans la direction face au vent¹ sont considérés. Les barres verticales représentent l'écart-type par rapport à la moyenne des mesures. Les résultats de STORM montrent que pour $\theta \in [10, 20]$ degrés, le rapport de polarisation est presque constant et égal à 0 dB, signifiant que $\sigma_0^{VV} \approx \sigma_0^{HH}$ pour cette gamme d'incidences. Pour $\theta > 20$ degrés, le rapport de polarisation augmente avec l'angle d'incidence et atteint 3 dB pour $\theta = 40$ degrés. Signalons que pour établir cette courbe, nous avons utilisé les mesures STORM issues des deux modes d'acquisition présentés au chapitre 3. Nous remarquons qu'il y a une bonne continuité en fonction de l'angle d'incidence malgré l'utilisation des deux modes d'acquisition pour constituer notre base de données.

Comparaisons entre les mesures STORM et les modélisations empiriques déjà existantes

En 1998, Thompson et al. [1998] proposent la formule générale suivante pour représenter le rapport de polarisation :

$$\text{PR}(\theta) = \frac{(1 + 2 \tan^2 \theta)^2}{(1 + \alpha \tan^2 \theta)^2}, \quad (4.2)$$

où θ représente l'angle d'incidence du radar.

Cette formule fut adoptée pour garder une forme générale qui remplit les conditions asymptotiques de

¹Upwind selon la terminologie anglo-saxonne

la diffusion de Bragg ($\alpha = 0$) et de la théorie de Kirchhoff ($\alpha = 2$). Thompson et al. [1998] proposent $\alpha = 0.6$ pour reproduire les données de Unal et al. [1991].

En 2000, sur la base de comparaisons de σ_0^{HH} obtenues avec le SAR du satellite RADARSAT-1 et de σ_0^{VV} estimées à partir de vitesses de vent mesurées par des bouées combinées au modèle empirique CMOD2-I3 [Bentamy et al., 1999], Vachon and Dobson [2000] proposent $\alpha = 1$ pour reproduire les valeurs de rapport de polarisation qu'ils obtiennent.

En 2000, Horstmann et al. [2000] proposent une autre relation empirique pour le rapport de polarisation déduite de la comparaison de sections efficaces en polarisation VV du diffusiomètre à bord du satellite ERS-2 et de sections efficaces en polarisation HH issues d'images SAR de RADARSAT-1 en mode scanSAR.

En 1997, Elfouhaily [1997] propose la relation suivante :

$$\text{PR}(\theta) = \frac{(1 + 2 \tan^2 \theta)^2}{(1 + 2 \sin^2 \theta)^2}, \quad (4.3)$$

établie en transposant l'expression des coefficients effectifs de Fresnel établis pour la polarisation verticale à la polarisation horizontale.

Ces quatre formulations sont représentées sur la figure 4.2(a) avec le résultat moyen des mesures de rapport de polarisation obtenues pendant la campagne de mesure VALPARESO (noir). On observe le modèle de Elfouhaily [1997] (bleu) reproduit bien la tendance de croissance du rapport de polarisation trouvée par l'analyse des données même si il y a sous-estimation par rapport aux mesures. A partir de 35 degrés, la croissance du rapport de polarisation donné par Horstmann et al. [2000] (cyan) est comparable à ce qui est trouvé par le radar STORM mais il y a une nette sous-estimation. Par contre, au dessous de 35 degrés, on constate que la formulation n'est plus réaliste du tout. En effet, elle ne tend plus vers la solution asymptotique de Kirchhoff aux faibles angles et se démarque nettement des données de STORM. On remarque que la formulation en $\alpha = 0.6$ de Thompson et al. [1998] (vert) sur-estime les données pour la gamme d'incidences considérée. Le modèle de Vachon and Dobson [2000] (rouge) établi pour $\alpha = 1$ sur-estime les mesures trouvées par STORM pour les angles inférieurs à 40 degrés et les sous-estime pour les angles supérieurs à 40 degrés. Autour de 40 degrés, l'accord est correct. En plus de ces approches empiriques, nous avons également représenté le rapport de polarisation déduit du modèle de Bragg 2-échelles (orange) présenté dans le chapitre 2. Ce modèle théorique sur-estime clairement le rapport de polarisation. Comme montré dans le chapitre 2, cette sur-estimation provient de la sous-estimation de la section efficace en polarisation HH.

Ces comparaisons montrent que les formulations empiriques existantes donnent des résultats très différents en fonction de l'angle d'incidence. Ces différences s'expliquent par la variété des approches utilisées. Thompson et al. [1998] se sont appuyés sur les données assez anciennes de Unal et al. [1991] obtenues avec un radar multi-fréquences. La difficulté de calibration absolue d'un tel système est probablement la cause des fortes disparités avec les données du radar STORM. Vachon and Dobson [2000] ont utilisé des données RADARSAT qui ont soulevé des controverses dans la littérature à cause des problèmes d'étalonnage rencontrés. D'autre part, la prédiction des sections efficaces en polarisation VV passe par le modèle empirique CMOD2-I3 qui n'est pas parfait. Il y a donc un risque réel d'avoir compensé des erreurs dues à l'emploi de CMOD2-I3 dans l'ajustement qui a conduit à la valeur de $\alpha = 1$ dans la relation (4.2) qui décrit le rapport de polarisation. Cette constatation est d'autant plus vraie qu'il existe plusieurs versions des modèles de type CMOD [Bentamy et al., 1999, Stoffelen and Anderson, 1997, Herbasch, 2003] assez différentes entre elles. D'après les commentaires de Horstmann et al. [2000] eux-même, l'établissement de leur formulation pourrait être biaisée à cause de problème dans le traitement des données RADARSAT-1 - lié à la saturation des capteurs de l'antenne de

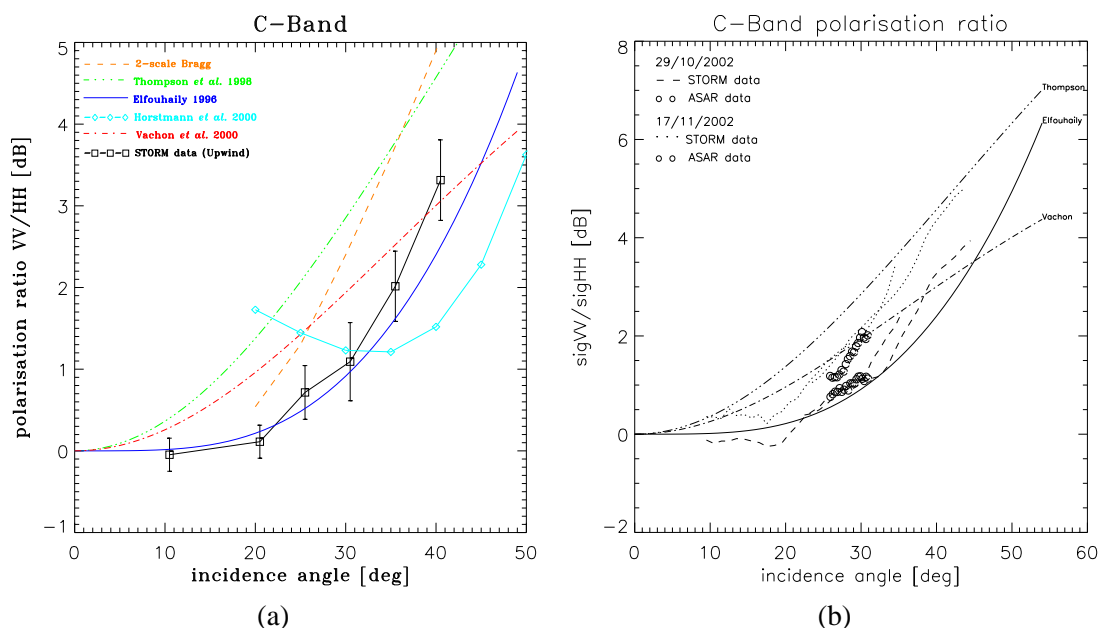


FIG. 4.2 – (a) Rapport de polarisation en dB de différents modèles empiriques en fonction de l’angle d’incidence en bande C : Modèle de Elfouhaily [1997] en bleu, Horstmann et al. [2000] en cyan, de Thompson et al. [1998], en vert et de Vachon and Dobson [2000], en rouge. En orange est représenté le résultat donné pour le modèle de Bragg 2-échelles présenté dans le chapitre 2 et noir les mesures du radar STORM. (b) Rapport de polarisation en dB issu 2 images ASAR acquises en mode APS et des données obtenues avec le radar STORM en co-localisation le 17/11/2002 et le 29/10/2002. Les données ASAR sont en cercle ouverts. Les données STORM sont en pointillés pour le 17/11/2002 ou en tiretets pour le 29/10/2002. Trois des modèles précédents ont également été tracés pour comparaison : Le modèle de Thompson et al. [1998] en triple pointillés alternés de tirets, celui de Vachon and Dobson [2000] en pointillés alternés de tirets et enfin celui d’Elfouhaily [1997].

réception pour les faibles angles. Cela explique la différence entre son modèle et les données STORM.

Au vue de ces différences entre les modèles empiriques en fonction de l’angle d’incidence, il est clair que dans un algorithme de restitution de champs de vent à partir d’image SAR du type de celui présenté sur la figure 4.1, le choix du rapport de polarisation aura des conséquences sur l’estimation de la vitesse de vent. Supposant les données bien étalonnées, il est donc important d’avoir un modèle empirique de PR robuste.

De plus, il serait bien difficile de valider de manière absolue une quelconque approche théorique en utilisant comme référence une de ces modélisations empiriques tant les débats sont grands dans la communauté pour savoir comment se comporte réellement le rapport de polarisation en fonction de l’incidence et quelle est la formulation la plus adéquate pour le représenter parmi celles existantes.

Enfin, il est clair que le modèle physique de modélisation électromagnétique de Bragg 2-échelles qui est le plus utilisé dans la littérature n’est pas du tout apte à prédire les mesures de rapports de polarisation issues des données STORM.

Pour toutes ces raisons, l’établissement d’un modèle empirique solide est donc primordial.

Comparaison entre les mesures STORM et les mesures ASAR effectuées pendant la campagne VALPARESO

Dans le cadre de la campagne de mesures VALPARESO, nous avons commandé des images SAR co-localisées avec les mesures STORM (cf. chap. 3). Parmi les données finalement reçues, nous disposons de 2 images co-localisées en mode APS (cf. tableau 3.8) qui permettent de connaître la section efficace radar associée à une même scène dans les deux polarisations VV et HH. Ces 2 images correspondent aux mesures effectuées le 29 Octobre 2002 et du 17 Novembre 2002. Sur la figure 4.2(b), nous présentons la comparaison des rapports de polarisation estimés à partir des images SAR et des mesures du radar STORM co-localisées. Les sections efficaces déduites des données SAR sont représentées par des cercles vides et les données STORM par des pointillés pour le 17/11/2002 ou des tirets pour le 29/10/2002. Trois des modèles précédents ont également été tracés pour comparaison : le modèle de Thompson et al. [1998] (triple pointillés alternés de tirets), celui de Vachon and Dobson [2000] (pointillés alternés de tirets) et enfin celui d'Elfouhaily [1997] (trait plein). On observe que les données du ASAR et de STORM donnent des résultats tout à fait comparables en terme de niveau et de variation avec l'angle d'incidence. La comparaison avec les modèles issus de la littérature n'est par contre pas satisfaisante. D'une part, les très bons résultats de cette inter-comparaison montrent la cohérence entre les mesures du ASAR et de STORM tout en validant une fois encore la qualité de nos données. D'autre part, cela souligne que, malgré leur disparité, aucun des modèles déjà existant n'est capable de reproduire les données ASAR.

Cette étude en fonction de l'angle d'incidence montre d'une part qu'aucune des solutions asymptotiques (optique géométrique ou Bragg) ne peut être utilisée pour reproduire les mesures du radar STORM en terme de rapport de polarisation sur toute la gamme d'incidences considérée. De plus, il est clair qu'il existe une grande disparité dans les modèles empiriques de la littérature mais qu'aucun n'est capable de reproduire convenablement les données du radar. Enfin, les mesures de STORM co-localisées avec les mesures du ASAR mises à notre disposition en mode APS montrent que les deux instruments donnent des résultats similaires qui renforcent la validité de nos mesures.

La figure 4.2(a) révèle qu'il existe de la dispersion dans les données pour un angle d'incidence considéré. En effet les barres verticales montrent que l'écart à la valeur moyenne peut atteindre une valeur de 1.5 dB. D'autre part, la figure 4.2(b) montre clairement qu'à une incidence donnée la différence entre deux mesures de rapport de polarisation effectuées avec notre radar a un sens physique - qui est lié à la surface à l'instant de mesure. Une étude plus approfondie des données de la campagne VALPARESO s'avère donc utile pour mieux comprendre l'influence que pourrait avoir d'autres paramètres que l'angle d'incidence comme la direction, la force du vent ou encore l'état de la mer sur le rapport de polarisation .

4.1.2 Influence du vent sur le rapport de polarisation

Nous distinguons l'effet de la vitesse du vent et celui de l'orientation de la direction du vent par rapport à la direction azimutale de visée du vent.

Module du vent

On sait que la section efficace mesurée par un radar en bande C augmente avec le module du vent. En polarisation verticale et dans la direction face au vent, cette dépendance est très bien reproduite par les différents modèles empiriques établis à partir des données des différents diffusiomètres en bande C

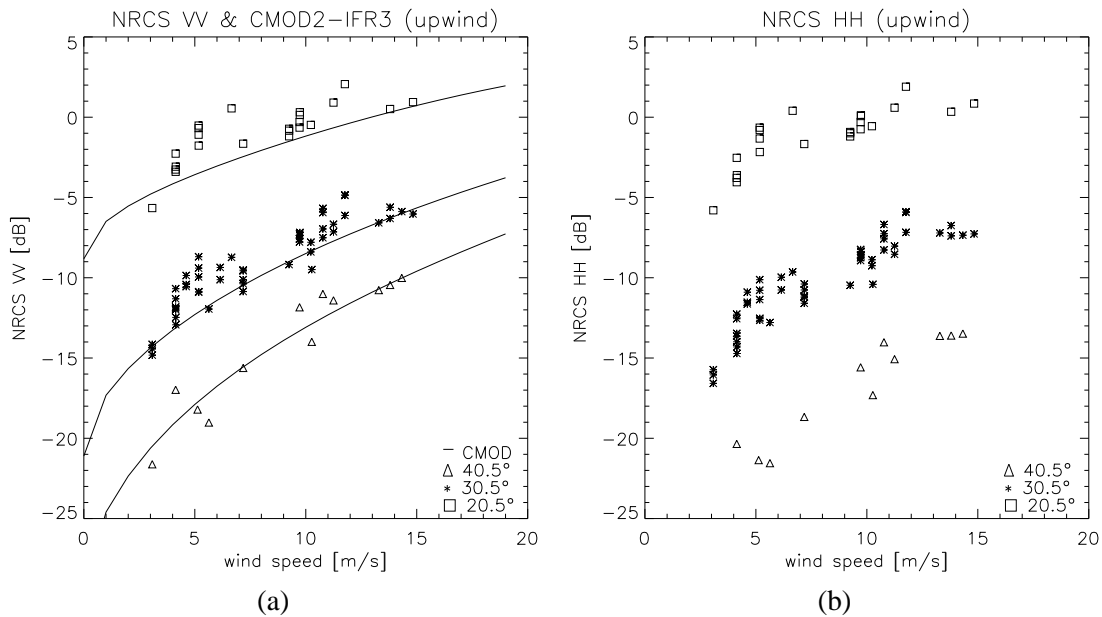


FIG. 4.3 – (a) SERN en polarisation VV mesurées par le radar STORM et exprimé en dB en fonction du module du vent dans la direction face au vent pour 3 angles d’incidence 20.5 degrés (carrés), 30.5 degrés (astérisques) et 40.5 degrés (triangles). En superposition des données nous avons représenté les données du modèles CMOD2-I3 [Bentamy et al., 1999]. (b) Même chose pour les SERN polarisation HH.

[Bentamy et al., 1999, Stoffelen and Anderson, 1997, Herbasch, 2003]. Avant d’étudier le PR en fonction du module du vent, nous avons vérifié que les mesures de sections efficaces fournies par le radar STORM restituait bien la dépendance en fonction du module du vent dans les deux polarisations directes. La figure 4.3 présente les sections efficaces en fonction du vent données par le radar STORM pour trois incidences : 20.5 degrés (carrés), 30.5 degrés (astérisques) et 40.5 degrés (triangles). Sur la figure 4.3(a), il s’agit des mesures en polarisation VV auxquelles nous avons superposé les résultats du modèle CMOD2-I3. Les données en polarisation HH sont tracées sur la figure 4.3(b). Les vitesses de vent mesurées pendant la campagne VALPARESO ont été au préalable ramenées à des mesures de vent à 10 m d’altitude dans les conditions d’une atmosphère neutre en utilisant la méthode de Fairall et al. [1996]. On observe que la dépendance en fonction de la vitesse du vent est bien restituée par les données STORM dans les deux polarisations. Les comparaisons entre les données STORM en polarisation verticale et le modèle CMOD2-I3 sont correctes. On remarque toutefois que le désaccord est plus marqué dans le cas où l’incidence est de 20 degrés. Les algorithmes de types CMOD ont été établis pour des angles d’incidence supérieurs à 18 degrés. A 20 degrés, on est donc proche de la limite de validité du modèle ce qui pourrait expliquer les différences avec les données du radar STORM.

Le rapport de polarisation en fonction de la vitesse du vent pour ces trois même angles d’incidence est présenté sur la figure 4.4(a). Nous avons utilisé le même code de forme que pour la figure 4.3. On retrouve bien que le niveau moyen du rapport de polarisation augmente avec l’angle d’incidence comme nous l’avons montré à la section 4.1.1. Par contre, au contraire du comportement de la section efficace en fonction du vent, il semble que le rapport de polarisation ne dépende pas beaucoup du vent. Afin d’augmenter le nombre de points de mesures pour faire une étude statistique en considérant toutes les incidences en même temps, nous retranchons la valeur moyenne du rapport de polarisation pour

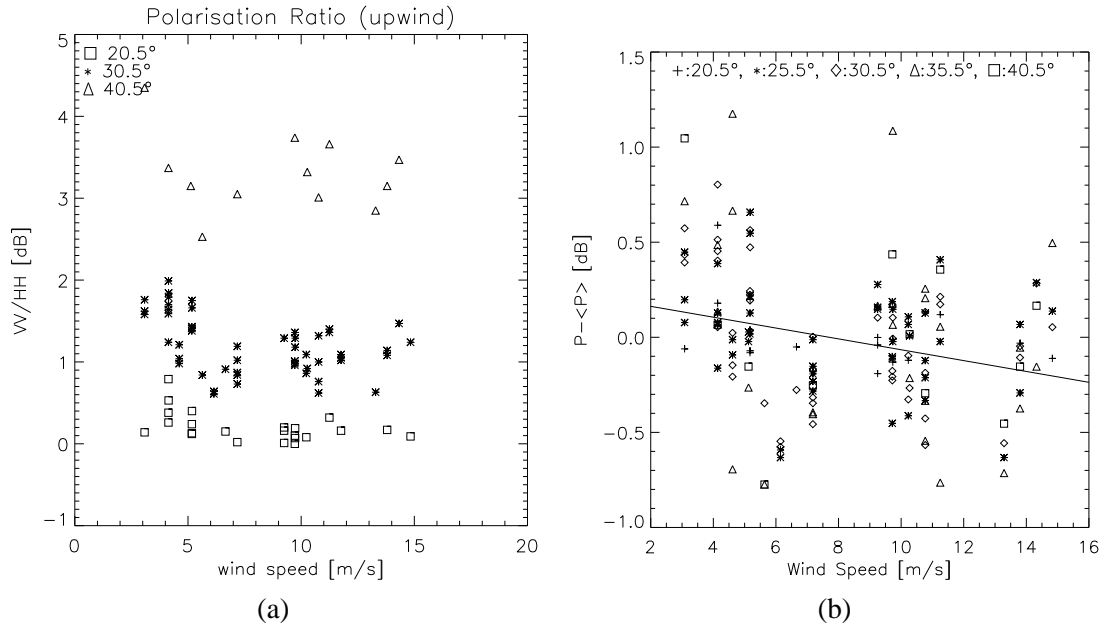


FIG. 4.4 – (a) Rapports de polarisation mesurés par le radar STORM et exprimé en dB en fonction du module du vent dans la direction face au vent pour 3 angles d'incidence 20.5 degrés (carrés), 30.5 degrés (astérisques) et 40.5 degrés (triangles). (b) Écart du rapport de polarisation exprimé en dB par rapport à sa valeur moyenne pour chaque angle d'incidence en fonction du module du vent.

chaque angle d'incidence où nous avons des mesures de PR. On étudie alors $PR - \langle PR \rangle$ en fonction de la vitesse du vent. $PR - \langle PR \rangle$ calculé pour les angles d'incidence 20.5, 25.5, 30.5, 35.5 et 45.5 degrés est représenté en fonction du module de la vitesse sur la figure 4.4(b). La corrélation entre $PR - \langle PR \rangle$ et un ajustement linéaire est de 0.27 - significative à 99 % selon un test d'hypothèse non-nulle.

Contrairement aux sections efficaces en polarisation HH ou VV, la dépendance en fonction du module du vent pour le rapport de polarisation semble donc très faible.

Direction du vent

La variation de la section efficace avec l'angle azimutal est une caractéristique connue de σ_0 expliquée par l'anisotropie azimutale des vagues de Bragg. L'intensité de cette anisotropie est influencée par la direction et la force du vent ainsi que la modulation des vagues de Bragg par les plus grandes vagues. Avec le radar STORM équipé d'une antenne tournante, il est possible d'étudier les sections efficaces radar normalisées en fonction de l'angle azimutal. Dans ce paragraphe nous nous proposons donc d'étudier la dépendance du rapport de polarisation en fonction de l'angle d'azimutal.

La figure 4.5 présente des rapports de polarisation déduits des mesures du radar STORM en fonction de la direction azimutale, à une incidence de 40.5 degrés pour trois cas de vents différents : (a) 4 m/s, (b) 11 m/s et (c) 14 m/s. On observe clairement une modulation du rapport de polarisation avec l'angle azimutal à deux harmoniques. Les barres verticales indiquent la direction dos au vent tandis que les courbes en trait plein représentent un ajustement des données. La fonction ajustée sur les données est une série de Fourier tronquée telle que :

$$PR(\varphi) = A_0 + A_1 \sin(\varphi) + A_2 \cos(\varphi) + A_3 \sin(2\varphi) + A_4 \cos(2\varphi), \quad (4.4)$$

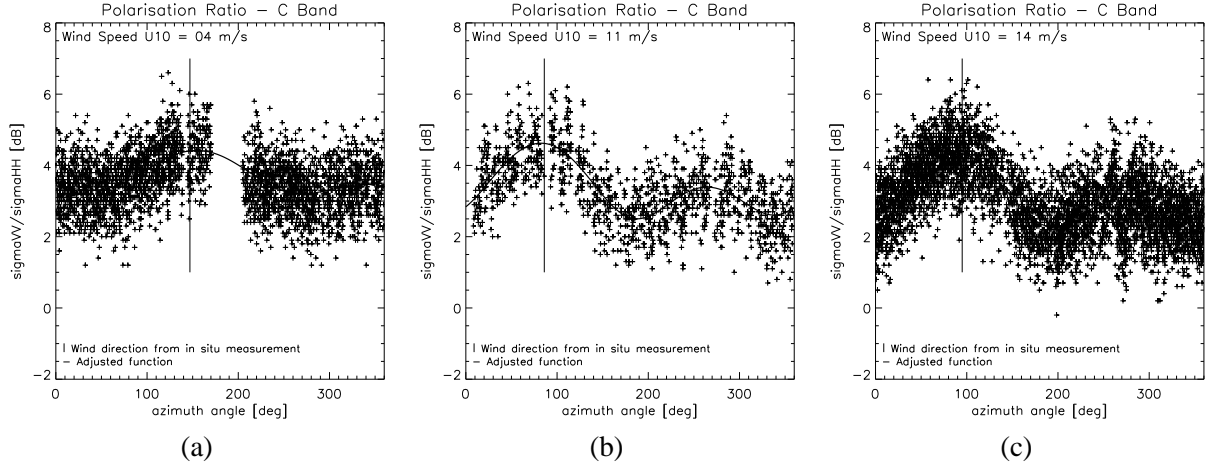


FIG. 4.5 – Rapports de polarisation mesurés par le radar STORM en fonction de la direction azimutale exprimé en dB. La barre verticale repère la direction dos au vent. En noire est représentée l'ajustement sur les données faits à partir de la série de Fourier explicité par l'équation 4.4. (a) $U_{10} = 4$ m/s, (b) $U_{10} = 11$ m/s, (c) $U_{10} = 14$ m/s

où φ désigne l'angle entre la direction du vent et la direction azimutale de visée du radar. Quand $\varphi = \varphi_{Up} = 0$ degré, le radar vise dans la direction face au vent.

On observe que le premier maximum est toujours dans la direction de visée dos au vent ($\varphi = \varphi_{Do} = 180$ degrés), le second dans la direction de visée face au vent alors que les deux minima sont dans la direction de visée perpendiculaire au vent ($\varphi = \varphi_{Cr} = 90$ degrés et $\varphi = \varphi_{Cr} = 270$ degrés). Ces constatations sont vraies aux trois vitesses étudiées. Il apparait donc que le rapport de polarisation possède une modulation azimutale quelle que soit la vitesse considérée. Notons que Hauser et al. [1997] avaient déjà montré l'existence de cette modulation pour le PR en bande X. On note que les modèles empiriques de rapport de polarisation en bande C existants dans la littérature ne sont pas dépendants en vent - ni en module, ni en direction. Ils ne peuvent donc reproduire cette modulation.

Pour étudier cette modulation azimutale en fonction de l'angle d'incidence, on introduit les notions d'asymétries du rapport de polarisation, définies par :

$$\delta_{DU} = \frac{\sigma_0^{VV}(\varphi_{Do})/\sigma_0^{HH}(\varphi_{Do})}{\sigma_0^{VV}(\varphi_{Up})/\sigma_0^{HH}(\varphi_{Up})}, \quad (4.5)$$

$$\delta_{DC} = \frac{\sigma_0^{VV}(\varphi_{Do})/\sigma_0^{HH}(\varphi_{Do})}{\sigma_0^{VV}(\varphi_{Cr})/\sigma_0^{HH}(\varphi_{Cr})}, \quad (4.6)$$

$$\delta_{UC} = \frac{\sigma_0^{VV}(\varphi_{Up})/\sigma_0^{HH}(\varphi_{Up})}{\sigma_0^{VV}(\varphi_{Cr})/\sigma_0^{HH}(\varphi_{Cr})}, \quad (4.7)$$

où δ_{DU} , δ_{DC} , δ_{UC} désignent respectivement les asymétries entre les directions de visée dos et face au vent (Down/Upwind), dos et perpendiculaire au vent (Down/Crosswind) et enfin face et perpendiculaire au vent (Up/Crosswind).

La figure 4.6 représente l'évolution de la moyenne de chacune de ces trois asymétries en fonction de l'angle d'incidence. Pour $\theta < 25$ degrés, on constate que les valeurs des asymétries sont quasiment nulles et qu'elles augmentent pour les angles d'incidences tels que $\theta > 25$ degrés. L'asymétrie δ_{DC} est celle qui augmente le plus en fonction de l'incidence. Cela vient de la forte croissance du rapport

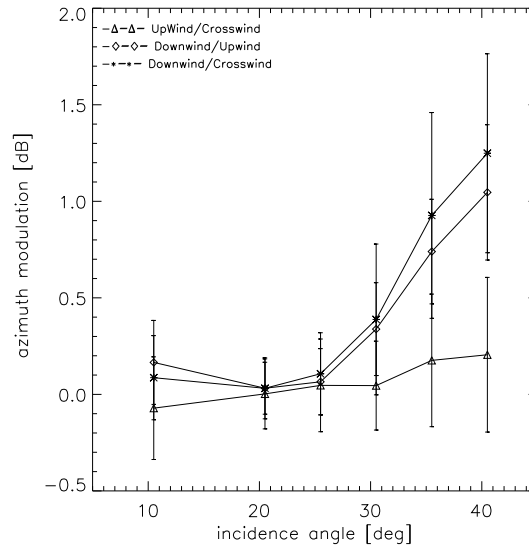


FIG. 4.6 – Asymétrie azimutale du rapport de polarisation exprimée en dB en fonction de l'angle d'incidence pour toute la gamme de vent de la campagne VALPARESO. Trois types d'asymétries sont calculées : Entre la direction face au vent et "perpendiculaire au vent (triangles), entre la direction dos au vent et face au vent (losanges) et entre la direction dos au vent et perpendiculaire au vent (astérisques)

de polarisation dans la direction dos au vent. Par contre, contrairement au cas de la section efficace de chacune des polarisations VV et HH, l'asymétrie δ_{UC} est la plus faible.

L'étude des données STORM indique donc que la modulation azimutale du rapport de polarisation apparaît pour des angles supérieurs à 25 degrés. Cette modulation azimutale peut atteindre jusqu'à 1.5 dB à 42.5 degrés pour δ_{DC} . Or cette modulation azimutale n'est pas prise en compte par les formulations empiriques existantes dans la littérature [Vachon and Dobson, 2000, Horstmann et al., 2000, Thompson et al., 1998]. Par contre, certains auteurs comme Kudryavtsev et al. [2003a] proposent déjà des modèles établis sur une base physique pour expliquer cette modulation. Nous reviendrons sur la modélisation physique dans le chapitre suivant.

4.1.3 Influence de l'état de la mer sur le rapport de polarisation

Dans cette section, nous nous intéressons à la dépendance du rapport de polarisation avec l'état de la mer. L'analyse des spectre 1D donnés par la bouée PHAROS pendant VALPARESO a montré que dans plus de 70% des cas, nous étions en présence de "mer mixte" avec une ou plusieurs composantes de houle et de mer du vent. Pour caractériser l'état de la mer nous utilisons (i) la hauteur significative H_s introduite dans la section 1.2.3 caractérisée par l'équation (1.35), (ii) la pente significative de la mer s , définie par :

$$s = \frac{H_s}{\lambda_p}, \quad (4.8)$$

où λ_p est la longueur d'onde pic du spectre de vague 1-D donné par la bouée PHAROS.

Pour les analyses des coefficients de corrélation nous avons adopté la même méthode que pour la vitesse du vent en considérant seulement les variations du rapport de polarisation autour de la valeur moyenne du rapport de polarisation à chaque incidence : $\langle PR \rangle$. La figure 4.7 présente $\langle PR \rangle$ en fonction de la hauteur significative (a) et de la pente significative (b). $\langle PR \rangle$ est calculée pour les 5 incidences : 20.5 (plus), 25.5 (astérisques), 30.5 (losanges), 35.5 (triangles), 40.5 (carrés) degrés. On observe une décroissance de $\langle PR \rangle$ lorsque s et H_s augmentent. Le coefficient de corrélation est égal à 0.35 avec la hauteur significative et 0.44 avec la pente significative - avec dans les deux cas un indice de confiance de 100% en faisant un test d'hypothèse nulle. On observe que la pente significative influe donc plus sur le rapport de polarisation que la hauteur significative. Cette effet de la pente significative sur le rapport de polarisation explique probablement la disparité de niveau (entre 0.5 et 1.5 dB à 30 degrés) entre les mesures de rapport de polarisation présentées sur la figure 4.2(b) réalisées pendant la campagne VALPARESO le 17 Novembre 2002 et le 29 Octobre 2002 conjointement avec le radar STORM et le ASAR d'ENVISAT. En effet, les conditions de mesure correspondent à deux cas de vent faible puisque le 17/11/2002, $U_{10} = 4.3$ m/s et le 29/10/2002, $U_{10} = 4.9$ m/s où la hauteur significative est similaire, mais à des cas de pentes significatives différentes (1.6×10^{-2} et 7.7×10^{-3}) à cause de la présence d'une houle de courte longueur d'onde dans le premier cas. Cette différence de pente significative semble expliquer la différence des rapports de polarisation mesurés entre ces deux jours.

L'étude des données STORM montre que la corrélation du rapport de polarisation est plus forte avec la pente significative des vagues qu'avec le module du vent ou la hauteur significative de la mer. Comme la pente significative des vagues est fortement reliée à la probabilité de déferlement des vagues (cf [Alves and Banner, 2003] par exemple), ce résultat renforce les théories qui proposent d'expliquer l'écart entre le rapport de polarisation prédit par un modèle composite [Kudryavtsev et al., 2003a] ou de type SSA-1 [Voronovich and Zavorotny, 2001] et les mesures radar en considérant, en plus de la rétrodiffusion des vagues de Bragg, l'effet des zones de déferlement à la surface de la mer sur la section efficace radar.

Différence de polarisation et déferlement

Kudryavtsev et al. [2003a] et Voronovich and Zavorotny [2001] modélisent la contribution à la section efficace radar des zones où il y a déferlement à la surface de la mer comme un phénomène de réflexion spéculaire qui ne dépend pas de la polarisation du signal. Soit σ_0^{np} cette contribution dite "non-polarisée". Dans leurs approches σ_0^{np} est ajouté au terme polarisé σ^p qui modélise la rétrodiffusion radar d'une surface marine sans déferlement. En reprenant cette décomposition de la SERN, on peut alors écrire la section efficace comme la somme d'une contribution polarisée et d'une contribution sans signature de polarisation :

$$\sigma_0^p = \sigma^p + \sigma^{np}, \quad (4.9)$$

où σ^{np} serait affecté par la diffusion spéculaire sur les pentes des grandes vagues à faible angles et sur les zones où les vagues déferlent pour les grandes incidences.

L'étude de la différence des sections efficaces (ou différence de polarisation notée $\Delta\sigma$) [Chapron et al., 1997, Quilfen et al., 1999] à grandes incidences permet de supprimer les effets dus à la présence de la partie non-polarisée que nous associons à la présence de zones avec du déferlement. La quantité $\Delta\sigma$ définie par :

$$\Delta\sigma = \sigma_0^{VV} - \sigma_0^{HH} = \sigma^{VV} - \sigma^{HH} \quad (4.10)$$

n'est donc pas affectée par les effets de déferlement.

L'étude de $\Delta\sigma$ révèle une corrélation très faible de 0.02 avec la pente significative. $\Delta\sigma$ n'est donc

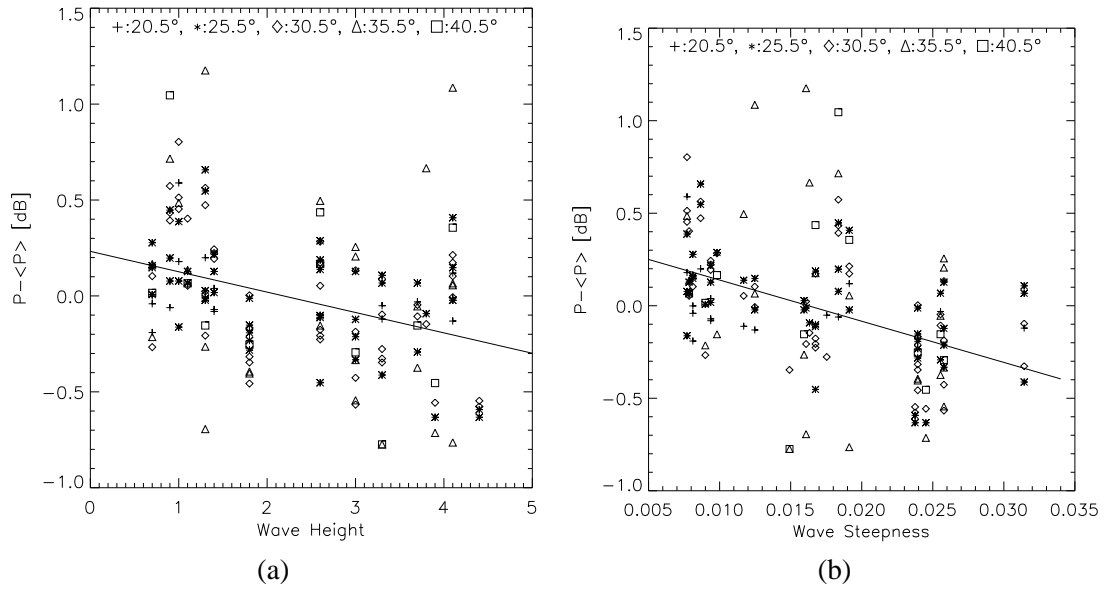


FIG. 4.7 – Écart du rapport de polarisation par rapport à sa valeur moyenne pour chaque angle d'incidence en dB. (a) En fonction de la hauteur significative. (b) En fonction de la pente significative.

absolument pas corrélé avec la pente significative des vagues. Cette faible corrélation (0.02) avec la pente significative de la surface pour $\Delta\sigma$ est à comparer à celle du rapport de polarisation qui est beaucoup plus élevée (0.44). Cela nous montre clairement que la partie non-polarisée éliminée par différence des SERN dépend fortement de la pente significative, donc de la cambrure des vagues et de la rugosité associée aux événements déferlants. Cela suggère que le rapport de polarisation dépend effectivement de l'état de la mer à travers les pentes significatives via la partie non-polarisée des sections efficaces radar. A ce jour, il n'existe aucune mesure de cette partie non-polarisée qui n'est pas du tout connue. Dans le chapitre suivant nous nous proposons d'étudier cette partie du signal radar. Nous vérifierons notamment, si son comportement est compatible avec le phénomène de réflexion spéculaire du signal électromagnétique sur des zones de la surface de mer où la rugosité est accrue par la présence de vagues pentues liées au déferlement.

Dans cette section, nous avons analysé les mesures de STORM (bande C) en terme de rapport de polarisation. On a montré que le rapport de polarisation augmentait en fonction de l'angle d'incidence mais que les formulations empiriques existantes dans la littérature n'étaient pas capable de reproduire les mesures en fonction de l'angle d'incidence. D'autre part, le rapport de polarisation présente une modulation azimutale marquée. Le premier maximum de cette modulation est dans la direction dos au vent, le second dans la direction face au vent alors que les deux minima sont dans les directions perpendiculaires au vent. Cette modulation augmente avec l'angle d'incidence et devient marquée pour des angles supérieurs à 25 degrés. Les modèles empiriques existants ne prennent pas en compte cette modulation. L'étude montre également que le rapport de polarisation ne dépend pas de manière significative de la vitesse du vent ni de la hauteur significative mais plus de la pente significative du spectre de surface. L'étude de la différence de polarisation $\Delta\sigma$ suggère que cet effet de la pente significative sur le rapport de polarisation est due à une contribution non-polarisée commune aux

sections efficaces σ_0^{VV} et σ_0^{HH} . Enfin, notons que cette discussion sur la différence de polarisation $\Delta\sigma$ associée à celle sur le rapport de polarisation montre clairement l'intérêt de combiner les deux polarisations d'un capteur afin de mieux comprendre les processus de surface qui influent sur le signal radar. Nous reviendrons sur les informations à tirer de cette combinaison dans le chapitre suivant.

4.2 Proposition et validation d'une nouvelle modélisation empirique

Comme nous l'avons vu dans la section précédente, différents modèles empiriques pour reproduire le rapport de polarisation existent dans la littérature. Chacun d'eux a été établi avec différentes méthodes sans qu'aucune ne donne le même résultat. Il est donc difficile de trancher et de choisir un modèle plutôt qu'un autre. De plus, nous avons montré que les modélisations déjà existantes n'étaient pas capables de reproduire les données STORM que ce soit en fonction de l'angle d'incidence ou de l'angle azimutal alors que les données STORM sont en accord avec les mesures du ASAR d'ENVISAT. Il semble donc nécessaire d'établir une nouvelle modélisation capable de reproduire nos mesures, qui puisse être utilisée efficacement pour la restitution de champs de vent à partir des données ASAR en polarisation horizontale et de servir de référence pour la validation de modèles théoriques.

Grace à nos mesures simultanées en polarisation VV et HH, nous proposons donc de revenir à la définition première du rapport de polarisation (cf. eq (4.1)) pour établir des mesures de PR à partir des SERN mesurées dans les deux polarisations et en proposant une modélisation empirique capable de reproduire ses principales caractéristiques - que nous avons étudiées dans la section précédente.

4.2.1 Modélisation empirique du rapport de polarisation

A partir des données STORM, nous avons construit deux modèles empiriques.

Le premier reproduit les données en fonction de l'angle d'incidence et de la direction du vent par rapport à la direction de visée du radar.

L'extraction de la direction du vent dans une image SAR repose sur des techniques de filtrage spectral, qui ne donnent pas encore entière satisfaction. En effet, ces techniques reposent sur la détection de stries imputée au vent² qui ne se sont pas toujours présentes dans les images et qui peuvent être masquées par des phénomènes océaniques. C'est pourquoi nous proposons, en complément, un deuxième modèle qui n'est pas dépendant de la direction du vent.

L'étude précédente nous a permis de montrer que la pente significative de la surface influait sur le rapport de polarisation. Cependant le coefficient de corrélation entre le rapport de polarisation et la pente significative reste faible (0.44). C'est pourquoi, à partir des données de la campagne VAL-PARESO, nous n'avons pas cherché à inclure une dépendance en pente significative dans le modèle empirique que nous proposons.

Modèle empirique dépendant de l'angle d'incidence et azimutal

Nous considérons que pour une incidence donnée, la modulation du rapport de polarisation peut s'écrire comme suit :

$$PR_1(\theta, \varphi) = C_0(\theta) + C_1(\theta) \cos(\varphi) + C_2(\theta) \cos(2\varphi), \quad (4.11)$$

où φ est l'angle entre la direction du vent et la celle de visée du radar.

On peut remarquer que nous ne considérons pas le développement en série de Fourier explicité par

²les "wind streaks" selon la terminologie anglo-saxonne.

| Coefficients des modèles | | | |
|--------------------------|------------|----------|------------|
| Modèle 1 | | Modèle 2 | |
| Nom | Valeurs | Nom | Valeurs |
| A_0 | 0.00650704 | A | 0.00799793 |
| B_0 | 0.128983 | B | 0.125465 |
| C_0 | 0.992839 | C | 0.997379 |
| $A_{\pi/2}$ | 0.00782194 | - | - |
| $B_{\pi/2}$ | 0.121405 | - | - |
| A_{π} | 0.992839 | - | - |
| A_{π} | 0.00598416 | - | - |
| B_{π} | 0.140952 | - | - |
| A_{π} | 0.992885 | - | - |

TAB. 4.1 – Tableau récapitulatif des coefficients utilisés pour construire chacun des modèles empiriques de rapport de polarisation proposés dans le cadre de ce travail.

l'équation (4.4) pour représenter la modulation azimutale de PR_1 . Effectivement, d'après les mesures STORM, nous avons constaté une périodicité de 90 degrés entre les minima et maxima. Dans ce cas, l'expression analytique précédente est aussi performante que celle de l'équation (4.4) pour reproduire la modulation azimutale.

D'autre part, pour un angle azimutal donné, nous considérons la forme analytique suivante pour expliciter la dépendance avec l'angle d'incidence du rapport de polarisation :

$$PR_{\varphi}(\theta) = A_{\varphi} \exp(B_{\varphi} \cdot \theta) + C_{\varphi}, \quad (4.12)$$

où A_{φ} , B_{φ} et C_{φ} sont des coefficients propres à la direction azimutale considérée.

En nous appuyant sur les données STORM de la campagne VALPARESO, nous avons établi par un ajustement du type des moindres carrés les coefficients A_{φ} , B_{φ} et C_{φ} pour les trois directions principales face, dos et perpendiculaire au vent. En utilisant les coefficients établis de l'équation (4.12) combinée avec (4.11) on établit le système d'équations suivant :

$$C_0(\theta) = \frac{PR_{\varphi=0}(\theta) + PR_{\varphi=\pi}(\theta) + PR_{\varphi=\pi/2}(\theta)}{4}, \quad (4.13)$$

$$C_1(\theta) = \frac{PR_{\varphi=0}(\theta) - PR_{\varphi=\pi}(\theta)}{2}, \quad (4.14)$$

$$C_2(\theta) = \frac{PR_{\varphi=0}(\theta) - PR_{\varphi=\pi}(\theta) - PR_{\varphi=\pi/2}(\theta)}{4} \quad (4.15)$$

Grâce à ce système d'équations (4.13)-(4.15) nous déduisons les coefficients $C_{i \in [0,2]}$. Les valeurs ajustées de ces coefficients sont données dans le tableau 4.1. L'ajustement du modèle est obtenu avec un coefficient de corrélation de 0.99. L'écart-type et l'erreur moyenne absolue sont respectivement de 0.9 et 0.65 dB. Le modèle est établi pour des incidences comprises entre 10 et 43 degrés et des vitesses de vents entre 2 m/s et 16 m/s pour la bande C. Ce modèle est appelé PR_1 par la suite.

En utilisant la définition du rapport de polarisation (cf. eq (4.1)) et notre modèle empirique, nous

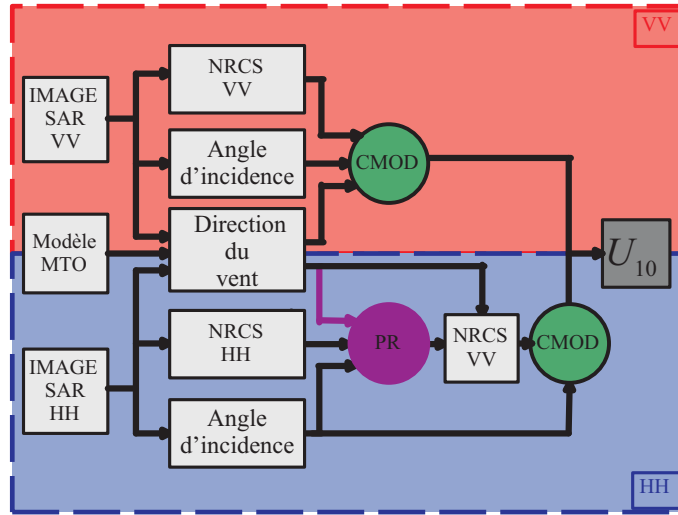


FIG. 4.8 – Algorithme de traitement des images SAR pour établir des champs de vent. En polarisation VV et HH. Nous avons surligné en violet les modifications et ajouts par rapport à l'algorithme présenté sur la figure 4.1.

pouvons modéliser la section efficace radar en polarisation HH telle que :

$$\sigma_0^{HH}(\theta, \phi) = \frac{\sigma_0^{VV}(\theta, \phi)|_{CMOD}}{PR_1(\theta, \phi)}, \quad (4.16)$$

où PR_1 désigne notre modèle empirique et où σ_0^{VV} nous est donné par un modèle empirique du type CMOD. le principe est le même que celui qui fut proposé par Thompson et al. [1998] et qui était présenté sur la figure 4.1 à la différence que le rapport de polarisation dépend de la direction du vent en plus de l'angle d'incidence. La figure 4.8 présente le nouvel algorithme. En violet nous avons explicité les parties que nous avons modifiées ou ajoutées.

La figure 4.9 présente les résultats obtenus pour σ_0^{HH} (tirets) en appliquant cette méthode avec le modèle PR_1 , le modèle CMOD2-I3 et des vitesses de vent arbitraires. Pour comparaison, nous avons également représenté les résultats en polarisation VV (traits pleins) obtenus avec le modèle CMOD2-I3. Sur la figure 4.9(a), les sections efficaces sont représentées dans la direction dos au vent en fonction de l'angle d'incidence pour trois vitesses de vent ($U_{10} = [5, 10, 15]$ m/s). Sur la figure 4.9(b), les sections efficaces sont tracées en fonction de l'angle azimutal ($\varphi = \varphi_{U_p} = 0$ degré correspond à la direction face au vent) pour une vitesse de 10 m/s et un angle d'incidence de 40 degrés. On constate qu'en couplant le rapport de polarisation avec un modèle de type CMOD nous retrouvons bien le comportement de σ_0^{HH} connu. σ_0^{HH} décroît plus vite que σ_0^{VV} en fonction de l'angle d'incidence et possède également une modulation azimutale. On remarque que les deux asymétries face/perpendiculaire et face/dos au vent restituées en polarisation horizontale sont plus forte qu'en polarisation verticale. Ces différences pour les deux asymétries face/perpendiculaire et face/dos au vent entre les polarisations VV et HH reflètent bien sûr le comportement des données STORM. Dans le chapitre suivant nous reviendrons sur une interprétation possible de ces asymétries.

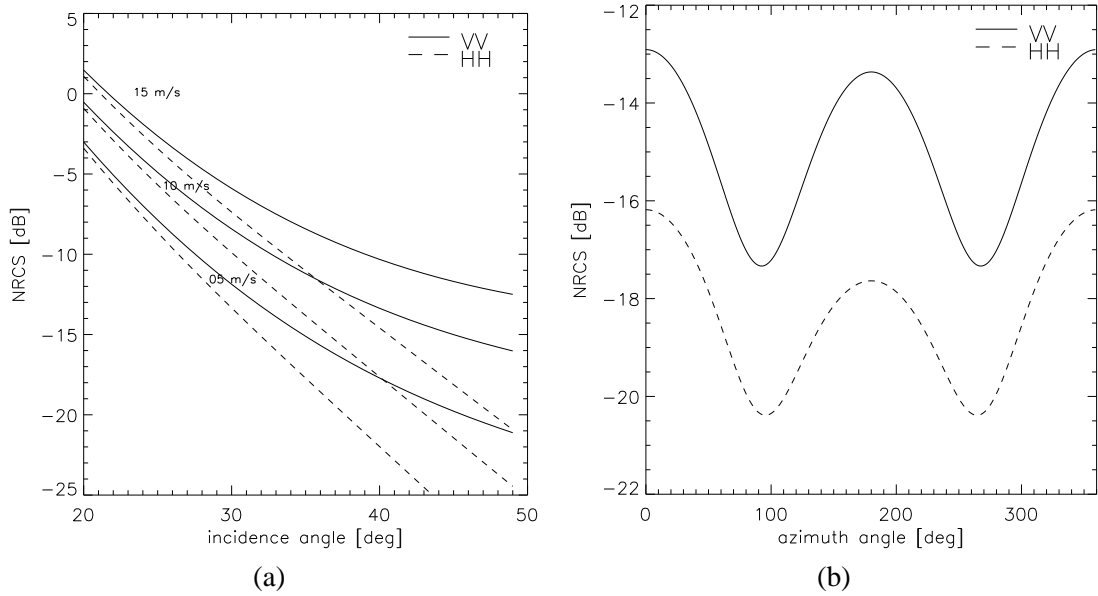


FIG. 4.9 – Sections efficaces en dB pour la polarisation verticale (trait plein) obtenue avec le modèle CMOD2-I3 et en polarisation horizontale déduite du modèle de rapport de polarisation (4.11)-(4.12) combiné au modèle CMOD2-I3 selon l'équation (4.16). (a) En fonction de l'angle d'incidence pour trois vitesses de vent tel que $U_{10} = [5, 10, 15]$ m/s. (b) En fonction de l'angle azimutale ($\varphi = 0$ correspond à la direction face au vent) pour une vitesse de 10 m/s et un angle d'incidence de 40 degrés.

Modèle empirique dépendant de l'angle d'incidence uniquement

Afin d'avoir une formulation simple de notre modèle qui puisse être directement comparable aux autres formulations empiriques trouvées dans la littérature et facilement utilisable dans les algorithmes de restitution des champs de vent par images SAR, nous proposons un deuxième modèle empirique. Le modèle est construit à partir du même jeu de données issu de la campagne VALPARESO. Mais cette fois nous ne considérons plus la variation azimutale du rapport de polarisation qui était pris en compte au travers de l'équation (4.11). Le modèle s'écrit donc simplement :

$$PR_2(\theta) = A \exp(B \cdot \theta) + C, \quad (4.17)$$

sans dépendance en φ . L'ajustement des coefficients A , B et C est donc fait sur les trois directions principales sans distinction. Les valeurs ajustées de ces coefficients sont données dans le tableau 4.1. Le coefficient de corrélation entre le modèle et les données est 0.99 avec un écart type et une erreur moyenne absolue respectivement de 0.93 et 0.67 dB. Ce modèle est appelé PR_2 par la suite.

4.2.2 Discussion sur les modèles

Comparaison des deux modèles proposés :

Pour caractériser la différence entre les deux modèles empiriques PR_1 et PR_2 , nous nous proposons d'étudier la différence des deux rapports de polarisation $PR_1 - PR_2$ en fonction de l'angle azimutal et de l'angle d'incidence. La figure 4.10 présente cette différence pour des incidences de 0

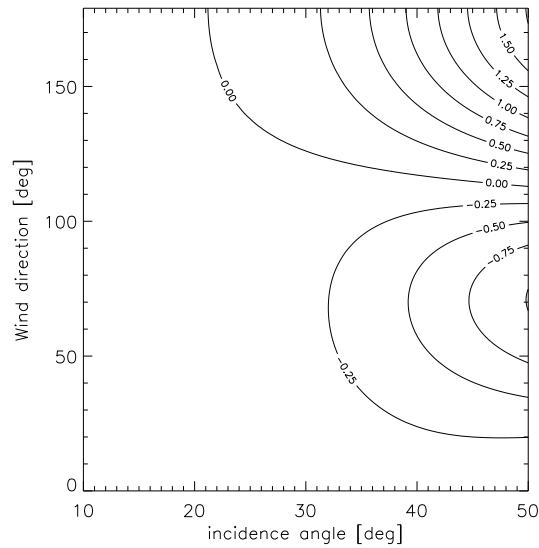


FIG. 4.10 – Différence en dB entre le modèle de rapport de polarisation 1 et 2. Les différences sont tracées en fonction de l'angle d'incidence de 0 à 50 degrés et de la direction azimutale de 0 à 180 degrés.

à 50 degrés sur une gamme d'angles azimutaux comprise entre 0 et 180 degrés (car il y a symétrie avec l'intervalle $[180, 360]$ degrés). On observe que la différence entre les deux modèles augmente avec l'incidence et devient significative (> 0.2 dB) pour des angles d'incidence supérieurs à 30 degrés. La différence est positive aux alentours de 180 degrés qui correspond à la direction dos au vent, nulle proche de la direction perpendiculaire au vent et négative sinon. La partie positive est due au fort maximum dans la direction dos au vent du modèle PR_1 . Cette étude montre que pour les angles d'incidence élevés, négliger la modulation azimutale dans la formulation du modèle empirique peut conduire à des erreurs de plus de 1.5 dB sur le rapport de polarisation. Pour un vent à 10 m/s, une telle erreur peut conduire à une erreur de 2 m/s selon le modèle CMOD utilisé. On montre donc que la prise en compte de la modulation azimutale est importante dans l'optique de restituer des champs de vent précis. D'autre part, on montre également que pour des angles d'incidence inférieurs à 30 degrés, les asymétries du rapport de polarisation du modèle 1 sont négligeables conformément aux conclusions de notre étude des données (cf fig. 4.6). Par conséquent, dans ce cas précis, les deux modèles peuvent être utilisés indifféremment.

Impact d'une erreur sur la direction du vent :

Comme nous l'avons souligné précédemment, il n'est pas toujours aisé de déterminer la direction du vent à partir des images d'un radar à ouverture synthétique (voir par exemple les articles de Monaldo et al. [2002] ou Thompson and Beal [2000] pour une discussion sur ce point). Aussi, nous avons voulu étudier comment une erreur sur la détermination de cette direction pouvait influencer la restitution du module du vent à partir d'une image en polarisation HH. Pour cela, nous calculons le pourcentage d'erreur sur la vitesse du vent due à une erreur de ± 10 degrés sur la direction du vent. Ce test est appliqué à deux incidences : 23 et 43 degrés en utilisant l'algorithme de la figure 4.8 avec notre modèle 1 de rapport de polarisation qui tient compte de la direction du vent par rapport à l'antenne

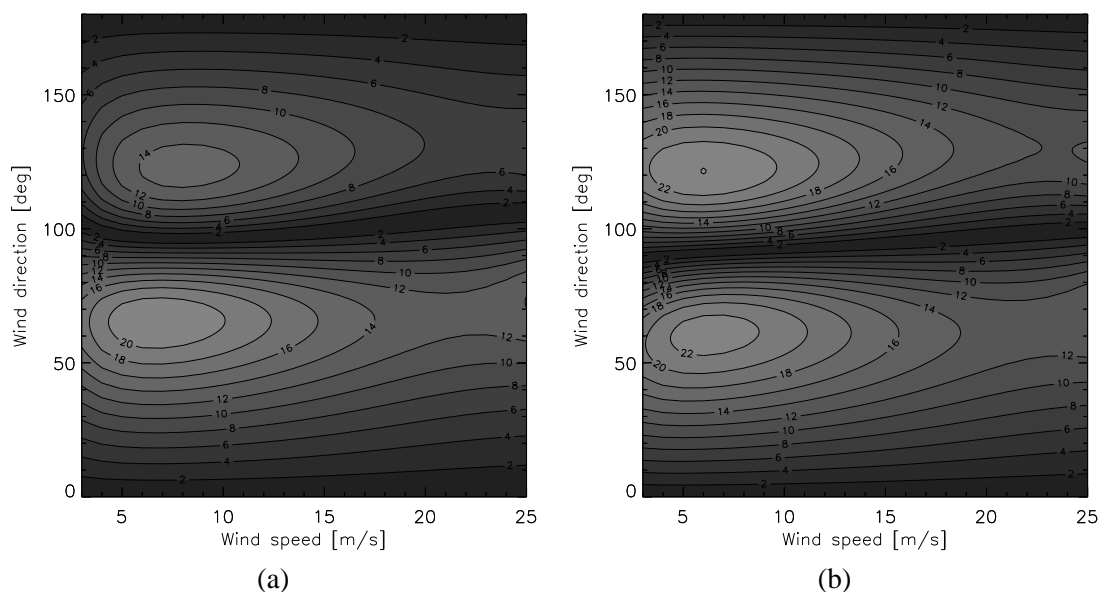


FIG. 4.11 – Erreur relative en pourcentage sur le module de la vitesse due à une erreur de ± 10 degrés sur la direction du vent dans le cas d'une incidence de 43 degrés. 0 et 180 degrés correspondent respectivement à la direction face au vent et dos au vent. (a) le vent est prédit à partir d'une combinaison du modèle de rapport de polarisation 1 combiné avec le modèle CMOD2-IFR3. (b) Seul le modèle CMOD2-IFR3 est utilisé (ou en combinaison) avec un modèle de rapport de polarisation qui ne dépend pas de la direction azimutale.

radar d'une part et celui de la figure 4.1 avec un modèle de rapport de polarisation qui ne dépend pas de la direction azimutale (le choix ne joue pas dans le cadre de cette étude de sensibilité). Dans le premier cas, l'erreur va jouer dans deux étapes de l'algorithme : pour le rapport de polarisation et pour le modèle de type CMOD. Dans le second cas, seul le modèle de type CMOD va être sensible à l'erreur de direction du vent.

A 23 degrés, on trouve que l'erreur sur le module du vent causé par l'erreur sur la direction du vent ne dépend pas du modèle de rapport de polarisation choisi. Ce résultat était attendu puisque le modèle 1 n'a plus de dépendance en azimut pour les incidences inférieures à 30 degrés.

Par contre à 43 degrés, on observe des différences. La figure 4.11 montre le pourcentage d'erreur sur la vitesse du vent due à une erreur de ± 10 degrés sur la direction du vent en fonction de la direction du vent sur l'axe des ordonnées et de la vitesse du vent sur l'axe des abscisses. Sur la figure 4.11(a) en utilisant le modèle de PR 1 et sur la figure 4.11(b) en utilisant le modèle de Thompson et al. [1998]. Les erreurs sont plus petites quand l'étude est faite en considérant notre modèle de rapport de polarisation 1. Spécialement dans les directions autour de 65 degrés (± 180 degrés) et de 125 degrés (± 180 degrés). D'autre part en utilisant le rapport de polarisation que nous proposons, on remarque que les erreurs sont asymétriques en terme d'intensité en comparaison de l'autre méthode. Cela vient de la forte asymétrie du modèle de rapport de polarisation PR_1 (notamment le pic dans la direction dos au vent). Il semble donc que notre modélisation puisse être utilisée avantageusement pour la restitution de champs de vent.

Enfin, on remarque que le test de sensibilité effectué en utilisant un modèle de rapport de polarisation indépendant de la direction azimutale revient en fait à tester la sensibilité des méthodes

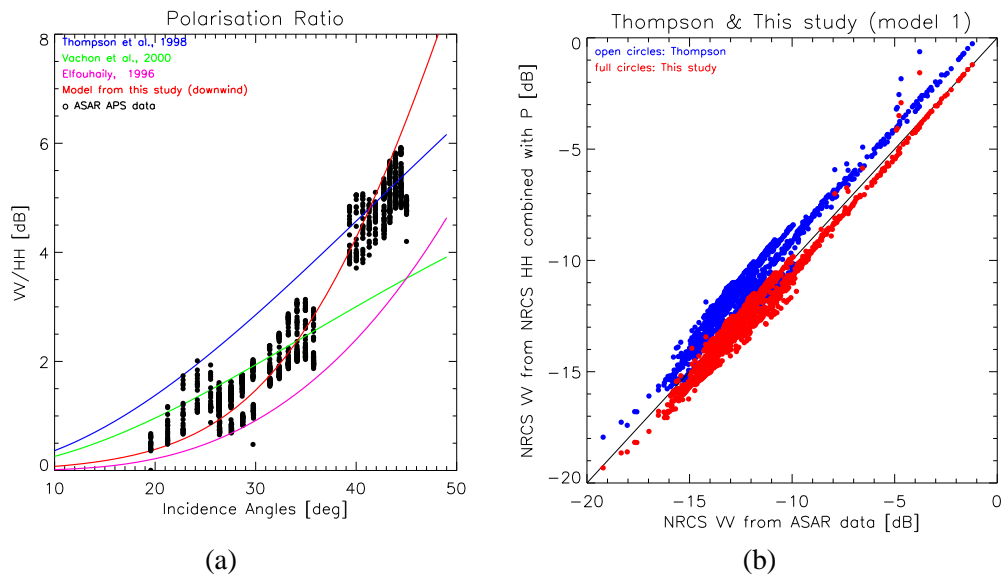


FIG. 4.12 – (a) Comparaisons du rapport de polarisation issu des mesures du ASAR d'ENVISAT en mode APS en fonction de l'incidence (points noirs) et des modèles de Thompson et al. [1998] (en bleu), Vachon and Dobson [2000] (en vert), Elfouhaily [1997] (en violet) et notre modèle 1 dans la direction dos au vent (en rouge). (b) Diagramme de dispersion des valeurs de σ_0^{VV} mesurées par le ASAR et déduites du modèle de rapport de polarisation de Thompson et al. [1998] et de notre modèle 1 combinés avec le modèle CMOD-IFR2 [Bentamy et al., 1999]

d'inversion utilisant un modèle empirique de type CMOD pour la restitution de champs de vent à partir d'images radar en polarisation VV. Il semble donc que l'utilisation de la polarisation horizontale avec notre modèle de rapport de polarisation minimise les erreurs dues aux problèmes de détermination de la direction du vent en comparaison de la polarisation verticale pour la restitution de champs de vent à partir de données radar.

4.2.3 Validation des modèles proposés

Dans cette partie, nous nous attachons à la validation des 2 modèles empiriques qui ont été proposés et construits à partir des données du radar STORM de la campagne de mesures VALPARESO. Pour cela, nous considérons un jeu d'images ASAR acquises indépendamment de la campagne VALPARESO en mode APS et fourni par l'Agence Spatiale Européenne. Les caractéristiques de ce jeu de données sont regroupées dans le tableau III de l'annexe E. La gamme d'incidences couverte par les données s'étend de 18 à 45 degrés ce qui est en accord avec la gamme de validité de notre modèle. Le traitement de ces données pour en déduire les valeurs de section efficace est explicité dans le chapitre 3. On note que l'étude des données en terme de rapport de polarisation nous permet de nous affranchir de la plupart des incertitudes liées aux problèmes de d'étalonnage de l'antenne ASAR. Pour chaque image, nous avons considéré l'information donnée par les ré-analyses des champs de vent du modèle météorologique du centre européen. Notons, que sur l'ensemble de ces données, les vitesses de vents sont variées. Elles sont comprises entre 1 à 16 m/s - ce qui correspond bien à la gamme de vitesses de vent considérée pour notre étude.

La figure 4.12(a), montre les valeurs de rapport de polarisation déduites de mesures ASAR de

| | correlation | Rms (dB) | Erreur moyenne (dB) | Erreur moy. abs. (dB) |
|---|-------------|----------|---------------------|-----------------------|
| Modèle 1 | 0.99 | 0.41 | -0.39 | 0.47 |
| Modèle 2 | 0.98 | 0.47 | -0.52 | 0.57 |
| Thompson et al. [1998] $\alpha = 0.6$ | 0.97 | 0.63 | 0.85 | 0.92 |
| Vachon and Dobson [2000] $\alpha = 1.0$ | 0.94 | 0.99 | -0.32 | 0.78 |
| Elfouhaily [1997] | 0.97 | 0.78 | -1.01 | 1.06 |

TAB. 4.2 – Tableau récapitulatif des paramètres statistiques utilisés pour comparer les performances des modèles de PR de Thompson et al. [1998], Vachon and Dobson [2000], Elfouhaily [1997] et ceux de cette étude pour la modélisation de la SERN en VV à partir de données en HH. Nous comparons ces SERN en VV à celles données par les données ASAR en mode APS en terme de coefficient de corrélation, écart type, erreur moyenne et erreur moyenne absolue.

section efficace σ_0^{VV} et σ_0^{HH} selon l'équation (4.1) en fonction de l'angle d'incidence. Sur la même figure, nous avons superposé les modèles de Thompson et al. [1998] (en bleu), Vachon and Dobson [2000] (en vert), Elfouhaily [1997] (en violet) et notre modèle 1 dans la direction dos au vent (en rouge). On observe clairement que le notre modèle est le seul à reproduire la tendance des mesures de rapport polarisation en fonction de l'angle d'incidence sur toute la gamme considérée. Le modèle de Elfouhaily [1997] sous-estime toujours les mesures. Le modèle de Thompson et al. [1998] n'est valide que autour de 42.5 degrés. Le modèle de Vachon and Dobson [2000] est correct pour des angles d'incidence inférieurs à 35 degrés.

Nous avons également testé comment chacun des modèles de rapport de polarisation se comportait pour reproduire les sections efficaces σ_0^{VV} à partir de celles mesurées en polarisation HH. Comme nous travaillons sur un jeu de données en double polarisation, on peut ensuite comparer les sections efficaces σ_0^{VV} mesurées directement par le ASAR à celles déduites des mesures de σ_0^{HH} combinées avec les différents modèles existants dans la littérature. Le tableau 4.2 regroupe les différents paramètres statistiques utiles pour comparer la qualité des modèles de rapport de polarisation. On note que pour tous les modèles le coefficient de corrélation est très fort (> 0.9) mais qu'il est tout de même le plus élevé lorsque nous considérons notre modèle 1. D'autre part, l'écart-type entre les σ_0^{VV} mesurées et déduites des modèles est le plus faible avec nos deux propositions de modèles empiriques. L'erreur moyenne la plus faible est également obtenue avec notre modèle et celui de Vachon and Dobson [2000] alors que l'erreur moyenne absolue la plus faible est obtenue avec notre modèle. Cela signifie, que la faible erreur moyenne obtenue avec le modèle de Vachon and Dobson [2000] résulte de la compensation entre des erreurs positive et négative. Nous représentons également sur la figure 4.12(b) sous forme d'un diagramme de dispersion les valeurs de σ_0^{VV} mesurées et déduites du modèle de rapport de polarisation de Thompson et al. [1998] qui est le plus utilisé et de notre modèle 1. On constate que l'utilisation de notre modèle améliore nettement les comparaisons.

4.3 Conclusions

Dans ce chapitre, à partir des données STORM, nous avons montré

- que le rapport de polarisation (i) augmente en fonction de l'angle d'incidence, (ii) possède une modulation azimutale qui augmente avec l'incidence et (iii) qu'il décroît en fonction de la pente des vagues.
- qu'il n'y avait aucune dépendance marquée en fonction du module de la vitesse.

- que les modèles classiquement utilisés dans la littérature [Elfouhaily, 1997, Thompson et al., 1998, Vachon and Dobson, 2000] ne reproduisent pas correctement la dépendance en fonction de l'incidence trouvée dans les données et qu'ils ne possédaient pas de dépendance en fonction de l'angle azimutal.

Nous avons donc établi deux modèles empiriques :

- Un qui dépend de l'incidence et de l'azimut et un qui ne dépend que de l'azimut.
- Ces modèles ont été validés sur un jeu de données d'images ASAR. Ils permettent de modéliser le rapport de polarisation mesuré par le ASAR.
- Ils semblent plus adaptés à la restitution de champs de vent à partir d'images ASAR que ceux proposés antérieurement. Horstmann et al. [2005] a déjà fait une étude comparative pour tester les différents modèles empiriques pour la restitution de champs de vent (cas de vents modérés). Il en ressort que notre modèle donne de très bons résultats. Toutefois, le modèle de Vachon and Dobson [2000] donne également satisfaction ce qui n'est pas surprenant compte tenu de nos comparaisons.

Chapitre 5

Apport de la double polarisation pour la modélisation de la surface et du signal radar

Pour prédire le signal rétrodiffusé après interaction entre l'onde électromagnétique radar et la surface marine, il faut d'une part être capable de décrire la surface - au moins les échelles des vagues qui ont un impact sur le signal rétrodiffusé. D'autre part, il faut savoir comment chacune des échelles de rugosité correspondant aux différentes vagues interagit avec l'onde électromagnétique.

Cette approche, qui consiste finalement à décrire le problème direct, est primordiale pour bien comprendre quels sont les processus à la surface responsables du signal radar rétrodiffusé. A partir de paramétrisations pertinentes de ces processus, la recherche menée sur le problème direct aide à la mise en place d'algorithmes qui permettent *in fine* de restituer des paramètres géophysiques décrivant l'état de surface - On touche alors au problème inverse.

Les modèles directs actuels ne sont pas capables de reproduire les sections efficaces radar normalisées (SERN ci-après) dans toutes les configurations de mesure. Deux aspects dans la modélisation ont particulièrement besoin d'être améliorés. D'une part, la description de la section efficace en fonction de l'angle de visée azimutal. D'autre part le niveau moyen de la section efficace en polarisation horizontale.

Pour résoudre ces problèmes, Kudryavtsev et al. [2003a] ont proposé de coupler le spectre de surface de Kudryavtsev et al. [1999] avec une modélisation des interactions ondes-surface constitué d'un modèle composite (cf. chap. 2) et d'un terme supplémentaire lié à la réflexion de l'onde incidente sur les parcelles de la surface observée dont la rugosité est accrue à cause des processus de déferlement.

Kudryavtsev et al. [2003a] ont déjà montré l'intérêt de ce modèle (ci-après KHCC03) dans leur article. Dans ce chapitre nous présentons brièvement les fondements de ce modèle. Les performances de ce modèle sont comparées (et discutées) aux sections efficaces radar normalisées obtenues pendant la campagne VALPARESO avec le radar STORM. Ensuite, nous proposons de voir dans quelle mesure la combinaison des SERN en bi-polarisation VV et HH peut améliorer la compréhension que l'on a de la rétrodiffusion des ondes électromagnétiques avec la surface. Sur la base de cette étude, nous proposons une version modifiée de KHCC03 qui est comparée aux modèles du type CMOD et aux données STORM.

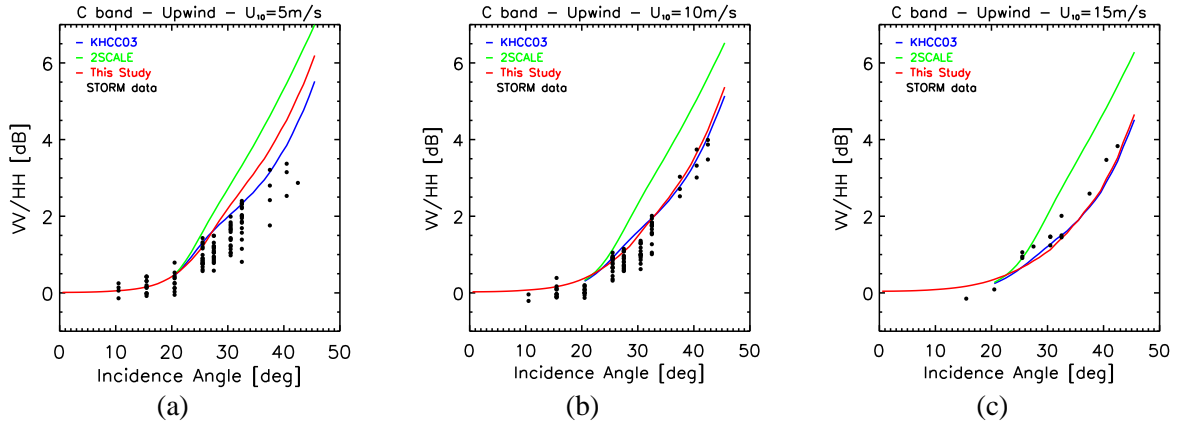


FIG. 5.1 – Rapports de polarisation en dB donné par le modèle KHCC03 (bleu), le modèle étendu (rouge), le modèle 2-échelles (vert) et les mesures de STORM (points noirs) en fonction de l'angle d'incidence. (a) Pour $U_{10} = 5$ m/s. (b) Pour $U_{10} = 10$ m/s. (c) Pour $U_{10} = 15$ m/s.

5.1 Présentation du modèle KHCC03 - Comparaison avec les données STORM

Dans cette section, nous rappelons le principe du modèle KHCC03 de Kudryavtsev et al. [2003a]. Puis nous présentons et discutons des comparaisons avec les données STORM.

5.1.1 Présentation du modèle KHCC03

La section efficace radar du modèle KHCC03 Kudryavtsev et al. [2003a] s'écrit en unités linéaires comme la somme de trois termes :

$$\sigma_0^{pp} = \sigma_{br}^{pp} + \sigma_{sp} + \sigma_{wb}, \quad (5.1)$$

qui désignent respectivement la contribution à la section efficace liée à :

- la diffusion de Bragg repérée par l'indice br que nous appellerons la partie double-échelles, 2-échelles ou partie polarisée du modèle KHCC03. L'exposant pp désigne la polarisation considérée,
- la réflexion spéculaire repérée par l'indice sp qui intervient majoritairement aux faibles angles (cf chapitre 2). On l'appellera partie spéculaire par la suite,
- la présence de déferlement à la surface de l'océan. Ce troisième terme repéré par l'indice wb sera désigné comme la partie non-polarisée¹ du modèle de KHCC03. Cela signifie que la contribution absolue de ce terme à la SERN totale est la même quelle que soit la polarisation considérée - VV ou HH.

Contribution de la partie double échelle

La contribution à la section efficace radar donnée par la diffusion de Bragg est rappelée par l'équation (2.21). Pour tenir compte de l'inclinaison et de la modulation des vagues qui participent à la dif-

¹On note que ce terme est un abus de langage puisqu'il pourrait tout aussi bien désigner la partie spéculaire. Cependant, comme nous l'avons vu au chapitre 2, la contribution de la partie spéculaire à la SERN est négligeable pour des angles supérieurs à 20 degrés.

fusion de Bragg par les plus grandes vagues, Kudryavtsev et al. [2003a] font un développement au second ordre en terme de pentes de l'équation (2.21). On obtient alors :

$$\sigma_{br}^{pp} = \sigma_{0br}^{pp}(\theta, \phi) \left[1 + \mathbb{G}^{pp} \overline{\zeta_i^2} - \frac{M_{t0}^{pp}}{B_{r0}} \overline{\zeta \tilde{B}_r} \right], \quad (5.2)$$

où σ_{0br}^{pp} est la composante Bragg pure (sans modulation des vagues de Bragg), ζ_i la pente dans la direction du plan d'incidence, $M_{t0}^{pp} = (1/\sigma_{0br}) \partial \sigma_{0br}^{pp} / \partial \theta$ la fonction de transfert due à la modulation par les pentes, \tilde{B}_r désigne la modulation du spectre de courbure des petites vagues à cause des interactions avec les plus longues vagues, \mathbb{G}^{pp} le coefficient de polarisation défini dans Kudryavtsev et al. [2003a] ou dans l'annexe B.2.

Dans le membre de droite, le premier terme dans (5.2) traduit la contribution à la SERN de la diffusion de Bragg pure à la surface de la mer. Le deuxième représente les effets d'inclinaison des petites vagues par les grandes. Le troisième traduit l'impact des corrélations croisées entre les effets d'inclinaison et les effets hydrodynamiques de la surface. Ce troisième effet est de deux natures. D'une part la modulation hydrodynamique des petites vagues de Bragg via les vitesses orbitales des grandes vagues. D'autre part, les effets dûs à la présence de vagues capillaires générées par les vagues de gravité courtes et qui restent sur la face avant des vagues de gravité courtes. Kudryavtsev et al. [2003a] sont les premiers à intégrer ce phénomène de corrélation croisée lié aux vagues de gravité et aux capillaires. L'intérêt de ce troisième terme est sa participation explicite à l'asymétrie entre les directions face et dos au vent (ci-après noté Up/Downwind) de la section efficace radar. Dans leur article, Kudryavtsev et al. [2003a] montrent que le terme de pure inclinaison (voir leur figure 6) est proche de 1 pour $\theta < 40$ degrés en polarisation HH et $\theta < 20$ degrés en polarisation VV. Ils soulignent d'ailleurs cette "imprécision mathématique" qui rend le développement limité de l'équation (5.2) invalide, mais tolèrent le développement pour des angles supérieurs à 20 degrés. Pour utiliser le modèle de Kudryavtsev et al. [2003a] pour des angles inférieurs à 20 degrés, nous montrerons dans la section 5.2.1 qu'il est possible de s'affranchir du développement limité.

Contribution de la partie spéculaire

Pour la surface de la mer, pour des angles tels que $\theta > 20$ degrés, la contribution de la réflexion spéculaire est très faible (cf figure 2.2). Elle est cependant prise en compte au travers de l'équation (2.15).

Contribution des zones de déferlement

A partir de mesures en bassin, en 1999, Ericson et al. [1999] montrent qu'à 45 degrés, la SERN augmente significativement (de -6 à -3 dB) près des crêtes des vagues déferlantes et que le rapport de polarisation (PR ci-après) est proche de 0 dB. Ils en concluent que la rétrodiffusion liée à des perturbations de la surface par les processus de déferlement expliquent les fort pics de retour dans le signal radar mesuré et que cette contribution au signal radar ne dépend pas de la polarisation VV ou HH. Ils montrent également que le signal radar est bien reproduit par l'approximation de Kirchhoff près des crêtes des vagues déferlantes et par l'approximation de Bragg loin de ces crêtes.

Sur la base de ces travaux, Kudryavtsev et al. [2003a] modélisent la contribution à la section efficace radar des zones de surface où il y a déferlement en utilisant l'approximation de Kirchhoff dans le cas de l'optique géométrique. C'est le troisième terme de l'équation (5.1). Kudryavtsev et al. [2003a] écrivent la participation à la SERN des fortes rugosités liées au déferlement telle que :

$$\sigma_{0wb}(\theta) = \sec^4 \theta / s_{wb}^2 \exp(-\tan^2 \theta / s_{wb}^2) + \epsilon_{wb} / s_{wb}^2, \quad (5.3)$$

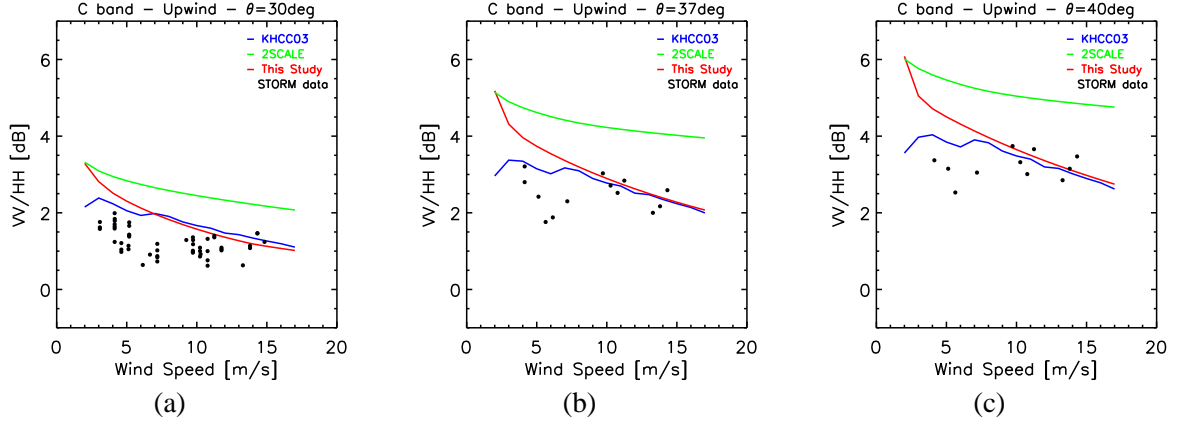


FIG. 5.2 – (a) Rapports de polarisation en dB donné par le modèle KHCC03 (bleu), le modèle KHCC03 étendu (rouge), le modèle 2-échelles (vert) et les mesures de STORM (points noirs) en fonction de la vitesse du vent pour un angle d'incidence de 30 degrés dans la direction face au vent. (b) Même chose pour un angle de 37 degrés. (c) Même chose pour un angle de 40 degrés.

où s_{wb}^2 est la variance des pentes des vagues de fortes rugosités générées par le déferlement et ϵ_{wb} le rapport des échelles verticales sur les échelles horizontales des parties déferlantes. Le deuxième terme devient prépondérant devant le premier pour les grands angles d'incidence (> 50 degrés). On remarque que l'équation 5.3 ne dépend pas du nombre d'onde considéré. Cela signifie que la contribution spéculaire est considérée identique pour les différentes échelles de rugosité liées au déferlement. Cette contribution décrit la somme des contributions des différentes échelles des fronts déferlants par unité de surface considérée.

Pour décrire la fraction de la surface observée où surviennent les événements déferlants, Kudryavtsev et al. [2003a] s'appuient sur les travaux de Phillips [1988]. Soit une surface unité. On a $\Lambda(\vec{k})d\vec{k}$ la longueur totale des fronts déferlants de nombres d'ondes compris entre \vec{k} et $\vec{k} + d\vec{k}$. La surface vue par le radar est alors proportionnelle à $k^{-1}\Lambda(\vec{k})d\vec{k}$ et la contribution de toutes les longueurs d'onde à la section efficace s'écrit [Phillips, 1988] :

$$\sigma_{wb} = \int C(k/k_r, \theta, \phi) k^{-1} \Lambda(\vec{k}) d\vec{k}, \quad (5.4)$$

où $C(k/k_r, \theta, \phi)$ est une fonction inconnue qu'on peut déterminer empiriquement et $\Lambda(\vec{k})$ la fonction de distribution des longueurs des fronts déferlants. En se basant sur la description du spectre de courbure de Kudryavtsev et al. [1999], Kudryavtsev et al. [2003a] introduisent la paramétrisation suivante pour décrire la fonction de distribution des longueurs des fronts déferlants Λ en fonction de leur vitesse de phase ou de leur nombre d'onde [Kudryavtsev et al., 2003a] :

$$\Lambda(\vec{c}) = \frac{g}{c^4} \left(\frac{B(\vec{k})}{\alpha} \right)^{n+1}, \quad \text{où dans l'espace des } \vec{k} \quad \Lambda(k, \phi) = \frac{1}{2k} \left(\frac{B(k, \phi)}{\alpha} \right)^{n+1}. \quad (5.5)$$

Le problème de l'approche de *Phillips* vient de la fonction empirique $C(k/k_r, \theta, \phi)$ qui n'a pas de base physique.

Kudryavtsev et al. [2003a] s'appuient alors sur la théorie de Wetzel et al. [1990] qui modélisent les fronts déferlants des vagues qui cassent, par des rouleaux dont la face avant comporte une zone de

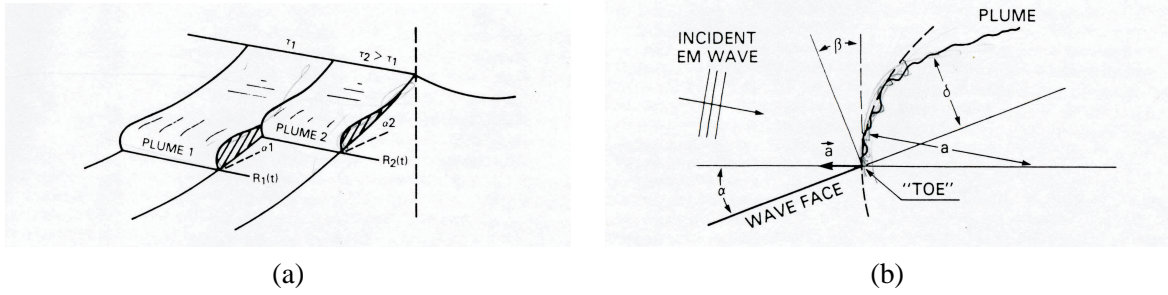


FIG. 5.3 – (a) Schéma idéalisé de fronts déferlants (b) Géométrie de la face avant d'un front déferlant. Figures extraites du chapitre 12 de Wetzel et al. [1990].

très forte rugosité. La géométrie des fronts déferlants est présentée sur les figures 5.3(a)-(b) issues du chapitre 12 de Wetzel et al. [1990]. Soient les rugosités dont le nombre d'onde est compris entre \vec{k} et $\vec{k} + d\vec{k}$ générées sur l'avant des vagues déferlantes. Si la surface où la rugosité a augmenté du fait de la cassure est considérée localement plane, alors on peut définir un couple d'angles (θ_i, ϕ_i) associé à chaque élément de rugosité accrue où θ_i définit l'angle entre la verticale et la normale à la surface et ϕ_i l'angle azimutal relatif au plan d'incidence d'azimut ϕ . La contribution à la section efficace radar due aux déferlements des vagues caractérisées par un nombre d'onde appartenant à l'intervalle $[\vec{k}, \vec{k} + d\vec{k}]$ pour une surface S_0 s'écrit alors [Kudryavtsev et al., 2003a] :

$$d\sigma_{wb}(\theta, \phi) = \sigma_{0wb}(\theta) + \frac{\partial\sigma_{0wb}}{\partial\theta} \sum \theta'_j \cos \phi'_j dq_j = \sigma_{0wb}(\theta) [dq + M_{twb} \overline{\theta_{wb}} \sum \cos \phi'_j dq_j], \quad (5.6)$$

où $dq = \sum ds_j/S_0$ représente la fraction de la surface S_0 couverte d'éléments de plus forte rugosité due au déferlement et $dq_j = ds_j/S_0$ est la fraction de surface de chacun des éléments de rugosité qui forment tous ensemble la surface dq . Le premier terme décrit l'augmentation du signal radar à cause des zones de forte rugosité si elles étaient horizontales. Le deuxième terme traduit les effets d'inclinaisons de chaque zone de forte rugosité par les grandes vagues. En posant $M_{twb} = (1/\sigma_{0wb})\partial\sigma_{0wb}/\partial\theta$ et en considérant un effet d'inclinaison moyen $\overline{\theta_{wb}}$, on obtient la partie droite de l'équation (5.6).

A partir des travaux de Phillips [1985] sur la description du spectre à l'équilibre, Kudryavtsev et al. [2003a] considèrent la fraction totale de zone affectée par le déferlement dq et les fractions partielles dq_j proportionnelles à la surface $k^{-1}\Lambda(\vec{k})d\vec{k}$ associée à la longueur des fronts déferlants $\Lambda(\vec{k})d\vec{k}$. Pour tous les \vec{k} associés aux processus de déferlement, Kudryavtsev et al. [2003a] ré-écrivent donc l'équation (5.6) telle que :

$$\sigma_{wb} \propto \int_{\phi} \int_{k < k_{nb}} [1 + M_{twb} \overline{\theta_{wb}} A_{wb}(\phi)] \sigma_{0wb}(\theta, k/k_r) \Lambda(k, \phi_1) d\phi_1 dk, \quad (5.7)$$

où $A_{wb}(\phi)$ est la distribution azimutale des diffuseurs liés aux déferlements qui s'écrit [Kudryavtsev et al., 2003a] :

$$A_{wb}(\phi) = \Lambda_k^{-1} \int \cos(\phi_1 - \phi) \Lambda d\phi_1. \quad (5.8)$$

Dans l'équation (5.7), il faut définir une limite pour l'intégration sur le domaine de nombre d'onde. Kudryavtsev et al. [2003a] considèrent que seules les vagues supérieures à 15 cm ou à 10 fois la longueur d'onde radar vont participer à l'augmentation de la section efficace radar par déferlement.

k_{nb} est donc défini tel que : $k_{nb} = \min(0.1k_r, k_{wb})$, avec k_r le nombre d'onde radar et $k_{wb} = 2\pi/0.15$. Pour appliquer l'équation (5.7), il faut également être capable de quantifier les événements déferlants. Kudryavtsev et al. utilisent alors la paramétrisation décrite par l'équation (5.5). L'équation (5.7) se ré-écrit alors [Kudryavtsev et al., 2003a] :

$$\sigma_{wb}(\theta, \phi) = q \left[1 + M_{twb} \overline{\theta_{wb}} A_{wb}(\phi) \right] \sigma_{0wb}(\theta), \quad (5.9)$$

où q est défini par :

$$q = C_q \int_{\phi} \int_{k < k_{nb}} \frac{1}{2k} \left[\frac{B(k, \phi_1)}{\alpha} \right]^{n+1} d\phi_1 dk. \quad (5.10)$$

De l'éq. (5.7) à l'éq. (5.9), on remarque que $\sigma_{0wb}(\theta, k/k_r)$ est sorti de l'intégrale. Ce terme est décrit par l'équation (5.3) et représente la contribution moyenne des vagues déferlantes tel que $k < k_{nb}$ sans autre distinction en fonction du nombre d'onde.

Les coefficients à fixer sont les constantes C_q , $\overline{\theta_{wb}}$ et la fonction $\sigma_{0wb}(\theta)$ donnée par l'équation (5.3) qui décrit la contribution à la section efficace radar de chaque élément de forte rugosité créé par déferlement des vagues telles que $k < k_{nb}$. Dans cette équation, les termes responsables de l'asymétrie face/dos au vent sont $M_{twb} \overline{\theta_{wb}} A_{wb}(\phi)$. M_{twb} est négatif, $A_{wb}(\phi)$ introduit une modulation en fonction de l'angle d'azimut tel que $A_{wb} > 0$ autour de la direction face au vent, $A_{wb} = 0$ dans les directions perpendiculaires au vent, $A_{wb} < 0$ dans la direction dos au vent et $\overline{\theta_{wb}}$ influe l'asymétrie entre les directions face et dos au vent selon la valeur qu'on lui fixe. En utilisant les données de Unal et al. [1991] et Masuko et al. [1986], Kudryavtsev et al. [2003a] choisissent les valeurs des constantes telles que : $C_q = 10.5$, $\epsilon_{wb} = 0.005$, $s_{wb}^2 = 0.19$ et $\overline{\theta_{wb}} = 0.05$. On note donc que ce modèle a été établi de manière complètement indépendante des données STORM obtenues pendant la campagne VALPARESO.

Finalement, le modèle KHCC03 s'écrit pour $\theta > 20$ degrés tel que :

$$\sigma_0^{pp} = (1 - q) \left[\sigma_{0br}^{pp} + \sigma_{sp} \right] + \sigma_{wb}, \quad (5.11)$$

où q est défini par l'équation (5.10) et σ_{wb} par les équations (5.3), (5.9) et (5.10).

5.1.2 Comparaisons avec les données STORM et un modèle 2-échelles

Dans cette section, nous présentons des comparaisons entre le modèle tel qu'il a été proposé par Kudryavtsev et al. [2003a] (bleu) et les données STORM (points noirs). D'autre part, comme les constantes $C_q = 10.5$, $\epsilon_{wb} = 0.005$, $s_{wb}^2 = 0.19$ et $\overline{\theta_{wb}} = 0.05$ ont été ajustées par Kudryavtsev et al. [2003a] sur des données (qui ne sont pas celles de STORM) en double polarisation pour pouvoir reproduire les valeurs de rapport de polarisation mesurées, nous commençons les comparaisons en terme de PR avant d'en venir aux SERN.

Sur chacune des comparaisons, nous traçons également le résultat du modèle 2-échelles (vert) tel qu'il est utilisé dans le modèle KHCC03. Cela permet de montrer clairement l'apport de la partie non-polarisée attribuée au déferlement dans la modélisation de Kudryavtsev et al. [2003a].

Les données STORM fournissent des mesures entre 10.5 et 42.5 degrés alors que le modèle KHCC03 est limité à des angles supérieurs à 20 degrés. Notons que les courbes en rouges ne seront introduites et discutées que plus loin dans la section 5.3.

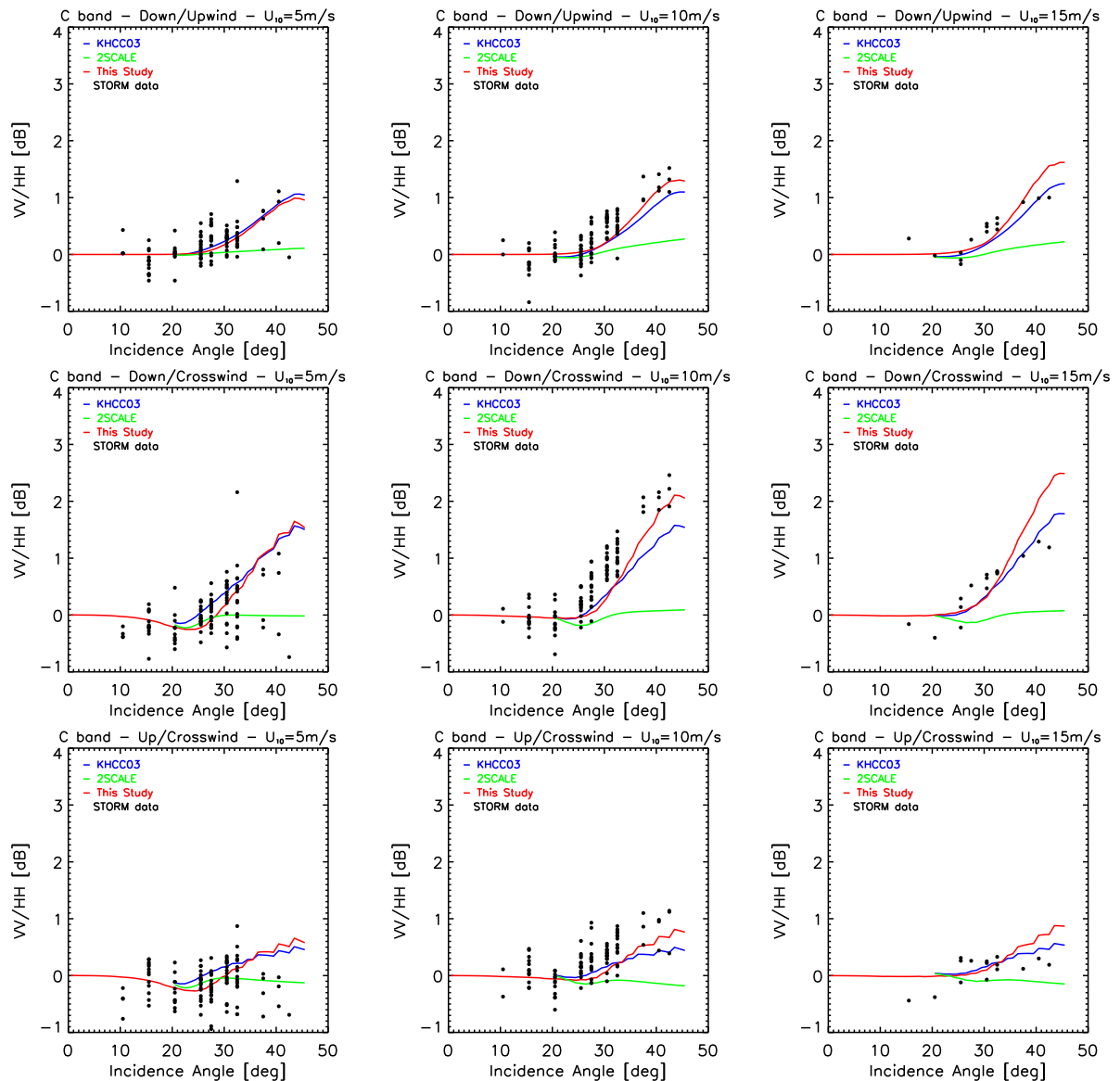


FIG. 5.4 – Asymétries Downwind/Upwind δ_{DU} , Downwind/Crosswind δ_{DC} , Upwind/Crosswind δ_{UC} (de haut en bas) du rapport de polarisation exprimées en dB données par le modèle KHCC03 (bleu), le modèle KHCC03 étendu (rouge), le modèle 2-échelles (vert) et les mesures de STORM (points noirs) en fonction de l'angle d'incidence pour 3 vitesses de vents : (de gauche à droite) 5, 10 et 15 m/s.

Comparaison en terme de Rapport de Polarisation (PR)

Dépendance du PR avec l'angle d'incidence : La figure 5.1 présente le rapport de polarisation exprimé en dB en fonction de l'angle d'incidence dans la direction face au vent pour trois régimes de vent : (a) 5, (b) 10 et (c) 15 m/s.

Les données STORM montrent une forte croissance du niveau de PR en fonction de l'incidence quelle que soit la gamme de vitesse de vent considérée. Cette observation rejoint bien sûr l'étude

menée dans le chapitre précédent.

La comparaison entre les données STORM et le modèle KHCC03 montre que le modèle reproduit bien cette croissance du rapport de polarisation en fonction de l'incidence pour $20.5 < \theta < 42.5$ degrés quelle que soit la direction de visée et la vitesse de vent. De plus, nous remarquons que le niveau moyen du rapport de polarisation est en bon accord avec les données même si dans les cas de vents forts (15 m/s), le modèle semble légèrement sous-estimer le niveau du rapport de polarisation.

Par contre la comparaison entre les deux modèles n'est pas bonne. Le modèle 2-échelles surestime toujours le modèle de KHCC03 et les données STORM. Cela montre nettement l'influence de la prise en compte des effets liés au déferlement, qui diminuent les valeurs de PR en fonction de l'angle d'incidence et qui améliore la comparaisons mesures/modélisation.

Dépendance du PR avec la vitesse du vent : La figure 5.2 présente le rapport de polarisation en fonction de la vitesse du vent dans la direction face au vent pour trois angles d'incidence : (a) 30, (b) 37 et (c) 40 degrés.

Globalement, on observe que le modèle KHCC03 est au milieu du nuage de point donné par les mesures STORM. L'accord est donc plutôt bon. Cependant, le modèle KHCC03 prédit une légère décroissance du rapport de polarisation en fonction du vent quelle que soit la direction azimutale de visée ou l'angle d'incidence considéré. Cette décroissance n'est pas claire dans les données STORM (cf. chapitre précédent ou l'article de Mouche et al. [2005]). Cette légère décroissance du rapport de polarisation en fonction du vent explique la sous-estimation du niveau de PR dans les cas de vents de 15 m/s sur la figure 5.1 (c).

Les comparaisons avec le modèle 2-échelles montrent que la prise en compte de la contribution à la SERN liée au déferlement ne modifie pas beaucoup la dépendance en vent du rapport de polarisation. Par contre, la prise en compte des effets de déferlement à la surface participe à améliorer la modélisation du niveau moyen de PR par rapport au modèle 2-échelles.

Sur la base des définitions des asymétries données par les équations (4.5)-(4.7), nous comparons également les asymétries du rapport de polarisation donné par KHCC03 avec les mesures STORM.

Dépendance des asymétries du PR avec l'angle d'incidence : La figure 5.4 présente une comparaison entre les asymétries dos/face au vent (Down/Upwind) δ_{DU} , dos/perpendiculaire au vent (Down/Crosswind) δ_{DC} , et face/perpendiculaire au vent (Up/Crosswind) δ_{UC} (de haut en bas) du rapport de polarisation donné par le modèle KHCC03, le modèle 2-échelles et les mesures de STORM en fonction de l'angle d'incidence pour trois vitesses de vents : (de gauche à droite) 5, 10 et 15 m/s.

D'abord, comme souligné par l'étude sur le PR menée au chapitre précédent, on observe dans les données STORM une croissance des trois asymétries en fonction de l'incidence. Cette croissance est plus forte pour l'asymétrie δ_{DC} et plus faible pour l'asymétrie δ_{UC} . Malgré la dispersion due à la faiblesse du signal dans les données à 5 m/s, cette croissance est également observée dans ce régime de vent.

Le modèle KHCC03 reproduit tout à fait bien ces tendances de croissance en fonction de l'angle d'incidence. Ces résultats sont assez surprenants car les asymétries du signal radar en fonction de la direction azimutale du vent sont en général mal reproduites par les modèles. Nous reviendrons d'ailleurs sur ce problème au moment des comparaisons faites en terme de section efficace radar.

Les comparaisons avec le modèle 2-échelles révèlent que celui-ci n'est pas à même de reproduire les asymétries qu'il sous-estime constamment de façon significative. D'autre part les différences entre le modèle 2-échelles et le modèle de KHCC03 montrent que c'est la partie non-polarisée de la section

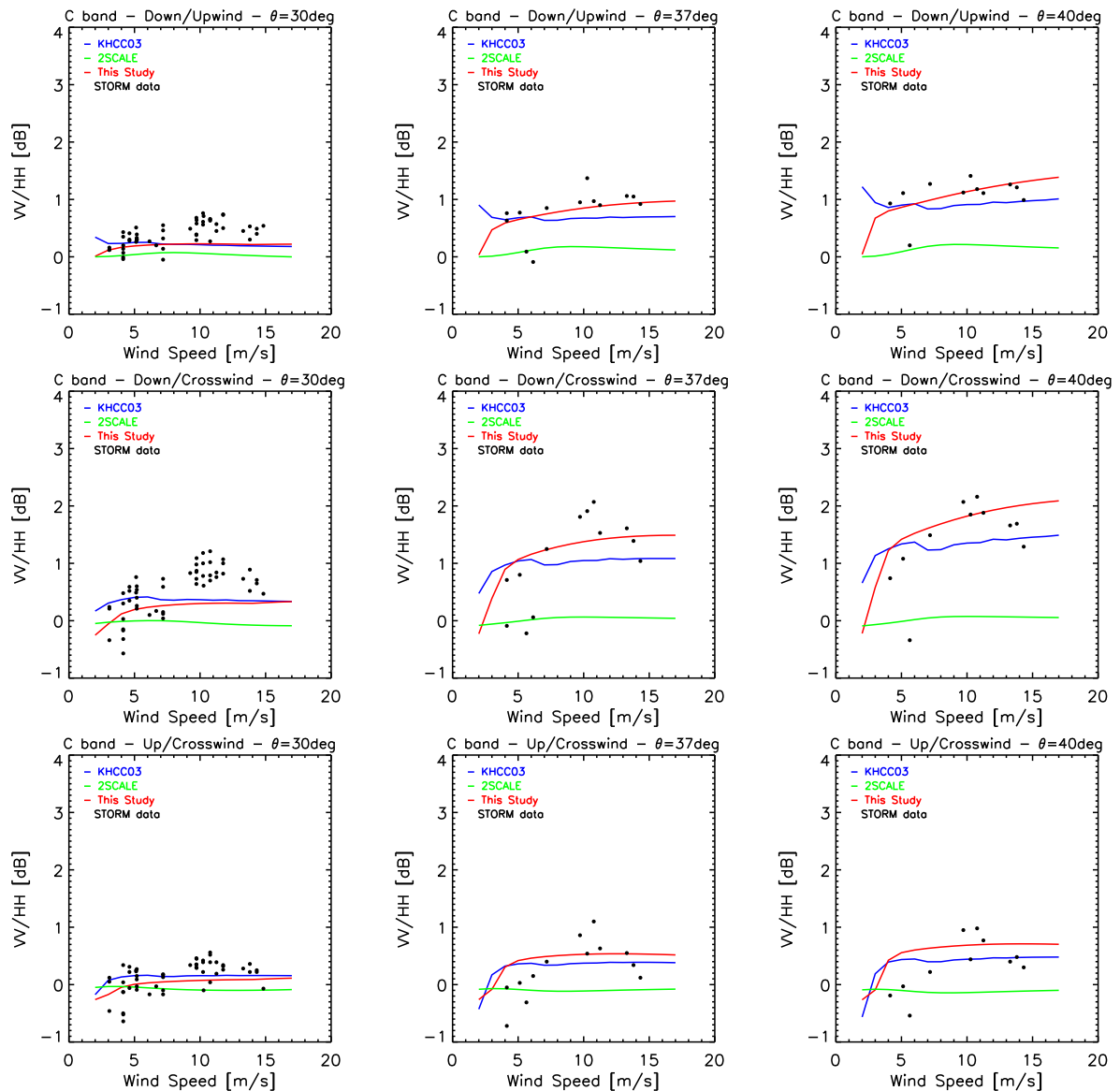


FIG. 5.5 – Asymétries Downwind/Upwind δ_{DU} , Downwind/Crosswind δ_{DC} , Upwind/Crosswind δ_{UC} (de haut en bas) du rapport de polarisation exprimées en dB données par le modèle KHCC03 (bleu), le modèle KHCC03 étendu (rouge), le modèle 2-échelles (vert) et les mesures de STORM (points noirs) en fonction de la vitesse de vents pour trois angles d'incidence (de gauche à droite) 30, 37 et 40 degrés.

efficace radar, attribuée aux zones à la rugosité accrue dues aux effets de déferlement par Kudryavtsev et al. [2003a] qui permet de reproduire l'asymétrie du PR.

Dépendance des asymétries du rapport de polarisation avec la vitesse du vent : La figure 5.5 présente une comparaison entre les asymétries Downwind sur Upwind δ_{DU} , Downwind sur Crosswind δ_{DC} , Upwind sur Crosswind δ_{UC} (de haut en bas) du rapport de polarisation donné par le modèle

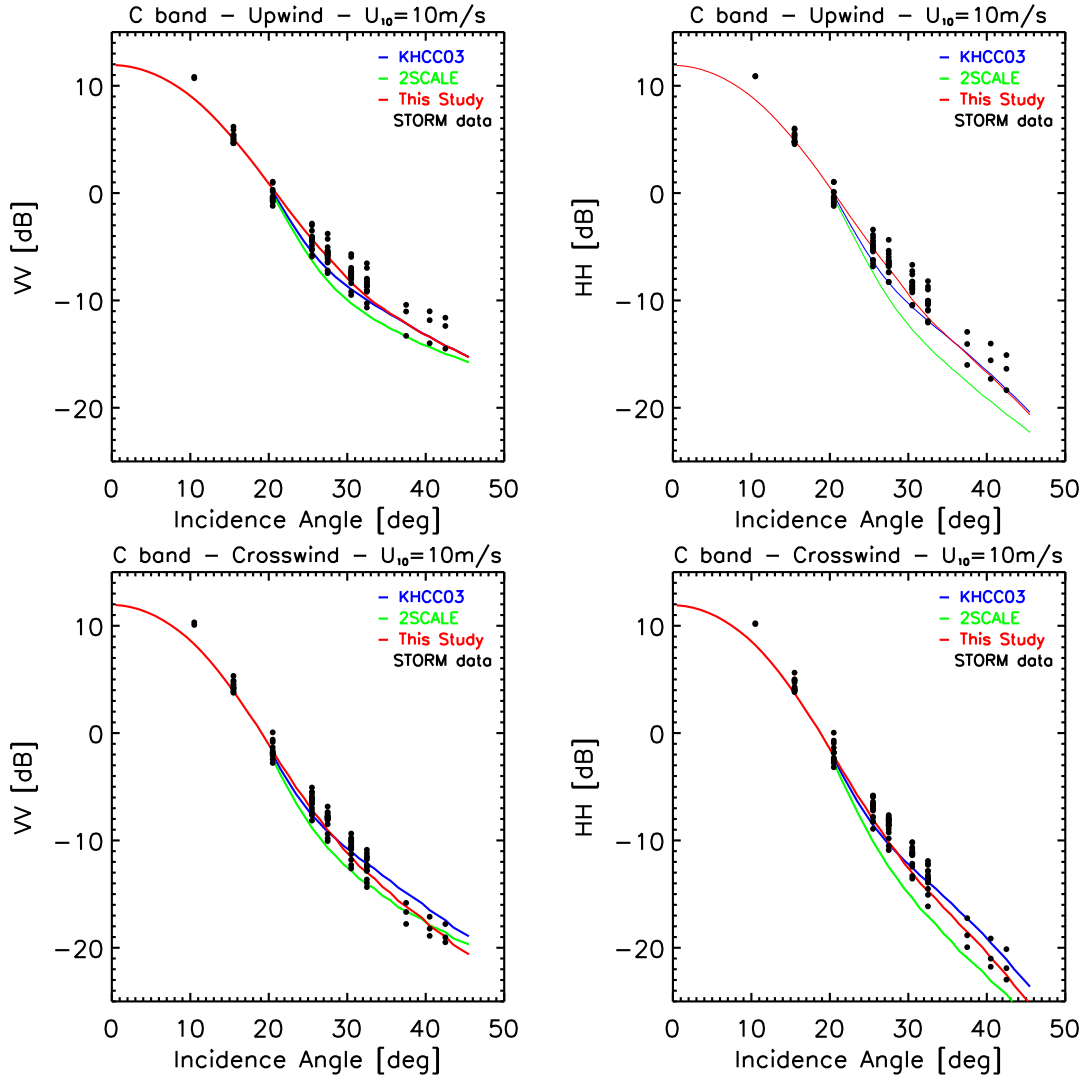


FIG. 5.6 – Sections efficaces radar exprimées en dB en polarisation VV (gauche) et HH (droite) données par le modèle KHCC03 (bleu), le modèle étendu (rouge), le modèle 2-échelles (vert) et les mesures de STORM (points noirs) en fonction de l'angle d'incidence pour $U_{10} = 10$ m/s dans les 2 directions azimutales face (en haut) et perpendiculaire au vent (en bas).

KHCC03 et le modèle 2-échelles et les mesures de STORM en fonction de la vitesse du vent pour trois angles d'incidence : (de gauche à droite) 30, 37 et 40 degrés.

D'abord, on note qu'à partir des données STORM il est difficile de tirer une tendance claire de croissance ou de décroissance des asymétries en fonction du vent. L'observation attentive des asymétries δ_{DC} et δ_{UC} (à 37 et 40 degrés notamment) mesurées par STORM en fonction du vent pourrait rappeler les résultats sur l'asymétrie Up/Crosswind de la section efficace en polarisation verticale δ_{UC}^{VV} mis en évidence par Quilfen et al. [1999] à partir de mesures ERS en bande C. Dans cette étude Quilfen et al. [1999] montrent que l'asymétrie δ_{UC}^{VV} a deux régimes : une croissance de δ_{UC}^{VV} avec le vent pour des vents inférieurs à $\sim 12 - 13$ m/s et une décroissance pour les vents supérieurs à $\sim 12 - 13$ m/s. Cette différence de régime est attribuée par les auteurs à une saturation

dans la croissance des vagues centimétriques qui participent à la diffusion de Bragg qui se fait plus rapidement dans la direction face que dans la direction perpendiculaire au vent où l'action du vent est moindre et donc taux de croissance des vagues plus faible. Pour les vagues de Bragg en bande C, ils montrent que la croissance commence à saturer autour de 12 – 13 m/s. Dans notre cas, compte tenu du jeu de données restreint dont nous disposons, il n'est pas possible de mener une analyse aussi fine, même si un maximum semble être présent autour de 10 – 12 m/s.

La comparaison du modèle KHCC03 avec les données STORM montre que le niveau moyen des 3 asymétries ainsi que leur évolution en fonction de la vitesse du vent sont bien reproduits par le modèle. Dans le cas de l'asymétrie δ_{DU} on observe que la tendance de croissance avec la vitesse du vent est modélisée par KHCC03. On constate toutefois, que les deux régimes de croissance/décroissance des asymétries δ_{DC} et δ_{UC} évoqués plus haut en référence aux travaux de Quilfen et al. [1999] ne sont pas restitués par le modèle.

Les comparaisons avec le modèle 2-échelles montrent que la prise en compte de la diffusion de Bragg à travers un modèle 2-échelles ne suffit pas à reproduire les asymétries du rapport de polarisation. Cela confirme que l'inclusion d'une partie non-polarisée pour décrire la section efficace radar attribuée au déferlement est utile pour améliorer la description des asymétries du rapport de polarisation en terme de niveau moyen. Par contre, la tendance en fonction de la vitesse du vent n'est pas vraiment améliorée. On constate que pour les deux asymétries faisant intervenir la direction perpendiculaire au vent, l'accord avec les données est moins bon.

Résumé sur le PR

Au travers des figures 5.1-5.5, nous avons vérifié que la prise en compte de la partie non-polarisée attribuée aux effets de déferlement à la surface de la mer par Kudryavtsev et al. [2003a] améliore de manière tout à fait significative la modélisation du rapport de polarisation en comparaison du modèle 2-échelles et permet d'avoir un très bon accord avec les données STORM de la campagne VALPARESO .

D'une part, le niveau moyen du PR en fonction de l'incidence est mieux reproduit. Par contre, en fonction de la vitesse du vent, on observe que la légère décroissance obtenue avec le modèle 2-échelles est toujours présente dans les résultats de KHCC03. Cela indique que la partie non-polarisée joue peu sur le comportement du PR en fonction du vent.

D'autre part, les 3 asymétries δ_{DC} , δ_{DU} et δ_{UC} du rapport de polarisation sont beaucoup mieux reproduites en fonction de l'incidence et du vent avec le modèle KHCC03 qu'avec le modèle 2-échelles. Cela souligne l'importance de la prise en compte de la partie non-polarisée dans la description de la répartition azimutale des vagues qui participent à la rétrodiffusion du signal radar.

Ces comparaisons attestent que, malgré des coefficients à ajuster (et ajustés sur une base de données différente de STORM), la physique du modèle liée à la prise en compte des effets de déferlement est robuste et nécessaire. Dans Kudryavtsev et al. [2003a], les coefficients ont été ajustés sur des données en VV et HH présentées sous la forme d'un rapport polarisation. Or, initialement les sorties du modèle KHCC03 sont σ_0^{VV} et σ_0^{HH} , les sections efficaces radar dans chacune des deux polarisations VV et HH. Aussi une validation/discussion plus complète du modèle KHCC03, passe par une étude de chacune des deux polarisations VV et HH. C'est ce que nous présentons dans la section suivante.

Comparaison en terme de section efficace radar normalisée (SERN)

Tout comme le rapport de polarisation, les sections efficaces radar sont étudiées en fonction de la vitesse du vent, de l'angle d'incidence (dans les deux directions face et perpendiculaire au vent), ainsi

qu'en terme d'asymétrie. Nous travaillons sur les deux asymétries :

- face/perpendiculaire au vent (Up/Crosswind) notée δ_{UC}^{pp} qui caractérise le rapport de SERN entre la direction face au vent (ou upwind) et la direction perpendiculaire au vent (ou crosswind),
- face/dos au vent (Up/Downwind) notée δ_{UD}^{pp} qui caractérise le rapport de SERN entre la direction face au vent (ou upwind) et la direction dos au vent (ou downwind),

qui sont celles classiquement utilisées dans la littérature car la SERN a ses maxima dans les directions face et dos au vent tandis que ses minima sont dans la direction perpendiculaire au vent. L'exposant pp indique la polarisation considérée.

Dépendance de la section efficace avec l'angle d'incidence : La figure 5.6 présente la section efficace radar dans les polarisations VV (gauche) et HH (droite) en fonction de l'angle d'incidence dans les deux directions face et perpendiculaire (respectivement les panneaux du haut et du bas) au vent pour $U_{10} = 10$ m/s.

Les données STORM montrent une décroissance de la SERN quand l'angle d'incidence augmente. Cette décroissance est plus forte en polarisation HH - pour les angles supérieurs à 30 degrés. On observe que prendre en compte les effets de déferlement à la surface de l'océan contribue à augmenter la section efficace prédite par le modèle 2-échelles. Globalement, considérer la partie non-polarisée introduite par Kudryavtsev et al. [2003a] améliore les comparaisons entre modèle et données.

Dans la direction face au vent, en polarisation VV, on observe qu'ajouter la partie non-polarisée attribuée aux effets de déferlement contribue à augmenter de manière minime le niveau de la section efficace radar. Pour les vents considérés (10 m/s), cela améliore les comparaisons car le modèle KHCC03 est en meilleur accord avec les données STORM que le modèle 2-échelles. Pour la polarisation HH, l'effet de la partie non-polarisée est encore plus marqué qu'en VV. A 10 m/s, on observe également que l'accord entre les données et le modèle KHCC03 est satisfaisant.

Dans la direction perpendiculaire au vent, en polarisation VV, la différence entre KHCC03 et le modèle 2-échelles est minime. Par contre en polarisation HH, on observe que la prise en compte du déferlement améliore les comparaisons entre modèle et données.

Dépendance de la section efficace avec la vitesse du vent : La figure 5.7 présente la section efficace radar dans les polarisations VV (gauche) et HH (droite) en fonction de la vitesse du vent dans les deux directions faces et perpendiculaires au vent (respectivement les deux panneaux du haut et du bas) pour une incidence de 30 degrés.

Les données STORM montrent une croissance des SERN avec le vent. Globalement, on observe que le modèle 2-échelles sous-estime pour tous les vents les mesures de section efficace radar dans les deux polarisations.

Dans la direction face au vent, on observe que le modèle KHCC03 est en très bon accord avec les données STORM en polarisation VV. En polarisation HH, malgré la prise en compte de la partie non-polarisée, le modèle KHCC03 sous-estime encore (mais légèrement) les mesures réalisées par STORM.

Dans la direction perpendiculaire au vent et pour les deux polarisations, la prise en compte de la partie non-polarisée permet d'avoir une valeur moyenne de SERN prédite par le modèle KHCC03 équivalente aux mesures STORM. Pourtant, il apparaît que le modèle sous-estime les valeurs de SERN pour les vents inférieurs et supérieurs à 10 m/s. Cela suggère que, dans la direction perpendiculaire au vent, la croissance d'au moins une partie des vagues qui participent à la rétrodiffusion du signal

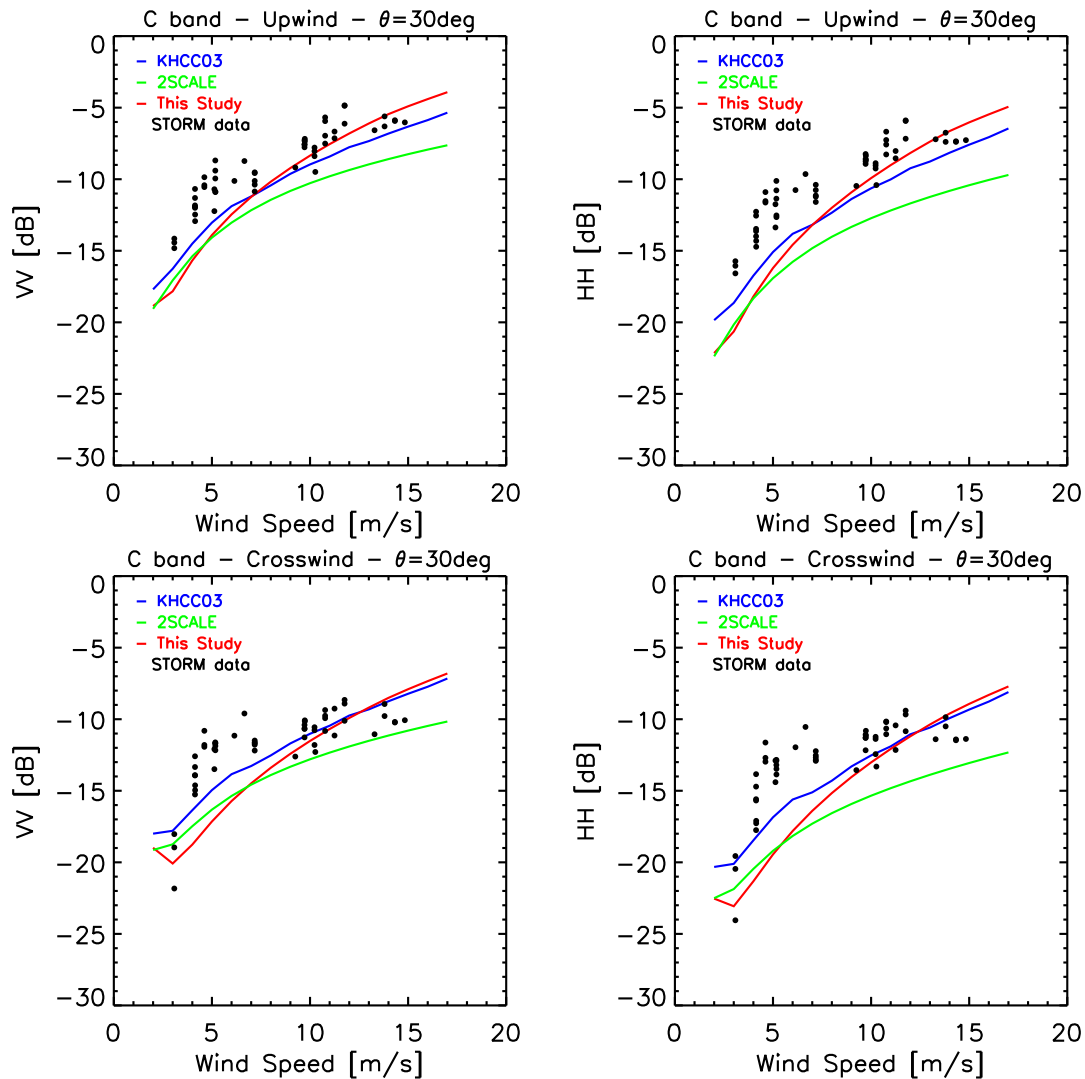


FIG. 5.7 – Sections efficaces radar exprimées en dB en polarisation VV et HH données par le modèle KHCC03 (bleu), le modèle 2-échelles (vert), le modèle étendu (rouge) et les mesures de STORM (points noirs) en fonction de la vitesse du vent pour $\theta = 30$ degrés : (de gauche à droite) dans les 2 directions azimutales face (en haut) et perpendiculaire au vent (en bas).

électromagnétique est mal prise en compte dans le spectre de surface. Nous verrons plus loin qu'en combinant les deux polarisations, on peut mettre en évidence les causes de ce problème.

Dépendance des asymétries de la section efficace avec l'angle d'incidence : La figure 5.8 présente les deux asymétries δ_{UD}^{pp} (panneau du haut) et δ_{UC}^{pp} (panneau du bas) de la section efficace radar dans les polarisations VV (à gauche) et HH (à droite) en fonction de l'incidence pour une vitesse de vent de 10 m/s.

Les données STORM montrent que l'asymétrie δ_{UD}^{pp} augmente en fonction de l'angle d'incidence dans les deux polarisations. La croissance est plus marquée en polarisation horizontale et donc $\delta_{UD}^{HH} > \delta_{UD}^{VV}$ pour les plus grandes incidences. On observe que δ_{UD}^{VV} , est très bien reproduite par le modèle

KHCC03 alors qu'elle est légèrement sous-estimée par le modèle 2-échelles - surtout pour les grandes incidences. Dans le cas de la polarisation HH, on peut faire la même constatation sauf que la sous-estimation du modèle 2-échelles est nettement plus marquée qu'en polarisation VV. Cela montre que les effets croisés entre la modulation hydrodynamique des vagues de Bragg et les effets de pentes dus aux plus grandes vagues tels que décrit dans la partie 2-échelles de KHCC03 ne sont pas suffisants pour expliquer l'asymétrie δ_{UD}^{pp} . Par contre, il apparaît que la prise en compte des effets dus aux zones de fortes rugosités causés par le déferlement des vagues joue un rôle non négligeable dans l'asymétrie face/dos au vent.

Pour l'asymétrie δ_{UC}^{pp} , les données STORM montrent que δ_{UC}^{pp} augmente avec l'angle incidence dans les deux polarisations. La croissance avec l'incidence de δ_{UC}^{pp} est nettement plus marquée que pour δ_{UD}^{pp} . On observe également que les valeurs de δ_{UC}^{VV} et δ_{UC}^{HH} sont quasiment similaires. Les comparaisons avec les modèle sont peu satisfaisantes. La croissance en fonction de l'incidence est mal reproduite par les deux modèles et le modèle 2-échelles donne des résultats qui sont en meilleur accord avec les données STORM. En tenant compte des effets de déferlement, on observe que δ_{UC}^{pp} diminue. Cet effet est attendu puisque la théorie de Kudryavtsev et al. [2003a] considère que la distribution des zones de rugosité générée par les vagues déferlantes comme isotrope, ce qui tend à homogénéiser la répartition azimutale des vagues. Nous considérons qu'il est normal que δ_{UC}^{pp} diminue en présence de déferlement. Mais cela signifie que sans déferlement, les valeurs δ_{UC}^{pp} en fonction de l'angle d'incidence devraient être plus fortes qu'elles ne le sont actuellement dans la partie 2-échelles du modèle KHCC03.

Dépendance des asymétries de la section efficace avec la vitesse du vent : Les figures 5.9 et 5.10 présentent les deux asymétries δ_{UD}^{pp} et δ_{UC}^{pp} de la section efficace radar dans les polarisations VV et HH en fonction de la vitesse du vent pour deux incidences 30 et 40 degrés (de gauche à droite).

Les données STORM montrent que l'asymétrie δ_{UD}^{pp} est croissante avec la vitesse du vent pour les deux polarisations VV et HH. Cette croissance est plus marquée pour 40 que 30 degrés et plus marquée en polarisation HH que VV. On observe que le modèle KHCC03 reproduit bien cette croissance avec la vitesse du vent observée dans les données. Le modèle 2-échelles reproduit également cette tendance de croissance en fonction du vent. On observe par contre que la croissance n'est pas assez forte - en particulier pour la polarisation HH et l'incidence de 40 degrés. Une fois encore, la comparaison entre les deux modèles avec les données STORM indique que les effets d'inclinaison des grandes vagues appliqués aux zones où il y a du déferlement sont nécessaires pour reproduire correctement l'asymétrie δ_{UD}^{pp} .

Pour l'asymétrie δ_{UC}^{pp} , les données STORM indiquent dans les deux polarisations une nette croissance entre 5 et 15 m/s. Par contre, pour les vents tels que $U_{10} < 5$ m/s on observe une décroissance de cette asymétrie quand le vent augmente. La comparaison avec le modèle KHCC03 révèle clairement une des faiblesses du modèle. En effet, le modèle indique une croissance avec le vent entre 2 et 5 m/s. Pour les vents plus forts, l'asymétrie du modèle est quasiment constante et le niveau moyen trop faible. La comparaison avec le modèle 2-échelles révèle que l'ajout de la partie non polarisée dans KHCC03 contribue à baisser le niveau moyen correct de l'asymétrie δ_{UC}^{pp} donné par le modèle 2-échelles - effet attendu. Comme la croissance de l'asymétrie face/perpendiculaire au vent en fonction du module du vent est mal reproduite par le modèle KHCC03, on en conclut qu'il y a un problème dans la modélisation du taux de croissance des vagues en fonction de la direction azimutale. En particulier dans la direction perpendiculaire au vent. Nous reviendrons sur cette question dans le chapitre 6.

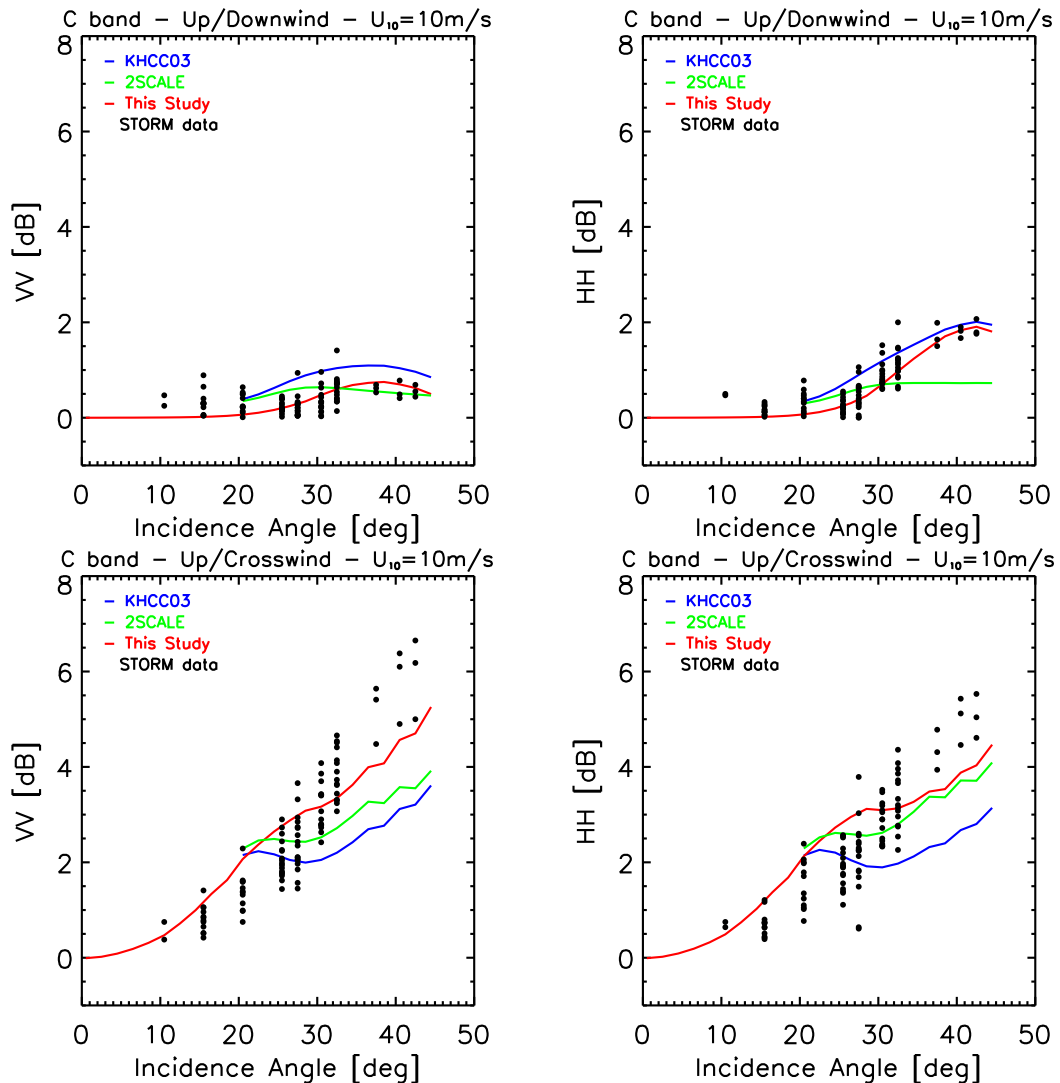


FIG. 5.8 – Asymétries Upwind/Downwind δ_{UD} , Upwind/Crosswind δ_{UC} exprimées en dB en polarisation VV (gauche) et HH (droite) de la section efficace radar donnée par le modèle KHCC03 (bleu), le modèle KHCC03 étendu (rouge), le modèle 2-échelles (vert) et les mesures de STORM (points noirs) en fonction de l'angle d'incidence pour $U_{10} = 10$ m/s.

Résumé sur les SERN

Dans cette section,

(i) nous avons montré que la prise en compte d'une partie non-polarisée attribuée aux processus de déferlement à la surface de l'océan et ajoutée à une modélisation 2-échelles permet d'augmenter le niveau moyen des sections efficaces dans les deux polarisations par rapport à un simple modèle 2-échelles - notamment en HH. Ces remarques confirment, comme l'avaient montré Kudryavtsev et al. [2003a], la nécessité de la modélisation de la réflexion de l'onde électromagnétique radar sur les zones de fortes rugosité.

Pour les deux polarisations, on observe également que l'essentiel de la croissance de la section efficace en fonction du vent et de la décroissance de la section efficace en fonction de l'incidence vient de la modélisation 2-échelles.

Notons cependant que même si les données STORM sont bien étalonnées, il est difficile de valider de manière absolue les résultats du modèle KHCC03. En cela les études en terme de rapport de polarisation ou d'asymétrie sont plus robustes.

(ii) D'autre part, nous avons mené une étude détaillée des deux asymétries face/dos et face/perpendiculaire au vent qui n'avait pas été menée jusqu'alors. Cela nous a permis de montrer que :

- les effets croisés entre la modulation hydrodynamique des vagues de Bragg et les effets de pentes dus aux plus longues vagues ne sont pas suffisants pour reproduire l'asymétrie face/dos au vent en fonction de l'incidence et de la vitesse du vent,
- l'inclusion des effets d'inclinaison dus aux longues vagues sur les vagues déferlantes permet par contre de restituer l'asymétrie face/dos au vent.
- l'asymétrie face/perpendiculaire au vent est mal reproduite par les deux modèles (2-échelles et KHCC03) en fonction du vent et de l'incidence
- les effets de déferlement participent à la diminution du niveau moyen de cette asymétrie.

On remarque également que la validation du modèle en terme de rapport de polarisation gomme certaines faiblesses du modèle KHCC03 qui apparaissent bien plus clairement avec une analyse en SERN simple. C'est très clair dans le cas de l'asymétrie face/perpendiculaire au vent qui est mal reproduite en terme de SERN (nous reviendrons dessus au chapitre 6) mais très bien en terme de PR. L'utilisation du seul rapport polarisation pour valider un modèle physique n'est donc pas suffisante bien que nécessaire.

Enfin, rappelons que du fait des approximations utilisées pour établir le modèle de KHCC03, il ne peut couvrir toute la gamme d'incidences disponible dans les données STORM - ou ASAR. Nous proposons donc dans la section suivante un modèle KHCC03 modifié afin de résoudre ce problème.

5.2 Définition et validation d'un modèle étendu sur toute la gamme d'incidence

Dans la première partie de cette section, nous présentons un modèle étendu du modèle KHCC03 proposé par Kudryavtsev et al. [2003a]. L'extension du modèle KHCC03 sur toute la gamme d'incidence considérée par STORM pose surtout le problème de validité du modèle à faibles incidences. En effet, déjà dans la section 5.1.1 où nous présentions le modèle KHCC03, il était souligné "l'imprécision mathématique" de Kudryavtsev et al. [2003a] qui toléraient le développement limité de l'équation (5.2) pour prendre en compte les effets croisés de modulation hydrodynamique et d'inclinaison des vagues de Bragg par les plus grandes et ainsi expliquer l'asymétrie face/dos au vent. Ce développement limité n'est plus acceptable pour les angles inférieurs à 25 degrés. Une autre solution est donc proposée. La deuxième partie de cette section sera consacrée à la validation/discussion des hypothèses faites pour construire le modèle.

5.2.1 Définition d'un modèle étendu sur toute la gamme d'incidence

L'équation de base du modèle étendu demeure la somme des trois termes qui composent la section efficace radar normalisée totale proposée par Kudryavtsev et al. [2003a] :

$$\sigma_0^{pp} = \sigma_{br}^{pp} + \sigma_{sp} + \sigma_{wb}. \quad (5.12)$$

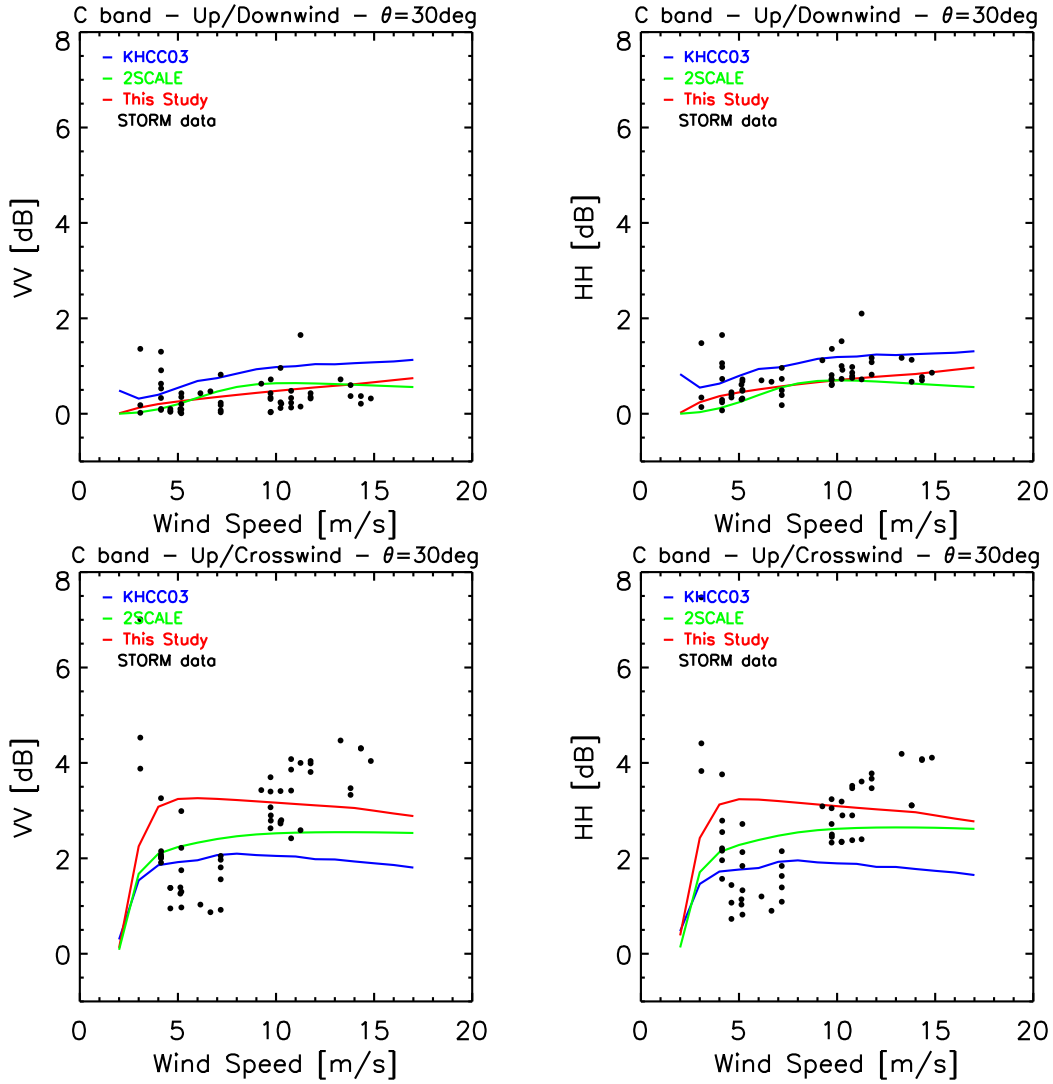


FIG. 5.9 – Comparaisons entre les asymétries Upwind/Downwind δ_{UD} , Upwind/Crosswind δ_{UC} en polarisation VV (gauche) et HH (droite) de la section efficace radar donnée par le modèle KHCC03 (bleu), le modèle KHCC03 étendu (rouge), le modèle 2-échelles (vert) et les mesures de STORM (points noirs) en fonction de la vitesse de vent pour $\theta = 30$ degrés.

Les deux termes de diffusion spéculaire σ_{sp} et de diffusion due aux processus de déferlement σ_{wb} restent inchangés car leur validité demeure sur toute la gamme d'incidence considérée - $[10, 45]$ degrés. Seule la partie polarisée du modèle i.e. le terme de diffusion de Bragg σ_{br}^{pp} , change donc.

Pour couper court à tous problèmes liés au développement limité de l'équation (5.2) qui décrit la partie polarisée du modèle KHCC03, nous reprenons la formule du modèle de Bragg 2-échelles telle qu'elle est définie par l'équation :

$$\sigma_{br}^{pp}(\theta, \phi) = \int_{\Gamma} \sigma_{0br}^{pp}(\theta - \eta_i) P(\eta_i) d\eta_i, \quad (5.13)$$

où θ est l'angle d'incidence, η_i les pentes dans la direction du plan d'incidence et $P(\eta_i)$ la densité

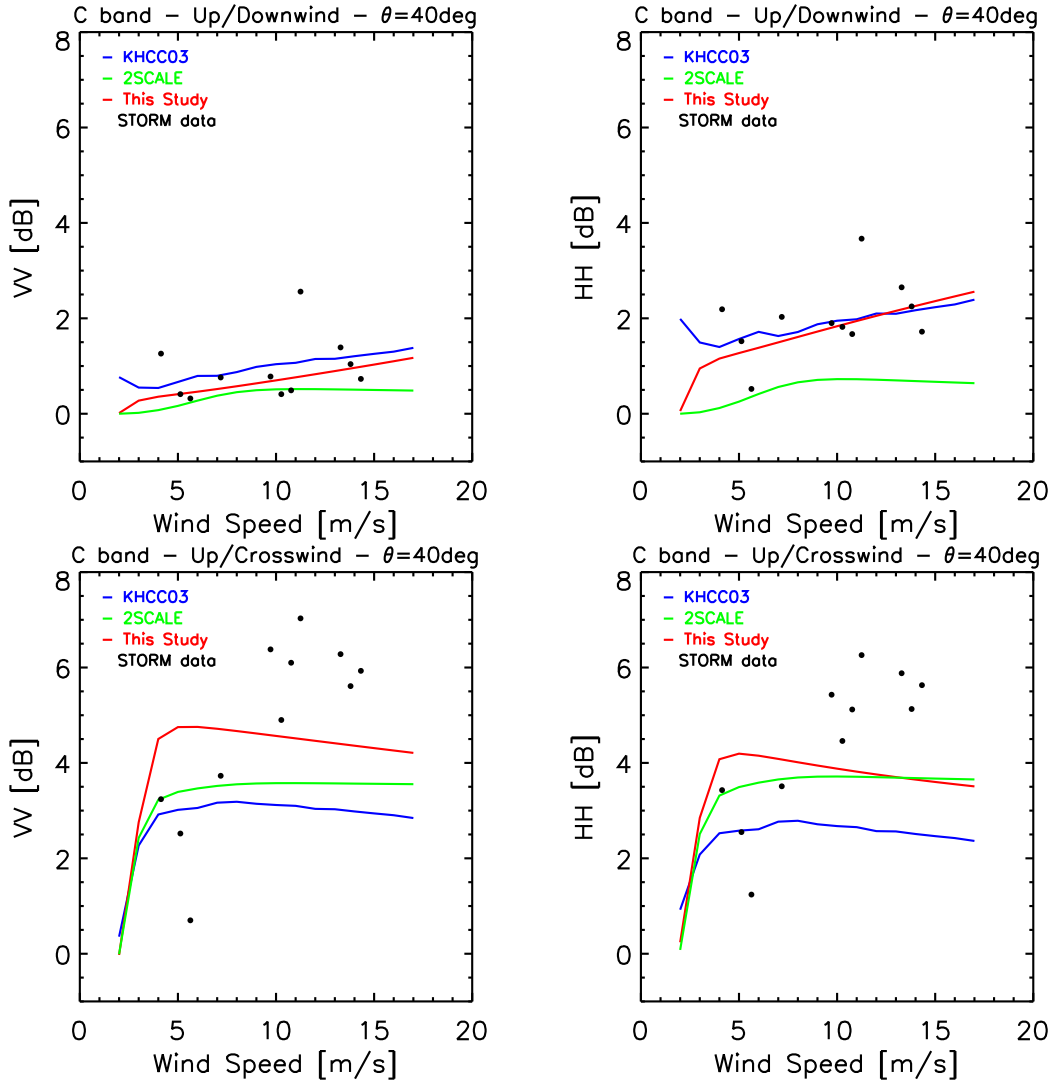


FIG. 5.10 – Comparaisons entre les asymétries Upwind/Downwind δ_{UD} , Upwind/Crosswind δ_{UC} en polarisation VV (gauche) et HH (droite) de la section efficace radar donnée par le modèle KHCC03 (bleu), le modèle KHCC03 étendu (rouge), le modèle 2-échelles (vert) et les mesures de STORM (points noirs) en fonction de la vitesse de vent pour $\theta = 40$ degrés.

de probabilité des pentes dans le plan d'incidence. σ_{0br} désigne la section efficace radar donnée par le modèle de diffusion de Bragg sans tenir compte des effets d'inclinaison des petites vagues par les grandes. Γ désigne le domaine des longueurs d'ondes des longues vagues dont les pentes inclinent les vagues de Bragg (cf. chapitre 2).

Sans le développement limité de l'équation (5.2) et avec la formulation de l'équation (5.13), la partie polarisée du modèle ne prend plus en compte les effets de la modulation hydrodynamique des vagues de Bragg qui tend à regrouper les petites vagues sur l'avant des plus grandes. Dans ce cas, la partie polarisée du modèle étendu ne contribue plus à l'asymétrie face/dos au vent. Implicitement, nous considérons donc que l'effet de la modulation hydrodynamique des vagues de Bragg correspondant à la bande C (5 cm) sur l'asymétrie du signal radar est minime. Or beaucoup d'auteurs comme

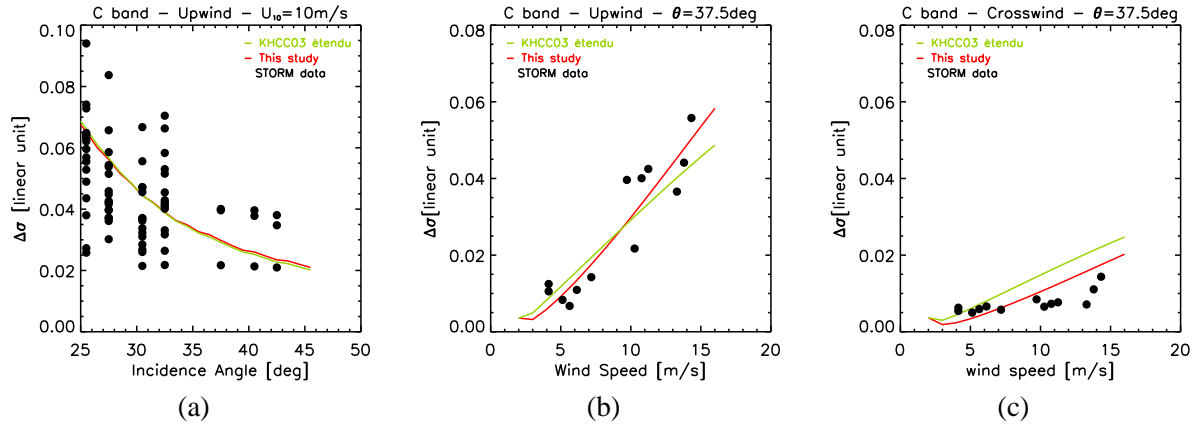


FIG. 5.11 – (a) Différence de polarisation $\Delta\sigma$ en unité linéaire en fonction de l'angle d'incidence. Différence de polarisation $\Delta\sigma$ en fonction du vent pour les deux directions (b) face et (c) perpendiculaire au vent. Les données STORM sont les points noirs, le modèle étendu est tracé en vert et le modèle étendu modifié en rouge.

Romeiser et al. [1997] ou Plant and Geernaert [1990] considèrent la modulation hydrodynamique des vagues de Bragg comme principal effet pour reproduire cette asymétrie. Dans la section qui suit, nous portons donc une attention particulière à la validation de notre hypothèse.

5.2.2 Utilisation de la double polarisation pour la validation de la partie polarisée du modèle

Dans cette section, il s'agit de valider la nouvelle approche utilisée pour décrire la partie polarisée du modèle étendu.

Méthodologie

En écrivant l'équation (5.12) pour les deux polarisations VV et HH, on obtient les SERN σ_0^{VV} et σ_0^{HH} . Si nous considérons la différence des SERN exprimées en unité linéaire (appelée différence de polarisation) on obtient :

$$\Delta\sigma = \sigma_0^{VV} - \sigma_0^{HH} = \sigma_{br}^{VV} - \sigma_{br}^{HH}, \quad (5.14)$$

où sont éliminées les 2 contributions non-polarisée et spéculaire du modèle.

Par conséquent, d'après l'équation (5.14), seuls les termes liés à la partie polarisée de la SERN influent sur la différence de polarisation. Etudier $\Delta\sigma$ représente donc un bon moyen de valider la partie polarisée du modèle étendu.

Analyse de $\Delta\sigma$ en fonction de l'incidence

La figure 5.11 présente la différence de polarisation $\Delta\sigma$ en fonction de l'angle d'incidence et du vent pour les deux directions (a) face et (b) perpendiculaire au vent. Les données STORM sont les points noirs, le modèle étendu est tracé en vert.

L'étude en fonction de l'incidence est limitée aux cas des angles supérieurs à 25 degrés où l'effet de la polarisation intervient sur les SERN. De plus on ne considère que les cas de vent autour de 10

m/s (± 1 m/s) - mais les résultats sont similaires pour des vents différents. Les données montrent une décroissance de $\Delta\sigma$ en fonction de l'angle d'incidence. On observe que la partie polarisée du modèle étendu reproduit bien cette tendance. Dans la partie polarisée du modèle étendu, le signal rétrodiffusé provient de la diffusion des vagues de Bragg de nombre d'onde $k = k_0 \sin \theta$. Comme la dépendance en θ de $\Delta\sigma$ est correcte, on en déduit que la dépendance en nombre d'onde du spectre de vague de Kudryavtsev dans le domaine des vagues de Bragg est correcte.

Analyse de $\Delta\sigma$ en fonction du vent

En fonction de la vitesse du vent, les données STORM montrent que $\Delta\sigma$ augmente avec le vent. On observe que cette croissance est plus faible lorsque le radar vise dans la direction perpendiculaire au vent que lorsqu'il vise dans la direction face au vent. Les comparaisons avec le modèle étendu (vert) montre que l'accord est très bon dans la direction face au vent. Par contre, dans la direction perpendiculaire au vent, l'accord est nettement moins satisfaisant car le modèle sur-estime les données.

Ré-ajustement de l'exposant du vent : La dépendance de la section efficace et de la différence de polarisation en fonction de la vitesse du vent provient de l'expression du terme de croissance des vagues dans le spectre de mer utilisé et donc du modèle choisi pour représenter la surface de la mer. Nous avons vu au chapitre 1 (cf. éq. (1.52)) l'expression du spectre des hauteurs de Kudryavtsev et al. [1999]. En l'exprimant en terme de spectre de courbures, on a l'équation suivante :

$$B(\vec{k}) = \frac{\alpha}{2^{1/n}} \left[\left(\beta_\nu(\vec{k}) + (\beta_\nu^2(\vec{k}) + 4I_{pc}(\vec{k})/\alpha)^{1/2} \right) \right]^{1/n} \quad (5.15)$$

En considérant la contribution des vagues parasites de capillarité comme négligeable devant les autres termes dans (5.15) pour modéliser le signal (ce qui est acceptable dans le cas de la bande C), on peut simplifier l'équation (5.15) :

$$B(\vec{k}) \approx \alpha [\beta_\nu(\vec{k})]^{1/n}, \quad (5.16)$$

où d'après Kudryavtsev et al. [2003a], la fonction azimutale proposée pour décrire le spectre des vagues en 2D est telle que le taux de croissance s'écrit :

$$\beta_\nu(\mathbf{k}) = \left(C_\beta \frac{u_*^2}{c^2} - \frac{4\nu k^2}{\omega} \right) e^{-\Delta\varphi^2}, \quad (5.17)$$

qui peut se simplifier en

$$\beta_\nu(\mathbf{k}) = C_\beta \frac{u_*^2}{c^2} e^{-\Delta\varphi^2}, \quad (5.18)$$

dans les cas de vents suffisamment forts (> 5 m/s) où les effets de viscosité disparaissent. Dans ce modèle, le taux de croissance en fonction de la direction azimutale du vent est donc piloté par la fonction : $e^{-\Delta\varphi^2/n}$ où n (cf. eq. (1.53)) dépend de k . $m = 2/n$ est appelé l'exposant du vent dans la littérature - car $\sigma_0 \propto U^m$. Comme nous l'avons vu dans la section 1.4.3, dans le modèle de spectre de mer de Kudryavtsev et al. [2003a], le comportement de n et donc de $2/n$ en fonction de k dépend des processus physiques pris en compte qui diffèrent suivant les domaines de longueurs d'onde considérés. Ces différents domaines sont séparés par les constantes k_l et k_h . $[k_l, k_h]$ désigne le domaine intermédiaire. k_l et k_h assurent respectivement la transition entre le domaine intermédiaire et le domaine de gravité et le domaine intermédiaire et le domaine de capillarité-gravité. L'équation qui définit l'exposant du vent n dans le modèle de Kudryavtsev et al. [2003a] est rappelée dans le chapitre 1 (cf. eq. 1.53).

A partir des données STORM nous nous proposons de ré-estimer les valeurs de m pour voir si elles correspondent à celles établies par Kudryavtsev et al. [2003a] et si la sur-estimation de $\Delta\sigma$ en fonction de la vitesse du vent ne provient pas d'une mauvaise description de l'exposant du vent dans le domaine intermédiaire. Kudryavtsev et al. [2003a] estiment les valeurs de l'exposant de vent en considérant que la SERN peut être approximée par :

$$\sigma_0^{VV} \propto A^{VV}(\theta, \varphi_{up})U_{10}^m, \quad (5.19)$$

dans la direction face au vent pour les incidences où la diffusion de Bragg domine. φ_{up} indique la direction face au vent.

L'approximation de l'équation (5.19) implique les hypothèses suivantes : (i) la diffusion de Bragg pure domine le comportement de la SERN, (ii) la contribution non-polarisée de la SERN est négligée. En utilisant la double polarisation, nous pouvons nous affranchir de l'hypothèse faite sur la partie non-polarisée en l'éliminant par soustraction des SERN. En effet, pour chaque polarisation, on peut écrire :

$$\sigma_0^{pp} \propto A^{pp}(\theta, \varphi_{up})U_{10}^m + B, \quad (5.20)$$

où B est non polarisé et où l'exposant pp désigne la polarisation VV ou HH considérée. L'utilisation de la différence de polarisation donne alors :

$$\Delta\sigma \propto [A^{VV}(\theta, \varphi_{up}) - A^{HH}(\theta, \varphi_{up})]U_{10}^m, \quad (5.21)$$

équation à laquelle on peut appliquer un ajustement empirique qui relie $\log(\Delta\sigma)$ et $\log(U_{10})$ pour en déduire m . C'est cette méthode plus robuste que nous avons appliquée sur les données STORM pour les incidences de 30, 32, 35, 37, 40 et 42 degrés. La figure 5.12(a) présente $\log(\Delta\sigma)$ en fonction de $\log(U_{10})$ dans le cas de $\theta = 42$ degrés. On observe que l'approximation de l'équation (5.20) est acceptable car l'ajustement linéaire reproduit bien la tendance du nuage de points obtenus avec STORM. En répétant cette analyse pour les autres angles disponibles avec le radar STORM, nous traçons les valeurs de m en fonction de k/k_γ trouvées avec le radar STORM - car θ et k sont reliés par la relation $k = k_0 \sin \theta$, où k_0 est le nombre d'onde radar. La figure 5.12(a) présente ces résultats en points noirs. Sur la figure nous avons également représenté l'exposant du vent issu de Kudryavtsev et al. [2003a] en tirets et de Trokhimovski and Irisov [2000] en pointillés. On observe que pour les plus grandes valeurs de k/k_γ les données STORM sont en bon accord avec les résultats de Trokhimovski and Irisov [2000].

Pour être en accord avec les mesures de STORM, nous proposons de modifier la constante k_l du modèle de spectre de mer de Kudryavtsev et al. [2003a]. On choisit $k_l = 2$ ce qui va légèrement augmenter le domaine de longueur d'onde des vagues de gravité où se fait le déferlement. La courbe en trait plein sur la figure 5.12(b) montre l'évolution de m en fonction de k/k_γ avec cette nouvelle valeur pour la constante k_l . On observe que cela améliore grandement les comparaisons entre les données STORM et la description du modèle d'exposant du vent proposé initialement dans Kudryavtsev et al. [2003a]. Notons que nous aurions également pu changer la valeur de k_h pour améliorer la comparaison pour les plus petites valeurs de k/k_γ . Cependant, ces points déduits des mesures STORM correspondent à des mesures obtenues pour $\theta < 35$ degrés où l'ajustement n'est pas d'aussi bonne qualité que pour les plus grands angles d'incidence où le régime de la diffusion de Bragg domine réellement le signal de la SERN.

En intégrant ce changement dans la définition du spectre de surface, nous recommençons les comparaisons entre $\Delta\sigma$ issu du modèle étendu et des données STORM qui sont présentées sur la figure 5.11 déjà présentée plus haut. Cette nouvelle version du modèle étendu est tracé en rouge ($k_l =$

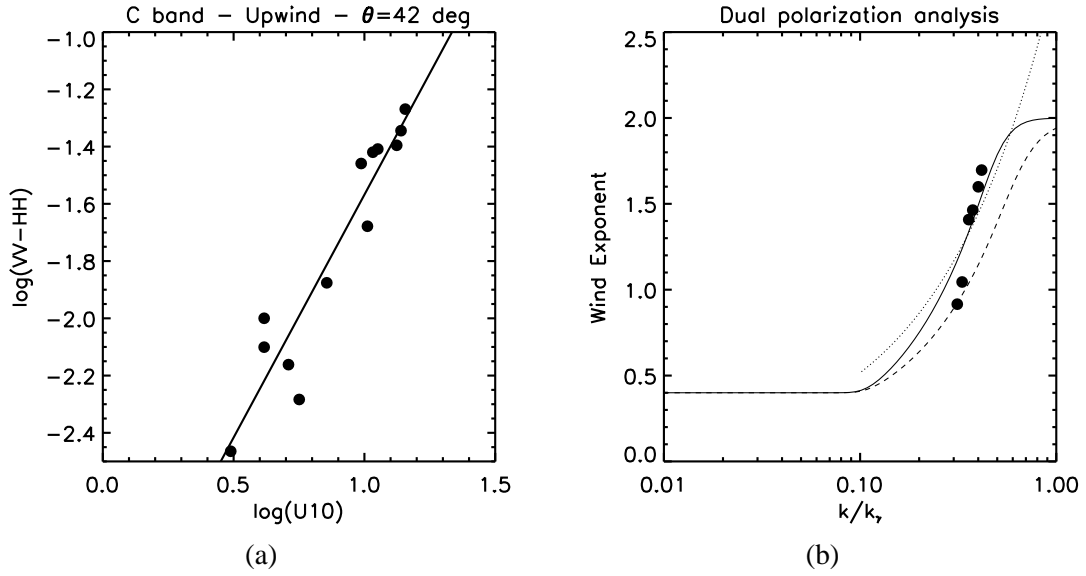


FIG. 5.12 – (a) $\log(\Delta\sigma)$ en fonction de U_{10} donné par les mesures STORM (points noirs) et son ajustement associé (noir) pour une incidence de 42 degrés. (b) Exposant du vent $m = 2/n$ en fonction de k/k_γ déduit des données STORM (points noirs), trouvé par Trokhimovski and Irisov [2000] (pointillés) et par Kudryavtsev et al. [2003a] (tiretets) et de cette étude (trait plein).

2), alors que la précédente ($k_l = 1.5$) est en vert. La comparaison dans la direction face au vent en fonction de la vitesse du vent ou de l'angle d'incidence révèle que le changement dans la modélisation de l'exposant du vent ne change pas grand chose. Par contre, dans la direction perpendiculaire au vent, on constate qu'il y a une amélioration, puisque le nouveau modèle étendu est en bien meilleur accord avec les données STORM que l'ancien. Nous conservons donc ce paramètre $k_l = 2$ pour décrire l'exposant du vent dans le modèle du spectre de mer.

Analyse de $\Delta\sigma$ en terme d'asymétrie

Nous avons vu que l'hypothèse faite sur la partie polarisée du modèle étendu consiste à ne pas prendre en compte les effets de la modulation hydrodynamique sur les vagues de Bragg qui participaient pourtant à l'asymétrie face/dos au vent de la SERN d'après les comparaisons faites dans la section 5.1.2. De plus, dans cette même section 5.1.2, nous avons également observé que l'asymétrie face/perpendiculaire était mal reproduite en fonction de la vitesse du vent.

En comparant la quantité $\Delta\sigma$ (qui n'est affectée que par la partie polarisée de la SERN) issue du modèle et des données, nous nous proposons d'une part d'étudier ces deux asymétries pour $\Delta\sigma$ et d'autre part d'évaluer la capacité de la partie 2-échelles de KCCH03 à reproduire ces deux asymétries. Si le modèle échoue, c'est que la partie polarisée du modèle est défaillante. De plus, dans le cas des grandes incidences, c'est le spectre des vagues de Bragg ($\sim 3.5 - 8$ cm en bande C pour θ compris entre 20 et 55 degrés) qui détermine l'asymétrie de la partie polarisée. Par cette méthode, on peut donc juger de la qualité de la description azimutale du spectre au moins dans le domaine des vagues de Bragg.

A partir des seules données STORM, nous proposons également une discussion sur les asymétries qui ne demande aucune modélisation. L'idée est de comparer les asymétries δ_{UD}^{pp} et δ_{UC}^{pp} dans une

polarisation donnée, directement aux asymétries des différences de polarisation notées $\delta_{UD}^{\Delta\sigma}$ et $\delta_{UC}^{\Delta\sigma}$ et définies telles que :

$$\delta_{UD}^{\Delta\sigma} = \frac{\Delta\sigma_0(\varphi_{up})}{\Delta\sigma_0(\varphi_{do})}, \quad (5.22)$$

$$\delta_{UC}^{\Delta\sigma} = \frac{\Delta\sigma_0(\varphi_{up})}{\Delta\sigma_0(\varphi_{cr})}, \quad (5.23)$$

où φ_{up} , φ_{do} et φ_{cr} désignent respectivement les directions face, dos et perpendiculaires au vent. Si les asymétries de $\Delta\sigma$ et des SERN sont égales, alors cela signifie que la partie non-polarisée n'a qu'un rôle mineur sur l'asymétrie de SERN. Sinon, c'est qu'au contraire la partie non-polarisée influe sur l'asymétrie du signal radar. Cette étude permet donc de quantifier l'impact des différentes parties qui constituent la SERN sur les asymétries.

Asymétrie face/dos au vent (ou Up/Downwind) : Les comparaisons entre les données STORM, le modèle KHCC03 et un modèle 2-échelles (tenant compte tous les deux de la modulation hydrodynamique des vagues de Bragg) nous ont montré que, seule, la modulation hydrodynamique des vagues de Bragg par les plus grandes qui a pour effet de concentrer les petites vagues sur la face avant des plus grandes, ne suffisent pas à reproduire l'asymétrie δ_{UD}^{pp} (cf. les deux panneaux du haut de la figure 5.8). Plus encore, ces même comparaisons laissent penser que la partie non-polarisée de la SERN contribue plus à cette asymétrie que la partie polarisée - notamment pour la polarisation HH.

La figure 5.13 (a) présente l'asymétrie $\delta_{UD}^{\Delta\sigma}$ en fonction de la vitesse du vent pour un angle d'incidence de 40 degrés où l'asymétrie δ_{UC}^{pp} est bien présente. On observe qu'en moyenne, $\delta_{UD}^{\Delta\sigma} \sim 1.0$ et qu'il n'y a aucune croissance en fonction du vent. Par contre, dans une polarisation donnée, la figure 5.9 montre que l'asymétrie δ_{UD}^{pp} croît avec le vent. Comme, la partie non-polarisée a été supprimée par différence dans $\delta_{UD}^{\Delta\sigma}$, on en conclut que c'est elle qui est à l'origine de cette croissance en fonction du vent.

D'autre part, la figure 5.13, présente les comparaisons entre l'asymétrie Up/Downwind de la différence de polarisation en fonction de l'asymétrie Up/Downwind de la SERN en polarisation (b) VV et (c) HH pour tous les cas de vitesses de vent de la campagne VALPARESO et pour des angles d'incidence supérieurs à 35 degrés. Les symboles vides et pleins représentent respectivement les mesures réalisées pour des vents supérieurs et inférieurs à 10 m/s. Nous nous sommes limités aux forts angles car c'est à ces incidences que l'asymétrie Up/Downwind apparaît dans la SERN en VV et en HH. On observe clairement que l'asymétrie de la différence de polarisation est toujours en dessous de l'asymétrie dans la polarisation considérée. Cela montre que la prise en compte de la partie non-polarisée est nécessaire pour reproduire totalement l'asymétrie δ_{UD}^{pp} des SERN.

Ces observations sur les figures 5.13(b) et (c) couplées au niveau moyen de $\Delta_{UD}^{\Delta\sigma} \sim 1.0$ observé sur la figure 5.13(a) montrent que la partie non-polarisée de la modélisation joue un rôle majoritaire sur l'asymétrie Up/Downwind dans le signal radar contrairement à la partie polarisée qui est minoritaire. Ce résultat n'était pas attendu si nous nous basons sur les travaux de Romeiser et al. [1997] ou de Plant and Geernaert [1990].

De plus, les comparaisons modèles/données de l'asymétrie en terme de NRCS de la figure 5.8 attestait déjà de l'efficacité de la modélisation de la partie non-polarisée de Kudryavtsev et al. [2003a] pour reproduire cette asymétrie.

Cette étude justifie donc la validité de l'hypothèse faite pour établir le modèle étendu et modéliser l'asymétrie face/dos au vent de la SERN en VV et en HH via la partie non-polarisée en négligeant les effets de la modulation hydrodynamique des vagues de Bragg par les plus grandes sur la SERN.

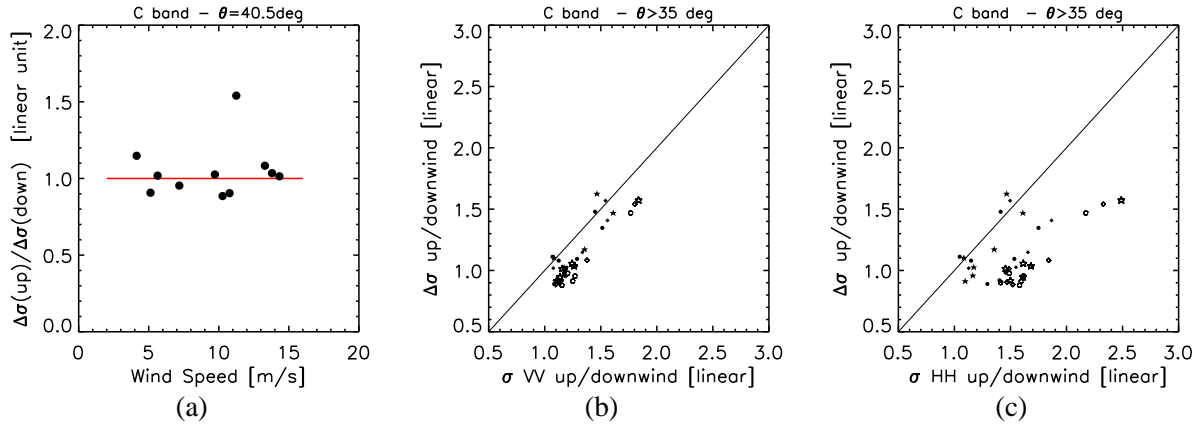


FIG. 5.13 – (a) Asymétries Upwind/Downwind de la différence de polarisation données par le modèle étendu (en rouge) et par les mesures de STORM en points noirs en fonction de la vitesse du vent. (b) Asymétrie Up/Downwind de la différence de polarisation en fonction de l’asymétrie Up/Downwind de la SERN en polarisation VV (gauche) pour tous les cas de vitesses de vent de la campagne VAL-PARESO et pour des angles d’incidence supérieurs à 35 degrés. (c) Même chose mais entre avec l’asymétrie Up/Downwind de la différence de polarisation en fonction de l’asymétrie Up/Downwind de la SERN en polarisation HH

Asymétrie face/perpendiculaire au vent (ou Up/Crosswind) : Nous avons montré dans la section 5.1.2 que la dépendance en fonction du vent (cf. fig. 5.9) et de l’incidence (cf. fig. 5.8) de l’asymétrie Up/Crosswind était mal reproduite par le modèle KHCC03. Les comparaisons entre les modèles KHCC03 et un simple modèle 2-échelles ont montré que la partie non-polarisée modélisée par Kudryavtsev et al. [2003a] contribuait à diminuer la valeur de cette asymétrie. D’après la théorie de Kudryavtsev et al. [2003a], cet effet est attendu car la partie non-polarisée de la SERN est attribuée à la réflexion du signal radar sur des zones de la surface de la mer où il y a du déferlement supposé isotrope.

Sur la figure 5.14(a) nous présentons l’asymétrie Up/Crosswind de la différence de polarisation en fonction du vent pour un angle de 37 degrés. Tout comme pour les SERN en VV et HH étudiées auparavant, les données STORM montrent une croissance de l’asymétrie en fonction de la vitesse du vent. On observe notamment cette tendance entre 5 et 15 m/s. En rouge et vert, nous avons tracé respectivement les résultats du modèle étendu avec la nouvelle et l’ancienne valeur pour la constante k_l qui définit l’exposant du vent dans le spectre de mer de Kudryavtsev et al. [1999]. La comparaison entre le modèle étendu avec l’ancienne valeur de k_l et les données STORM montre que d’une part le modèle ne reproduit pas la tendance de croissance en fonction du vent de $\Delta_{VC}^{\Delta\sigma}$ et que d’autre part la valeur moyenne de $\Delta_{VC}^{\Delta\sigma}$ donnée par le modèle sous-estime les données STORM. En revanche, la comparaison entre les deux versions du modèle et les données STORM montre que le changement de valeur pour k_l améliore la modélisation. En effet, la valeur moyenne de l’asymétrie $\Delta_{VC}^{\Delta\sigma}$ est plus en accord avec les données STORM. Cependant, la croissance de l’asymétrie $\Delta_{VC}^{\Delta\sigma}$ en fonction du vent n’est toujours pas bien reproduite par le modèle KHCC03 étendu. Ce désaccord entre les données STORM et le modèle KHCC03 en terme d’asymétrie $\Delta_{VC}^{\Delta\sigma}$ montre que la partie polarisée souffre d’un problème. Pour les grandes incidences où la réflexion de Bragg domine, cela signifie que c’est la croissance des vagues centimétriques dans la direction perpendiculaire en fonction du vent qui n’est pas bien modélisée par le spectre de Kudryavtsev et al. [1999, 2003a].

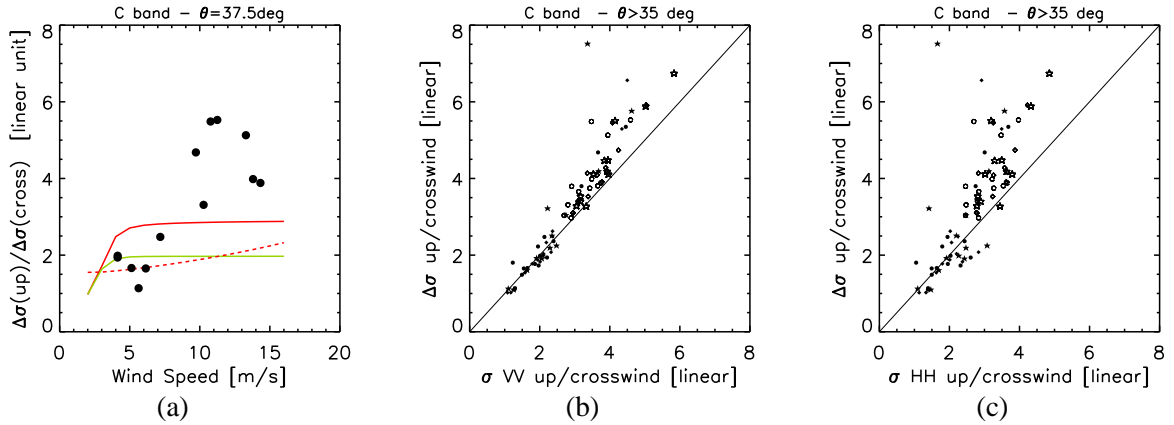


FIG. 5.14 – (a) Asymétries Upwind/Crosswind de la différence de polarisation données par le modèle étendu (vert), le modèle étendu modifié (rouge) et par les mesures de STORM en points noirs en fonction de la vitesse du vent. En pointillés rouges, c'est l'asymétrie Upwind/Crosswind de la différence de polarisation donnée par le modèle électromagnétique étendu couplé avec le spectre de mer d'Elfouhaily et al. [1997]. (b) Asymétrie Up/Crosswind de la différence de polarisation en fonction de l'asymétrie Up/Crosswind de la SERN en polarisation VV (gauche) pour tous les cas de vitesses de vent de la campagne VALPARESO et pour des angles d'incidence supérieurs à 35 degrés. (c) Même chose mais entre avec l'asymétrie Up/Crosswind de la différence de polarisation en fonction de l'asymétrie Up/Crosswind de la SERN en polarisation HH

Pour asseoir cette idée, nous avons utilisé la partie électromagnétique du modèle KHCC03 étendu avec le modèle de surface empirique de Elfouhaily et al. [1997]. Sa fonction de répartition azimutale a été établie pour reproduire des mesures expérimentales. A priori, ce spectre doit donc restituer plus finement la croissance des vagues dans la direction perpendiculaire au vent par rapport au spectre de Kudryavtsev et al. [2003a]. Le résultat du modèle ainsi constitué est en tirets rouges sur la figure 5.14(a). On observe effectivement qu'en considérant le spectre de mer de Elfouhaily et al. [1997] la comparaison entre le modèle et les données est améliorée car on observe une croissance de $\Delta_{UC}^{\Delta\sigma}$ en fonction de la vitesse du vent.

Finalement, ces comparaisons entre modèles et données en terme de différence de polarisation montrent clairement que, malgré le changement dans la description de l'exposant du vent, le modèle de spectre de mer de Kudryavtsev et al. [2003a] ne prend pas en compte correctement tous les processus physiques qui interviennent sur la croissance des vagues de Bragg en fonction de la direction du vent. Dans le chapitre suivant, nous reviendrons sur ce problème de modélisation des vagues de Bragg en fonction de la direction azimutale pour tenter d'expliquer physiquement leur comportement.

La figure 5.14, présente les comparaisons entre l'asymétrie Up/Crosswind de la différence de polarisation en fonction de l'asymétrie Up/Crosswind de la SERN en polarisation (b) VV et (c) HH pour tous les cas de vitesses de vent de la campagne VALPARESO et pour des angles d'incidence supérieurs à 35 degrés. Les symboles vides et pleins représentent respectivement les mesures réalisées pour des vents supérieurs et inférieurs à 10 m/s. Nous nous sommes limités aux forts angles car c'est à ces incidences que l'asymétrie Up/Crosswind apparaît dans la SERN en VV et en HH. On observe que pour les vents inférieurs à 10 m/s, les asymétries Up/Crosswind $\Delta_{UC}^{\Delta\sigma}$ des SERN en polarisation VV et HH sont très similaires. Par contre dès que le vent est plus fort, alors on observe que $\Delta_{UC}^{\Delta\sigma}$ est légèrement plus fort que $\Delta_{UC}^{\Delta\sigma pp}$ - notamment pour la comparaison avec la polarisation HH. Cela

montre d'une part que c'est la partie polarisée de la SERN qui pilote l'essentiel de l'asymétrie Δ_{UC}^{pp} , que d'autre part, la partie non-polarisée ne joue que pour les vents supérieurs à 10 m/s en diminuant l'asymétrie de la SERN. Cette contribution est faible mais le résultat est en accord avec la théorie de Kudryavtsev et al. [2003a] qui suppose que les phénomènes de déferlement à la surface de la mer attribués à la partie non-polarisée du signal radar vont tendre à rendre plus isotrope les vagues à la surface de la mer.

Cette étude confirme donc que la majeure partie de l'asymétrie face/perpendiculaire des SERN en polarisation VV et HH provient de la partie polarisée du signal. Nous avons également montré que le désaccord entre les données et le modèle 2-échelles provient d'une mauvaise description azimutale des vagues de Bragg en fonction de la vitesse du vent.

Résumé sur $\Delta\sigma$:

Dans cette sous-section nous avons utilisé la différence de polarisation pour valider l'approche choisie pour la partie polarisée dans le modèle étendu.

La comparaison de $\Delta\sigma$ issu des données et prédit par la partie polarisée du modèle étendu a montré que :

- la variation de $\Delta\sigma$ du modèle en fonction de l'angle d'incidence est correcte. On en déduit que la dépendance en nombre d'onde du spectre de vague de Kudryavtsev dans le domaine des vagues de Bragg est correct (pour la bande C).
- la variation de $\Delta\sigma$ du modèle en fonction de la vitesse du vent est correcte dans la direction face au vent mais surestimée dans la direction perpendiculaire au vent.
- Pour résoudre ce problème, à l'aide des données STORM en double polarisation, nous avons modifié la variation de l'exposant du vent en fonction de k utilisé dans le spectre de Kudryavtsev et al. [2003a]. Cela améliore la description par le modèle étendu de $\Delta\sigma$ dans la direction perpendiculaire au vent en fonction de la vitesse du vent.

La comparaison entre le modèle étendu et les données concernant l'asymétrie face/perpendiculaire au vent de $\Delta\sigma$ montre que :

- la croissance de $\Delta_{UC}^{\Delta\sigma}$ en fonction du vent n'est pas reproduite par le modèle étendu. Ce problème est attribué à une mauvaise description azimutale des vagues de Bragg.
- le changement d'exposant du vent améliore nettement le niveau moyen du rapport $\Delta_{UC}^{\Delta\sigma}$ sur toute la gamme de vent considérée.

La comparaison entre le modèle étendu et les données concernant l'asymétrie face/dos au vent de $\Delta\sigma$ montre que la partie polarisée décrite par le modèle étendu reproduit l'asymétrie en bande C qui ne varie pas en fonction du vent et qui est proche de 1.0. Cela valide l'approche choisie pour la description de la partie polarisée du modèle qui consiste à négliger les effets de modulation hydrodynamique des vagues de Bragg.

Kudryavtsev et al. [2003a] avaient considéré que la partie non-polarisée de leur modèle participait à l'asymétrie face/dos au vent de la SERN en complément de la modulation hydrodynamique des vagues de Bragg mais diminuait l'asymétrie face/perpendiculaire au vent à cause de la répartition isotrope des éléments de surface à la rugosité accrue à cause du déferlement. Dans cette section, en combinant seulement les données STORM obtenues dans les deux polarisations, nous avons montré que :

- l'essentiel de l'asymétrie face/dos au vent est due à la partie non-polarisée de la SERN. Cela valide notre hypothèse qui consiste à supprimer les effets de la modulation hydrodynamique sur les vagues de Bragg pour la partie polarisée du signal.
- cette contribution non polarisée a un rôle mineur sur l'asymétrie face/perpendiculaire au vent mais tend à diminuer l'asymétrie pour les vents > 10 m/s. Cette observation va dans le même sens que l'effet de la partie non-polarisée attribuée au déferlement dans le modèle de Kudryavtsev et al. [2003a].

5.2.3 Utilisation des données pour étudier la partie non-polarisée du signal radar - validation de la partie non-polarisée du modèle

La partie non-polarisée n'a jamais fait l'objet d'étude expérimentale. Pourtant nous l'avons vu dans la section précédente, cette partie a un effet non négligeable sur le niveau moyen des SERN (surtout HH) et sur les asymétries face/perpendiculaire et face/dos au vent (surtout face/dos au vent). Dans cette section, nous nous proposons d'étudier cette partie non-polarisée à partir des données STORM.

C'est également l'occasion de confronter nos résultats avec les différentes approches théoriques utilisées dans la littérature pour décrire cette partie du signal. En effet, certains auteurs comme Ericson et al. [1999], Voronovich and Zavorotny [2001] ou Kudryavtsev et al. [2003a] attribuent cette partie non-polarisée à une contribution de réflexion spéculaire causée par les vagues déferlantes. D'autres, comme Plant [2003], invoquent la présence de gouttelettes d'eau arrachées à la surface de la mer. La contribution de la diffusion volumique de l'onde électromagnétique incidente par les gouttelettes supposées sphériques considérée par Plant [2003] est indépendante de la polarisation, dépendante du vent mais pas de l'angle d'incidence contrairement à la réflexion spéculaire.

Méthodologie

Reprenons, l'équation (5.12) qui décompose la SERN en trois termes (de gauche à droite) : les parties polarisée, spéculaire et non-polarisée. Dans cette section, nous cherchons à étudier la partie non-polarisée. Une façon simple d'accéder à cette partie à partir des données STORM est de retrancher au signal radar mesuré les deux autres composantes (polarisée et spéculaire) données par le modèle KHCC03 étendu tel que :

$$\sigma_{np} = \sigma_0^{pp} \Big|_{\text{data}} - [\sigma_{sp} + \sigma_{br}^{pp}] \Big|_{\text{modèle}} \quad (5.24)$$

L'hypothèse de cette méthode consiste bien sûr dans l'utilisation du modèle étendu pour les deux contributions : spéculaire et polarisée. Les comparaisons à faibles incidence du modèle étendu (en rouge sur les figures 5.1-5.6) avec les données montrent un très bon accord. La modélisation de la SERN pour la gamme d'incidence entre 10 et 25 degrés, où c'est la réflexion spéculaire qui pilote la rétrodiffusion, est donc valide. De plus, on a montré dans la section précédente que dans la direction face au vent la modélisation de la partie polarisée était tout à fait valable en fonction de l'angle d'incidence et de la vitesse du vent. L'application de l'équation (5.24) sur les données obtenues face au vent est donc parfaitement valide.

Cependant, nous avons constaté que dans la direction perpendiculaire au vent (cf. figure 5.11) la croissance de la partie polarisée en fonction du vent était légèrement surestimée par rapport aux données STORM. On a aussi montré que la croissance de l'asymétrie face/perpendiculaire au vent en fonction du vent n'était pas bien modélisée par la partie polarisée (cf. figure 5.14 (a)), même si sa moyenne est correcte - améliorée par rapport au modèle de Kudryavtsev et al. [2003a]. On

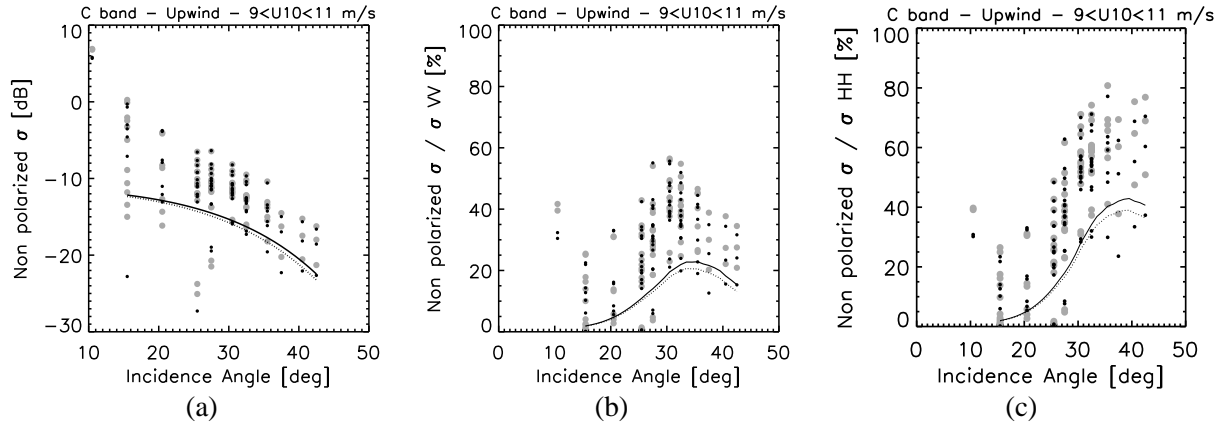


FIG. 5.15 – (a) Partie non-polarisée en fonction de l’angle d’incidence. (b) Pourcentage de la partie non-polarisée dans la SERN en polarisation VV. (c) Même figure mais pour la polarisation HH. Les points noirs et gris sont les résultats de la méthode obtenus en utilisant respectivement le spectre de Kudryavtsev et al. [2003a] et d’Elfouhaily et al. [1997]. La courbe en pointillés et la courbe en noir présentent respectivement les résultats du modèle de Kudryavtsev et al. [2003a] et du même modèle où l’effet d’inclinaison des zones de déferlement est amplifié à travers $\overline{\theta_{wb}}$ (cf. equation (5.6)).

a montré que ce problème venait de la description azimutale des vagues de Bragg dans le spectre de Kudryavtsev et al. [2003a]. Dans la suite, afin de décrire la partie non-polarisée en fonction la direction du vent, nous tolérons cette faiblesse liée à la description azimutale du spectre de mer dans la méthode. Pour étudier les conséquences de cette hypothèse, nous avons également appliqué la méthode explicitée par l’équation (5.24) en utilisant le spectre de vagues empirique d’Elfouhaily et al. [1997].

Etude de la partie non-polarisée du signal radar

σ_{np} en fonction de l’incidence : La figure 5.15 présente la partie non-polarisée en fonction de l’incidence déduite par la méthode expliquée précédemment et basée sur l’équation (5.24). Les points noirs et gris sont les résultats de la méthode obtenus en utilisant respectivement le spectre de Kudryavtsev et al. [2003a] et d’Elfouhaily et al. [1997]. La courbe en pointillés noirs présente les résultats du modèle de Kudryavtsev et al. [2003a]. On observe que la partie non-polarisée décroît en fonction de l’angle d’incidence ce qui est en accord avec l’approche de Ericson et al. [1999], Voronovich and Zavorotny [2001] ou Kudryavtsev et al. [2003a]. D’ailleurs, le résultat du modèle de Kudryavtsev et al. [2003a] pour la partie non-polarisée attribuée aux processus de déferlement qui est également tracé sur la figure en noir reproduit bien la même tendance que les données même si il est légèrement en dessous des valeurs trouvées via l’étude de données.

Les deux figures 5.15(b)-(c) présentent le pourcentage de la partie non-polarisée dans la SERN en polarisation (b) VV et (c) HH. Les résultats issus des données montrent que le pourcentage de la partie non-polarisée augmente en fonction de l’incidence. Cela atteste bien de la croissance en fonction de l’incidence de l’effet de la partie non-polarisée sur la SERN totale en VV et HH. Particulièrement en polarisation HH où le pourcentage atteint 60% à 40 degrés.

Ces fortes valeurs de pourcentage obtenues à partir des données STORM doivent être vues comme un majorant de l’effet de la partie non-polarisée sur la SERN du fait de la méthode choisie pour

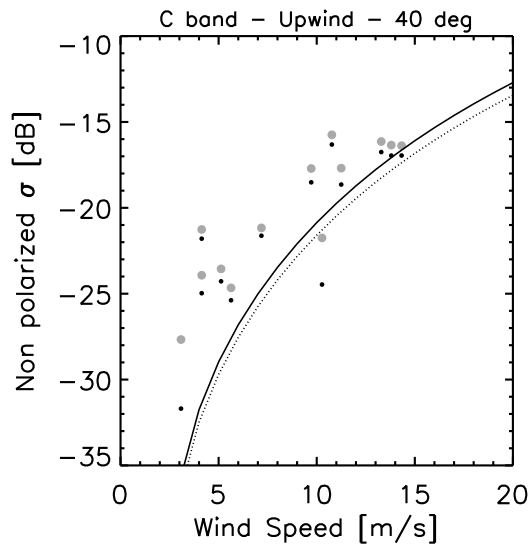


FIG. 5.16 – Partie non-polarisée en fonction de la vitesse du vent. Les points noirs et gris sont les résultats de la méthode obtenus en utilisant respectivement le spectre de Kudryavtsev et al. [2003a] et d'Elfouhaily et al. [1997]. La courbe en pointillés et la courbe en noir présentent respectivement les résultats du modèle de Kudryavtsev et al. [2003a] et du même modèle où l'effet d'inclinaison des zones de déferlement est amplifié à travers θ_{wb} (cf. equation (5.6)).

restituer σ_{np} à partir des données. Le résultat important de cette étude est la décroissance de σ_{np} en fonction de l'incidence (cf. fig. 5.15(a)) qui valide les hypothèses de Kudryavtsev et al. [2003a], suggérant que la théorie de Plant [2003] liée à la diffusion (indépendante de l'angle d'incidence) des ondes électromagnétiques par des gouttelettes en suspension au dessus de la surface de l'eau est une contribution minoritaire à la SERN.

Enfin, on note que le choix de l'un ou l'autre des spectres de mer proposés par Kudryavtsev et al. [2003a] ou Elfouhaily et al. [1997] ne modifie en rien les tendances de la partie non-polarisée en fonction de l'incidence.

σ_{np} en fonction de la vitesse du vent : La figure 5.16 présente la partie non-polarisée en fonction de la vitesse du vent déduite des données STORM en utilisant l'équation (5.24). Les points noirs et gris sont les résultats de la méthode obtenus en utilisant respectivement le spectre de Kudryavtsev et al. [2003a] et d'Elfouhaily et al. [1997].

D'abord, on constate que le choix du spectre de mer n'a que très peu d'impact sur la tendance de la partie non-polarisée en fonction de la vitesse du vent. Ensuite, les deux méthodes montrent que la partie non-polarisée de la SERN croît en fonction de la vitesse du vent. Les deux théories associant la partie non-polarisée soit aux gouttelettes d'eau en suspension au dessus de la surface, soit aux processus de déferlement à la surface sont en accord avec cette augmentation de σ_{np} quand la vitesse du vent croît.

Le résultat trouvé avec la modélisation de Kudryavtsev et al. [2003a] est représenté par la courbe en pointillés noirs sur la figure 5.16 montre également une croissance en fonction de la vitesse du vent. On observe que sans faire aucun ajustement sur le modèle de Kudryavtsev et al. [2003a], la comparaison avec les données est relativement bonne.

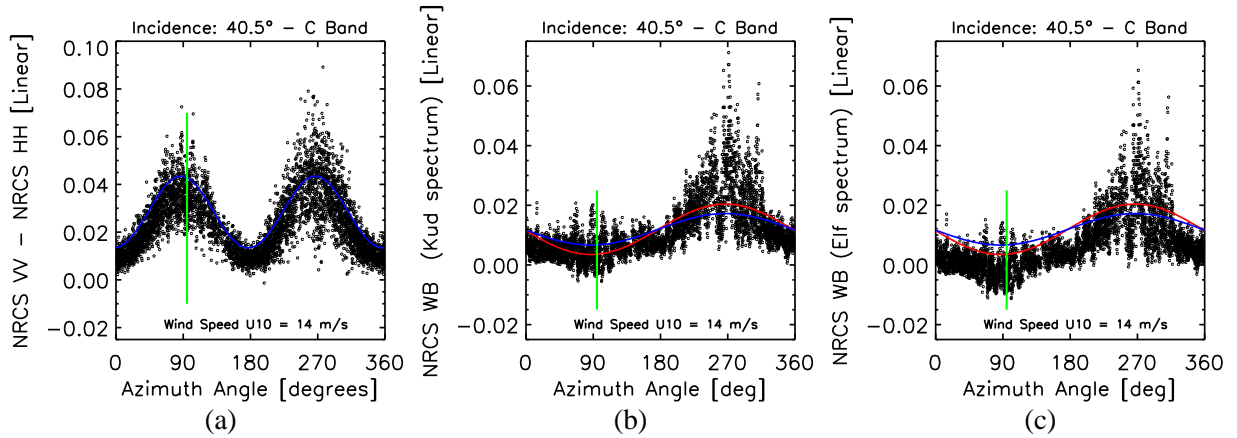


FIG. 5.17 – (a) Différence de polarisation en fonction de l’angle azimutal déterminé à partir des données STORM (points noirs) et du modèle étendu (en bleu). (b) Partie non-polarisée dans la SERN en fonction de l’angle azimutal déterminée en utilisant le spectre de Kudryavtsev et al. [2003a] (c) et d’Elfouhaily et al. [1997]. La courbe en bleu et la courbe en rouge présentent respectivement les résultats du modèle de Kudryavtsev et al. [2003a] et du même modèle où l’effet d’inclinaison des zones de déferlement est amplifié à travers $\overline{\theta_{wb}}$ (cf. équation (5.6)).

σ_{np} en fonction de la direction du vent : Comme nous l’avons montré précédemment, la description azimutale de la partie polarisée du modèle étendu n’est pas parfaite. Nous avons notamment montré que la croissance en fonction du vent dans la direction perpendiculaire au vent des vagues de Bragg n’était pas tout à fait bien modélisée dans le spectre de mer de Kudryavtsev et al. [2003a]. C’est pourquoi, avant de déduire la partie non-polarisée en fonction de la direction azimutale, nous présentons d’abord sur la figure 5.17(a) la différence de polarisation $\Delta\sigma$ obtenue avec les données STORM pour un cas de vent de 14 m/s issu de la campagne VALPARESO superposées aux résultats de la partie polarisée du modèle étendu. On observe que l’accord est très bon.

On applique donc l’équation (5.6). La figure 5.17(b) présente la partie non-polarisée en fonction de l’angle azimutal déduite avec le spectre de Kudryavtsev et al. [2003a]. Cette figure montre que la partie non-polarisée possède une modulation azimutale qui possède un net maximum dans la direction face au vent. Dans les autres directions, la partie non-polarisée semble être constante. Il y a donc une forte asymétrie entre les directions face et dos au vent. Cette forte différence entre les deux directions est responsable l’asymétrie face/dos au vent de la SERN.

Nous avons également fait l’étude de la dépendance azimutale de la partie non-polarisée du signal radar en utilisant le modèle de spectre de mer empirique de Elfouhaily et al. [1997] qui par construction traduit mieux la dépendance en vent et en azimut des vagues de Bragg. Quelque soit le spectre considéré, le résultat sur la partie non-polarisée est le même, ce qui renforce les conclusions de l’étude.

Nous représentons en bleu la partie non-polarisée du modèle étendu sur la figure 5.17. On observe que l’accord est très bon alors que le modèle a été réalisé indépendamment des données STORM. On note tout de même que l’asymétrie face/dos au vent de la partie non-polarisée du modèle est moins prononcée que dans les données.

Etalonnage de la partie non-polarisée

Les comparaisons présentées précédemment valident l'approche de Kudryavtsev et al. [2003a] pour modéliser la partie non-polarisée du modèle. Dans leur article, Kudryavtsev et al. [2003a] ont choisi $\theta_{wb} = 0.05$ pour quantifier les effets d'inclinaison sur les zones de fortes rugosités. Or l'étude des données en double polarisation, nous a permis de montrer que ces inclinaisons avaient un rôle majeur dans l'explication de l'asymétrie face/dos au vent de la SERN en bande C. A partir des mesures d'asymétries face/dos au vent des SERN en polarisation VV et HH de STORM, nous ré-ajustons donc la valeur de cette constante telle que $\theta_{wb} = 0.08$. La figure 5.18 présente l'asymétrie face/dos au vent en fonction de l'incidence (en haut) et du vent (en bas) pour les deux polarisations VV (gauche) et HH (droite). En vert et bleu sont représentés le modèle 2-échelles et le modèle complet utilisés par Kudryavtsev et al. [2003a]. En violet, c'est le modèle étendu proposé à la section 5.2.2 et en rouge c'est le modèle étendu avec θ_{wb} ré-ajusté. On remarque qu'en fonction de l'incidence comme en fonction du vent, ce ré-ajustement permet de beaucoup mieux reproduire les données. D'autre part, sur la figure 5.17, nous avons présenté en rouge le résultat du modèle pour la partie non-polarisée en fonction de la direction azimutale et l'accord entre données et modèle est amélioré. Notamment, l'asymétrie face/dos au vent de la partie non-polarisée est augmentée. Sur les figures 5.16 et 5.15, les résultats du modèle avec ces changements sont tracés en trait plein noir. Dans tous les cas, on observe que la description de la partie non-polarisée est améliorée. Dans la suite, ce changement de constante est donc conservé.

Résumé sur σ_{np}

Dans cette sous-section, nous avons présenté, à partir des données STORM et du modèle étendu redéfini dans la section 5.2.2, la partie non-polarisée σ_{np} des SERN mesurées. D'un point de vue méthodologique on constate que les résultats sont similaires que l'on considère le spectre de Kudryavtsev et al. [2003a] ou de Elfouhaily et al. [1997] pour décrire la surface. On a montré que :

- σ_{np} déduit des données décroît en fonction de l'angle d'incidence, augmente en fonction du vent et possède une modulation azimutale qui a un maximum net dans la direction face au vent.
- la partie non-polarisée du modèle de Kudryavtsev et al. [2003a] reproduit bien les résultats déduits des données. Cela confirme l'hypothèse faite par Kudryavtsev et al. [2003a] sur le rôle des processus de déferlement. Cependant on remarque que le modèle sous-estime toujours les résultats issus des données et que sa modulation azimutale est moins marquée.

Dans l'équation (5.24), le modèle qui reproduit la partie polarisée de la SERN n'inclut pas les effets mineurs liés à la modulation hydrodynamique des vagues de Bragg (Romeiser et al. [1997]) ou les "bound wave" (Plant [2003], Plant et al. [1999]) qui influent sur l'asymétrie face/dos au vent. Par conséquent, même si l'impact de ces processus est petit (cf. section 5.2.2) sur la SERN en bande C, il est présent dans la partie non-polarisée extraite des données. Les différences entre le modèle et les données peuvent être expliquées par ces hypothèses sur la partie polarisée. Cependant dans cette étude, le point important est plutôt la mise en évidence des tendances de la partie non-polarisée et non sa valeur absolue pour une incidence ou un vent fixé.

5.2.4 Résumé sur le modèle étendu

Dans cette section, nous avons présenté et validé une version étendue du modèle de Kudryavtsev et al. [2003a]. Par rapport au modèle KHCC03, nous avons modifié :

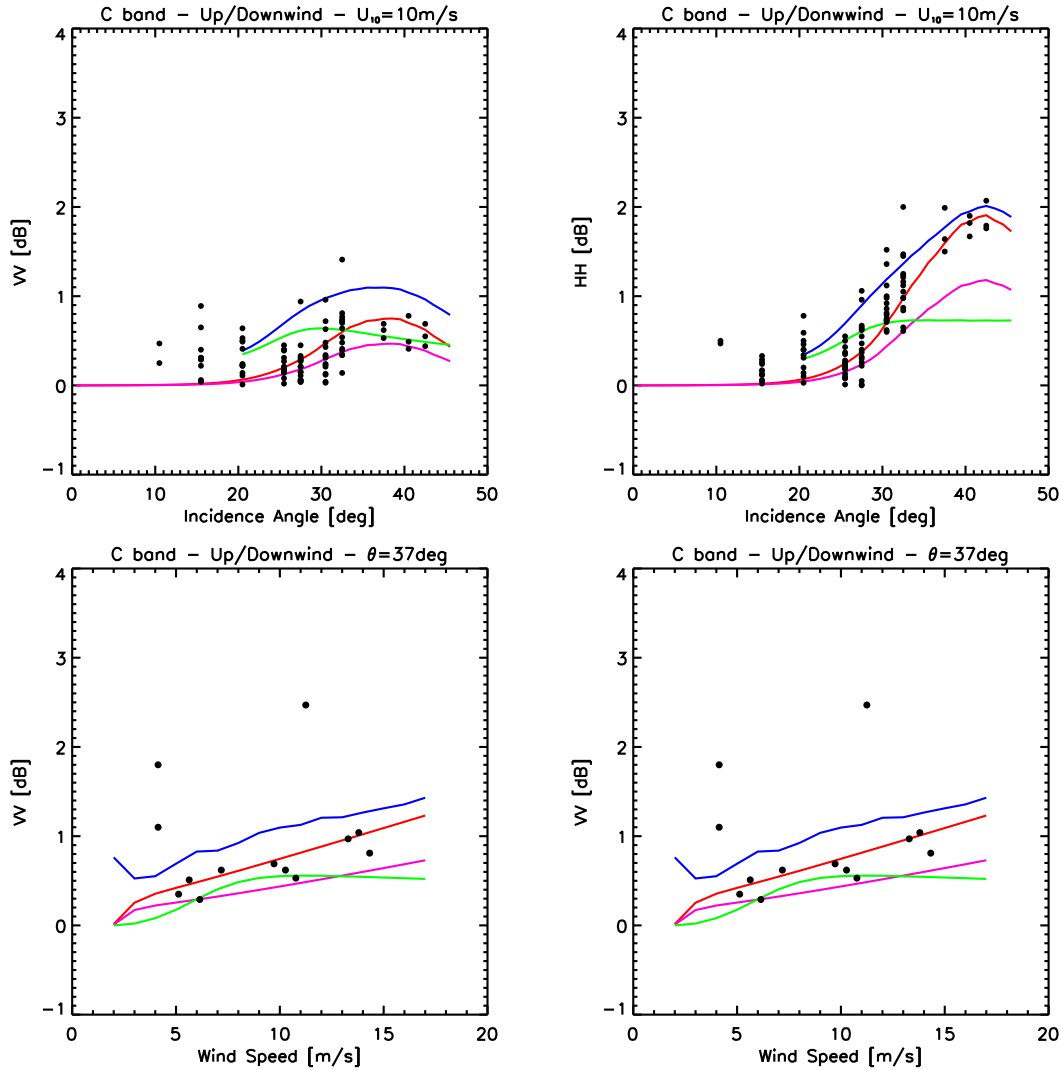


FIG. 5.18 – Comparaisons entre les asymétries up/downwind en fonction de l'incidence (en haut) et du vent (en bas) pour les deux polarisations VV (gauche) et HH (droite). En vert et bleu sont représentés le modèle 2-échelles et le modèle complet utilisés par Kudryavtsev et al. [2003a]. En violet, c'est le modèle étendu proposé à la section 5.2.2 et en rouge c'est le modèle étendu avec θ_{wb} ré-ajusté.

- la partie polarisée du signal en négligeant les effets de modulation hydrodynamique des vagues de Bragg. Cette hypothèse a été validée à partir des données STORM en double polarisation.
- l'inclinaison des zones de déferlement par les grandes vagues en modifiant la constante $\overline{\theta_{wb}}$. Nous nous sommes appuyés sur les données STORM en terme d'asymétrie face/dos au vent pour modifier la valeur de $\overline{\theta_{wb}}$. Maintenant $\overline{\theta_{wb}} = 0.08$ au lieu de $\overline{\theta_{wb}} = 0.05$.
- la dépendance de l'exposant du vent en fonction du nombre d'onde k à travers le coefficient k_l qui est maintenant égal à 2 au lieu de 1.5.

D'autre part, à partir des données STORM, nous avons montré que :

- la dépendance azimutale des vagues de Bragg en fonction du vent devait être améliorée alors que pour les mêmes vagues, la dépendance en nombre d'onde du spectre était correcte.

- les variations en fonction du vent et de l'incidence de la partie non-polarisée du modèle de Kudryavtsev et al. [2003a] étaient en accord avec la partie non-polarisée des données STORM, ce qui valide l'approche de Kudryavtsev et al. [2003a].

5.3 Validation du modèle étendu global dans son ensemble par les données STORM et les modèles empiriques de type CMOD

Dans les trois premières sections de ce chapitre, nous avons présenté et validé l'approche proposée par Kudryavtsev et al. [2003a] pour modéliser la SERN. Afin d'étendre ce modèle sur une gamme d'incidences plus larges, nous avons proposé une nouvelle formulation. Les différentes parties du modèle étendu ont été validées et modifiées si nécessaire.

Dans cette partie, nous présentons quelques comparaisons du modèle étendu total en terme de SERN ou de PR avec les données STORM mais aussi avec les modèles empiriques de type CMOD. A chaque fois, nous avons utilisé trois modèles de type CMOD, CMOD-4 [Stoffelen and Anderson, 1997], CMOD-5 [Herbasch, 2003] et CMOD2-I3 [Bentamy et al., 1999] qui ont été établis de différentes manières mais toujours dans le même but de trouver une fonction empirique reliant σ_0^{VV} à \vec{U}_{10} et θ .

Reprenons d'abord les comparaisons avec les données STORM (cf. figures 5.1 - 5.10). Les résultats obtenus avec le modèle étendu sont présentés en rouge. Pour la partie PR, la figure 5.1 montre que le rapport de polarisation estimé avec le modèle étendu reproduit très bien les données pour les faibles incidences. La dépendance en vent est présentée sur la figure 5.2. On remarque que pour les vents faibles tels que $U_{10} < 5$ m/s, le modèle étendu sur-estime les données STORM et rejoint les résultats du modèle 2-échelles (en vert). Cependant, invoquer l'effet des processus de déferlement à la surface pour expliquer le niveau de PR à faible vent ne paraît pas justifié si nous considérons que ces processus ne surviennent que pour des vents suffisamment forts (> 7 m/s) et donc que leur impact sur PR n'est visible que pour les vents modérés et forts. A notre avis, l'explication de cet écart entre données et modèle provient plutôt de phénomènes non pris en compte dans le modèle comme la variation de la vitesse du vent autour de sa vitesse moyenne (cf. [Plant, 2000]).

En ce qui concerne l'asymétrie du PR, il faut se reporter aux figures 5.4 et 5.5. En fonction de l'incidence, le modèle étendu donne de meilleurs résultats que le modèle 2-échelles et le modèle KHCC03 pour les grandes incidences et reproduit bien les mesures pour les petites incidences. La comparaison est également meilleure en fonction de la vitesse du vent. Cela vient des efforts faits pour expliquer les asymétries face/perpendiculaire et face/dos au vent des SERN en polarisation VV et HH par la partie non-polarisée du modèle et une meilleure description des vagues de Bragg - à travers l'exposant du vent.

Les figures 5.6 et 5.7 présentent les résultats pour les SERN. Sur la figure 5.6, on observe que le modèle étendu reproduit bien les données pour les petites incidences. Pour les grandes incidences, on remarque que les performances sont comparables à ce que donnait KHCC03. Sur la figure 5.7, on remarque que la modification de l'exposant du vent a modifié la croissance de la SERN en fonction du vent : pour les vents supérieurs à 10 m/s, l'accord avec les résultats du modèle étendu sont meilleurs que dans le cas du modèle KHCC03, tandis qu'il est moins bon à faibles vents ($U_{10} < 10$ m/s); l'amélioration est nette dans la direction face au vent tandis que la dégradation est plus marquée dans la direction perpendiculaire au vent. On constate donc qu'il reste indéniablement du travail à fournir pour décrire correctement la SERN en fonction du vent dans la direction crosswind. Comme nous l'avons dit pour le PR, le cas des vents faibles mérite une attention particulière pour tenir compte

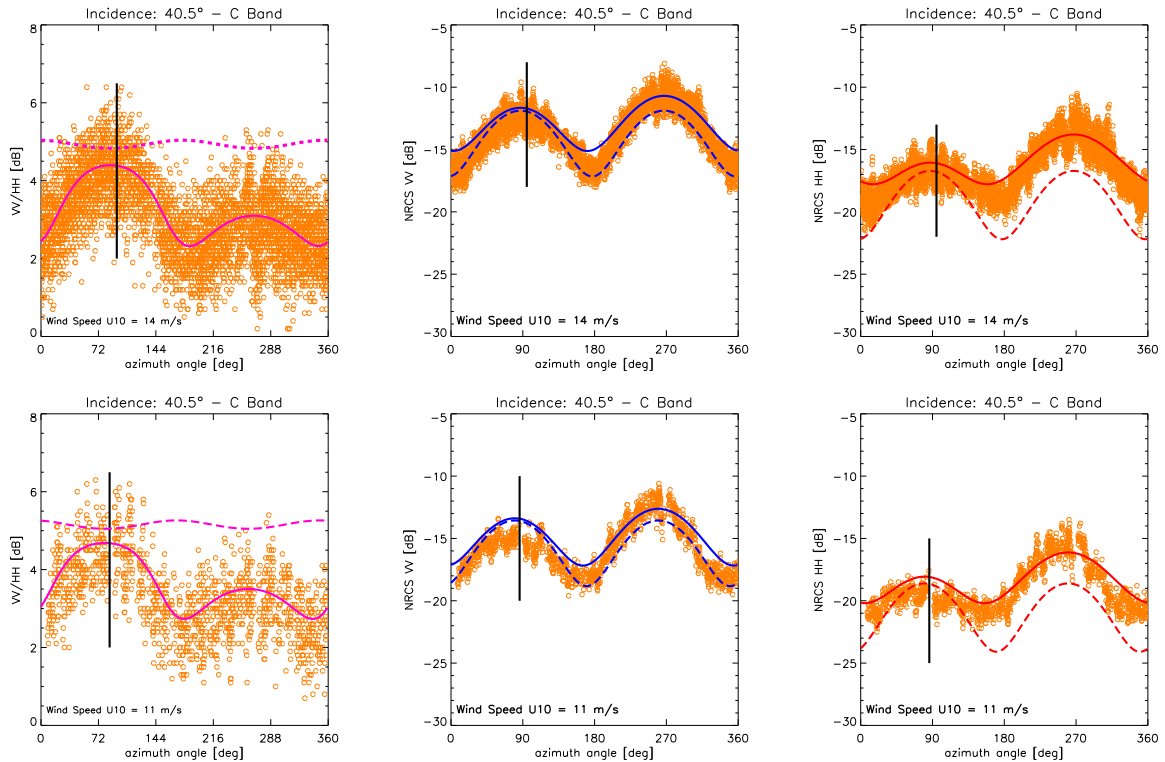


FIG. 5.19 – PR et SERN en polarisation VV et HH (de gauche à droite) pour un angle d'incidence de 40.5 degrés dans deux cas de vent : $U_{10} = 11$ m/s (panneaux du bas) et $U_{10} = 14$ m/s (panneaux du haut). Les données STORM sont représentées en cercles orange. Les résultats du modèle 2-échelles et étendu sont présentés respectivement en pointillés et trait plein.

d'autres phénomènes comme la variabilité du vent en direction et en module qui ne sont pas inclus dans le modèle.

En ce qui concerne l'asymétrie azimutale dans chaque polarisation, il faut se reporter aux figures 5.8 et 5.9. L'asymétrie face/dos au vent est très bien reproduite par le modèle étendu sur toute la gamme d'incidence et de vent considérée. Ce résultat est attendu puisque nous avons étalonné la partie non-polarisée du modèle pour qu'elle reproduise bien les données STORM en terme d'asymétrie face/dos au vent de la SERN. On note sur la figure 5.8 que le changement de l'exposant du vent et de la dépendance azimutale de la partie non-polarisée contribuent nettement à améliorer la reproduction de l'asymétrie face/perpendiculaire au vent pour $U_{10} = 10$ m/s. En fonction du vent, par contre, l'étude doit se poursuivre car la croissance du rapport face/perpendiculaire au vent de la SERN en VV ou HH en fonction de la vitesse du vent n'est pas reproduit par le modèle. Nous reviendrons sur ce problème dans le prochain chapitre. Par contre, le niveau moyen du rapport face/perpendiculaire au vent est en bien meilleur accord.

Finalement, le PR et la SERN peuvent également être comparées en fonction de l'angle azimutal. Le PR et les SERN en polarisation VV et HH sont présentés (de gauche à droite) sur la figure 5.19 pour un angle d'incidence de 40.5 degrés. Nous considérons deux cas de vent obtenus pendant la campagne VALPARESO : $U_{10} = 11$ m/s (panneaux du bas) et $U_{10} = 14$ m/s (panneaux du haut). En pointillés, nous avons tracé les résultats du modèle 2-échelles utilisé dans la partie polarisée et

en trait plein les résultats du modèle étendu complet. Il apparaît que la prise en compte des effets de déferlement améliore significativement les comparaisons en terme de SERN. Dans le cas du PR, l'amélioration est encore plus flagrante.

Regardons maintenant, les comparaisons avec les modèles CMOD. L'inconvénient de ces comparaisons, est que nous ne pouvons raisonner que sur la polarisation VV. Notons que le modèle étendu a été établi indépendamment de ces modèles. D'autre part, les modèles de type CMOD ne sont valables que pour des incidences telles que $\theta > 18$ degrés. La figure 5.20 présente les résultats de ces comparaisons. Sur le panneau du haut, nous avons représenté, la SERN dans la direction face au vent en fonction de l'incidence (gauche) et de la vitesse du vent (droite). Sur le panneau central, c'est l'asymétrie face/dos au vent en fonction de l'incidence (gauche) et de la vitesse du vent (droite) tandis que sur le panneau du bas c'est l'asymétrie face/perpendiculaire au vent. Le modèle étendu est tracé en rouge, CMOD-4 en vert, CMOD-5 en orange et CMOD2-I3 en bleu.

Pour la SERN, en fonction de l'incidence, tous les modèles montrent une décroissance. La décroissance du modèle étendu est un peu plus prononcée, mais la comparaison est bonne. En fonction du vent on observe que la croissance de la SERN en fonction du vent est bien reproduite par les 4 modèles. On remarque que la croissance est plus prononcée pour les faibles vitesses de vent ($U_{10} < 7$ m/s) avec le modèle étendu. Plant [2000] a montré que la prise en compte de la variabilité du module du vent pouvait expliquer cette trop forte croissance à faibles vents dans les modèles physiques en comparaison des modèles empiriques. A terme, ce type de phénomènes devrait donc être pris en compte dans le modèle étendu.

Concernant les asymétries, on constate d'abord que les modèles CMOD donnent des résultats assez différents entre eux, même si les tendances générales sont reproduites. Dans le cas de l'asymétrie face/dos au vent, on observe bien une croissance en fonction du vent et de l'incidence. Avec le modèle CMOD2-I3, la croissance est moins marquée qu'avec les modèles CMOD-4 et CMOD-5 en fonction du vent mais plus marquée en fonction de la vitesse du vent. On remarque que le modèle étendu passe toujours au milieu des trois modèles empiriques, ce qui suggère qu'il reproduit assez bien l'asymétrie face/dos au vent. Cependant, le rapport des SERN entre les deux directions face et dos au vent est négatif dans certaines configurations pour les modèles empiriques, ce qui est impossible par construction dans le modèle étendu. Pour l'asymétrie face/perpendiculaire au vent en fonction de l'incidence, on observe que le modèle étendu est en bon accord avec le modèle CMOD2-I3 à 10 m/s. Par contre, le comportement de cette asymétrie avec le vent n'est pas en bon accord avec les modèles empiriques en fonction du vent - même si en valeur moyenne le niveau du rapport face/perpendiculaire au vent est correct. Nous nous attacherons à ce problème d'asymétrie Up/Crosswind dans le chapitre suivant.

D'une manière générale, ces comparaisons montrent bien que les changements apportés au modèle KHCC03 améliorent les comparaisons avec les données STORM. En considérant, les modèles empiriques de type CMOD, on montre également que le modèle étendu modélise bien la SERN. Toutefois, le problème majeur de ce modèle reste la dépendance en vent de la SERN dans la direction perpendiculaire au vent.

5.4 Conclusions

Dans ce chapitre, à partir des données STORM en double polarisation, nous avons montré que :

- l'essentiel de l'asymétrie face/dos au vent provient de la partie non-polarisée de la SERN.
- ce point nous permet de ré-écrire la partie polarisée du modèle KHCC03 sans considérer l'effet

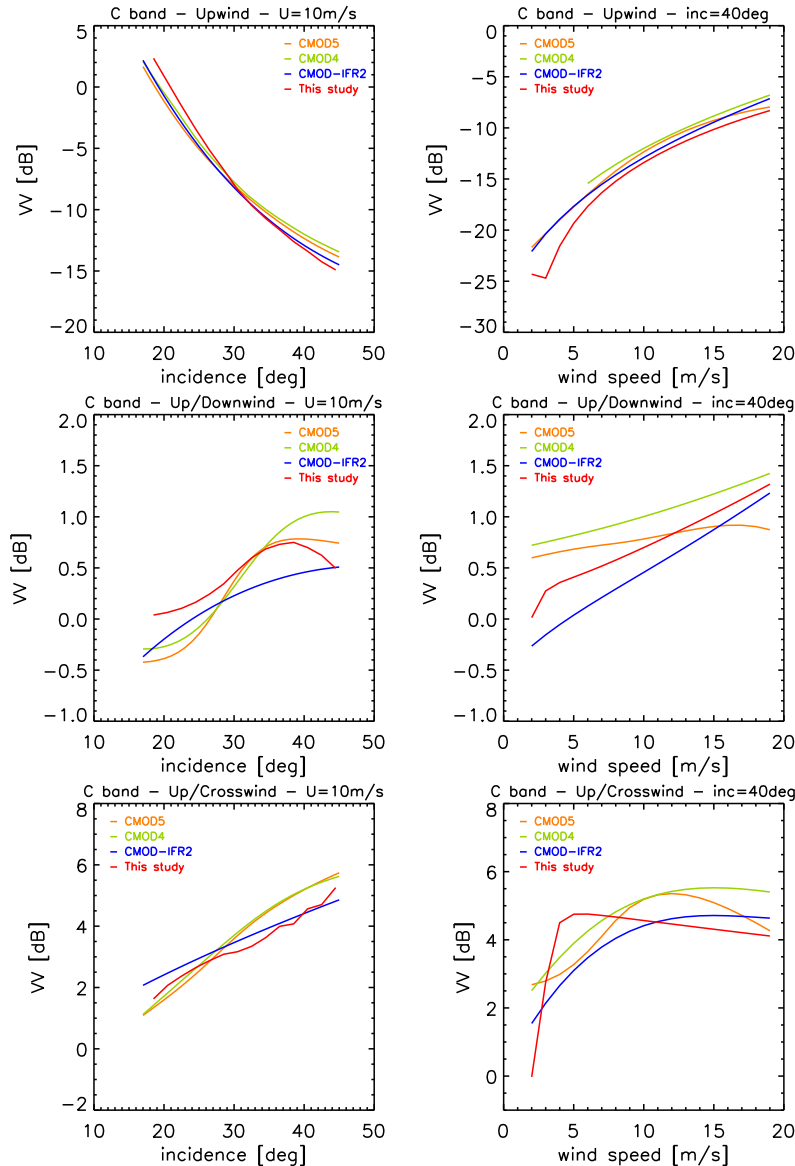


FIG. 5.20 – Comparaison de SERN en polarisation VV entre le modèle étendu (rouge), et les modèles de type CMOD : CMOD-4 [Stoffelen and Anderson, 1997] (vert), CMOD-5 [Herbasch, 2003](orange), CMOD2-I3 [Bentamy et al., 1999](bleu). Sur le panneau du haut, nous avons représenté, la SERN en fonction de l'incidence (gauche) et de la vitesse du vent (droite). Sur le panneau central, c'est l'asymétrie Up/Downwind en fonction de l'incidence (gauche) et de la vitesse du vent (droite) tandis que sur le panneau du bas c'est l'asymétrie Up/Crosswind

de la modulation hydrodynamique des vagues. Nous pouvons ainsi étendre le modèle KHCC03 aux incidences inférieures à 20 degrés.

- l'essentiel de l'asymétrie face/perpendiculaire au vent provient de la partie polarisée de la SERN. Cela souligne l'importance de la description azimutale des vagues de Bragg pour reproduire cette asymétrie.

L'étude la différence de polarisation à partir des données STORM couplée au modèle étendu nous a permis de montrer que :

- la description azimutale des vagues de Bragg en fonction du vent était mal modélisée par le spectre de vagues de Kudryavtsev et al. [2003a] mais bien modélisée en fonction du nombre d'onde.
- la dépendance en nombre d'onde de l'exposant du vent pouvait être améliorée. Le changement de l'exposant du vent améliore la dépendance en vent de $\Delta\sigma$ en fonction du vent. Cela améliore le niveau moyen du rapport face/perpendiculaire au vent de $\Delta\sigma$ et des SERN du modèle mais pas sa dépendance en vent.

En retranchant les parties spéculaire et polarisée issues du modèle étendu à la SERN mesurée par STORM, on a étudié la partie non-polarisée σ_{np} de nos données. On a montré que :

- σ_{np} décroît en fonction de l'incidence et son importance relative sur la SERN croît en fonction de l'incidence. Cette croissance relative est nettement plus importante en polarisation HH.
- σ_{np} croît en fonction de la vitesse du vent
- σ_{np} possède une modulation azimutale avec un maximum dans la direction face au vent.

Ces observations ont été systématiquement comparées aux résultats du modèle de Kudryavtsev et al. [2003a] qui considèrent que cette partie non-polarisée provient d'une contribution de réflexion spéculaire de l'onde électromagnétique radar incidente due à la présence de zones à la rugosité accrue à cause du déferlement des vagues (tels que $k < 2\pi/0.15$). Les comparaisons montrent que la partie non-polarisée du modèle de Kudryavtsev et al. [2003a] reproduit bien les tendances en fonction de la vitesse, la direction du vent et l'angle d'incidence mises en évidence à partir des données. Ces comparaisons valident donc l'approche de Kudryavtsev et al. [2003a]. Par contre, l'approche de Plant [2003] qui associe la partie non-polarisée à des gouttelettes d'eau en suspension n'est pas dépendante de l'incidence. Au vue de notre étude cette contribution est donc jugée minoritaire devant celle des fortes rugosités liées au déferlement.

Finalement, les comparaisons du modèle étendu en terme du PR et de SERN avec les données STORM et en terme de SERN pour la polarisation VV avec les modèles empiriques CMOD montrent que :

- le modèle reproduit bien la dépendance en incidence de la SERN et du PR dans la direction upwind.
- la dépendance en vent dans la direction face au vent est correcte pour les vents tels que $U_{10} > 5$ m/s. Une attention particulière doit donc être portée aux cas de vent faible par la suite.
- l'asymétrie face/dos au vent en fonction de l'incidence et de la vitesse du vent est bien reproduite par le modèle étendu, malgré l'hypothèse faite sur les effets hydrodynamiques des grandes vagues sur les vagues de Bragg.
- l'asymétrie face/perpendiculaire au vent en fonction de l'incidence pour un vent de 10 m/s est bien reproduite par le modèle. Par contre, son comportement en fonction de la vitesse de vent est mauvais. Nous avons montré que cela est lié à la description azimutale des vagues de Bragg.

Pour résoudre, ces problèmes de dépendance en vent de l'asymétrie crosswind, nous proposons de d'étudier au chapitre suivant quelle peut être l'influence de paramètres comme la houle, les variations du vent ou les non-linéarités sur le modèle de spectre de mer et *in fine* sur l'asymétrie face/perpendiculaire au vent du signal radar.

Chapitre 6

Analyse détaillée de l'asymétrie face/perpendiculaire au vent de la SERN.

Nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la section efficace radar normalisée (SERN ci-après) dans les deux polarisations directes (VV et HH, respectivement pour les polarisations verticales et horizontales) et le rapport de polarisation (PR ci-après) sont correctement reproduits dans la direction face au vent en considérant le spectre de surface marine de Kudryavtsev et al. [1999, 2003a] couplé à un modèle électromagnétique combinant une approche composite et spéculaire. L'originalité de cette approche est d'associer l'effet des zones de forte rugosité liée au processus de déferlement à la contribution spéculaire. Nous avons également montré que cette modélisation était adaptée pour reproduire l'asymétrie face/dos au vent de la SERN et du PR en fonction de la vitesse du vent et de l'angle de visée du radar.

Cependant, dans la direction perpendiculaire au vent, il apparaît que le modèle reproduit moins bien les observations - notamment, en ce qui concerne la dépendance en fonction du vent. Cette faiblesse du modèle est particulièrement claire lorsque nous étudions l'asymétrie face/perpendiculaire au vent - aussi notée δ_{UC} ou Up/Crosswind. Ce problème est effectif sur toute la gamme d'incidence pour les vents compris entre 5 et 15 m/s. Dans ce chapitre, nous nous proposons de discuter les différentes causes possibles de cette anomalie.

6.1 Discussion sur l'asymétrie face/perpendiculaire au vent

Le modèle présenté dans le chapitre 5 pour décrire la SERN est composé de trois parties. Aussi, comme nous l'avons déjà vu précédemment, le modèle peut être écrit tel que pour une polarisation donnée (indiquée par l'exposant pp) nous avons :

$$\sigma_0^{pp} = \sigma_{br}^{pp} + \sigma_{sp} + \sigma_{wb}, \quad (6.1)$$

où σ_{br}^{pp} traduit la diffusion de Bragg modélisée par un modèle double échelle, σ_{sp} décrit la diffusion quasi-spéculaire à faibles incidences et σ_{wb} tient compte de la rétrodiffusion liée à la présence de zones de rugosité accrue à cause des processus de déferlement à la surface de la mer.

D'une part, dans le chapitre 5, nous avons montré que le signal moyen était principalement dû à la réflexion spéculaire pour des angles entre 0 et 15 degrés et à la diffusion de Bragg pour des angles supérieurs à 25 degrés. Entre 15 et 25 degrés, ces deux mécanismes jouent un rôle et l'importance de l'un par rapport à l'autre n'est pas quantifiée précisément. Nous discuterons cela dans cette section.

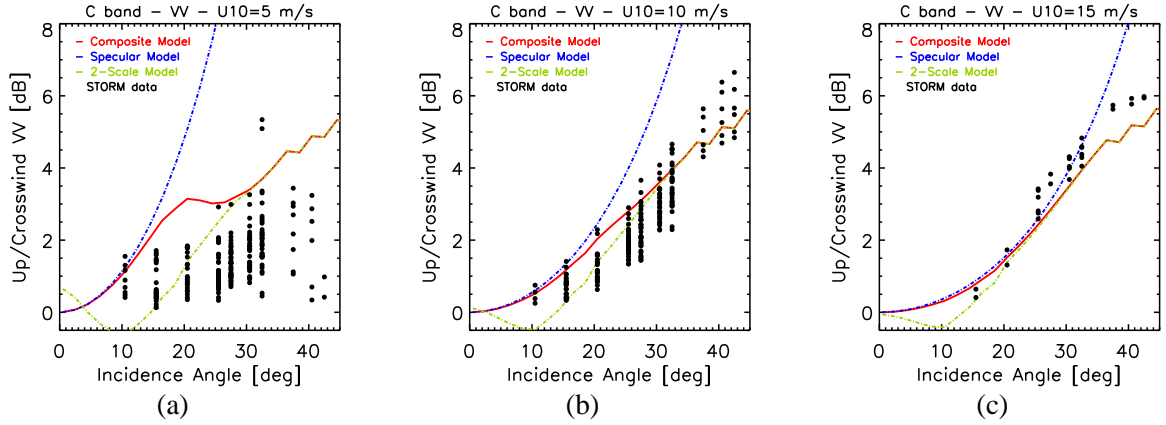


FIG. 6.1 – Asymétrie face/perpendiculaire au vent en fonction de l'incidence pour trois vitesses de vent 5, 10 et 15 m/s (resp. (a), (b) et (c)) obtenues avec le modèle composite (rouge), 2-échelles (vert), spéculaire (bleu) et les données STORM (points noirs). En polarisation verticale.

D'autre part, nous avons vu dans le chapitre 5 que le troisième terme de l'équation (6.1), n'a une influence significative que pour les angles d'incidence supérieurs à 30 degrés. En terme d'asymétrie face/perpendiculaire au vent, nous avons montré (cf. figures 5.14(b) et (c)) que cette composante non polarisée du signal radar ne jouait aucun rôle pour des vents inférieurs à 12 m/s et un rôle mineur de diminution de l'asymétrie pour les vents plus forts qui a été validé par l'étude des données STORM (cf. discussion de la section 5.2.2). La modélisation de la contribution à la SERN due au déferlement n'est donc pas la raison des problèmes rencontrés pour modéliser l'asymétrie avec le modèle KHCC03 étendu. Par conséquent, nous ne nous focaliserons pas sur cette partie du modèle dans cette section.

Par contre, la comparaison (cf. figure 5.14(a)) des asymétries $\delta_{UC}^{\Delta\sigma}$ de la différence de polarisation $\Delta\sigma$ (définie par l'équation (5.23)) à grandes incidences en fonction du vent obtenues à partir du modèle et des données STORM a montré que le modèle ne reproduisait pas correctement l'asymétrie - spécialement entre 5 et 15 m/s. Comme seule la partie double-échelle du modèle électromagnétique joue dans la modélisation de $\Delta\sigma$, il est clair que la partie liée au modèle double échelle est la cause principale du mauvais accord entre données et modèle pour l'asymétrie face/perpendiculaire au vent pour la SERN aux grandes incidences. La partie 2-échelles du modèle sera donc étudiée afin de comprendre d'où peut provenir le problème lié à la modélisation de l'asymétrie Up/Crosswind.

6.1.1 Influence relative des deux termes du modèle composite

Pour mieux cerner l'influence de chacun des deux termes majeurs (σ_{br}^{pp} et σ_{sp}) sur l'asymétrie face/perpendiculaire, nous avons représenté sur la figure 6.1 l'asymétrie en fonction de l'incidence pour des vitesses de vent de 5, 10 et 15 m/s ((resp. (a), (b) et (c))) donnée par le modèle composite et chacune de ses deux composantes - avec comme nombre d'onde de coupure entre vagues longues et courtes $k_d = (1/3)k_0$.

D'abord, nous vérifions bien que pour les incidences inférieures à 15 degrés, c'est la réflexion spéculaire (en bleu) qui gouverne l'asymétrie alors que c'est la diffusion de Bragg (en vert) pour les angles supérieurs à 25 degrés. Cela confirme bien la nécessité de revoir la partie double échelles du modèle en ce qui concerne les problèmes d'asymétrie face/perpendiculaire au vent à grandes incidences.

Ensuite, en ce qui concerne la gamme [15 – 25] degrés et pour des vents inférieurs à 10 m/s,

où nous avons observé un net désaccord entre données et modèle, il s'avère que la partie spéculaire joue un rôle prépondérant. En effet, dans cette gamme d'incidence, les résultats du modèle composite (en rouge) sont toujours très proches de ceux donnés par le modèle spéculaire. Or les résultats de la contribution spéculaire pour l'asymétrie face/perpendiculaire au vent donnent des valeurs très fortes pour les angles supérieurs à 15 degrés ce qui explique la "bosse" modélisée par l'approche composite. Il apparaît donc qu'une meilleure compréhension de la partie spéculaire du modèle est nécessaire pour résoudre les disparités entre modèle et données entre 15 et 25 degrés.

6.1.2 Influence du choix du modèle électromagnétique

Le paramètre de coupure d

Comme nous l'avons souligné dans le chapitre 2, dans le modèle électromagnétique composite, le principal défaut est le choix d'une limite notée d pour séparer les petites vagues qui participent à la diffusion de Bragg pure et les grandes vagues dont les pentes vont moduler les petites vagues. Cette limite influe donc sur les résultats de la partie double échelles du modèle et sur la partie spéculaire qui s'exprime en fonction de la pente des grandes vagues. Dans la littérature, beaucoup de valeurs ont été proposées pour d . Dans notre étude, nous avons toujours utilisé d tel que $d = 1/3$, en s'appuyant sur les travaux de Thompson [1988] ou de Voronovich and Zavorotny [2001]. De plus, dans le chapitre 2, nous avons montré que pour $d \in [1/5, 1/2]$, l'impact sur la modélisation de la SERN en fonction de l'angle d'incidence et dans une direction donnée était très faible. Cependant, aucune étude n'a été menée pour étudier la sensibilité de l'asymétrie face/perpendiculaire en fonction de d .

Sur la figure 6.2, nous avons tracé en fonction de l'angle d'incidence l'asymétrie donnée par le modèle pour les parties spéculaires, double échelles et composite pour une vitesse de vent de 5 m/s dans la polarisation verticale, en considérant des valeurs différentes pour $d = [1/10, 1/8, 1/6, 1/5, 1/3]$. On observe que la variation de d modifie l'asymétrie prédite par le modèle spéculaire et le double échelles dans la zone comprise entre 15 et 25 degrés. Pourtant, lorsque ces deux modèles sont associés, les changements se compensent et l'effet de la variation de d sur les résultats du modèle composite sont mineurs dans la gamme 15 – 25 degrés. La "bosse" est donc toujours présente. On remarque que pour $d \in [1/5, 1/3]$, la contribution du modèle double-échelle à l'asymétrie est faible, comme nous l'avons dit dans la section 6.1.1. Or lorsque la valeur choisie pour d diminue, la portion du spectre attribué aux longues vagues qui participent à la réflexion spéculaires augmente. Donc dans ce cas, c'est la composante spéculaire du modèle qui domine l'asymétrie du signal. Par contre dans le cas des grandes valeurs de d , lorsque d augmente, tel que $d \in [1/8, 1/40]$, et donc que la gamme des vagues de longueurs d'onde qui participent à l'effet d'inclinaison des petites vagues de Bragg augmente, on constate que la majeure partie de l'asymétrie est cette fois imputable à la contribution 2-échelles du modèle. Il apparaît donc que ce sont les longues vagues supérieures à $\sim 5\lambda_B$ qui participent à l'asymétrie dans la gamme d'incidences entre 15 et 25 degrés à travers le modèle spéculaire ou le 2-échelles - suivant la valeur de d considérée. Comme dans le chapitre 2, nous avons conclu que la valeur la plus réaliste pour d était telle que $d = 1/3$, c'est donc à travers le modèle spéculaire que ce manifeste principalement l'effet des grandes vagues sur l'asymétrie Up/Crosswind entre 0 et 25 degrés.

Enfin, si nous nous intéressons à la zone des grandes incidences supérieures à 25 degrés, nous remarquons que le changement de valeur pour d ne modifie pas du tout l'asymétrie prédite par le modèle composite. Cela montre que le choix de d n'est pas responsable du mauvais accord entre modèle et données à grandes incidences.

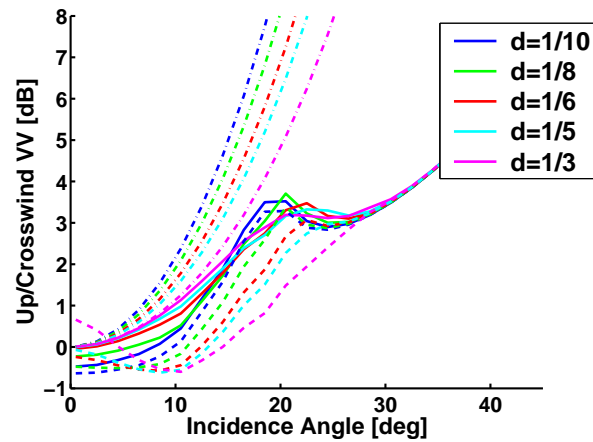


FIG. 6.2 – Asymétrie face/perpendiculaire au vent en fonction de l'incidence pour une vitesse de vent de 5 m/s obtenue avec le modèle de composite (trait plein), 2-échelles (tirets), spéculaire (pointillés) pour plusieurs valeur du paramètre de coupure d . En polarisation verticale.

Comparaison avec le modèle SSA-1

Les tests effectués dans le paragraphe précédent montrent que la limitation principale du modèle électromagnétique utilisé dans notre étude n'est pas responsable des mauvais résultats du modèle concernant l'asymétrie face/perpendiculaire au vent. Pour s'affranchir complètement de l'influence du modèle électromagnétique, nous pouvons citer les travaux de McDaniel [2001], Voronovich et al. [2000] ou Bourlier [2004] qui, malgré l'utilisation du modèle SSA-1 (au lieu du modèle composite), trouvent les mêmes limitations pour la description de l'asymétrie face/perpendiculaire au vent.

Sur la figure 6.3(a), nous avons représenté l'asymétrie face/perpendiculaire au vent en fonction de l'angle d'incidence pour un vent de 5 m/s avec le spectre de Kudryavtsev et al. [1999] en utilisant le modèle composite (en rouge) et le modèle SSA-1 (en bleu). On observe qu'en considérant le modèle SSA-1, pour la gamme d'incidence entre 15 et 25 degrés où la réflexion spéculaire influe sur le signal rétrodiffusé, nous retrouvons la même "bosse" qu'avec l'approche composite.

Sur la figure 6.3(b), est représentée, avec le même code couleur, l'asymétrie en fonction de la vitesse du vent pour un angle d'incidence de 40.5 degrés. De la même manière qu'avec le modèle composite, pour les grandes incidences où la diffusion de Bragg domine, l'utilisation du modèle SSA ne permet pas de reproduire la tendance de l'asymétrie en fonction de la vitesse du vent. Il semble donc que le problème soit bien inhérent à la description de la surface. Concernant, le spectre de mer, il est à signaler que les études menées par McDaniel [2001], Voronovich et al. [2000] ont été réalisées avec des spectres de mer [Banner et al., 1989, Elfouhaily et al., 1997] différents de celui de Kudryavtsev et al. [1999]. A ce jour, aucune proposition de description azimutale de spectre de mer adéquate n'a encore été proposée.

Pour synthétiser, il semble que le problème de reproduction de l'asymétrie face/perpendiculaire au vent soit double :

- D'une part, il y a une surestimation de cette asymétrie entre 15 et 25 degrés qui est présente pour les vents inférieurs à 10 m/s,
- D'autre part, la tendance de croissance entre 5 et 15 m/s n'est pas reproduite dans le cas des

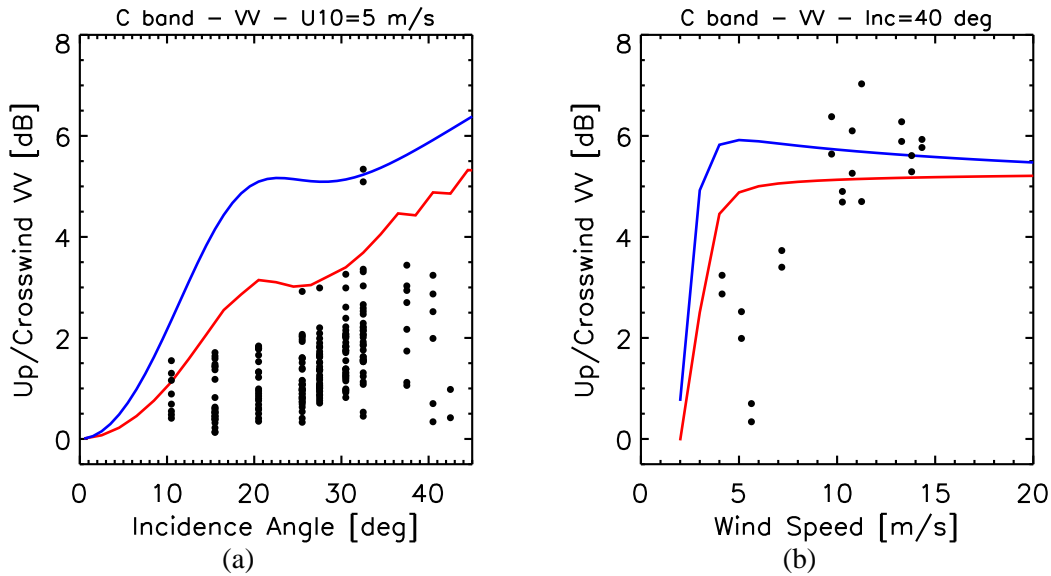


FIG. 6.3 – (a) Asymétrie face/perpendiculaire au vent en fonction de l'incidence pour une vitesse de vent de 5 m/s obtenue avec le modèle de composite (rouge) et SSA-1 (bleu). En polarisation verticale. (b) Même chose mais en fonction de la vitesse du vent pour une incidence de 40.5 degrés

grandes incidences.

Les premiers tests de sensibilité ont montré que ces deux problèmes provenaient principalement de la description du spectre de mer et non du modèle électromagnétique. Cependant, dans la modélisation le spectre de mer n'intervient pas de la même manière dans le cas de la réflexion spéculaire et de la diffusion de Bragg. C'est pourquoi, afin d'étudier l'influence de la description azimutale du spectre, nous séparons les deux gammes d'incidences.

6.2 Grandes incidences - Importance de la description des vagues de Bragg dans le modèle

En se basant sur l'étude des données STORM en terme de différence de polarisation, il apparaît que pour les grandes incidences ($\theta > 25$ degrés) l'asymétrie face/perpendiculaire au vent de la SERN est mal reproduite à cause de la contribution double-échelles du modèle. Pourtant, en faisant varier le paramètre de coupure d ou en changeant de modèle électromagnétique, le problème demeure. Cela montre que cette faiblesse du modèle est liée à la description des vagues de Bragg plutôt qu'à la description des interactions électromagnétiques avec la surface. Dans cette section, nous proposons de montrer comment une description différente de la répartition azimutale des vagues de Bragg pourrait améliorer l'asymétrie de la SERN sans pour autant changer les propriétés intégrées du spectre de mer - notamment la variance totale des pentes.

6.2.1 Modélisation empirique de la répartition azimutale des vagues de Bragg

Afin de montrer explicitement l'impact d'une meilleure description des vagues de Bragg en fonction de la direction et de la vitesse du vent, nous proposons de modifier la description azimutale du

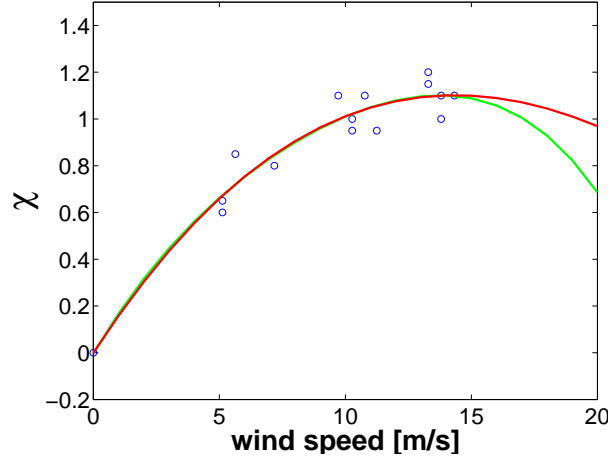


FIG. 6.4 – Valeurs de χ en fonction de la vitesse du vent déduit des données STORM selon l'équation (6.4). Les courbes rouge et verte représentent l'ajustement aux données avec un polynôme d'ordre 3 et 4, respectivement.

modèle de vagues [Kudryavtsev et al., 2003a] utilisé jusqu'alors dans cette étude.

Proposition d'une modélisation empirique

Si nous reprenons la description azimutale du spectre de Kudryavtsev et al. [2003a], on se souvient que dans l'expression 2D du spectre haute-fréquences, la dépendance azimutale des vagues est seulement présente dans le terme de croissance effective des vagues β_ν , lié à l'équilibre entre le terme source dû au vent et de perte dû aux effets de viscosité :

$$\beta_\nu(k, \varphi) = \left(C_\beta \frac{u_*}{c^2} - \frac{4\nu k^2}{\omega} \right) e^{-\Delta\varphi^2}, \quad (6.2)$$

où k et φ représentent respectivement le module et la direction du nombre d'onde. $e^{-\Delta\varphi^2}$ est le terme de dépendance de angulaire du taux de croissance effectif des vagues.

Comme les comparaisons entre données et modèle du chapitre précédent nous ont montré que la description des vagues de Bragg du spectre de surface était correcte en fonction de la vitesse du vent dans la direction face au vent mais qu'elle devait être améliorée dans les autres directions, nous proposons une nouvelle forme pour le taux de croissance du spectre :

$$\beta_\nu(k, \varphi) = \left(C_\beta \frac{u_*}{c^2} - \frac{4\nu k^2}{\omega} \right) e^{-\chi(U_{10})\Delta\varphi^2}, \quad (6.3)$$

où χ est une fonction empirique dépendant du vent. Cette formulation nous permet de conserver la bonne description du spectre de mer de Kudryavtsev et al. [2003a] dans la direction face au vent, puisque pour $\varphi = 0$ degré, les équations (6.2) et (6.3) sont équivalentes, tout en permettant de modifier la description de β_ν pour les directions du vent telles que $\varphi \neq 0$ degré. On note que pour $\chi = 1$, l'équation (6.3) se réduit à l'équation (6.2).

Pour estimer les différentes valeurs de $\chi(U_{10})$, on a minimisé la quantité δ , définie par :

$$\delta = \left| \frac{\Delta\sigma^{\text{obs}}(\varphi_{up})}{\Delta\sigma^{\text{obs}}(\varphi_{cr})} - \frac{\Delta\sigma^{\text{mod}}(\varphi_{up})}{\Delta\sigma^{\text{mod}}(\varphi_{cr})} \right|^2 \quad (6.4)$$

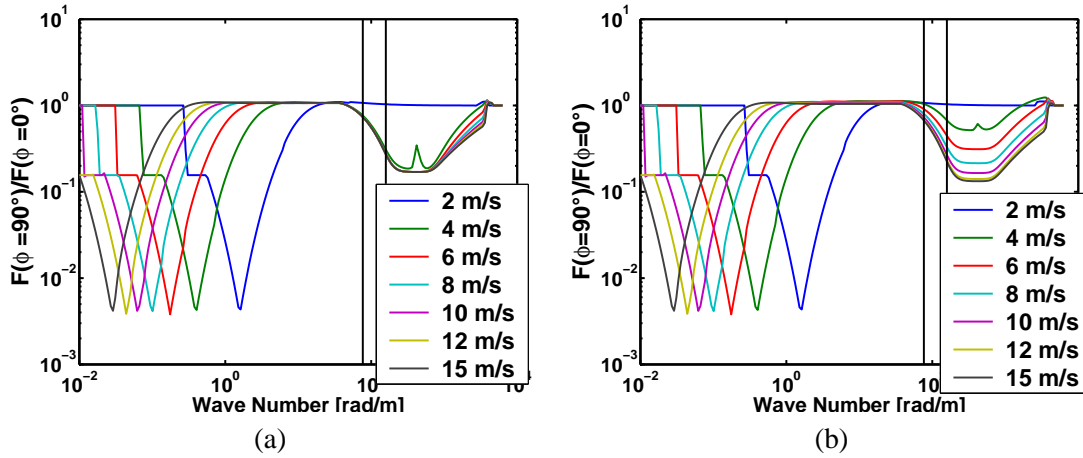


FIG. 6.5 – Asymétrie face/perpendiculaire du spectre de mer replié en fonction du nombre d'onde k pour différentes valeurs de la vitesse du vent. Dans le cas du spectre de Kudryavtsev sans (a) et avec (b) l'utilisation de la fonction $\chi(U_{10})$ pour décrire la répartition azimutale de l'énergie des vagues.

Nous avons choisi de travailler avec la différence de SERN $\Delta\sigma$, car cela permet de s'affranchir de la partie non-polarisée, de ne conserver ainsi que la participation à la SERN liée à la diffusion des vagues de Bragg et donc de se focaliser sur la description du spectre de mer dans le domaine des hautes fréquences (courtes longueurs d'onde). Cette minimisation a été effectuée pour les angles d'incidence tels que $\theta > 35$ degrés pour toutes les vitesses de vent telles que $U_{10} > 5$ m/s. Les vitesses inférieures à 5 m/s sont exclues de l'étude car la différence $\Delta\sigma^{\text{obs}}$ est faible et l'incertitude sur la mesure est plus forte.

La figure 6.4 présente les valeurs de $\chi(U_{10})$ trouvées pour $\theta = 40$ degrés. On observe que les valeurs de χ augmentent en fonction de la vitesse du vent de 5 à 14 m/s. A partir des points trouvés pour χ , nous avons établi plusieurs ajustements de fonctions polynômiales pour reproduire la tendance de croissance. Finalement, pour modéliser $\chi(U_{10})$ entre 0 et 15 m/s, nous choisissons une fonction polynômiale d'ordre 3. Notons, que nous avons imposé $\chi = 0$ pour $U_{10} = 0$ m/s. Cette condition signifie qu'à 0 m/s, la SERN ne doit pas dépendre de φ - ce qui est réaliste. On remarque également que $\chi = 1$ pour $U_{10} = 10$ m/s, ce qui implique que, pour cette valeur de vent, le modèle de Kudryavtsev et al. [2003a] reste inchangé et qu'il est valide - ce que nous avons déjà montré au chapitre précédent.

Impact de cette modélisation empirique sur le spectre de mer

Bien sûr, ce changement de fonction pour décrire le spectre de Kudryavtsev et al. [2003a] en 2D, va modifier ses propriétés dans la partie hautes fréquences.

La figure 6.5 présente l'asymétrie face/perpendiculaire du spectre replié (a) sans considérer la fonction χ pour décrire le spectre en fonction du nombre d'onde et (b) en la considérant, pour différentes vitesses de vent. On observe que la prise en compte de cette fonction modifie beaucoup l'asymétrie du spectre pour les nombres d'onde tels que $k > 30$ rad/m. En effet, dans cette zone, l'asymétrie du spectre de Kudryavtsev et al. [2003a] ne dépend pas du vent. Par contre, avec la nouvelle formulation du taux de croissance effectif des vagues (cf. eq (6.3)), nous avons introduit cette dépendance qui permet d'augmenter l'asymétrie lorsque le vent augmente.

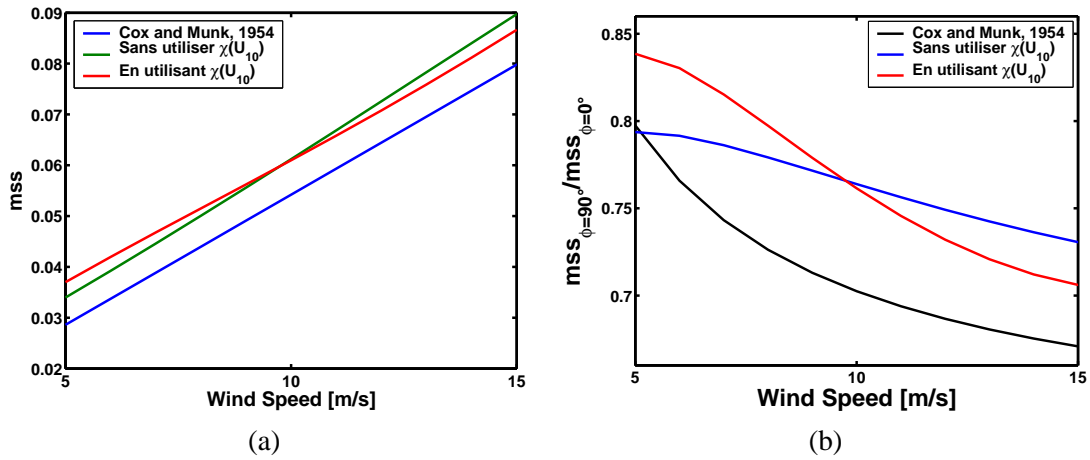


FIG. 6.6 – (a) Comparaison entre les variances omnidirectionnelles des pentes trouvées avec les deux versions du spectre de mer de Kudryavtsev et al. [2003a] et les ajustements proposés par Cox and Munk [1954] à partir de mesures optiques (bleu). En vert sont présentés les résultats obtenus avec le spectre de mer de Kudryavtsev et al. [2003a] sans utiliser la fonction $\chi(U_{10})$ et en rouge, en utilisant la fonction $\chi(U_{10})$. (b) Même type de courbe mais pour l'asymétrie face/perpendiculaire de la variance de pentes. En bleu sont présentés les résultats obtenus avec le spectre de mer de Kudryavtsev et al. [2003a] sans utiliser la fonction $\chi(U_{10})$ et en rouge, en utilisant la fonction $\chi(U_{10})$. Les ajustements proposés par Cox and Munk [1954] à partir de mesures optiques sont en noir.

Sur cette figure, nous avons également représenté l'intervalle des nombres d'onde de Bragg définis par l'équation (2.22) pour la bande C entre 20 et 45 degrés (entre les deux traits verticaux noirs). Nous observons que dans cet intervalle, l'asymétrie du modèle initial de Kudryavtsev et al. [2003a] ne dépend pas du vent, ce qui explique le mauvais accord sur la figure 5.14 entre l'asymétrie de la différence de SERN entre les 2 polarisations directes du modèle et les données STORM. Par contre, on observe que dans cet intervalle, l'utilisation de la fonction χ permet de représenter une augmentation de l'asymétrie en fonction de la vitesse du vent. La modification du spectre devrait donc améliorer les comparaisons entre modèle et données pour les grandes incidences où la diffusion de Bragg domine.

Notons que cette dépendance en fonction du vent pour l'asymétrie du spectre est également présente (mais plus faible) dans le modèle de spectre empirique proposé par Elfouhaily et al. [1997] (cf. leur figure 9.(b)) construit pour reproduire l'asymétrie des variances des pentes mesurées par Cox and Munk [1954], ou encore dans le modèle empirique d'étalement angulaire de Caudal and Hauser [1996].

Avant d'utiliser cette nouvelle formulation pour le spectre pour la modélisation de la SERN, nous proposons de comparer les variances des pentes associées au spectre initial de Kudryavtsev et al. [2003a] et à celles associées au nouveau spectre ainsi qu'aux mesures de Cox and Munk [1954].

La figure 6.6 présente une comparaison entre les deux versions du spectre de Kudryavtsev et al. [2003a] et les données de Cox and Munk [1954] pour (a) les variances des pentes et (b) l'asymétrie face/perpendiculaire de ces variances. En bleu, sont présentés les résultats obtenus avec le spectre de mer de Kudryavtsev et al. [2003a] sans utiliser la fonction $\chi(U_{10})$ et en rouge, en utilisant la fonction $\chi(U_{10})$.

La figure 6.6(a) présente une comparaison entre les deux versions du spectre de Kudryavtsev et al. [2003a] et les données de Cox and Munk [1954] pour la variance des pentes omnidirectionnelle. En bleu, sont présentés les résultats de Cox and Munk [1954], en vert les résultats obtenus par avec le spectre de mer de Kudryavtsev et al. [2003a] sans utiliser la fonction $\chi(U_{10})$ et en rouge, en utilisant la fonction $\chi(U_{10})$. Nous observons que le changement effectué entre les deux versions du modèle ne dégrade pas l'accord avec les mesures de Cox and Munk [1954]. Le changement ne semble pas vraiment significatif.

La figure 6.6(b) présente une comparaison entre les deux versions du spectre de Kudryavtsev et al. [2003a] et les données de Cox and Munk [1954] pour l'asymétrie face/perpendiculaire au vent de ces variances. Le changement est plus marqué que dans le cas omnidirectionnel. Notamment, avec le spectre de mer modifié, la décroissance de l'asymétrie face/perpendiculaire au vent des variances des pentes en fonction de la vitesse du vent est en meilleur accord avec la décroissance des données de Cox and Munk [1954]. Cela montre que le changement dans la description de la partie hautes fréquences du spectre de mer permet de mieux reproduire les asymétries des vagues entre les deux directions face et perpendiculaire au vent.

Dans ces deux comparaisons, nous remarquons bien sûr que l'accord n'est pas parfait en terme de niveau. Notamment, l'asymétrie est nettement surestimée avec le modèle de Kudryavtsev et al. [2003a]. Cependant, la variance des pentes totale est une quantité intégrée sur tous les nombres d'onde. Or nous n'avons pu affiner correctement la description azimutale du spectre que dans les nombres d'onde associés à la diffusion de Bragg en bande C. Un jeu de données plus étendu en fréquence et en incidence serait nécessaire pour avoir une idée plus précise de l'asymétrie du spectre en fonction de k dans les plus hautes fréquences. Cela impliquerait d'ailleurs une fonction empirique χ également dépendante de k - qui n'est pas le propos de l'étude.

6.2.2 Impact de la description empirique de la répartition azimutale des vagues de Bragg sur la modélisation de la SERN

Dans cette sous-section, les résultats obtenus avec le modèle électromagnétique présenté au chapitre précédent combiné avec le spectre de Kudryavtsev et al. [2003a] sont en bleu tandis les résultats avec le spectre de mer modifié en utilisant la fonction $\chi(U_{10})$ sont en rouge. Les points noirs désignent les mesures obtenues avec le radar STORM durant la campagne VALPARESO.

La figure 6.7 présente une comparaison de l'asymétrie face/perpendiculaire au vent de la différence de SERN $\Delta\sigma$ en fonction de la vitesse du vent pour les angles d'incidence de (a) 30.5 et (b) 40.5 degrés. Comme attendu, la comparaison entre les résultats des deux versions du modèle montre que l'utilisation de la fonction empirique $\chi(U_{10})$ pour optimiser la description azimutale du spectre de mer permet de modifier la variation de l'asymétrie de la différence des SERN en fonction de la vitesse du vent. Avec la nouvelle fonction de répartition azimutale, l'asymétrie augmente avec la vitesse du vent entre 0 et 15 m/s. De plus, cette nouvelle description azimutale du spectre de la mer donne un résultat en meilleur accord avec les données STORM. Cela montre que l'impact d'une nouvelle description azimutale des vagues de Bragg sur la prédiction de SERN est positif. Cela souligne la nécessité de modifier la répartition azimutale du spectre malgré le déjà relativement bon accord des quantités intégrées entre l'ancien modèle de Kudryavtsev et al. [2003a] et les mesures de Cox and Munk [1954].

Nous présentons sur la figure 6.8, l'impact de cette nouvelle description pour la répartition azimutale des vagues de Bragg sur les asymétries des sections efficaces radar en polarisation VV et HH. On remarque que la nouvelle description des vagues de Bragg permet de modifier la tendance de

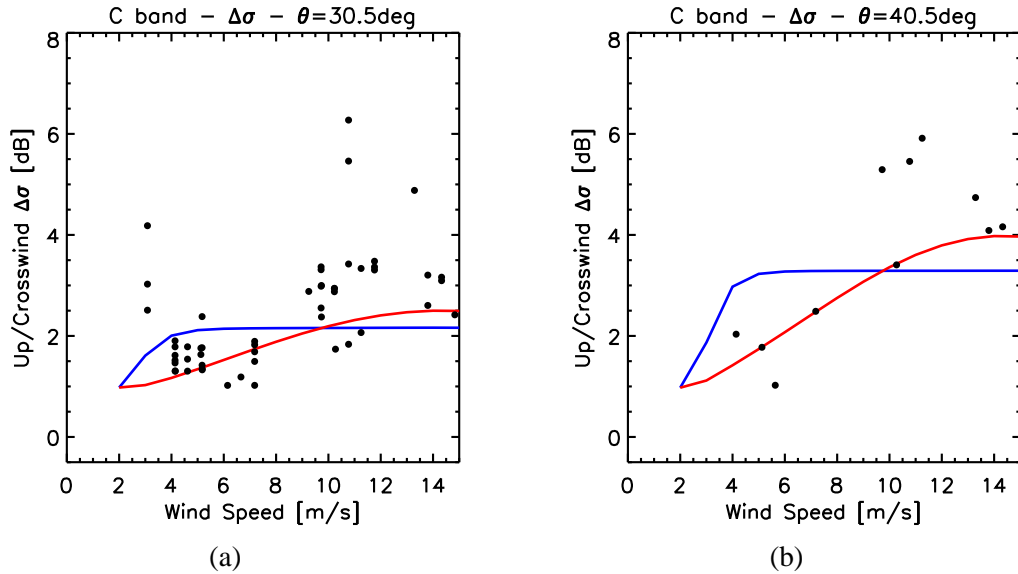


FIG. 6.7 – Comparaison de l'asymétrie face/perpendiculaire au vent de la différence de SERN $\Delta\sigma$ en fonction de la vitesse du vent pour les angles d'incidence de (a) 30.5 et (b) 40.5 degrés entre les données STORM (points noirs), le modèle total décrit dans le chapitre précédent (bleu) et le modèle avec la fonction $\chi(U_{10})$ (rouge).

l'asymétrie δ_{UC}^{pp} en fonction du vent donnée par le modèle. En effet, l'asymétrie issue de la nouvelle version du modèle augmente avec la vitesse du vent entre 0 et 15 m/s. Cette tendance de croissance pour l'asymétrie est en accord avec les résultats trouvés à partir des données STORM. Nous observons d'ailleurs sur les quatre figures 6.8(a)-(d) que l'accord entre données et modèle est tout à fait satisfaisant pour les angles de 30.5 et 40.5 degrés dans les deux polarisations.

Enfin, la figure 6.9 montre l'impact de la nouvelle description azimutale du spectre de mer pour le domaine des vagues de Bragg sur la SERN dans la direction perpendiculaire au vent pour les deux polarisations VV et HH. On remarque que les nouveaux résultats sont en meilleur accord avec les données STORM.

Finalement, l'utilisation de cette fonction empirique permet :

- d'ajouter de la sensibilité à la vitesse du vent pour l'asymétrie du spectre de la surface pour les nombres d'onde supérieurs à 30 rad/m.
- d'améliorer la décroissance de l'asymétrie de la variance des pentes en fonction du vent.
- d'améliorer la modélisation de l'asymétrie des SERN en bande C dans les deux polarisations en fonction de la vitesse du vent dans les cas de larges incidences où la diffusion de Bragg domine.

Dans cette section, en utilisant une fonction empirique pour modifier la description azimutale du spectre de mer, nous avons donc montré que, dans le domaine des hautes fréquences (vagues de Bragg), la description azimutale des vagues pouvait être modifiée sans dégrader les propriétés intégrées du spectre de Kudryavtsev et al. [2003a] et en améliorant significativement les performances en terme d'asymétrie Up/Crosswind pour les SERN du modèle KHCC03 étendu - en polarisation VV et HH. Par conséquent, une des clefs pour améliorer les résultats du modèle passe bien par une meilleure compréhension des processus physiques de la surface à prendre en compte pour décrire la variation azimutale du spectre de vagues.

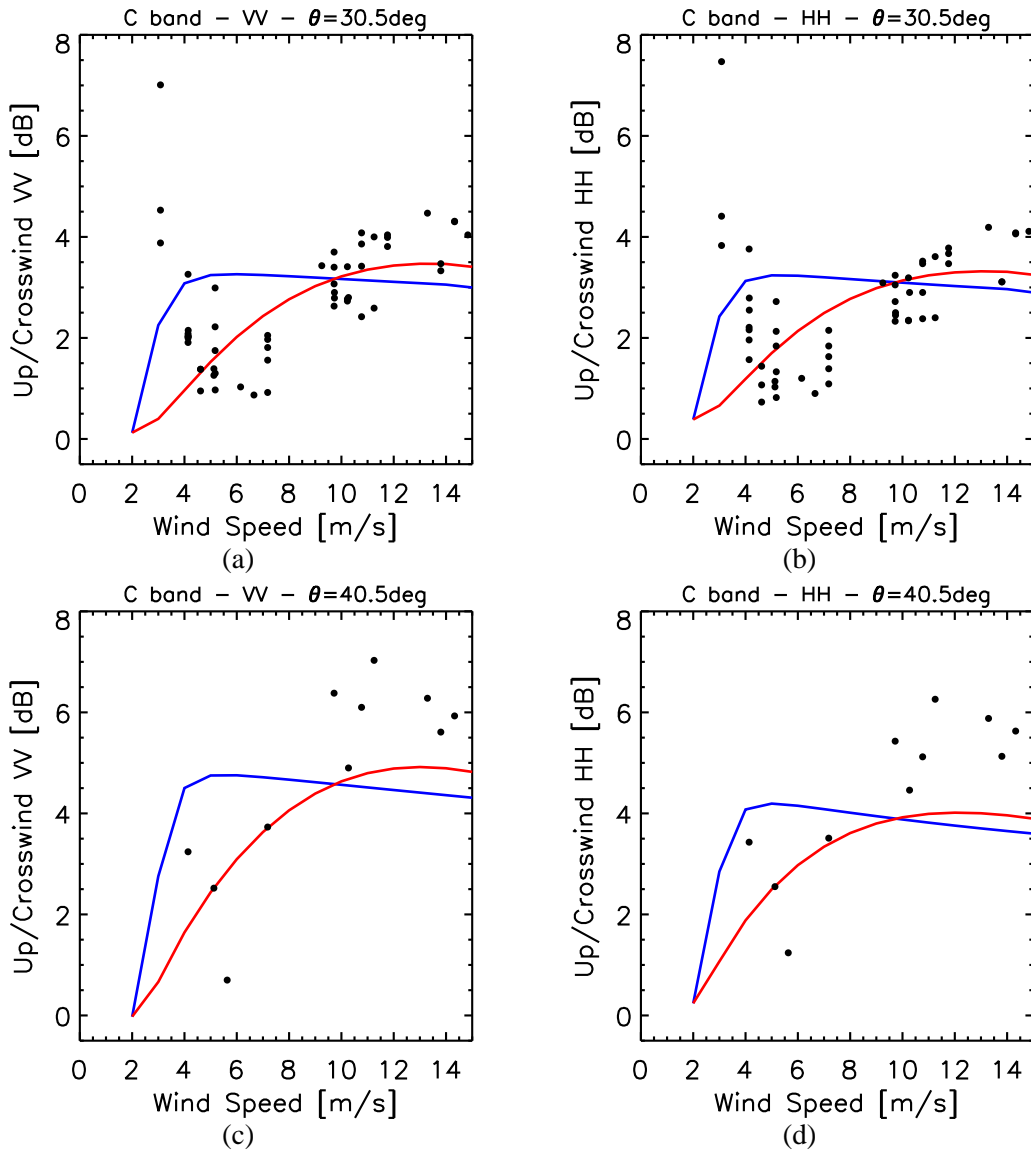


FIG. 6.8 – Comparaison de l'asymétrie face/perpendiculaire au vent de la SERN en fonction de la vitesse du vent entre les données STORM (points noirs), le modèle décrit dans le chapitre précédent (bleu) et le modèle avec la fonction $\chi(U_{10})$ (rouge) pour la description azimutale du spectre de mer. (a) Polarisation VV et $\theta = 30.5$ degrés. (b) Polarisation HH et $\theta = 30.5$ degrés. (c) Polarisation VV et $\theta = 40.5$ degrés. (d) polarisation HH et $\theta = 40.5$ degrés.

Notons que pour établir rigoureusement cette fonction empirique, il faudrait un jeu de données beaucoup plus large que le nôtre (autre domaine de fréquences notamment). Dans la suite de ce chapitre, il s'agira plutôt de déterminer quels peuvent être les processus physiques qui ne sont pas (ou mal) pris en compte dans la modélisation azimutale du spectre.

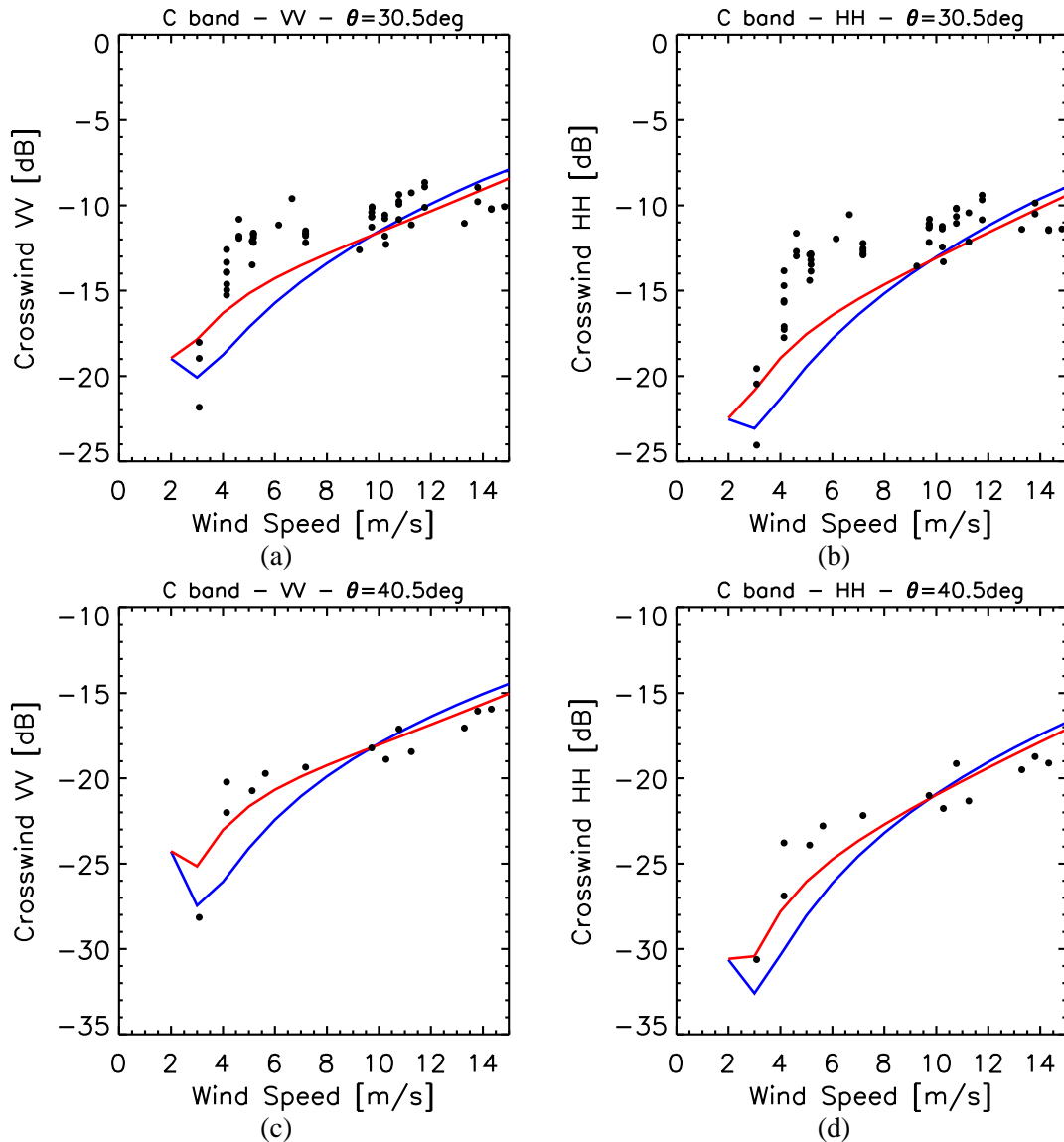


FIG. 6.9 – Comparaison de la SERN dans la direction perpendiculaire au vent en fonction du vent entre les données STORM (points noirs), le modèle décrit dans le chapitre précédent (bleu) et le modèle avec la fonction $\chi(U_{10})$ (rouge) pour la description azimutale du spectre de mer. (a) Polarisation VV et $\theta = 30.5$ degrés. (b) Polarisation HH et $\theta = 30.5$ degrés. (c) Polarisation VV et $\theta = 40.5$ degrés. (d) polarisation HH et $\theta = 40.5$ degrés.

6.2.3 Impact de la variabilité de la direction du vent sur la modélisation de la section efficace radar

Dans les conditions réelles, le champ de vent varie sur une large gamme d'échelles spatiales. L'amplitude de ces variations dépend de la vitesse du vent et des conditions de stratification atmosphérique. A partir d'une étude radar en bande C et Ku et d'un jeu de données obtenues avec des bouées, Carswell et al. [1999] ont montré que la variation de la direction du vent pouvait avoir un

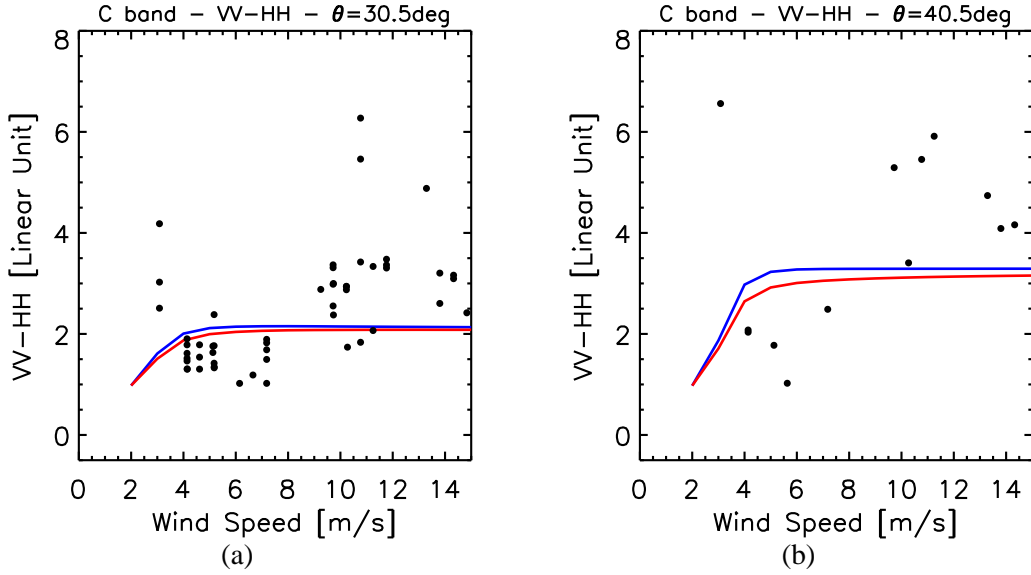


FIG. 6.10 – (a) Asymétrie face/perpendiculaire au vent de la différence de polarisation $\delta_{VC}^{\Delta\sigma}$ en fonction du vent pour un angle de 30.5 degrés. (b) Même chose pour un angle d'incidence de 40.5 degrés. Les points noirs sont les données STORM. Le modèle introduit au chapitre 6 est représenté en bleu. En rouge, c'est le même modèle mais en tenant compte des mesures de l'écart-type de direction du vent en fonction de la vitesse du vent faites par Carswell et al. [1999] pour affiner la description du spectre de mer de Kudryavtsev et al. [2003a].

impact significatif sur la SERN. Avec ces mesures, ils ont quantifié la variation de la variabilité de la direction du vent en fonction du vent. Sur leurs figures 10(a) et 10(b) ou sur la figure 6.12 (en vert) de ce manuscrit, on observe que la variabilité de la direction du vent décroît lorsque la vitesse augmente. La décroissance de l'écart-type de la direction du vent varie entre 30 et 10 degrés pour des vitesses de vent de 1 à 12 m/s. En prenant en compte ce phénomène, la répartition azimutale des vagues sensibles aux variations rapides du vent (typiquement les vagues centimétriques) devrait donc se trouver modifier différemment suivant la vitesse de vent considéré. En nous basant sur ces résultats, nous proposons de prendre en compte cet effet dans la description du spectre de mer de Kudryavtsev et al. [2003a].

Prise en compte de la variabilité du vent dans le modèle de spectre de mer

Soit $B_0(k, \varphi)$, le spectre de courbure de la surface de mer sans tenir compte de la variabilité en direction du vecteur vent et $P(\varphi)$ la probabilité (considérée gaussienne) pour qu'un vecteur du champ de vent soit orienté dans une direction différente de la direction φ moyenne. L'impact de cette fluctuation de la direction du vent autour de sa direction moyenne se traduit par l'équation suivante :

$$B(k, \varphi) = \int B_0(k, \varphi') P(\varphi') d\varphi', \quad (6.5)$$

qui devient en développant en série de Taylor jusqu'à l'ordre 2 :

$$B(k, \varphi) \sim B_0(k, \varphi) \left[1 + \frac{1}{2B_0} \frac{\partial^2 B_0}{\partial \varphi^2} \right] = B_0(k, \varphi) \left[1 - \frac{1}{n} \left(1 - \frac{2}{n} (\varphi - \varphi_w)^2 \right) \Delta_D^2 \right], \quad (6.6)$$

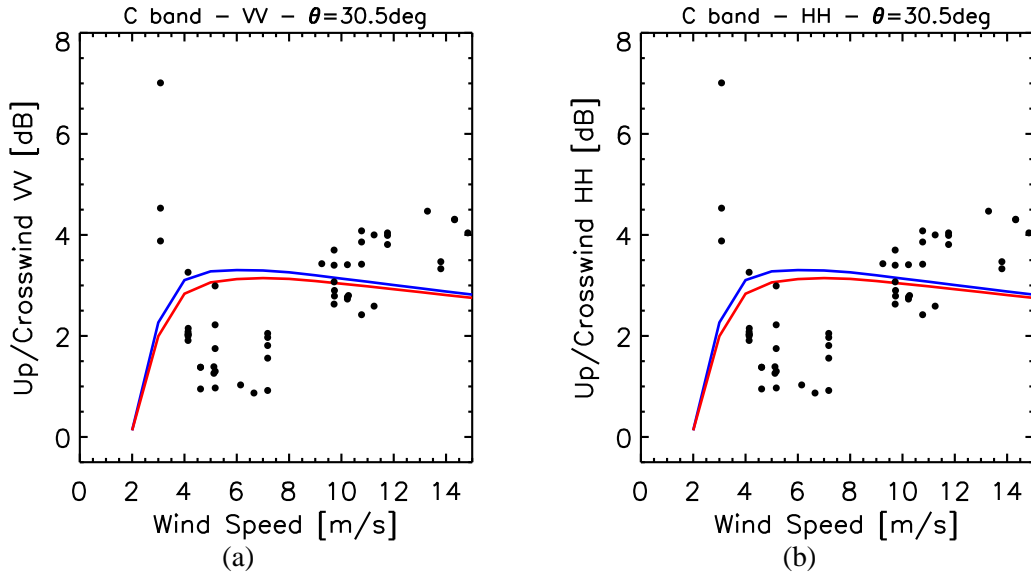


FIG. 6.11 – (a) Asymétrie face/perpendiculaire au vent de la SERN δ_{UC}^{pp} en fonction du vent pour un angle de 30.5 degrés en polarisation verticale. (b) Même chose pour la polarisation horizontale. Les points noirs sont les données STORM. Le modèle introduit au chapitre 6 est représenté en bleu. En rouge, c'est le même modèle mais en tenant compte des mesures de l'écart-type la direction du vent en fonction de la vitesse du vent faites par Carswell et al. [1999] pour affiner la description du spectre de mer de Kudryavtsev et al. [2003a].

où Δ_D^2 est la variance de la direction du vent associée à la probabilité P , et $2/n$ l'exposant du vent (cf. eq. (1.53)) introduit au chapitre 1 lors de la description du spectre de Kudryavtsev et al. [2003a]. En considérant cette équation, on constate bien que l'impact de la variabilité en direction du vecteur vent sur le niveau du spectre de la surface varie selon le type de vagues considéré. Par exemple, pour les vagues de gravité longues ($n = 5$) et des valeurs de $\Delta_D > 25$ degrés, la prise en compte de la variabilité du vent entraîne une modification du niveau du spectre de courbure inférieure à 5%. Par contre dans le domaine des vagues de Bragg (où n est entre 1 et 2), avec la même valeur de variabilité du vent, l'équation (6.6) prévoit une diminution du niveau spectral de 12.5 à 25% dans la direction face au vent. Cela peut donc avoir un impact sur la répartition azimutale des vagues de Bragg.

Impact sur l'asymétrie face/perpendiculaire au vent de la variabilité de la direction du vent

Nous ne présentons cet impact que pour l'asymétrie Up/Crosswind dans le cas des grandes incidences. Nous avons vérifié qu'il était nul pour les incidences tels que $\theta \in [15, 25]$ degrés. Ce résultat était tout à fait attendu puisque le changement proposé pour le spectre n'affecte pas les vagues de gravité qui contribuent majoritairement à la réflexion quasi-spéculaire.

La figure 6.10 présente d'abord l'asymétrie de la différence de polarisation $\delta_{UC}^{\Delta\sigma}$. En (a), pour un angle de 30.5 degrés. En (b), pour un angle de 40.5 degrés. Comme nous l'avons montré au chapitre 5, l'utilisation de la double polarisation nous permet de nous affranchir des effets due à la partie non-polarisée de la SERN et donc de nous focaliser sur les effets dus à la prise en compte de la variabilité de la direction du vent sur la description azimutale des vagues de Bragg. Nous constatons que pour les

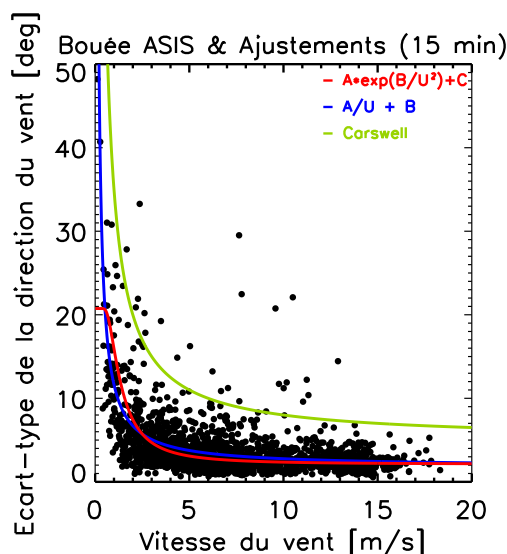


FIG. 6.12 – Mesures de la déviation standard à la direction moyenne du vent en fonction de la vitesse du vent faites à partir des mesures de la bouée ASIS durant la campagne Fetch. Deux ajustements faits sur ces données sont tracés en bleu et rouge. En vert est tracé l’ajustement trouvé par Carswell et al. [1999].

deux incidences, l’effet de la prise en compte de la variabilité du vent dans la description du spectre de mer, en s’appuyant sur l’estimation de la déviation standard de la direction moyenne du vent faite par Carswell et al. [1999], n’améliore quasiment pas les comparaisons entre les données STORM et les résultats du modèle. Notamment, la croissance entre 5 et 15 m/s observée avec les données n’est pas du tout reproduite.

Sur la figure 6.11, nous avons représenté l’asymétrie en fonction de la vitesse du vent pour un angle de 30.5 degrés dans les polarisations (a) VV et (b) HH. Clairement, la prise compte de la variabilité de la direction du vent introduite dans notre approche n’est pas suffisante pour expliquer le désaccord entre données et modèle.

Une solution pour améliorer nos résultats serait de modifier l’allure de la déviation standard à la direction moyenne du vent trouvée par Carswell et al. [1999]. Pour reproduire un résultat proche des données il faudrait augmenter les valeurs de Δ_D^2 trouvées par Carswell et al. [1999] - Nous avons réalisé un test qui a montré qu’il faudrait des valeurs de déviation standard bien supérieures à celle proposées par Carswell et al. [1999] pour $U_{10} \in [5, 10]$ degrés. Dans le cadre du stage de Lionel Modestine¹ [Modestine, 2005], à partir de la bouée ASIS mouillée dans le golf du Lion durant la campagne FETCH [Hauser et al., 2003a] dont nous disposons, nous avons donc étudié les mesures de déviation standard de la direction du vent en fonction de la vitesse du vent. Nous présentons sur la figure 6.12 les résultats obtenus en considérant les variations de la direction du vent sur 15 min avec deux ajustements différents en plus de la forme empirique de Carswell et al. [1999]. Nous avons choisi cette durée de 15 min car elle correspond à l’échelle spatiale du traitement des mesures de STORM. Durant son stage, Modestine [2005] a étudié l’impact du choix de cette durée. On a constaté que l’écart-type de la direction du vent augmente avec Δt mais pas suffisamment pour retrouver les résultats de Carswell

¹étudiant de Master 1 encadré pendant ce travail de thèse

et al. [1999]. Sur la figure 6.12, on observe que les valeurs des écart-types de direction du vent issues de l'étude de Carswell et al. [1999] bien sont supérieures à nos données pour la gamme de vent considérée. Les valeurs de Δ_D^2 proposées par Carswell et al. [1999] doivent donc être considérées comme des majorants. Considérer des valeurs plus fortes pour Δ_D^2 serait alors irréaliste. Par conséquent, il semble que la variabilité de la direction du vent à faible vent ne suffise pas à expliquer la différence entre modèle et données en terme d'asymétrie.

Cette étude montre que la variabilité de la direction du vent doit être considérée comme un phénomène secondaire pour expliquer la variation de l'asymétrie Up/Crosswind en fonction de la vitesse du vent.

6.2.4 Impact des interactions non-linéaires vagues à vagues sur la modélisation de la section efficace radar

Récemment, Caudal [2002] a proposé d'expliquer l'asymétrie du spectre de mer dans le domaine de transition des vagues de capillarité-gravité en s'appuyant sur une description des effets non-linéaires sensiblement différente de celle de Kudryavtsev et al. [1999]. Dans cette partie, nous nous proposons de confronter les deux approches et voir dans quelle mesure l'approche de Caudal [2002] pourrait aider à l'interprétation des résultats concernant l'asymétrie face/perpendiculaire au vent en fonction de la vitesse du vent du spectre de mer dans le domaine des vagues de capillarité-gravité.

Approche de Kudryavtsev et al. [1999]

Pour établir le spectre de la surface marine, Kudryavtsev et al. [1999] proposent de résoudre l'équation du bilan d'énergie dans le cas à l'équilibre. Ce bilan s'écrit :

$$Q = Q_{\text{wind}} + Q_{\text{visq}} + Q_{\text{defe}} + Q_{\text{pc}} + Q_{\text{nl}_3} + Q_{\text{nl}_4} = 0, \quad (6.7)$$

où les termes représentent, dans l'ordre, l'apport ou les pertes d'énergie par le vent qui souffle à la surface, la viscosité, le déferlement des vagues de gravité qui génère des turbulences, la création de vagues de capillarité parasites sur l'avant des vagues de gravité courtes par micro-déferlement et les transferts d'énergie dus aux interactions résonnantes vagues à vagues entre 3 et 4 vagues. Une difficulté de cet exercice réside dans l'attribution des domaines de longueur d'onde où chacun des phénomènes se manifeste.

Après une étude détaillée de chacun des termes de source ou de perte, Kudryavtsev et al. [1999] proposent la forme unifiée :

$$Q(\vec{k}) = \omega^3 k^{-5} \left[\beta_\nu B(\vec{k}) - B(\vec{k}) \left(\frac{B(\vec{k})}{\alpha} \right)^n + I_{pc}(\vec{k}) \right], \quad (6.8)$$

pour écrire ce bilan d'énergie. Le premier terme $\beta_\nu B(\vec{k})$ décrit la contribution due à l'action du vent et de la viscosité. Le deuxième terme $B(\vec{k})(B(\vec{k})/\alpha)^n$, selon les valeurs de n , traduit les effets de dissipation dus au déferlement des vagues de gravité, ou à certaines interactions non-linéaires, tandis que le troisième terme $I_{pc}(\vec{k})$ décrit les effets de micro-déferlement des vagues de gravité courtes qui génèrent des vagues de capillarité parasites. Cette formulation compacte décrit l'ensemble des phénomènes qui participent à la propagation de l'énergie d'un nombre d'onde à l'autre au sein du spectre de mer. Le terme de dissipation est le plus complexe. Il est défini en puissance de $n(\vec{k})$ où la puissance est telle que :

- dans le domaine de gravité ($k < k_{wb}$), la dissipation est paramétrisé en $B(\vec{k})^6$ ($n = 5$) suivant les mesures de Banner et al. [1989]. k_{wb} est le nombre d'onde qui délimite le début de la zone des vagues de gravité courtes où la dissipation par déferlement domine.
- les pertes par déferlement des vagues de gravité courtes ($k_{wb} < k < k_m$) soient paramétrisées en $B(\vec{k})^3$ ($n = 2$). Cette paramétrisation en puissance de 3 traduit également la dissipation par interactions non-linéaires entre 4 vagues de façon cohérente avec l'étude adimensionnelle menée Phillips [1985] sur la description du spectre à l'équilibre - en considérant que ces deux mécanismes de dissipation et celui de croissance dû au vent sont d'importance équivalente dans ce domaine de longueur d'onde. Cette paramétrisation est aussi cohérente avec celle du spectre de Donelan and Pierson [1987].
- les pertes par interactions non-linéaires résonantes vagues à vagues (triades) soient paramétrisées en puissance de 2 ($n = 1$) autour de k_m où ce phénomène domine la dissipation.

L'utilisation de ce terme de dissipation "multi-fonction" permet d'obtenir une forme analytique pour décrire le spectre à l'équilibre

$$B_{hf}(\vec{k}) = \frac{\alpha}{2^{1/n}} \left[\beta_\nu(\vec{k}) + (\beta_\nu^2(\vec{k}) + I_{pc}/\alpha)^{1/2} \right]^{1/n}, \quad (6.9)$$

très pratique pour l'utilisation du spectre dans les modèles électromagnétiques. Par contre, cela impose que, dans le bilan d'énergie, le terme de dissipation soit capable de décrire un grand nombre de processus qui sont supposés ne pas survenir dans la même gamme de nombre d'onde. C'est d'après nous la principale faiblesse de cette approche. En effet, cela se fait au détriment des interactions non-linéaires (les triades) car la paramétrisation en $n(k) = 2$ n'est définie que pour une gamme de nombres d'onde très courtes autour de $k = k_m$. Elles sont donc supposées n'intervenir dans les phénomènes de dissipation qu'aux environs de k_m (la dépendance de $2/n(k)$ présentée sur la figure 1 du papier de Kudryavtsev et al. [2003a] montre que $n(k) \neq 2$ très rapidement quand on s'éloigne de k_m) avec en plus une dépendance azimutale en $\exp(-\Delta\varphi^2/n)|_{n=2}$ arbitraire alors que cette dépendance est très peu documentée dans la littérature. D'après Valenzuela and Laing [1972] ces interactions (surtout les triades) sont responsables de la dissipation dans le domaine de transition capillarité-gravité et pas seulement au voisinage immédiat de k_m . La prise en compte rigoureuse de ces non-linéarités est complexe et nécessite de résoudre numériquement des équations qui n'ont pas de paramétrisation simple établie. D'ailleurs, Kudryavtsev et al. [1999] soulignent dans leur papier que la paramétrisation qu'ils proposent bien qu'optimale n'est pas parfaitement réaliste. Comme le domaine de capillarité-gravité est d'importance pour la modélisation de la SERN à grandes incidences, une bonne définition du processus physique qui est responsable de son niveau spectral est primordiale.

Approche de Caudal [2002]

Dans leur papier, Janssen et al. [1998] proposent une approche différente pour tenir compte des interactions non-linéaires et expliquer la dépendance en k du spectre omnidirectionnel de la mer. Caudal [2002] reprend cette approche pour expliquer l'asymétrie face/perpendiculaire au vent déduite de l'analyse de données radar multi-fréquences [Caudal and Hauser, 1996] ou prédite par le modèle empirique de Elfouhaily et al. [1997].

Dans cette approche, l'équation de bilan d'énergie est écrit en terme de variation de densité spectrale d'énergie Φ due aux différents processus de surface :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \frac{\partial \Phi}{\partial t} \Big|_{\text{wind}} + \frac{\partial \Phi}{\partial t} \Big|_{\text{visc}} + \frac{\partial \Phi}{\partial t} \Big|_{\text{defe}} + \frac{\partial \Phi}{\partial t} \Big|_{\text{nl3}} + \frac{\partial \Phi}{\partial t} \Big|_{\text{nl4}} = 0 \quad (6.10)$$

On remarque le terme de dissipation due à la création des vagues de capillarité parasites n'est pas pris en compte par cette équation. Dans l'approche de Kudryavtsev et al. [1999], il permet de décrire le spectre pour les nombre d'onde tels que $k > k_m$ qui est en dehors du domaine des vagues de Bragg considérées pour la Bande C. D'autre part, les non-linéarités d'ordre 4 sont négligées par Janssen et al. [1998] et Caudal [2002], arguant que leur rôle est négligeable dans le domaine de longueur d'onde du spectre des hautes fréquences ($k > 50$ rad/m).

L'essentiel de l'approche de Caudal est reportée en annexe D pour le confort du lecteur. D'une part, en écrivant la variation de la densité spectrale en fonction du flux d'énergie spectrale dans le domaine des nombres d'onde k et en reprenant l'approche de Janssen et al. [1998] pour la paramétrisation de ce flux, Caudal [2002] obtient l'équation :

$$\frac{\partial}{\partial k} \epsilon(k) = \left[\frac{s(k)}{s(k) + 1} A - B \right] \left(\frac{\nu_g}{\alpha_3} \right)^{1/2} \frac{\epsilon(k)^{1/2}}{k^2}, \quad (6.11)$$

où $\epsilon(k)$ et $s(k)$ sont les deux inconnues à déterminer, α_3 le paramètre qui caractérise l'intensité des interactions non-linéaires, A désigne la contribution dans le bilan d'énergie de surface de l'action du vent tandis que B est la somme des contributions dues au déferlement et à la viscosité. $s(k)$ est l'exposant de la dépendance en φ de la forme choisie pour décrire la variation azimutale du spectre de mer par Caudal [2002] sur la base des travaux de Longuet-Higgins [1963] (cf. eq. 1.66 dans le chapitre 1). Pour résoudre ce problème à deux inconnues, il est nécessaire d'avoir un système à deux équations.

Caudal [2002] utilise la propriété de conservation du moment pour tous les types d'interactions non-linéaires vagues à vagues. Ces considérations sur les moments lui permettent d'écrire la deuxième équation du système telle que :

$$\frac{\partial}{\partial k} s(k) = s(k)(s(k) + 1) \frac{\nu_g - c}{\omega} + \frac{1}{k^2 \epsilon^{1/2}} \left(\frac{\nu_g}{\alpha_3} \right)^{1/2} \left(\frac{2s(k) + 1}{s(k) + 2} \right) A. \quad (6.12)$$

Cette approche de Caudal [2002] permet de trouver $s(k)$ compatible avec l'équation du bilan d'énergie à l'équilibre. La dépendance en k de l'anisotropie du spectre n'est donc pas arbitraire mais dépend de la résolution du système d'équations où les phénomènes de dissipation comme les interactions non-linéaires et le déferlement peuvent a priori se cotoyer sur une même gamme de nombre d'onde - ce qui est tout à fait réaliste.

Comme nous l'avons dit plus haut, cette étude a été menée par Caudal [2002] pour voir si la prise en compte des effets non-linéaires directionnels permettaient de retrouver l'asymétrie du spectre en fonction de k dans le domaine de transition des vagues de capillarité-gravité. Mais l'étude de ses résultats (cf. sa figure 2) montre également que cette asymétrie croît en fonction de la vitesse du vent pour les nombres de d'onde tels que $k \sim 150$ rad/m qui correspond à la zone des nombres d'onde de Bragg correspondant à une mesure à grande incidence en bande C.

Application au spectre de Kudryavtsev et al. [1999]

Dans le travail de Caudal [2002], les résultats suggèrent que les effets des interactions non-linéaires doivent être pris en compte dès que $k > 50$ rad/m pour caractériser l'asymétrie du spectre de mer via $s(k)$ et qu'ils sont responsables de la croissance de l'asymétrie en fonction du vent pour les nombres d'onde autour de $k = 150$ rad/m. Et c'est précisément le problème que nous avons avec le spectre de Kudryavtsev et al. [1999]. Nous nous proposons donc de combiner les deux approches.

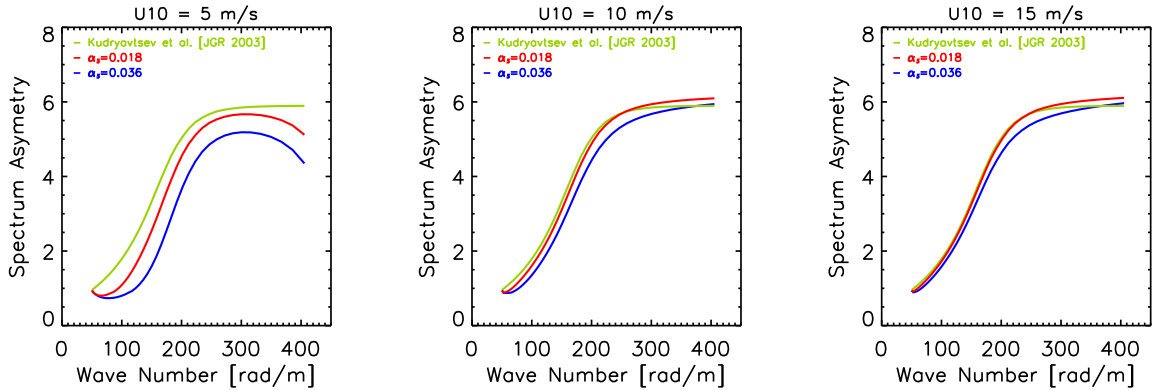


FIG. 6.13 – (a) Asymétrie face/perpendiculaire au vent en fonction du nombre d'onde dans le cas d'un vent tel que $U_{10} = 5$ m/s pour trois valeurs de α_3 : $\alpha_3 = 0$. (vert), $\alpha_3 = 0.018$ (rouge) et $\alpha_3 = 0.036$ (bleu). (b) Même chose pour 10 m/s. (c) Même chose pour 15 m/s.

Nous utilisons l'approche de Kudryavtsev et al. [1999] pour décrire A qui décrit l'apport d'énergie par le vent et B qui décrit les pertes par viscosité, déferlement et interactions non-linéaires en $k \sim k_m$ dans les équations (6.11) et (6.12).

Nous reprenons l'approche de Caudal [2002] pour prendre en compte les effets non-linéaires dès $k > 50$ rad/m et établir ainsi l'asymétrie du spectre de Kudryavtsev et al. [1999] via la résolution du système d'équations (6.11)-(6.12) pour établir $s(k)$.

Avec cette approche, on note que les effets non linéaires sont considérés deux fois. D'abord avec le terme de dissipation en $B(\vec{k})(B(\vec{k})/\alpha)^n$ qui prend en compte les interactions non linéaires à 4 vagues pour $k < k_{wb}$ et pour celles à 3 vagues pour $k \sim k_m$. Ensuite, les non-linéarités sont également prises en compte à travers le formalisme de Caudal [2002] qui décrit le flux $\epsilon(k)$. Ce dernier terme doit être considéré comme une correction du terme de Kudryavtsev et al. [1999] qui se limite à de la dissipation par interactions non-linéaires à 3 vagues pour $k \sim k_m$ puisqu'il permet une prise en compte des interactions non-linéaires à 3 vagues dès $k > 50$ rad/m i.e. $k > 0.13k_m$. Dans le papier de Valenzuela and Laing [1972] sur la prise en compte des non-linéarités, par un calcul exact, on constate que l'impact des non-linéarités sur le spectre intervient pour $k \leq k_m$. La considération simultanée de ces deux termes est donc cohérente.

Pour réaliser ce travail, effectué en collaboration avec G. Caudal, nous utilisons les mêmes termes du bilan d'énergie que ceux utilisés pour établir le spectre de Kudryavtsev et al. [2003a] en reprenant les paramètres d'ajustements tels qu'ils ont été fixés dans leur article. Le seul paramètre à fixer est donc le coefficient α_3 . Les figures 6.13(a)-(c) présentent l'asymétrie du spectre replié obtenue avec la méthode présentée ici pour différentes valeurs de paramètres α_3 en fonction du nombre d'onde pour 3 vitesses de vent : (a) 5, (b) 10, et (c) 15 m/s. Ces représentations sont limitées autour de $k = 500$ rad/m mais la limite supérieure à considérer est plutôt autour de 365 rad/m. En effet c'est la valeur à partir de laquelle les vagues de capillarité-gravité doivent être prises en compte (ignorées dans ce test) car elles expliquent la majorité du niveau spectral. La courbe verte représente à chaque fois le résultat du modèle tel qu'il a été proposé par Kudryavtsev et al. [2003a] sans modification. On observe bien la tendance de croissance de l'asymétrie du spectre de mer en fonction de k jusqu'à la saturation autour de 365 rad/m - résultat qui avait été mis en évidence par plusieurs auteurs (par exemple par mesures radar [Caudal and Hauser, 1996]). Cela signifie que considérer seulement les

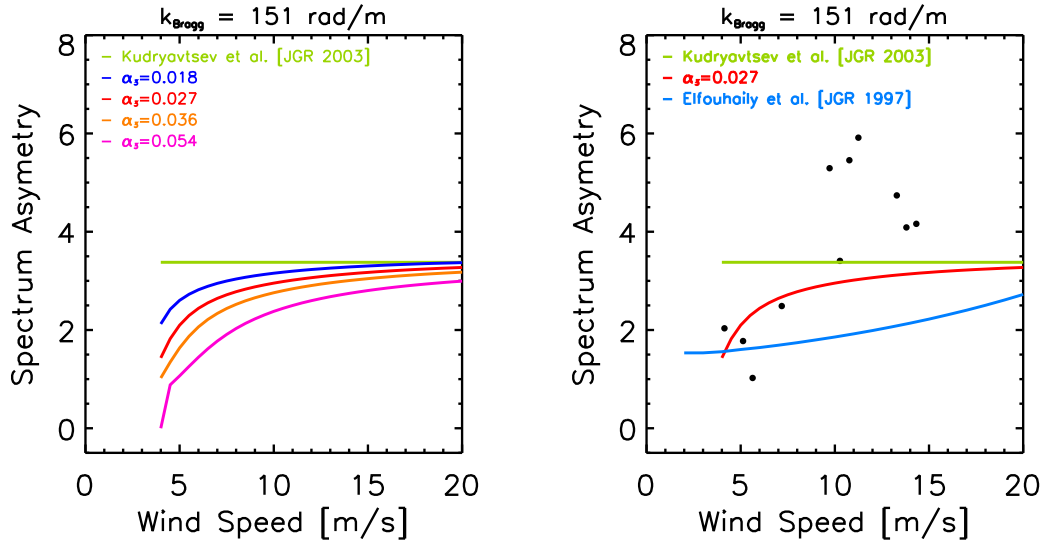


FIG. 6.14 – (a) Asymétrie face/perpendiculaire au vent entre en fonction du vent pour $k = 151$ rad/m (i.e. 42.5 degrés en bande C) pour 5 valeurs de α_3 : $\alpha_3 = 0$ (vert), $\alpha_3 = 0.018$ (bleu), $\alpha_3 = 0.027$ (rouge), $\alpha_3 = 0.036$ (orange) et $\alpha_3 = 0.054$ (violet). (b) Comparaison de l'Asymétrie face/perpendiculaire au vent en fonction du vent pour $k = 151$ rad/m pour $\alpha_3 = 0$ (vert) $\alpha_3 = 0.027$ (rouge) comparé avec les données STORM en terme de $\delta_{UC}^{\Delta\sigma}$ et avec l'asymétrie prédite par le modèle empirique de Elfouhaily et al. [1997] (bleu).

interactions non-linéaires à 3 vagues à la manière de Kudryavtsev et al. [1999] autour de $k \sim k_m$ suffit pour retrouver cette croissance. L'utilisation de l'approche conjointe de Caudal [2002] et Kudryavtsev et al. [2003a] permet également de retrouver cette tendance qui était le résultat principal de l'article de Caudal [2002] sur la croissance de l'asymétrie en fonction de k , jusqu'à 365 rad/m. D'autre part, avec l'approche conjointe de Caudal [2002] et Kudryavtsev et al. [2003a], lorsque le paramètre α_3 augmente, on constate que la valeur de l'anisotropie du spectre décroît (pour tous les nombres d'onde tels que $k < 365$ rad/m). L'intensité des non-linéarités considérées sur tous les nombres d'onde tels que $k > 50$ rad/m a donc un impact sur l'anisotropie du spectre : plus il y a d'interactions non-linéaires et plus la surface devient isotrope. On montre également que l'impact de l'intensité des non-linéarités sur cette décroissance est dépendante de la vitesse du vent. On observe en effet que la variation de α_3 joue beaucoup sur l'asymétrie quand $U_{10} = 5$ m/s mais peu au delà de 10 m/s. Les non-linéarités tels que nous les considérons au travers de l'approche de Caudal [2002] diminuent donc sensiblement l'asymétrie du spectre (le rendant plus isotrope) quand le vent est inférieur à 10 m/s.

Sur la figure 6.14(a), nous considérons le cas du nombre d'onde $k = 151$ rad/m qui correspond à une incidence de ~ 42 degrés dans le cas de la diffusion de Bragg. On observe qu'en considérant les effets non-linéaires avec les approches conjointes de Caudal [2002] et de Kudryavtsev et al. [2003a], nous arrivons à reproduire une croissance de l'asymétrie en fonction du vent entre 4 et 12 m/s avant d'atteindre un niveau de saturation. Dans le cas de l'approche de Kudryavtsev et al. [2003a] seule (équivalent à $\alpha_3 = 0$), on observe que cette croissance n'existe pas. Et c'est précisément cette absence de croissance en fonction du vent dans l'anisotropie des vagues de Bragg qui avait été pointée comme défaut du spectre par l'utilisation d'un modèle empirique établi à partir de nos données STORM en bande C dans la section 6.2.1. D'autre part, comme annoncé par la figure précédente, pour

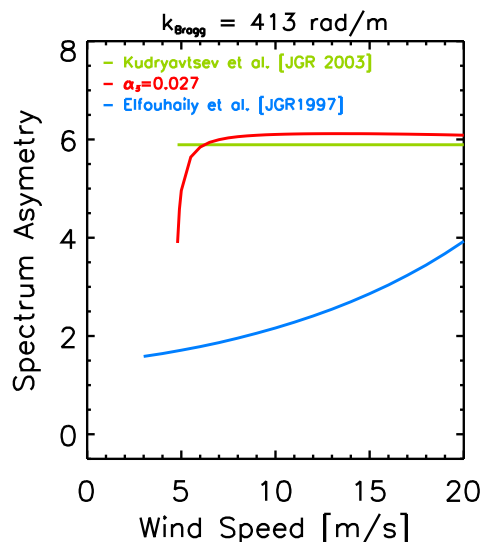


FIG. 6.15 – Asymétrie face/perpendiculaire au vent en fonction du vent pour $k = 413 \text{ rad/m}$ (i.e. 42.5 degrés en bande Ku) issu du modèle proposé pour $\alpha_3 = 0$ (vert), $\alpha_3 = 0.027$ (rouge) comparé avec l'asymétrie prédite par le modèle empirique de Elfouhaily et al. [1997] (bleu).

un nombre d'onde fixé, la croissance de l'anisotropie dépend du niveau choisi pour α_3 .

Sur la figure 6.14(b), nous présentons le résultat du modèle pour $\alpha_3 = 0.027$ et $\alpha_3 = 0$. Nous avons représenté sur la même figure l'asymétrie de la différence de polarisation obtenue avec les données STORM pour une incidence de 42.5 degrés. En effet, si nous considérons qu'à cette incidence la diffusion polarisée est modélisée par une diffusion de type pure Bragg, alors l'asymétrie du signal et du spectre des vagues de Bragg sont directement comparables. La valeur de α_3 est calée sur ces données STORM. D'autre part, nous avons également tracé l'asymétrie face/perpendiculaire au vent donnée par la modélisation empirique de Elfouhaily et al. [1997]. Entre 5 et 15 m/s, les comparaisons entre l'approche présentée dans cette étude pour $\alpha_3 = 0.027$ et les données STORM sont relativement bonnes. La tendance de croissance en fonction du vent est bien reproduite. Par contre, la comparaison avec le spectre de Elfouhaily et al. [1997] montre que leur approche empirique est telle que l'asymétrie en fonction du vent est croissante comme les données mais que cette croissance est tout à fait différente de celle des données. Avec l'approche utilisée dans cette étude, nous retrouvons les résultats de Quilfen et al. [1999] qui montraient également une nette croissance de l'asymétrie entre 5 et 12 m/s. Cela confirme bien la nécessité de considérer les interactions non-linéaires à 3 vagues sur une gamme de longueur d'onde étendue autour de k_m et avec une description azimutale plus fine que l'exponentielle proposée par Kudryavtsev et al. [2003a] et utilisée jusqu'alors dans cette étude.

L'extension de cette approche à la bande Ku nécessiterait de prendre en compte les vagues de capillarité parasites qui interviennent au delà de 365 rad/m. Cependant, en première approximation, pour une longueur d'onde telle que $k = 413 \text{ rad/m}$ nous considérons que l'impact des vagues de capillarité parasites est encore négligeable. Aussi, sur la figure 6.15 nous avons représenté l'asymétrie en bande Ku en fonction du vent pour cette longueur d'onde qui correspond à une incidence de 42.5 degrés en bande Ku. Nous observons une nette croissance de l'asymétrie entre 5 et 8 m/s. Cela est en conformité avec les résultats de Quilfen et al. [1999] sur l'asymétrie face/perpendiculaire au vent estimé à partir de données et du modèle empirique NSCAT. Cependant, il est impératif d'incorporer les effets dus à la

présence des vagues de capillarité-gravité qui contribuent à la croissance de l'anisotropie en fonction du vent (cf. figure 11 de Kudryavtsev et al. [2003a]). Cela fera l'objet de développements ultérieurs. D'autre part, la comparaison avec les résultats issus du modèle de Elfouhaily et al. [1997] montre que l'asymétrie prédite par ce modèle est plus faible que ce que nous trouvons. Dans son étude basée sur l'utilisation du modèle électromagnétique SSA, McDaniel [2001] avait déjà montré que l'asymétrie du modèle d'Elfouhaily et al. [1997] était trop faible pour reproduire l'asymétrie de la SERN en bande Ku pour les larges incidences (cf. sa figure 11(b) par exemple). Les valeurs plus fortes trouvées pour l'asymétrie avec notre modèle sont donc cohérentes avec les résultats de McDaniel [2001]. Tout comme la considération des vagues de capillarité-gravité, la comparaison de ces résultats avec des mesures en bande Ku devra être menée à l'avenir.

Dans cette section, nous avons montré qu'une nouvelle description de l'anisotropie des vagues du spectre de Kudryavtsev et al. [2003a] qui participent à la diffusion de Bragg est nécessaire pour reproduire l'asymétrie Up/Crosswind en fonction de la vitesse du vent observée avec les données de STORM. Nous avons vu que la prise en compte des effets non-linéaires améliore la description azimutale du spectre de mer. Cela signifie que la forme compacte en $(B(k)/\alpha)^{n(k)}$ et l'exponentielle en $\exp(-\Delta\varphi^2)$ proposée par Kudryavtsev et al. [2003a] ont leurs limites tout comme la considération des interactions non-linéaires comme un phénomène de dissipation strictement limité aux nombres d'onde tels que $k \sim k_m$. Ces résultats préliminaires montrent que, dans le futur, il faudra s'attacher à la proposition d'un spectre (dans le domaine haute fréquence) qui puisse unifier plus élégamment tous les processus de dissipation.

6.3 Faibles incidences

Dans la section 6.1, nous avons montré que, dans le modèle composite, la description de la réflexion aux incidences comprises entre 15 et 25 degrés ne permettait pas de reproduire l'asymétrie face/perpendiculaire au vent - notamment pour les cas de vents faibles. Ce désaccord entre données et modèle provient de la description de la contribution spéculaire. Dans cette section, nous nous proposons d'évaluer quelles pourraient être les causes de ce désaccord dans la modélisation employée. Si, nous considérons qu'entre 15 et 25 degrés, l'asymétrie $\delta_{UC}(\theta, U_{10})$ dépend principalement de la contribution spéculaire, alors l'asymétrie face/perpendiculaire au vent peut se ré-écrire :

$$\delta_{UC}^{pp} = \frac{\sigma_0^{pp}(\theta, \varphi_{up})}{\sigma_0^{pp}(\theta, \varphi_{cr})} \sim \frac{\sigma_{spec}(\theta, \varphi_{up})}{\sigma_{spec}(\theta, \varphi_{cr})}, \quad (6.13)$$

où $\sigma_{spec}(\theta, \varphi)$ désigne la contribution spéculaire modélisée par l'approximation quasi-spéculaire double-échelle.

Dans le cas général décrit au chapitre 2, la SERN résultant du mécanisme de réflexion spéculaire s'écrit [Valenzuela, 1978] :

$$\sigma_{spec}(\theta) = \pi \sec^4(\theta) P(\eta_i, \eta_n)|_{spec} \times |\mathbb{R}_F(0)|^2, \quad (6.14)$$

où $P(\eta_i, \eta_n)|_{spec}$ désigne la densité de probabilité des pentes exprimée dans les conditions spéculaires (i.e. $\eta_i = \tan \theta$ et $\eta_n = 0$) avec η_i et η_n respectivement les pentes dans le plan d'incidence et dans sa direction perpendiculaire.

Cette formulation est très souvent simplifiée grâce à un certain nombre d'hypothèses.

Dans la plupart des cas, on considère que les pentes à la surface de mer ont une répartition isotrope et une distribution qui suit une loi gaussienne. Alors, l'équation (6.14) devient :

$$\sigma_{spec}(\theta) = \frac{|R_{eff}|^2}{s_L^2 \cos^4 \theta} \exp\left(-\frac{\tan^2(\theta)}{s_L^2}\right), \quad (6.15)$$

où s_L est la variance des pentes du spectre omnidirectionnel calculée sur les nombres d'onde tels que $k < k_d$. R_{eff} est le coefficient de Fresnel effectif.

Le coefficient de Fresnel effectif a été introduit (voir par ex Valenzuela [1978]) pour tenir compte de la diffraction de l'onde électromagnétique par les échelles de la surface inférieures ou de l'ordre de la longueur d'onde électromagnétique incidente. Cette solution pour modéliser la SERN est utilisée à de très faibles incidences (< 10 degrés) pour estimer R_{eff} et/ou s^2 [Jackson et al., 1992] à partir de mesures radar proches du nadir ou pour mieux comprendre les mesures altimétriques [Caudal et al., 2004]. Ces études considèrent toujours que la surface est isotrope et aucune dépendance azimutale n'est donc prise en compte, ni dans l'expression de la densité de probabilité des pentes, ni dans celle du coefficient effectif de Fresnel.

D'autres études (voir par ex Valenzuela [1978]) considèrent l'anisotropie de la surface. Dans ce cas, la fonction de densité de probabilité des pentes se ré-écrit en considérant les variances des pentes des grandes vagues dans les deux directions face $s_{L_{up}}^2$ et perpendiculaire $s_{L_{cr}}^2$ au vent et la SERN s'écrit :

$$\sigma_0(\theta, \varphi) = \frac{|R_{eff}(\theta)|^2}{s_{L_{up}} s_{L_{cr}} \cos^4 \theta} \exp\left(-\frac{\tan^2(\theta)}{s_{sp}^2}\right), \quad (6.16)$$

avec

$$s_{sp}(\varphi) = \frac{s_{L_{up}}^2 s_{L_{cr}}^2}{s_{L_{up}}^2 \sin^2(\varphi) + s_{L_{cr}}^2 \cos^2(\varphi)}. \quad (6.17)$$

D'autre part, certaines études comme celle menée par Chapron et al. [2000] ont remis en cause la nécessité d'introduire un coefficient effectif (cf. la section 5.2 de leur papier) ainsi que l'expression de la densité de probabilité à deux dimensions (cf. l'annexe de ce même papier ou le papier de Chan and Fung [1977]) par la considération de la non-gaussianité des statistiques de la surface. Chapron et al. [2000] décomposent la surface en sous-ensembles décrits chacun par une statistique des pentes gaussiennes mais de variance différente d'un sous-ensemble à l'autre. Ils montrent que l'absence de ces deux hypothèses (isotropie et gaussianité) influe sur le coefficient de Fresnel qui n'a plus besoin d'être ré-écrit sous la forme d'un coefficient effectif et la distribution des pentes dont la dépendance en fonction de l'angle d'azimuth est modifiée.

Jusqu'à présent, dans ce travail de thèse, nous nous sommes placés dans le cas où la fonction de probabilité de densité de distribution des pentes est gaussienne mais en considérant l'anisotropie de la surface de mer (eq 6.16).

En ce qui concerne le coefficient de Fresnel, nous avons utilisé le coefficient de Fresnel effectif recommandé par Lemaire [1998], qui fait un point complet sur ces différentes solutions pour R_{eff} dans sa section 3.7 :

$$R_{eff} = |\mathbb{R}(0)|^2 \exp -4k^2 \sigma_{hf}^2 \cos^2(\theta_{loc}), \quad (6.18)$$

, où σ_{hf} est la variance des hauteurs calculée sur la partie hautes fréquences du spectre de mer omnidirectionnel tel que $k > k_d$. Cette formulation pour le coefficient de Fresnel effectif tient compte implicitement des effets de non-gaussianité de la surface, car en considérant le "peakedness" (lié au moment statistique d'ordre 4 de la surface considérée non gaussienne), Chapron et al. [2000] montrent

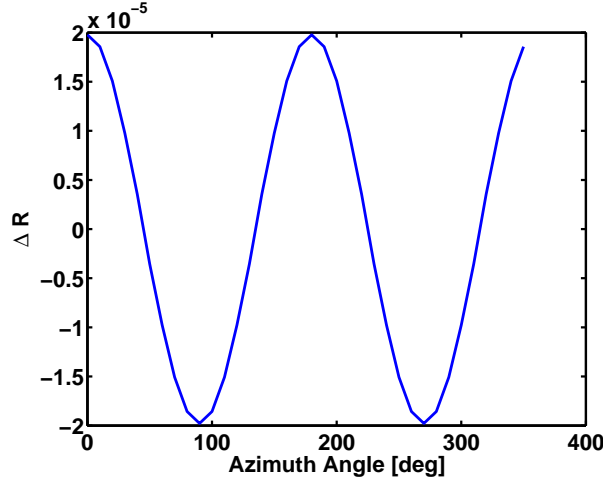


FIG. 6.16 – Ecart à la moyenne de $|R^{(0)}(0) + R^{(2)}(0)|^2$ calculé à partir de l'équation 6.20 en fonction de l'angle d'azimut calculé pour un vent de 10 m/s et pour une mesure radar en bande C et au nadir.

(cf. leur équation (23)) que les deux approches donnent le même résultat. Par contre, cette expression ne tient pas compte de l'anisotropie de la surface.

Clairement les approches choisies pour décrire R et P sont basées sur des hypothèses fortes qui pourraient expliquer le mauvais accord entre modèle et données que nous avons constaté en terme d'asymétrie Up/Crosswind pour les faibles angles d'incidence.

A partir de l'équation générale de la réflexion spéculaire (6.14), nous pouvons écrire l'asymétrie face/perpendiculaire au vent du modèle spéculaire comme le produit de deux termes. L'un dépendant du coefficient effectif de Fresnel et l'autre de la densité de probabilité des pentes tel que :

$$\delta_{UC}^{pp} = \frac{R_{eff}(\theta, \phi = 0)}{R_{eff}(\theta, \phi = 90)} \times \frac{P(\theta, \phi = 0)}{P(\theta, \phi = 90)}. \quad (6.19)$$

Dans cette section, nous nous proposons d'étudier l'influence des hypothèses faites pour établir ces deux termes sur l'asymétrie face/perpendiculaire au vent.

6.3.1 Sensibilité à la dépendance azimutale du coefficient effectif

Comme nous venons de le dire, la solution adoptée par Kudryavtsev et al. [2003a] et jusqu'alors dans ce travail pour décrire le coefficient effectif ne dépend pas de l'angle azimutal. Cette absence de dépendance pourrait être la cause des difficultés rencontrées pour modéliser l'asymétrie face/perpendiculaire au vent.

Pour tester l'impact de l'aspect directionnel du coefficient de Fresnel effectif, nous revenons à une définition différente de celle de l'équation (6.18) plus précise proposée par Yueh et al. [1994]. Ils développent le coefficient de réflexion au nadir à l'ordre 2, tel que :

$$|R_{eff}|^2 = |R_{pp}^{(0)} + R_{pq}^{(2)}|^2, \quad (6.20)$$

où l'ordre 0 et 2 participent à la diffusion cohérente, l'ordre 0 correspondant à la réflexion purement spéculaire et l'ordre 2 à la perturbation de cette réflexion par les petites vagues (telles que $k > k_d$)

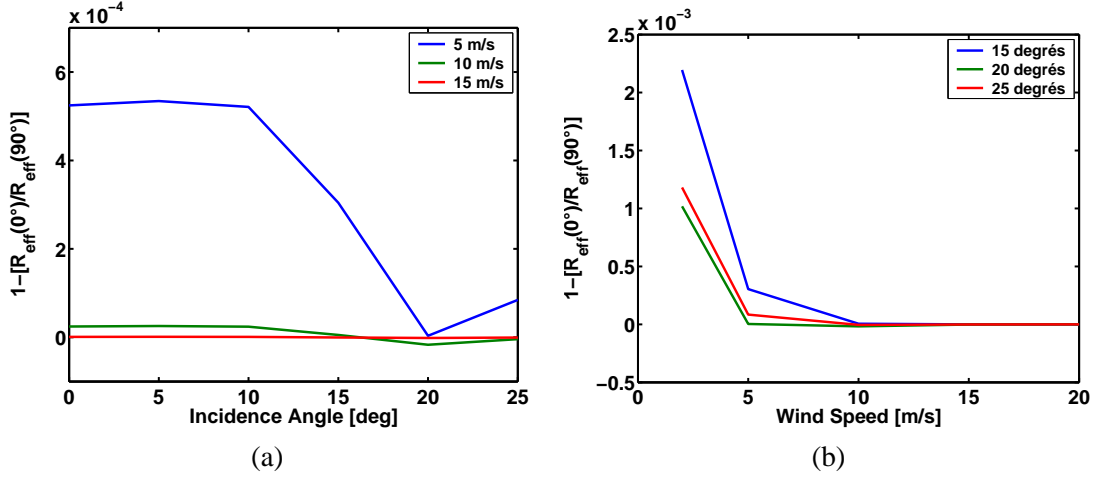


FIG. 6.17 – Ecart par rapport à 1 du rapport face/perpendicularire du coefficient de Fresnel effectif calculé à partir de l'équation 6.20. (a) En fonction de l'incidence pour trois vitesses de vent : bleu : 5 m/s, vert : 10 m/s et rouge : 15 m/s. (b) En fonction de la vitesse du vent pour trois angles d'incidence : bleu : 15 degrés, vert : 20 degrés et rouge : 25 degrés.

présentes sur les pentes. Les indices désignent la polarisation H ou V. Le terme d'ordre 2 s'exprime par [Yueh et al., 1994] :

$$R_{pq}^{(2)}(\theta_i, \varphi_i) = \int_0^{2\pi} \int_{k_d}^{\infty} k_0^2 F(k_{\rho_i} \cos \varphi_i - k_{\rho} \cos \varphi, k_{\rho_i} \sin \varphi_i - k_{\rho} \sin \varphi) \cdot g_{pq}^2 k_{\rho} dk_{\rho} d\varphi \quad (6.21)$$

où F est le spectre des hauteurs de la surface en 2D et l'indice i désigne les quantités incidentes, $k_{\rho_i} = k_0 \sin \theta_i$ avec k_0 le nombre d'onde électromagnétique et g_{pq} une fonction de polarisation pour les termes de polarisation croisées (cf l'annexe 3 de Yueh et al. [1994] pour l'expression de cette fonction). Cette expression de $R_{pq}^{(2)}$ assure une variation azimutale du coefficient de Fresnel et donc de la SERN.

En collaboration avec G. Caudal qui avait déjà étudié ce problème dans le cadre de discussions sur la calibration absolue des altimètres [Caudal et al., 2004], nous avons calculé $|R_{pp}^{(0)} + R_{pq}^{(2)}|^2$ pour étudier la dépendance azimutale de $R_{pq}^{(2)}$ du coefficient effectif. Pour optimiser la description azimutale de R_{eff} qui dépend du spectre de mer, nous avons utilisé l'expression empirique de Elfouhaily et al. [1997].

En bande C, pour une vitesse de vent de 10 m/s au nadir, nous trouvons

$$|R^{(0)}(0)|^2 = 0.6360, \quad (6.22)$$

$$\langle |R^{(0)}(0) + R^{(2)}(0)|^2 \rangle = 0.6351, \quad (6.23)$$

où $\langle \dots \rangle$ désigne la moyenne d'ensemble sur tout les angles azimutaux. On observe donc que la prise en compte de l'ordre 2 réduit très légèrement la valeur de coefficient effectif. Si nous considérons la moyenne azimutale, la différence entre l'ordre 0 et l'ordre 2 est donc très petite. Sur la figure 6.16, nous avons représenté l'écart à la moyenne azimutale $\Delta R = |R^{(0)}(0) + R^{(2)}(0, \varphi)|^2 - \langle |R^{(0)}(0) + R^{(2)}(0, \varphi)|^2 \rangle$ en fonction de l'angle d'azimutal pour un vent de 10 m/s et un angle d'incidence de 0 degrés. Nous observons bien une variation azimutale. Cependant, cette variation est très

faible ($\pm 1.5 \times 10^{-5}$). On en conclut donc qu'elle ne contribue pas de manière significative à l'asymétrie face/perpendiculaire au vent due à la réflexion spéculaire. Pour le quantifier, nous supposons maintenant que seul le coefficient de Fresnel effectif d'ordre 0 contribue à l'asymétrie. L'équation (6.19) peut alors se ré-écrire :

$$\delta_{UC}^{pp} = \frac{R_{eff}(\theta, \phi = 0)}{R_{eff}(\theta, \phi = 90)} \quad (6.24)$$

Les figures 6.17(a) et (b) présentent donc des comparaisons de $1 - [R_{eff}(\theta, \phi = 0)/R_{eff}(\theta, \phi = 90)]$ respectivement en fonction de l'incidence et du vent. On observe que la contribution à l'asymétrie δ_{UC}^{pp} via une description azimutale précise de $R_{eff}(\theta, \varphi)$:

- diminue quand l'incidence augmente pour une vitesse de vent fixée. Cette diminution est plus marquée pour les vents faibles.
- diminue quand la vitesse de vent augmente.

D'une manière générale, la contribution du coefficient de Fresnel effectif à l'asymétrie est quasiment nulle ($0.9993 < R_{eff}(\theta, \phi = 0)/R_{eff}(\theta, \phi = 90) < 1$). Nous concluons alors que la dépendance azimutale du coefficient effectif ne peut pas expliquer la disparité que nous avons entre le modèle et nos données. En première approximation, il n'est donc pas nécessaire de considérer la dépendance du coefficient de Fresnel effectif dans le modèle et l'approche utilisée jusqu'alors est maintenue.

6.3.2 Sensibilité à la dépendance azimutale de la variance des pentes

En se basant sur le paragraphe précédent, nous considérons que la dépendance en fonction de la direction azimutale du coefficient de Fresnel est trop faible pour expliquer l'asymétrie face/perpendiculaire. Nous la négligeons donc. Alors, en combinant, l'équation (6.13) avec l'équation (6.16), $\delta_{UC}(\theta)$ peut être ré-écrit tel que :

$$\delta_{UC}(\theta) = \exp \left[\tan^2 \theta \left(\frac{1}{s_{L_{cr}}^2} - \frac{1}{s_{L_{up}}^2} \right) \right]. \quad (6.25)$$

Sous cette hypothèse, l'asymétrie face/perpendiculaire au vent est gouvernée par l'asymétrie de la variance des pentes intégrée sur les grandes vagues. Dans la suite nous nous proposons de voir dans quelle mesure ces variances des pentes calculées à partir du modèle de spectre de mer Kudryavtsev et al. [2003a] peuvent expliquer le désaccord que nous constatons entre données et modèles.

Impact de la houle sur la modélisation de la section efficace radar

Durant la campagne VALPARESO, nous avons eu de nombreux cas où houle et mer du vent étaient mélangées. Dans l'étude préliminaire réalisée par Mouche et al. [2004], quelques exemples de spectre de vagues estimés à partir du spectre de pentes déduit des données du radar STORM (cf. Hauser et al. [1992] pour la méthode d'inversion) sont présentés. On observe clairement la présence conjointe de houle et de mer du vent qui sont souvent orientées dans des directions orthogonales. La présence de la houle a un impact sur l'inclinaison des grandes vagues et sur les plus petites vagues via une modulation hydrodynamique. Or ces effets de la houle sur le spectre de mer et donc sur la SERN ne sont pas pris en compte dans notre modèle tel qu'il est utilisé jusqu'alors. Nous nous proposons, dans cette sous-partie, de considérer ces effets et de voir dans quelle mesure, ils peuvent expliquer l'asymétrie face/perpendiculaire au vent.

Prise en compte de la houle : Dans leur article, Kudryavtsev et al. [2003b] (cf. leur section 3 pour les détails) tiennent compte des effets de modulation des grandes vagues sur les petites. En reprenant

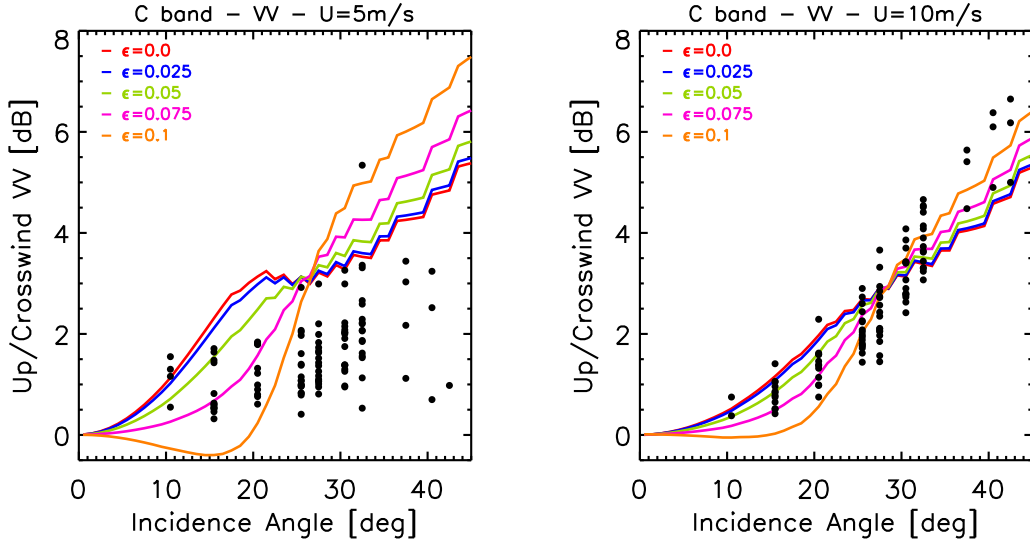


FIG. 6.18 – Asymétrie face/perpendiculaire au vent entre en fonction de l'angle d'incidence en polarisation horizontale avec une houle se propageant dans la direction orthogonale à celle du vent pour un vent de 5. Les données STORM sont les points noirs. Plusieurs valeurs de pente de houle sont testée tel que $\epsilon = [0, 0.025, 0.05, 0.075, 0.1]$, respectivement en rouge, bleu, vert, violet et orange. (b) Même chose pour $U_{10} = 10$ m/s.

les résultats développés dans cette étude, nous avons explicité la fonction de transfert de modulation par l'équation (1.68) dans le chapitre 1.

Le premier terme de cette équation qui traduit la modulation des petites vagues par les grandes peut être repris pour décrire les effets de modulation dus à la houle sur les petites vagues. Or ce terme s'annule dans la direction perpendiculaire au vent car [Kudryavtsev et al., 2003b] :

$$\frac{k_1}{\bar{N}(\vec{k})} \frac{\partial \bar{N}(\vec{k})}{\partial k} = \cos^2 \varphi \frac{\partial \ln N}{\partial \ln k} - \sin \varphi \cos \varphi \frac{\partial \ln N}{\partial \varphi}. \quad (6.26)$$

La modulation linéaire des petites vagues par la houle ne peut donc a priori pas expliquer l'asymétrie face/perpendiculaire au vent.

Cependant, la présence de houle modifie les valeurs de variance de pentes tronquée au domaine des grandes vagues. De ce fait, la partie spéculaire va être affectée - tout comme les effets d'inclinaison des pentes des grandes vagues sur les petites dans le modèle double-échelle. La forme spectrale de la houle n'est pas bien connue. Dans ces travaux, nous paramétrisons la houle par sa pente ϵ définie telle que :

$$\epsilon = KA, \quad (6.27)$$

où K désigne le nombre d'onde associé au pic du spectre de houle et A l'amplitude de la vague dominante.

Cette pente est reliée à la variance des hauteurs σ_h par $\sigma_h = A^2/2$. Comme la hauteur significative H_s est définie par $H_s = 4\sqrt{\sigma_h}$ et la pente significative (introduite au chapitre 4) par $ssp = H_s/\lambda_{pic}$, nous pouvons relier ce paramètre aux mesures de ssp de la bouée Pharos : $\epsilon = \pi/ssp\sqrt{2}$.

En considérant les effets de la houle, la variance des pentes tronquée sur le domaine des nombres d'onde des grandes vagues s'écrit alors :

$$s_{L_{up}}^2 = s_{0L_{up}}^2 + (\epsilon^2/2) \cos \varphi_s, \quad (6.28)$$

$$s_{L_{cr}}^2 = s_{0L_{cr}}^2 + (\epsilon^2/2) \sin \varphi_s, \quad (6.29)$$

où s_{0L}^2 désigne la variance des pentes tronquée aux grandes longueurs d'onde sans considérer la présence de houle et φ_s la direction de propagation de la houle par rapport à celle du vent. Les résultats sur le signal radar rétrodiffusé par la réflexion spéculaire et de la diffusion de Bragg double-échelles vont donc s'en trouver modifiés.

Impact sur l'asymétrie face/perpendiculaire au vent de la SERN : Les figures 6.18(a) et 6.18(b) présentent une comparaison de l'asymétrie entre la direction face et la direction perpendiculaire au vent en fonction de l'angle d'incidence en polarisation verticale avec une houle se propageant dans la direction orthogonale à celle du vent pour un vent de (a) 5 et (b) 10 m/s. Le modèle a été testé pour plusieurs valeurs de ϵ telles que $\epsilon = [0, 0.025, 0.05, 0.075, 0.1]$ où $\epsilon = 0.1$ doit être considérée comme une valeur maximum.

Nous observons que pour les deux polarisations (résultats en polarisation HH pas montrés), lorsque la pente de la houle augmente, l'asymétrie diminue pour les incidences telles que $\theta < 25$ degrés. Cela vient de la contribution spéculaire. Notons que pour les grandes incidences telles que $\theta > 25$ degrés, c'est le contraire : l'asymétrie augmente à mesure que la houle devient plus pentue. Cela vient de l'inclinaison des petites vagues par les grandes vagues qui tiennent à présent compte de la houle. Cependant, on remarque que lorsque le vent passe de 5 à 10 m/s l'asymétrie n'augmente pas pour les grandes incidences mais qu'elle diminue ce qui ne convient pas à nos problème de modélisation à grandes incidences (cf. section précédente pour la discussion sur ce sujet).

On remarque également que la prise en compte de la houle n'améliore les comparaisons avec les données que pour $\epsilon > 0.07$. Or, les mesures de la bouée montrent que parmi nos données seules 27% sont supérieures à 0.05. Dans ces 27%, aucune sont au dessus de 0.07. De plus, dans cet exemple, la propagation de la houle est choisie perpendiculaire au vent ce qui n'est pas toujours le cas - même si la grande majorité de nos spectres révèlent une mer croisée. Or en faisant varier la direction de la houle autour de la direction perpendiculaire au vent, l'effet de la houle diminue.

L'impact de la houle, bien que présent, ne peut donc expliquer l'asymétrie Up/Crosswind au vent sur l'ensemble de notre jeu de données.

A partir de cette étude, on conclut que la houle doit être considérée comme un processus de surface minoritaire dans l'explication de la modulation azimutale de la SERN entre 15 et 25 degrés.

Comparaison aux données de Cox and Munk [1954]

Reprenons l'équation (6.25) qui traduit l'essentiel de l'asymétrie Up/Crosswind du modèle de SERN proposé entre 15 et 25 degrés dans les cas de vent faible. Plus précisément, nous considérons la fonction $g(u)$ définie telle que :

$$g(u) = \frac{1}{s_{L_{cr}}^2(u)} - \frac{1}{s_{L_{up}}^2(u)}, \quad (6.30)$$

où $s_{L_{up}}^2$ et $s_{L_{cr}}^2$ dépendent de la vitesse du vent.

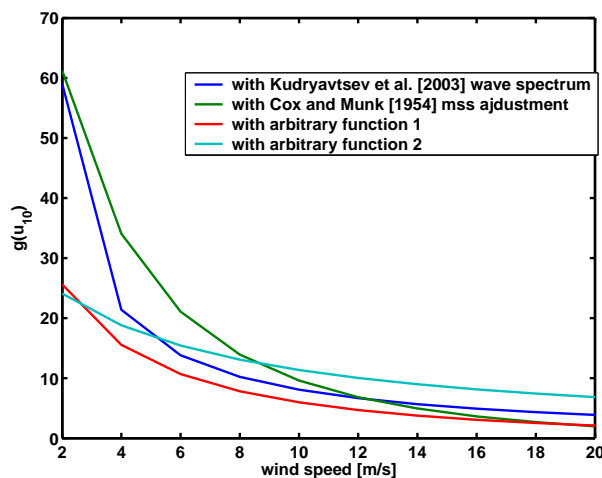


FIG. 6.19 – Comparaison de la fonction $g(U_{10})$ déterminée en utilisant le spectre de Kudryavtsev et al. [2003a] (bleu), les ajustements de Cox and Munk [1954] (vert) et deux fonctions : fonctions 1 (rouge) pour se caler sur les données STORM et fonction 2 (cyan) qui s’inspire de l’asymétrie δ_{UC}^{mSSL} mesurée par Vandermark et al. [2004].

Comme évoqué précédemment, dans la littérature, il n’existe pas de réel consensus sur la borne d’intégration à considérer pour déterminer la limite des grandes vagues. Jackson et al. [1992] proposent de considérer une limite tel que $k < k_d = k_0/d$ avec $d \in [3, 6]$ mais soulignent qu’il existe dans la littérature des valeurs allant de 1.5 à 40. Dans le cas de la bande C, si $d = 5$, $\lambda_d = 28$ cm et si $d = 3$, $\lambda_d = 16.8$ cm. Nous avons vu que pour les faibles angles d’incidences, la borne d’intégration ne change pas le résultat de l’asymétrie $\delta_{UC}(\theta)$.

D’autre part, les résultats de Cox and Munk [1954] ont permis d’établir des relations pour décrire la croissance de la variance des pentes dans le cas de surface de mer libre et en présence de nappe d’une pellicule qui amortit les vagues courtes. Dans la littérature, ces mesures en présence de pellicule sont considérées comme référence pour traduire la variances de pentes en absence des vagues de courtes longueurs d’onde inférieures à 30 cm (cf. chap.1).

Donc, si nous considérons $d = 5$ comme une limite acceptable pour décrire l’asymétrie du modèle quasi-spéculaire double-échelles, les mesures de Cox and Munk [1954] en présence de pellicule de surface peuvent être directement considérées pour décrire $s_{L_{up}}^2$, $s_{L_{cr}}^2$ et donc $g(u)$.

Sur la figure 6.19, nous présentons la variation de $g(u)$ en fonction de la vitesse du vent. En rouge, nous avons représenté cette fonction calculée à partir du spectre de Kudryavtsev et al. [2003a] et en bleu ce que donnent les ajustements de Cox and Munk [1954]. Les deux autres courbes sont des fonctions arbitraires choisies pour étudier la sensibilité de l’asymétrie δ_{UC} à la variance des pentes. Nous reviendrons dessus plus tard. Nous observons que les fonctions $g(u)$ calculées à partir du spectre de Kudryavtsev et al. [2003a] ou des résultats de Cox and Munk [1954] sont très similaires avec une nette décroissance quand le vent augmente - spécialement à vent faible.

Recalculons l’asymétrie face/perpendiculaire au vent de la SERN avec le modèle électromagnétiques de KHCC03 étendu et la fonction $g(u)$, en considérant les résultats de Cox and Munk [1954] pour $s_{L_{up}}^2$ et $s_{L_{cr}}^2$ et avec le spectre de Kudryavtsev et al. [2003a] en prenant $d = 5$. Sur la figure 6.20 nous avons représenté l’asymétrie de la SERN en fonction de l’angle d’incidence pour un vent de 5 m/s (a) et en fonction de la vitesse du vent pour un angle de 15.5 degrés (b). Dans les deux cas, nous

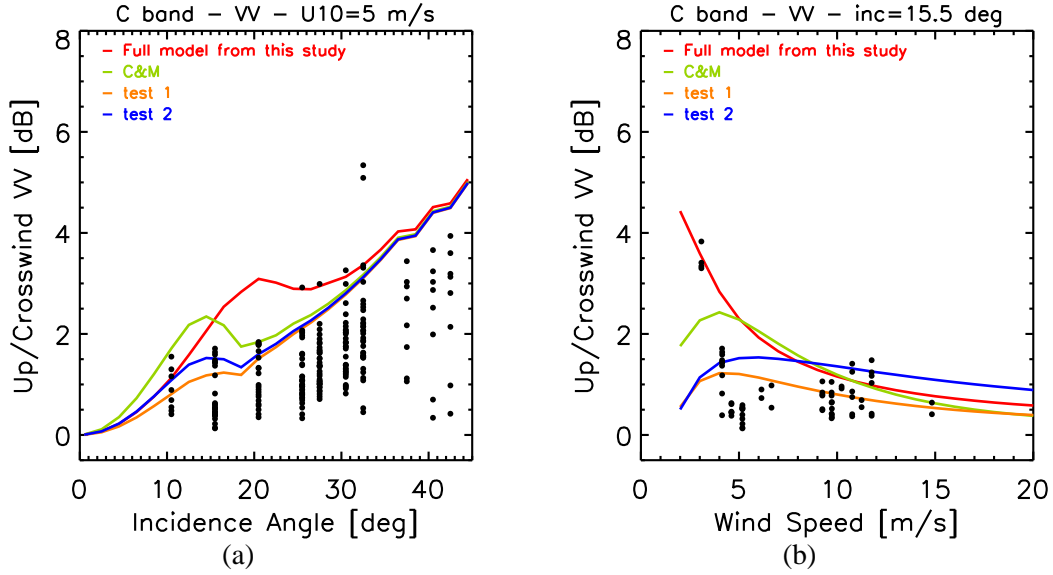


FIG. 6.20 – (a) Asymétrie face/perpendiculaire au vent de la SERN en fonction de l'incidence pour une vitesse de vent de 5 m/s prédit par le modèle électromagnétique présenté dans le chapitre précédent et mesuré par STORM. Le calcul de la variance des pentes des longues vagues est fait en utilisant le spectre de Kudryavtsev et al. [2003a] (rouge), les ajustements de Cox and Munk [1954] (vert) et deux fonctions : fonctions 1 (orange) pour se caler sur les données STORM et fonction 2 (bleu) qui s'inspire de l'asymétrie δ_{UC}^{mSSL} mesurée par Vandermark et al. [2004]. (b) Même chose mais en fonction de la vitesse du vent pour une incidence de 15.5 degrés.

avons utilisé le modèle électromagnétique composite avec plusieurs descriptions pour les variances des pentes des longues vagues. $s_{L_{up}}^2$ et $s_{L_{cr}}^2$ sont calculées avec la formulation empirique de Cox and Munk [1954] (en vert) et avec le spectre de Kudryavtsev et al. [1999, 2003a] pour $d = 5$ (en rouge). Les résultats prédits par le modèle de Kudryavtsev et al. [2003a] sont nettement supérieurs aux mesures de Cox and Munk [1954]. Le spectre de Kudryavtsev et al. [2003a] doit donc être revu. Sur la figure 6.20(a), on peut voir que l'utilisation des fonctions d'ajustements de Cox and Munk [1954] permettent d'améliorer la description de l'asymétrie δ_{UC} en fonction de l'incidence en comparaison au résultat trouvé avec le spectre de Kudryavtsev et al. [2003a]. Cependant, on observe que pour les incidences inférieures à 20 degrés, une "bosse" demeure. Sur la figure 6.20(b), nous observons que pour une incidence fixée, il y a une tendance à la décroissance pour l'asymétrie quand le vent augmente avec les deux formulations (de Kudryavtsev ou de Cox and Munk) utilisées alors que les données STORM ne montrent pas de tendance claire. Pour les vents inférieurs à 10 m/s, nous observons que l'asymétrie modélisée est vraiment trop importante - même avec les variances des pentes des grandes vagues déterminées à partir des mesures de Cox and Munk [1954].

Sensibilité de l'asymétrie due à la réflexion spéculaire à un changement dans l'expression des pentes de Cox and Munk [1954] : A partir de nos données et toujours en nous plaçant dans l'hypothèse d'une statistique de pentes gaussiennes et de R_{eff} , nous avons donc cherché quel rapport des variances des pentes $s_{L_{up}}^2/s_{L_{cr}}^2$ pourrait rendre compatible modèle et observations. Pour ce faire, nous

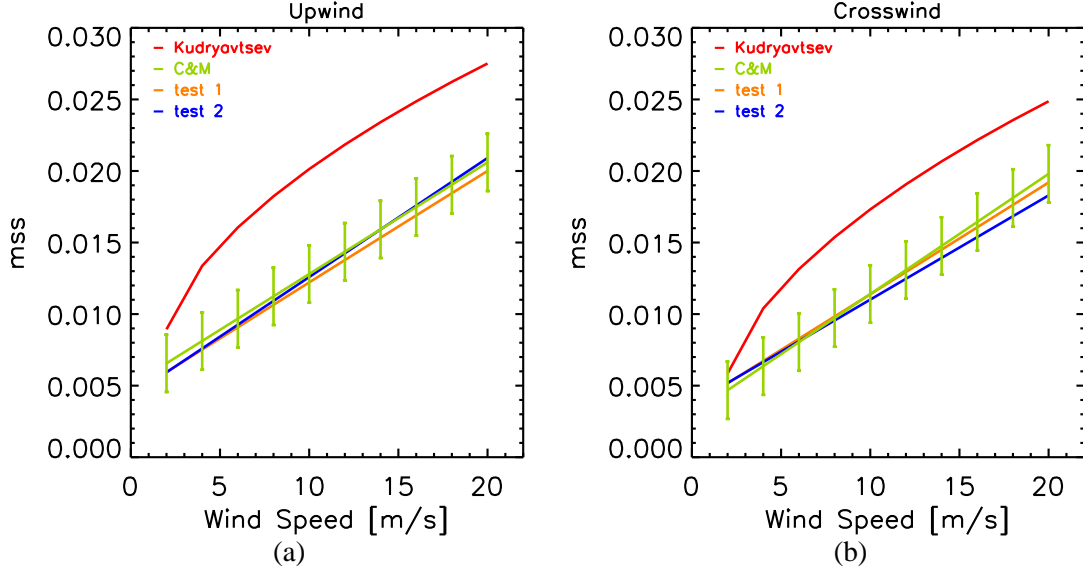


FIG. 6.21 – (a) variance des pentes dans la direction face au vent en fonction de la vitesse du vent. Estimé à partir du spectre de Kudryavtsev et al. [2003a] (rouge), des ajustements de Cox and Munk [1954] (vert) et de deux fonctions : fonctions 1 (orange) pour se caler sur les données STORM et fonction 2 (bleu) qui s’inspire de l’asymétrie δ_{UC}^{mssL} mesurée par Vandermark et al. [2004](b) Même chose mais dans la direction perpendiculaire au vent.

nous proposons de résoudre le système suivant

$$f(u) = s_{L_{up}}^2(u) + s_{L_{cr}}^2(u) = 0.008 + 1.56 \times 10^{-3} U_{12.5}, \quad (6.31)$$

$$\delta_{UC}^{s^2L}(u) = \frac{s_{L_{cr}}^2(u)}{s_{L_{up}}^2(u)}, \quad (6.32)$$

où l’équation l’équation (6.31) est donnée par Cox and Munk [1954] et où l’équation (6.32) est choisie arbitrairement telle que l’asymétrie $\delta_{UC}(u)$ de la SERN et de la variance des pentes diminue sensiblement dans le cas des faibles vents. Nous imposons donc que la somme des variances des pentes dues aux vagues longues reste conforme à la description de Cox and Munk [1954]. Les résultats de ce système donnent deux nouvelles expressions pour $s_{L_{up}}^2(u)$ et $s_{L_{cr}}^2(u)$:

$$s_{L_{up}}^2(u) = \frac{f(u)}{1 + \delta_{UC}^{s^2L}(u)}, \quad (6.33)$$

$$s_{L_{cr}}^2(u) = \frac{\delta_{UC}^{s^2L}(u) f(u)}{1 + \delta_{UC}^{s^2L}(u)}. \quad (6.34)$$

En nous appuyant sur les valeurs de $\delta_{UC}(u)$ de la SERN données par les mesures STORM, nous avons choisi la forme :

$$\delta_{UC}^{s^2L}(u) = 0.84 + \log U^{1/5} / 5. \quad (6.35)$$

Cette fonction est appelée fonction 1 par la suite.

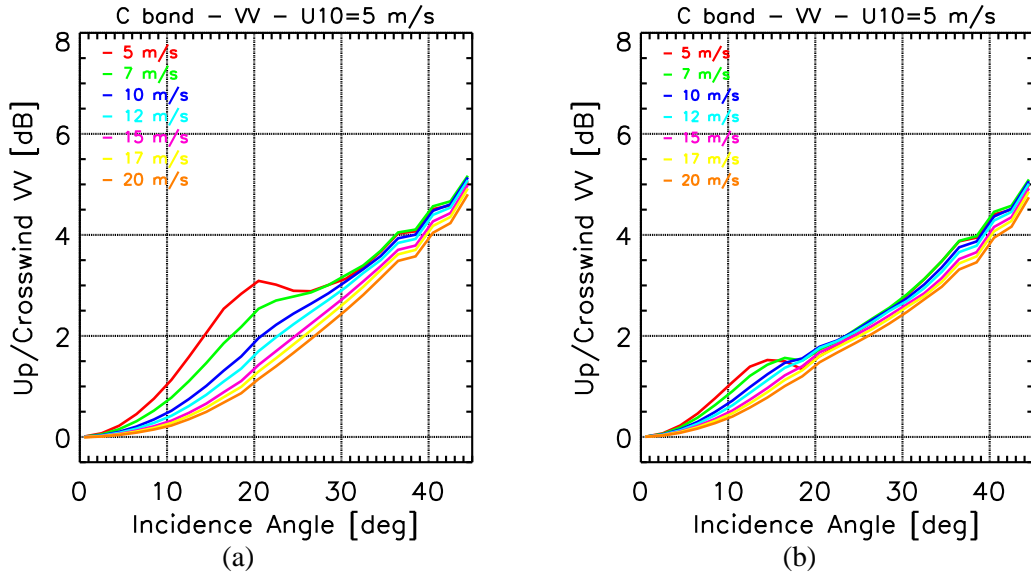


FIG. 6.22 – (a) Asymétrie face/perpendiculaire au vent calculée avec le modèle du chapitre précédent en fonction de l'incidence (b) Même chose mais la variance des pentes est calculée en se basant sur la formulation trouvée à partir de la fonction 2 (cf. eq (6.36)).

D'autre part, en nous basant sur les travaux de Vandermark et al. [2004] (cf. leur fig. 5(c) pour les vents supérieurs à 5 m/s), nous choisissons la forme

$$\delta_{UC}^{s^2}(u) = 0.875, \quad (6.36)$$

qui ne dépend pas du vent et qui correspond à la valeur moyenne d'asymétrie de variance des pentes tronquées aux grandes vagues trouvée par ces auteurs sur une gamme de vent de 2 à 17 m/s. Cette fonction est appelée fonction 2 par la suite.

Nous avons utilisé ces deux fonctions pour décrire $s_{L_{up}}^2$ et $s_{L_{cr}}^2$. Le résultats en terme de fonction $g(u)$ est représenté sur la figure 6.19. On observe que l'utilisation de ces deux fonctions modifie la décroissance de la fonction $g(u)$ de manière significative pour des vents inférieurs à 10 m/s. Si nous utilisons à présent les deux expressions pour les variances des pentes données par ce système dans le modèle électromagnétique complet, nous obtenons les résultats présentés sur la figure 6.20 (en orange et bleu) pour l'asymétrie face/perpendiculaire au vent. D'une part, la tendance en fonction de l'incidence pour les cas de vent faible est nettement améliorée. D'autre part, le niveau moyen de l'asymétrie en fonction de la vitesse du vent pour les faibles angles est significativement amélioré.

Nous avons également tracé les résultats en terme de $s_{L_{up}}^2(u)$ et $s_{L_{cr}}^2(u)$ sur la figure 6.21 pour comparaison avec les expressions empiriques de Cox and Munk [1954]. Nous remarquons que nos formulations sont dans les barres d'erreur données par Cox and Munk [1954] pour toute la gamme de vent considérée. Cette étude montre qu'en modifiant les expressions empiriques proposées par Cox and Munk [1954] tout en restant dans leurs barres d'erreur, nous pouvons obtenir des résultats très différents et en meilleur accord avec les données en terme d'asymétrie $\delta_{UC}(\theta)$ pour les faibles angles.

D'ailleurs, la figure 6.22(a) qui présente les résultats du modèle de l'asymétrie face/perpendiculaire au vent en utilisant le spectre de Kudryavtsev et al. [2003a] et la figure 6.22(b) en utilisant la nouvelle formulation (obtenue en utilisant la fonction 2 (cf. eq (6.36)) pour le calcul des variances des longues

vagues montrent des résultats très différents. Les calculs sont réalisés pour des vitesses de vent de 5, 10, 12, 15, 17 et 20 m/s et nous constatons une très nette réduction de la "bosse" sur la figure 6.22(b). Sur la figure 6.20(b), nous voyons clairement qu'à 15 degrés entre 5 et 15 m/s, l'asymétrie n'est jamais supérieure à 1.75 dB. La figure 6.22 montre que seul le changement de la variance des longues vagues permet de reproduire ces valeurs - même pour les vents inférieurs à 10 m/s. Notons que ces expressions empiriques utilisées pour reproduire $s_{L_{up}}^2(u)$ et $s_{L_{cr}}^2(u)$ ne sont pas parfaites mais le but de cette étude était principalement de montrer l'impact d'un écart à ces paramétrisations sur l'asymétrie Up/Crosswind des SERN.

Si nous maintenons nos hypothèses sur l'importance de la contribution spéculaire pour l'asymétrie entre 15 et 25 degrés d'incidence, la faible contribution de la variation azimutale de R_{eff} et l'hypothèse de gaussianité pour la probabilité de description des pentes à la surface de la mer, ces désaccords entre données et modèle nous amènent à conclure que la fonction $g(u)$ et donc les ajustements des variances des pentes en présence de pellicule faites par Cox and Munk [1954] pourraient être contestables. Or les travaux de Cox and Munk [1954] sont souvent pris comme référence en ce qui concerne la variance des pentes totale (dans le cas d'une surface propre) et leur mesures jugées excellentes. Pourtant, des auteurs comme Wu [1972, 1990] ou Phillips [1977] qui ont réanalysé ces mesures ont déjà montré que les ajustements proposés pouvaient être améliorés en séparant les données en deux régimes de vent et/ou en proposant de nouvelles fonctions d'ajustement. D'autre part, la récente étude menée par Vandermark et al. [2004] montre que pour les vents faibles, la tendance en fonction du vent pour l'asymétrie face/perpendiculaire au vent de la variance des pentes tronquée au cas des grandes longueurs d'onde estimée par Cox and Munk [1954] va à l'encontre de leurs mesures (cf. leur figure 5(c)). Sur ce point, Vandermark et al. [2004] concluent également que, compte tenu de l'incertitude de leurs mesures, aucune tendance claire en fonction du vent ne se dégage de leurs données en terme de rapport d'asymétrie Up/Crosswind.

Impact de la houle sur la variance des pentes de Cox and Munk [1954] : En reprenant, les outils de modélisation développés pour considérer l'effet de la houle sur la variance des pentes et sur l'asymétrie face/perpendiculaire au vent de la SERN, nous étudions dans ce paragraphe l'impact de la houle sur la variance des pentes de Cox and Munk [1954].

Sur la figure 6.23, nous représentons l'effet de la houle sur l'asymétrie Up/Crosswind de la SERN pour une vitesse de vent de 5 m/s en polarisation (a) VV et (b) HH. Nous avons considéré une houle de pente $\epsilon = 0.04$ pour être en accord avec les mesures de la bouée PHAROS (dans 30% des cas) et fait varier sa direction de propagation autour de la direction perpendiculaire au vent de ± 25 degrés. On observe que, dans le cas d'une vitesse de vent de 5 m/s, la surestimation observée dans la modélisation aux alentours de $\theta = 15$ degrés diminue significativement en considérant une houle de pente $\epsilon = 0.04$ se propageant à 75 degrés de la direction du vent et l'accord entre nos données et le modèle est très bon. Cela montre nettement que la prise en compte de la houle peut jouer de manière significative si la variance des pentes des longues vagues est déterminée correctement. Toutefois, seuls 30% de nos données satisfont les critères de houle ($\epsilon = 0.04$ et direction perpendiculaire ± 25 degrés) qui permettent de reproduire les mesures. La houle doit donc être considérée comme un processus minoritaire pour expliquer l'asymétrie Up/Crosswind.

Il est important de noter que dans leur article, Cox and Munk [1954] ne discutent pas des effets possible de la houle sur leurs mesures de variance des pentes. Cependant, les mesures ont été réalisées dans l'océan Pacifique près de Maui au sud est de Hawaii. La présence de houle est donc tout à fait possible. Nous manquons donc d'arguments pour justifier l'addition de houle aux formes empiriques de Cox and Munk [1954].

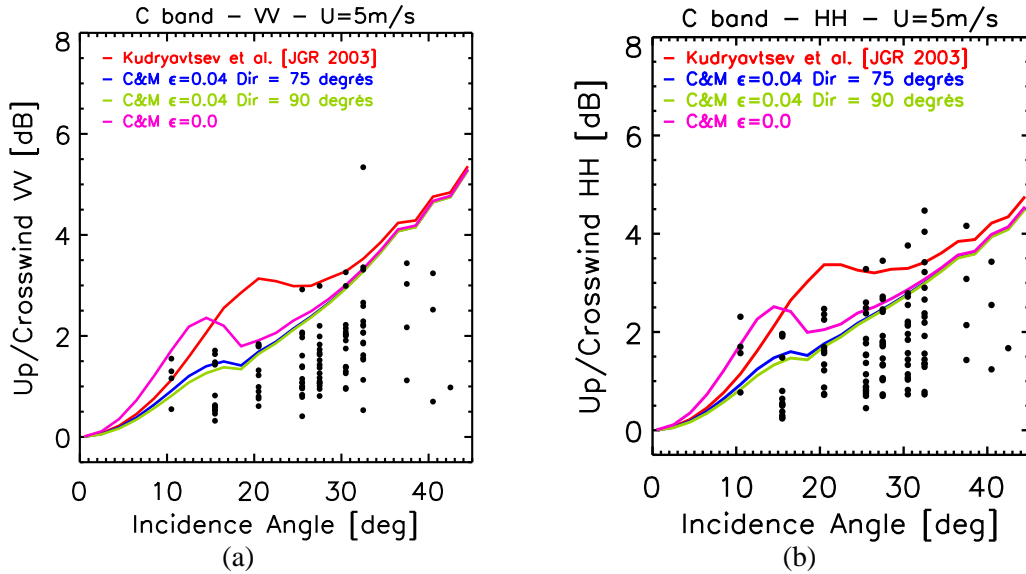


FIG. 6.23 – (a) Asymétrie face/perpendiculaire au vent en polarisation VV en fonction de l'incidence pour une vitesse de vent de 5 m/s prédit par le modèle électromagnétique présenté dans le chapitre précédent et mesuré par STORM. Le calcul de la variance des pentes des longues vagues est fait en utilisant le spectre de Kudryavtsev et al. [2003a] sans tenir compte des effets de la houle (rouge), en utilisant les formules empiriques de Cox and Munk [1954] (violet), en utilisant les formules empirique de Cox and Munk [1954] avec en plus une houle caractérisée par une direction perpendiculaire au vent et une pente $\epsilon = 0.04$ (vert) et en utilisant les formules empirique de Cox and Munk [1954] avec en plus une houle caractérisée par une direction à 75 degrés de celle du vent et une pente $\epsilon = 0.04$ (vert). (b) Même chose mais pour la polarisation HH.

Dans l'étude précédente, où nous avons considéré la houle, la variance des pentes du spectre des longues vagues (sans houle) était déterminée à partir du spectre de Kudryavtsev et al. [2003a] et pour les mêmes caractéristiques de houle, la modélisation n'était pas améliorée. Cela confirme que la description des vagues longues du spectre de Kudryavtsev et al. [2003a] doit être revue.

6.3.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons diagnostiqué que les deux principaux problèmes du modèle proposé au chapitre 5 pour modéliser l'asymétrie de la SERN dans la direction face/perpendiculaire au vent à faible et grandes incidences étaient liés à la description de la surface faite par Kudryavtsev et al. [2003a].

(i) Pour les faibles angles ($\theta < 20$ degrés), il s'avère que la variance des pentes tronquées aux grandes longueurs d'onde est mal modélisée par le spectre de Kudryavtsev, et qu'elle s'écarte significativement des résultats de Cox and Munk [1954]. Dans leur spectre, Kudryavtsev et al. [2003a] unissent les parties hautes et basses fréquences avec une fonction choisie pour reproduire correctement la variance des pentes totale. Or ce domaine de longueur d'onde entre les basses et les hautes fréquences participe beaucoup au calcul de la variance des pentes des grandes vagues ($k < k_d$). D'autres tests devront donc être réalisés afin de quantifier l'impact de la fonction de raccord proposé

par Kudryavtsev et al. [2003a] sur la s_L^2 .

D'autre part, nous avons montré que la prise en compte de la houle se propageant dans la direction perpendiculaire ne suffisait pas à expliquer la différence entre modèle et données sauf en considérant des pentes de houle non réalistes. Cette solution doit donc être considérée comme une explication secondaire de l'asymétrie.

Nous avons également montré que l'utilisation de la variance des pentes tronquées au domaine des grandes vagues donnée par Cox and Munk [1954] au lieu de celle calculée à partir du spectre de Kudryavtsev et al. [2003a] permettait d'améliorer la modélisation de l'asymétrie même si la surestimation autour de 15 degrés demeure. En modifiant la description faite par Cox and Munk [1954], tout en restant dans les barres d'erreur de leur ajustement empirique, nous avons montré qu'on pouvait résoudre le problème de l'asymétrie à faible angle. Cela souligne l'importance de bien reproduire s_L^2 .

Finalement, Cox and Munk [1954] ont également montré que la statistique de répartition des vagues ne suit pas une loi gaussienne. A partir de leurs mesures, ils estiment les moments d'ordre supérieurs (3 et 4). Cela remet donc en cause la simplification faite pour décrire la densité de probabilité des pentes utilisée dans le cadre de la réflexion spéculaire. Certains auteurs comme Chapron et al. [2001] ou Chan and Fung [1977] ont explicité la densité de probabilité à deux dimensions en tenant compte des moments statistique d'ordre 3 et 4. Dans l'équation (4) de Chan and Fung [1977], il apparaît clairement que le moment d'ordre 4 joue sur l'asymétrie face/perpendiculaire de la densité de probabilité des pentes. Les valeurs de leurs coefficients C_{40} et C_{04} , même si elles sont mal connues, indiquent que considérer les moments d'ordre 4 va plus augmenter les valeurs de la densité de probabilité des pentes dans la direction perpendiculaire au vent que dans la direction face au vent, ce qui va dans le sens d'une diminution de l'asymétrie δ_{UC} . De plus, nous avons montré qu'un petit changement dans l'expression de la pdf via les variances de pente des vagues longues pouvait avoir d'importantes conséquences sur l'asymétrie Up/Crosswind. Dans la suite de notre travail, il faudra donc s'attacher à considérer la non-gaussianité dans la modélisation des pentes pour quantifier son impact.

(ii) Pour les grands angles ($\theta > 25$ degrés), nous avons montré empiriquement que le problème venait de la description du spectre dans la zone des vagues centimétriques. La prise en compte des effets dus à la variabilité du vent et de la houle a montré que ces deux processus n'étaient pas suffisants pour expliquer la différence entre les données et le modèle.

Il s'avère que la prise en compte des effets non-linéaires dus aux interactions à 3 vagues tels que représentés par Kudryavtsev et al. [2003a] n'est pas suffisante car confinée au domaine de longueur d'onde $k \sim k_m$. En nous appuyant sur les travaux de Caudal [2002], nous avons montré que la prise en compte d'un terme supplémentaire pour tenir compte de ces effets sur un domaine de longueur d'onde plus étendu permettait d'obtenir une dépendance en vent (entre 5 et 12 m/s) de l'asymétrie du spectre pour les vagues de Bragg. Cela améliore la modélisation de l'asymétrie face/perpendiculaire au vent de la SERN en fonction de la vitesse de vent considérée.

Cette étude montre donc les limites de la représentation compacte pour le terme de dissipation où les différents processus sont associés à un domaine de nombres d'onde précis sans aucun chevauchement de domaine possible entre les divers processus. Ces premiers résultats doivent être étendus aux autres fréquences (notamment à la bande Ku). Des comparaisons en terme de modélisation de SERN doivent également être menées afin d'asseoir les résultats. Une prochaine étape doit être bien sûr l'estimation du terme de dissipation du aux interactions non-linéaire à 3 vagues résultant du calcul exact (cf. travaux de Valenzuela and Laing [1972]) afin de la comparer à la paramétrisation que nous avons proposée, composée de deux termes issus de l'approche de Caudal [2002] et de Kudryavtsev et al. [1999].

Conclusions et perspectives

L'objectif de ce travail était d'améliorer la compréhension des processus de la surface de la mer qui jouent sur la section efficace radar normalisée (SERN dans le manuscrit) en utilisant l'apport de la double polarisation.

A partir des données du radar STORM obtenues dans la bande C (longueur d'onde 5 – 6 cm) dans le cadre de la campagne VALPARESO, qui a eu lieu durant le déroulement de la thèse, nous avons montré que les sections efficaces radar en polarisation horizontale et verticale pouvait être combinées avantageusement en rapport (rapport de polarisation : PR dans ce manuscrit) et en différence (différence de polarisation : $\Delta\sigma$ dans ce manuscrit) afin de mieux décrire la surface observée.

Nous avons mené une étude détaillée du rapport de polarisation. Nous avons montré que le rapport de polarisation dépendait fortement l'angle d'incidence et de la direction du vent qui souffle à la surface de l'océan. A partir de ces données, nous avons également montré que ce rapport de polarisation était très peu sensible au module de la vitesse du vent et qu'il était plus sensible au paramètre d'état de mer qu'à la hauteur significative. Cette dernière constatation renforce l'idée que le déferlement des vagues affecte le rapport de polarisation. A partir de cette étude, nous avons établi un nouveau modèle empirique de rapport de polarisation pour la bande C. Il se distingue des travaux existants dans la littérature par une dépendance en fonction de l'angle de visée (angle d'incidence) du radar différente de celles déjà proposées [Thompson et al., 1998, Vachon and Dobson, 2000, Elfouhaily, 1997, Horstmann et al., 2000]. Mais surtout, il est le seul modèle empirique existant capable de reproduire les variations azimutales par rapport à la direction du vent observées dans les données. Nous avons montré qu'un tel modèle pouvait être utilisé avantageusement par rapport aux autres pour établir des champs de vents à partir des images du ASAR d'ENVISAT.

A partir des données STORM, nous avons également montré que l'étude de la différence de polarisation pouvait améliorer la compréhension que nous avons des interactions entre la surface et le signal émis par le radar.

D'une part, cela nous a permis de montrer la nécessité de la prise en compte d'un terme non polarisé dans la modélisation de la section efficace radar. Notre étude montre que l'influence de ce terme est significative sur le niveau moyen de la section efficace radar à grandes incidences et sur l'asymétrie face/dos au vent du signal radar alors qu'elle est faible sur l'asymétrie face/perpendiculaire au vent. D'autre part, nous avons présenté pour la première fois une étude de ce terme non polarisé que certains auteurs comme Ericson et al. [1999], Voronovich and Zavorotny [2001] ou encore Kudryavtsev et al. [2003a] attribuent à la réflexion spéculaire du signal radar sur les zones à la surface de l'océan où la rugosité est accrue à cause du déferlement des vagues. On observe que ce terme augmente en fonction du vent, décroît en fonction de l'incidence et varie en fonction de la direction du vent tel qu'il soit

maximum dans la direction face au vent et minimum dans les directions perpendiculaires au vent. Ces caractéristiques sont tout à fait cohérentes avec l'approche proposée par Kudryavtsev et al. [2003a]. D'ailleurs, nous avons montré que le modèle de section efficace radar due à la réflexion par les zones déferlantes proposée Kudryavtsev et al. [2003a] était en accord avec nos résultats.

D'autre part, nous avons étendu le modèle proposé par Kudryavtsev et al. [2003a] aux incidences inférieures à 25 degrés où il n'était pas valide dans sa forme initiale. Cette transformation imposait de ne plus prendre en compte la modulation hydrodynamique des petites vagues de Bragg par les plus longues qui entraîne l'asymétrie face/dos au vent dans la section efficace radar [Plant and Geernaert, 1990, Romeiser et al., 1997]. En utilisant l'apport de la double polarisation, nous avons montré que, pour la bande C, cette modulation ne joue qu'un rôle mineur dans l'explication de cette asymétrie en comparaison des effets dus au déferlements. Nous avons montré que ce modèle étendu permet de reproduire convenablement les données STORM et les résultats des modèles empiriques de type CMOD [Bentamy et al., 1999, Herbasch, 2003, Stoffelen and Anderson, 1997].

Enfin, un des problèmes majeurs dans la description des vagues à la surface des océans est la compréhension de la redistribution angulaire de l'énergie apportée par le vent. Comme les données de la campagne VALPARESO, nous permettaient d'avoir à la fois des données dans les directions face et perpendiculaire au vent, nous nous sommes intéressés à ce problème. L'étude des données STORM a montré que ce problème est double.

D'abord, nous avons montré qu'aux incidences inférieures à 25 degrés, la description des vagues longues qui participent à la variance des pentes des grandes vagues devaient être estimées correctement. Notamment, nous avons montré que la description spectrale de Kudryavtsev et al. [1999] n'était pas suffisamment précise dans ce domaine des longueurs d'onde pour qu'un modèle de réflexion quasi-spéculaire puisse reproduire correctement l'asymétrie face/perpendiculaire. D'autre part, nous avons montré que l'utilisation des variances des pentes des grandes vagues estimées par les mesures de Cox and Munk [1954] ne suffisaient pas non plus à reproduire correctement les données. Cependant, nous avons montré qu'en modifiant les ajustements de Cox and Munk [1954] tout en restant dans les barres d'erreur de leurs mesures permettait d'améliorer significativement les résultats. Sans remettre totalement en cause les ajustements de Cox and Munk [1954], il est clair que l'asymétrie des variances des longues vagues mériterait d'être mieux documentée. Cette étude suggère également qu'un faible changement dans la fonction de densité de probabilité peut avoir des conséquences non-négligeables sur la modélisation de l'asymétrie.

Ensuite, pour les plus grandes incidences (supérieures à 25 degrés), nous avons montré que dans le modèle physique employé pour décrire la surface de la mer [Kudryavtsev et al., 1999], la description de la densité d'énergie spectrale en fonction de l'angle azimutal devait être revue. A partir des données en bande C et en double polarisation dont nous disposons, nous avons montré que la description azimutale des petites vagues ($k > 50$ rad/m) en fonction de la vitesse du vent n'était pas correcte. Nous avons vérifié que la houle ou la variabilité de la direction du vent devaient être considérées comme des phénomènes minoritaires dans l'explication du comportement azimutal en fonction du vent de ces vagues. Par contre, nous avons montré que la prise en compte des interactions non linéaires résonantes à trois vagues dans le modèle de Kudryavtsev et al. [1999] pouvait être la cause du problème rencontré. Nous proposons donc une autre paramétrisation combinant celles proposées par Kudryavtsev et al. [1999] et Caudal [2002]. Elle permet de prendre en compte l'effet des interactions non-linéaires vagues à vagues pour les vagues telles que $k > 50$ rad/m sans préjuger de leurs effets azimutaux. On observe que cette méthode permet d'améliorer la description de l'asymétrie face/perpendiculaire au vent des vagues de Bragg de la bande C. Une des clefs pour une meilleure description azimutale du spectre de mer dans le domaine des hautes fréquences semble donc être la

prise en compte des interactions non-linéaires.

L'ensemble de notre étude s'articule autour de données radar en bande C. Nous avons fait ce choix car le jeu de données obtenues lors de la campagne VALPARESO permettait d'avoir des mesures de section efficace radar, certes dans une seule fréquence, mais dans toutes les directions azimutales, dans différentes configurations d'incidences, pour différentes vitesses de vent et surtout dans les deux polarisations directes simultanément. Cela représentait donc une occasion unique d'étudier l'apport de la double polarisation pour la compréhension de la section efficace radar en fonction de ces différentes conditions de mesures et *in fine* de mieux comprendre l'impact des processus de surface comme le déferlement ou les interactions non-linéaires à trois vagues sur la surface de la mer. Dans le futur, chacun des points développés dans ce travail devra bien sûr être étendu aux autres fréquences.

Les premiers résultats présentés sur l'asymétrie du spectre en tenant compte des interactions non linéaires à trois vagues sont prometteurs. Pourtant, il nous reste encore à intégrer le spectre ainsi déterminé au modèle électromagnétique présenté dans ce manuscrit afin d'étudier plus directement les conséquences de la prise en compte de ces processus de surface sur la section efficace radar. Une comparaison entre la paramétrisation employée pour déterminer le transfert d'énergie spectrale dans l'espace des nombres d'onde et le calcul exact proposé par certains auteurs comme Valenzuela and Laing [1972] serait également intéressante pour juger de la qualité de la paramétrisation.

De plus, pour des longueurs d'onde correspondant à la bande K_u , nos résultats méritent d'être approfondis (en tenant compte du terme lié aux vagues de capillarité-gravité dans l'expression du spectre de Kudryavtsev et al. [1999]) et bien sûr comparés à des mesures. La compréhension des mesures en bande K_u est d'autant plus importante que les mesures de NSCAT et maintenant de QUICKSCAT sont très utilisées pour établir des champs de vent et que d'autres projets comme SWIMSAT sont à l'étude pour réaliser des mesures de vagues en bande K_u .

D'autre part, comme nous l'avons vu dans le cas de l'asymétrie face/perpendiculaire au vent pour les faibles angles d'incidence, il est nécessaire d'envisager la prise en compte des effets de non-gaussianité de la surface dans la description de la densité de probabilité des pentes à la surface de l'océan. Un travail devra donc être mené en ce sens. Les travaux de certains auteurs comme Bourlier [2004], Elfouhaily [1997], McDaniel [2003] ou Chan and Fung [1977] ont déjà montré que la prise en compte de ses effets avait des conséquences sur le signal diffusé par la surface.

Concernant la restitution des champs de vent à partir d'images ASAR en bande C et en polarisation HH, Horstmann et al. [2005], ont déjà présenté, dans une récente publication, un travail de validation des différentes méthodes à partir d'images ASAR d'ENVISAT. Malheureusement, cette étude ne permet pas réellement de conclure. Par contre, une perspective de validation de la méthode proposée dans ce travail s'ouvre avec le lancement prochain de RADARSAT-2 qui aura à son bord un SAR polarimétrique qui devrait être parfaitement adapté pour ce type d'étude.

Enfin, le modèle étendu présenté dans ce travail qui reproduit très bien la section efficace radar dans la plupart des configurations de mesures pourrait encore être amélioré. Bien sûr les efforts faits pour une meilleure description azimutale du spectre de mer vont dans ce sens. La prise en compte de la variation du module de la vitesse dans le cas des vents faibles proposée par Plant [2000] nous paraît également intéressante. En effet, d'après ses résultats, dans le cas des vents faibles, ce phénomène

irait dans le sens d'une augmentation de la section efficace radar mesurée avec des instruments dont la tache au sol est de l'ordre de plusieurs kilomètres.

D'un point de vue beaucoup plus prospectif, le modèle étendu pourrait être utilisé pour estimer et étudier la fraction de la surface de la mer avec des zones de fortes rugosité. En supposant que ces fortes rugosité soient reliés à du déferlement actif, alors nous pourrions évaluer le taux de déferlement actif à la surface de la mer par mesure spatiale en fonction du vent sur tout le globe. *In fine*, cela pourrait permettre à une estimation des échanges de gaz entre l'océan et l'atmosphère dus à ce type de déferlement. En effet, les échanges de gaz sont fortement liés à l'entrée d'air dans l'eau qui dépend de l'intensité du déferlement. Les océans étant le plus grand réservoir de CO_2 sur la planète, de telles estimations seraient intéressantes.

Bibliographie

- W. Alpers and K. Hasselmann. The two-frequency microwave technique for measuring ocean-wave spectra from an airplane or satellite. *Boundary-Layer Met.*, 13 :215–230, 1978.
- J.H.G.M Alves and M.L. Banner. Performance of a saturated-based dissipation-rate source term in modeling the fetch limited evolution of wind waves. *J. Phys. Ocean.*, 33 :1274–1298, 2003.
- J.R. Apel. An improved model of the ocean surface wave vector spectrum and its effects on radar backscatter. *J. Geophys. Res.*, 99(C8) :16269–16291, 1994.
- M.L. Banner. Equilibrium spectra of wind waves. *J. Phys. Ocean.*, 20 :966–984, 1990.
- M.L. Banner, I.S.F. Jones, and J.C. Trinder. wavenumber spectra of short gravity waves. *J. Fluid Mechanics*, 65 :647–656, 1989.
- A. Bentamy, P. Queffelec, Y. Quilfen, and K. Katsaros. Ocean surface wind fields estimated from satellite active and passive microwave instruments. *IEEE Trans. on Geosc. and Remote Sens.*, 37 (5) :2469–2486, 1999.
- C. Bourlier. Azimuthal harmonic coefficients of the microwave backscattering from a non-gaussian ocean surface with the first-order ssa model. *IEEE Trans. on Geosc. and Remote Sensing*, 42(11) : 2600–2611, 2004.
- J.R. Carswell, W.J. Donnelly, R.E. McIntosh, M.A. Donelan, and D.C. Vandermark. Analysis of c and ku band ocean backscatter measurements under low-wind conditions. *J. Geophys. Res.*, 104(C9) : 20687–20701, 1999.
- G. Caudal. A physical model for the narrowing of the directionnal sea surface spectra in the short gravity to gravity-capillary range. *J. Geophys. Res.*, 107 :-, 2002.
- G. Caudal and D. Hauser. Directionnal spreading function of the sea wave spectrum at short scale, inferred from multifrequency radar observations. *J. Geophys. Res.*, 101(C7) :16601–16614, 1996.
- G. Caudal, E. Dinnat, and J. Boutin. Absolute calibration of radar altimeters : Consistency with electromagnetic modeling. *J. Atmo. Ocean. Techn.*, 22(6) :771–781, 2004.
- H.L. Chan and A.K. Fung. A theory of sea scatter at large incident angles. *J. Geophys. Res.*, 82(C24) : 3439–3444, 1977.
- B. Chapron, V. Kerbaol, and D. Vandermark. A note on relationships between sea-surface roughness and microwave polarimetric backscatter measurements : results from polrad'96. *Proc. Int. Workshop POLRAD'96*, pages 55–64, 1997.

- B. Chapron, V. Kerbaol, D. Vandemark, and T. Elfouhaily. Importance of peakedness in sea surface slope measurements and applications. *J. Geophys. Res.*, 105(C7) :17195–17202, 2000.
- B. Chapron, H. Johnsen, and R. Garello. Wave and wind retrieval from sar images of the ocean. *Ann. Télécommun.*, pages 682–689, 2001.
- B. Chapron, F. Collard, and F. Ardhuin. Direct measurements of ocean surface velocity from space : Interpretation and validation. *J. Geophys. Res. - in press*, 2005.
- F. Collard, F. Ardhuin, and B. Chapron. Extraction of coastal ocean wave fields from sar images. *IEEE Trans. on Oceanic Engineering - Soumis*, 2005.
- C.S. Cox and W.H. Munk. Measurements of the roughness of the sea surface from photographs of the sun's glitter. *J. Opt. Soc.*, 44(11) :838–850, 1954.
- M.A. Donelan and W.J. Pierson. Radar scattering and equilibrium range in wind-generated waves with applications to scatterometry. *J. Geophys. Res.*, 92 :4971–5029, 1987.
- M.A. Donelan, J. Hamilton, and W.H. Hui. Directionnal spectra of wind-generated waves. *Philos. Trans. R. Soc. London.*, 315(1534) :509–563, 1985.
- T.M. Elfouhaily. *Modèle couplé vent/vague et son application à la télédétection par micro-onde de la surface de la mer*. Thèse de Université Denis Diderot - Paris 7, 1997.
- T.M. Elfouhaily. Local and non-local curvature approximation : a new asymptotic theory for wave scattering. *Waves In Rand. Media*, 13 :321–337, 2003.
- T.M. Elfouhaily and C-A. Guerin. A critical survey of approximate wave theories from random rough surfaces. *Waves In Rand. Med.*, 14(4) :R1–R40, 2004.
- T.M. Elfouhaily and C-A. Guérin. A critical survey of approximate scattering wave theories from random rough surfaces. *Waves In Rand. Media*, 14(4) :R1–R40, 2004.
- T.M. Elfouhaily, B. Chapron, K. Katsaros, and D. Vandemark. A unified directionnal wave spectrum for long and short wind-driven waves. *J. Geophys. Res.*, 102(C7) :15781–15796, 1997.
- T.M. Elfouhaily, D.R. Thompson, B. Chapron, and D. Vandemark. A new bistatic model for electromagnetic scattering from perfectly conducting random surfaces. *Waves In Rand. Media*, 11 :33–43, 2001.
- G. Engen and H. Johnsen. Sar ocean wave inversion using image cross spectra. *IEEE, Trans. Geosci. Remote. Sensing*, 33 :1047–1047, 1995.
- E.A. Ericson, D.R. Lyzenga, and D.T. Walker. Radar backscattering from stationary breaking waves. *J. Geophys. Res.*, 104 :29,679–29,695, 1999.
- C.W. Fairall, E.F. Bradley, D.P. Rogers, J.B. Edson, and G.S. Young. Bulk parameterization of air-fluxes for toga coare. *J. Geophys. Res.*, 101 :3747–3767, 1996.
- A.K. Fung. *Microwave Scattering and Emission Models and their Applications*. Artech House editions, 1994.

- T. Hara, E.J. Bock, and D. Lyzenga. In situ measurements of capillary-gravity wave spectra using a scanning laser slope gauge and microwave radars. *J. Geophys. Res.*, 99 :12593–12602, 1994.
- K. Hasselmann. On the spectral dissipation of ocean waves due to whitecapping. *Boundary Layer Meteorol.*, pages 107–127, 1974.
- K. Hasselmann. Measurements of wind-waves growth and swell during the joint north sea wave project (jonswap). *Dtsch. Hydrog. Z.*, pages 1–94, 1973.
- K. Hasselmann and S. Hasselmann. On the nonlinear mapping of an ocean wave spectrum into a synthetic aperture radar image spectrum and its inversion. *J. Geophys. Res.*, 96 :10713–10729, 1991.
- D. Hauser, G. Caudal, G.-J. Rijckenberg, D. Vidal-Madjar, G. Laurent, and P. Lancelin. Ressac : A new fm/cw radar ocean wave spectrometer. *IEEE, Trans. Geosci. Remote. Sensing*, 30 :981–995, 1992.
- D. Hauser, P. Dubois, and G. Caudal. Polarimetric wind-scatterometer measurements during polrad'96. *Proc. of Int. Workshop POLRAD'96*, pages 55–64, 1997.
- D. Hauser, H. Branger, S. Bouffies-Cloch e, S. Depiau, W.M. Drennan, H. Dupuis, P. Durand, X. Durrieu de Madron, C. Estournel, L. Eymard, C. Flamand, H.C. Graber, C. Guérin, K. Kahma, G. Lachaud, J.-M. Lefèvre, J. Pelon, H. Pettersson, B. Piguet, P. Queffeulou, D. Tailliez, J. Tournadre, and A. Weill. The fetch experiment : An overview. *J. Geophys. Res.*, 108(C3) :8053–8068, 2003a.
- D. Hauser, T. Podvin, M. Dechambre, R. Valentin, G. Caudal, and J.-F. Daloze. Storm : A new polarimetric real aperture radar for earth observations. *ESA POLinsar Workshop*, 2003b.
- D. Hauser, M. Dechambre, and A. Mouche. Polarimetric observations of the ocean surface from the airborne radar storm. *ESA POLinsar Workshop*, 2005.
- H. Herbasch. Cmod5 an improved geophysical model function for ers scatterometry. *ECMWF, Internal Report*, 2003.
- D. Holliday. Resolution of a controversy surrounding the kirchhoff approach and the small perturbation method in rough surface scattering theory. *IEEE Trans. Antenna and Propagation*, pages 120–122, 1987.
- J. Horstmann, W. Koch, S. Lehner, and R. Tonboe. Wind retrieval over the ocean using the synthetic aperture radar with c-band hh polarization. *IEEE Trans. on Geosc. and Remote Sens.*, 38(5) :2122–2131, 2000.
- J. Horstmann, F. Monaldo, D.R Thompson, and T. Elfouhaily. First assessment of c-band polarisation ratio from envisat asar imagery. *Proc. Int. Geosc. and Remote Sens. Symp.*, 2005.
- F.C. Jackson, W.T. Walton, D.E. Hines, B.A. Walter, and C.Y. Peng. Sea surface mean square slope from k_u -band backscatter data. *J. Geophys. Res.*, 97(C7) :11411–11427, 1992.
- P.A.E.M. Janssen, H. Wallbrink, C.J. Calkoen, D. Van Halsema, W.A. Oost, and P. Snoeij. Viers-1 scatterometer model. *J. Geophys. Res.*, 103 :7807–7831, 1998.
- B. Jähne and K.S. Riemer. Two-dimensionnal wave number spectra of small-scale water surface waves. *J. Geophys. Res.*, 95 :11531–11546, 1990.

- J.A. Johannessen. *Coastal And Marine Applications of SAR. 8-12 September 2003*. ESA editions, 2004.
- W.C. Keller and J.W. Wright. Microwave scattering and straining of wind-generated waves. *Radio Sci.*, 10 :139–147, 1975.
- G.J. Komen, L. Cavaleri, M. Donelan, K. Hasselmann, S. Hasselmann, and P.A.E.M. Janssen. *Dynamics and Modelling of Ocean Waves*. Cambridge University Press, 1994.
- V.N. Kudryavtsev, V.K. Makin, and B. Chapron. Coupled sea surface-atmosphere model : 2. spectrum of short wind waves. *J. Geophys. Res.*, 104(C4) :7625–7639, 1999.
- V.N. Kudryavtsev, D. Hauser, G. Caudal, and B. Chapron. A semiempirical model of the normalized radar cross-section of the sea surface : 1. background model. *J. Geophys. Res.*, 108(C3), 2003a.
- V.N. Kudryavtsev, D. Hauser, G. Caudal, and B. Chapron. A semiempirical model of the normalized radar cross-section of the sea surface : 2. radar modulation transfer function. *J. Geophys. Res.*, 108 (C3), 2003b.
- L. Landau and E. Lifchitz. *mécanique des fluides*. Editions de Moscou, 1971.
- S. Lehner, J. Horstmann, W. Koch, and W. Rosenthal. Mesoscale wind measurements using recalibrated ers sar images. *J. Geophys. Res.*, 103 :7847–7856, 1998.
- D. Lemaire. *Non-Fully Developed Sea State Characteristics from Real Aperture Radar Remote Sensing*. Thèse de l'Université Catholique de Louvain, 1998.
- M.S. Longuet-Higgins. Observations of the directional spectrum of sea waves using the motion of a flotation buoy. *Ocean Wave spectra*, pages 111–136, 1963.
- M.S. Longuet-Higgins. On wave breaking and the equilibrium spectrum of wind-generated waves. *Proc. Trans. R. Soc. London.*, 310 :151–159, 1969.
- V.K. Makin and V.N. Kudryavtsev. Coupled sea surface-atmosphere model : 1. wind over waves coupling. *J. Geophys. Res.*, 104(C4) :7613–7623, 1999.
- C. Mastenbroek. *wind-wave interactions*. Thèse de l'Université de Delft - Pays-Bas, 1996.
- C. Mastenbroek and C.F. Falk. A semi-parametric algorithm to retrieve ocean wave spectra from synthetic aperture radar. *J. Geophys. Res.*, 105 :3497–3516, 2000.
- H. Masuko, K. Okamoto, S. Shimada, and S. Niwa. Measurements of microwave, backscattering of the ocean surface using x band, ka band airborne scatterometer. *J. Geophys. Res.*, 91 :13065–13083, 1986.
- S.T. McDaniel. Small-slope predictions of microwave backscatter from the sea surface. *Waves In Rand. Media*, 11 :343–360, 2001.
- S.T. McDaniel. Microwave backscatter from non-gaussian seas. *IEEE, Trans. Geosci. Remote. Sensing*, 41(1) :52–57, 2003.
- L. Modestine. *Variabilité de la direction du vent au dessus de la mer dans le cadre de la modélisation de signaux radar*. Rapport de stage de Magister Interuniversitaire des sciences de la Terre, 2005.

- F. Monaldo, D. Thompson, R. Beal, W. Pichel, and P. Clemente-Colon. Comparisons of sar-derived wind speed with model predictions and ocean buoy measurements. *IEEE, Trans. Geosci. Remote Sensing*, 39 :2587–2600, 2002.
- A. Mouche, D. Hauser, B. Chapron, V. Kerbaol, and J.-M. Lefevre. Ocean wave spectra from envisat asar observations during the valpareso experiment compared to airborne radar observations, in situ data and wave predictions models. *Proc. ENVISAT and ERS Symposium*, 2004.
- A.A. Mouche, D. Hauser, J-F. Daloze, and C. Guerin. Dual-polarization measurements at c-band over the ocean : Results from airborne radar observations and comparison with envisat asar data. *IEEE Trans. on Geosc. and Remote Sensing*, 43(4) :753–769, 2005.
- J.A. Ogilvy. Theory of wave scattering from random rough surfaces. *IOP Publishing Ltd*, 1991.
- O.M. Phillips. The equilibrium range in the spectrum of the wind-generated waves. *J. Fluid Mechanics*, 4 :426–434, 1958.
- O.M. Phillips. *The dynamics of the upper ocean*. Cambridge University Press, 1977.
- O.M. Phillips. Spectral and statistical properties of the equilibrium range in wind-generated gravity waves. *J. Fluid Mechanics*, 156 :505–531, 1985.
- O.M. Phillips. Radar return from the sea surface - bragg scattering and breaking waves. *J. Fluid Mechanics*, 18 :1063–1074, 1988.
- W.J. Plant. A relation between wind stress and waves slopes. *J. Geophys. Res.*, 87 :1961–1967, 1982.
- W.J. Plant. A two-scale model of short wind-generated waves and scatterometry. *J. Geophys. Res.*, 91 (C9) :10735–10749, 1986.
- W.J. Plant. Effects of wind variability on scatterometry at low wind speeds. *J. Geophys. Res.*, 105 : 339–354, 2000.
- W.J. Plant. Microwave sea return at moderate to high incidence angles. *Waves In Rand. Media*, 9 : 339–354, 2003.
- W.J. Plant and G.L. Geernaert. *Surface Waves and Fluxes*, volume Remote Sensing, chapter 11 - Bragg scattering of electromagnetic waves from the air/sea surface. Kluwer Academic Publishers, 1990.
- W.J. Plant, W.C. Keller, V. Hesany, T. Hara, E. Bock, and M. Donelan. Bound waves and bragg scattering in a wind-wave tank. *J. Geophys. Res.*, 104 :3243–3263, 1999.
- Y. Quilfen, B. Chapron, A. Bentamy, J. Gourrion, T.M. Elfouhaily, and D. Vandermark. Global ers-1 and 2 nscat observations : Upwind/crosswind and upwind/downwind measurements. *J. Geophys. Res.*, 104 :11459–11469, 1999.
- R. Romeiser, W. Alpers, and V. Wismann. An improved composite surface model for the radar backscattering cross-section of the ocean surface. part 1 : Theory of the model and optimization/validation by scatterometer data. *J. Geophys. Res.*, 102 :25237–25250, 1997.

- R. Romeiser, S. Ufermann, and K. Stean. Status report on the remote sensing of current features by spaceborne synthetic aperture radar. *ESA Reports on Coastal And Marine Applications of SAR. 8-12 September 2003*, pages 105–123, 2004.
- J. Spooner. Lettre xx : sur la lumière des ondes de la mer. *Corresp. Astro. du Baron de Zach*, pages 331–336, 1822.
- R.W. Stewart. The air-sea momentum exchange. *Boundary-Layer Met.*, 6 :151–167, 1974.
- A. Stoffelen and D. Anderson. Scatterometer data interpretation : Estimation and validation of the transfer function cmod4. *J. Geophys. Res.*, 102 :5767–5780, 1997.
- D. Thompson and C.R. Beal. Mapping high resolution wind fields using synthetic aperture radar. *John Hopkins APL Technical Digest*, 21 :58–67, 2000.
- D.R. Thompson. Calculation of radar backscatter modulations from internal waves. *J. Geophys. Res.*, C10 :12,371–12,380, 1988.
- D.R. Thompson, T.M. Elfouhaily, and B. Chapron. Polarization ratio for microwave backscattering from the ocean surface at low to moderate incidence angles. *Proc. IGARSS*, 1998.
- Y.G. Trokhimovski and V.G. Irisov. The analysis of wind exponents retrieved from microwaves radar and radiometric measurements. *IEEE, Trans. Geosci. Remote. Sensing*, 91 :18470–18479, 2000.
- F.T. Ulaby, R.K. Moore, and A.K. Fung. *Microwave Remote Sensing - Active and Passive. Vol. 2 : Radar Remote Sensing and Surface Scattering and Emission Theory*. Artech House editions, 1982.
- C.M.H. Unal, P. Snoeij, and P.J.F. Swart. The polarization-dependent relation between radar backscatter from the ocean surface and surface wind vector at frequencies between 1 and 18 ghz. *IEEE Trans. on Geosc. and Remote Sens.*, 29(4) :621–627, 1991.
- P.W. Vachon and F.W. Dobson. Wind retrieval from radarsat sar images selection of a suitable c-band hh polarization wind retrieval model. *Can. J. Remote Sens.*, 26(4) :306–313, 2000.
- G.R. Valenzuela. Theories for the interactions of electromagnetic and oceanic waves - a review. *Boundary-Layer Met.*, 13 :61–85, 1978.
- G.R. Valenzuela and M.B. Laing. Nonlinear energy transfer in gravity-capillary wave spectra, with applications. *J. Fluid. Mech.*, 54 :507–520, 1972.
- D. Vandermark, B. Chapron, J. sun, G.H. Crescenti, and H.C. Graber. Mean square slopes of the wind-disturbed water surface, their magnitude, directionality and composition. *J. Phys. Ocean.*, 34 :2825–2842, 2004.
- A.G. Voronovich. Small-slope approximation for electromagnetic wave scattering at a rough interface of two dielectric half-spaces. *Waves In Rand. Media*, 4 :337–367, 1994.
- A.G. Voronovich. *Wave Scattering from Rough Surfaces*. Springer editions, 1998.
- 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 Rand. Media*, 11 :247–269, 2001.

- A.G. Voronovich, U. Zavorotny, and V. Irisov. Sea-roughness spectrum retrieval from radar and radiometric measurements. *Proc. Int. Geosc. and Remote Sens. Symp.*, pages 3102–3104, 2000.
- F. J. Wentz and D. K. Smith. A model function for the ocean-normalized radar cross section at 14 ghz derived from nscat observations. *J. Geophys. Res.*, 104(C5) :11499–11514, 1999.
- L.B. Wetzel, G.L. Geernaert, and W.J. Plant. *Surface Waves and Fluxes*, volume Remote Sensing, chapter 12 - Electromagnetic scattering from the sea at low grazing angles. Kluwer Academic Publishers, 1990.
- J.W. Wright. A new model for sea clutter. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 16 :217–223, 1968.
- J. Wu. Sea-surface slope and equilibrium wind-wave spectra. *Phys. fluid*, 15 :741–747, 1972.
- J. Wu. Mean square slopes of the wind-disturbed water surface, their magnitude, directionality and composition. *Radio Science*, 25 :37–48, 1990.
- S.H. Yueh, R. Kwok, F.K. Li, S.V. Nghiem, W.J. Wilson, and J.A. kong. Polarimetric passive remote sensing of ocean wind vectors. *Radio Science*, 29(4) :799–814, 1994.

Annexe A

Décomposition de la variance des pentes sur les deux directions principales upwind et crosswind

En reprenant l'équation (1.23), la variance des pentes du spectre des hauteurs $\Phi(\vec{k})$ s'écrit :

$$\sigma_\eta^2 = s^2 = \iint_D \Psi(\vec{k}) k^2 d\vec{k}, \quad (\text{A.1})$$

Le vecteur d'onde \vec{k} peut se décomposer dans un référentiel polaire ou cartésien où les axes sont portés par le couple de vecteurs unitaires orthonormés $(\hat{e}_k, \hat{e}_\varphi)$ ou $(\hat{e}_{up}, \hat{e}_{cr})$ où $\hat{e}_{up} \parallel \vec{U}$ et $\hat{e}_{cr} \perp \vec{U}$ avec \vec{U} qui désigne le vecteur vitesse du vent. On peut alors écrire :

$$k_{up} = k \cos \varphi, \quad (\text{A.2})$$

$$k_{cr} = k \sin \varphi, \quad (\text{A.3})$$

$$\text{d'où :} \quad (\text{A.4})$$

$$k^2 = k_{up}^2 + k_{cr}^2 = k^2 (\cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi) = k^2 \cos^2 \varphi + k^2 \sin^2 \varphi \quad (\text{A.5})$$

L'équation (A.1) peut alors s'écrire en coordonnées cartésiennes telle que :

$$s^2 = \iint_{-\infty}^{+\infty} (k_{up}^2 + k_{cr}^2) \Psi(k_{up}, k_{cr}) dk_{up} dk_{cr} \quad (\text{A.6})$$

$$= \iint_{-\infty}^{+\infty} k_{up}^2 \Psi(k_{up}, k_{cr}) dk_{up} dk_{cr} + \iint_{-\infty}^{+\infty} k_{cr}^2 \Psi(k_{up}, k_{cr}) dk_{up} dk_{cr} \quad (\text{A.7})$$

$$= s_{up}^2 + s_{cr}^2 \quad (\text{A.8})$$

en coordonnées polaires :

$$s^2 = \int_0^{+\infty} \int_0^{2\pi} (k^2 \cos^2 \varphi + k^2 \sin^2 \varphi) \Psi(k, \varphi) k dk d\varphi \quad (\text{A.9})$$

$$= \int_0^{+\infty} k^3 dk \int_0^{2\pi} \Psi(k, \varphi) \cos^2 \varphi d\varphi + \int_0^{+\infty} k^3 dk \int_0^{2\pi} \Psi(k, \varphi) \sin^2 \varphi d\varphi \quad (\text{A.10})$$

Dans cette equation, si nous séparons (cf. eq. (1.19)) l'expression du spectre des hauteurs $\Phi(\vec{k})$ en sa composante omnidirectionnelle $S(k)$ et sa fonction d'étalement angulaire $\Phi(k, \varphi)$, tel que $\Phi(k, \varphi) = (1/k)S(k)\Phi(k, \varphi)$, nous avons :

$$\begin{aligned} s^2 &= \int_0^{+\infty} k^2 S(k) dk \int_0^{2\pi} \Phi(k, \varphi) \cos^2 \varphi d\varphi + \int_0^{+\infty} k^2 S(k) dk \int_0^{2\pi} \Phi(k, \varphi) \sin^2 \varphi d\varphi \quad (\text{A.11}) \\ &= s_{up}^2 + s_{cr}^2 \quad (\text{A.12}) \end{aligned}$$

Les équations (A.9) et (A.11), décomposent la variance des pentes en fonction des variances de pentes dans les deux directions face et perpendiculaire au vent exprimées en coordonnées cartésiennes (eq. (A.9)) et polaires (eq. (A.11)).

Annexe B

Coefficients de diffusion en polarisations directes

Soit le cas général d'un vecteur incident défini tel que $\vec{K}_0 = (\vec{k}_0, -q_0)$ et d'un vecteur réfléchi défini tel que $\vec{K} = (\vec{k}, q_k)$. Les vecteurs \vec{k}_0 et \vec{k} sont respectivement les composantes horizontales du vecteur d'onde incident et diffusé tandis que q_0 et q_k sont les composantes verticales positives. Ils sont reliés par : $K^2 = k^2 + q_k^2 = k_0^2 + q_0^2$. $\vec{Q} = \vec{K} - \vec{K}_0$ est le vecteur de transfert des moments. $\vec{Q}_H = \vec{k} - \vec{k}_0$ et $Q_z = q_k + q_0$ sont respectivement la composante verticale et horizontale de \vec{Q} . On se place dans le cas de la surface de la mer qui est considérée comme un conducteur parfait. D'où sa perméabilité relative $\mu_r = 1$

B.1 Coefficients de réflexion de Fresnel

La formulation générale des coefficients de Fresnel s'écrit [Fung, 1994] :

$$\mathbb{R}^{VV}(\theta) = \frac{\epsilon_r \cos \theta - \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta}}{\epsilon_r \cos \theta + \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta}} = \frac{\epsilon_r q_0 - \sqrt{K_0^2 \epsilon_r - k_0^2}}{\epsilon_r q_0 + \sqrt{K_0^2 \epsilon_r - k_0^2}}, \quad (\text{B.1})$$

$$\mathbb{R}^{HH}(\theta) = \frac{\cos \theta - \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta}}{\cos \theta + \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta}} = \frac{q_0 - \sqrt{K_0^2 \epsilon_r - k_0^2}}{q_0 + \sqrt{K_0^2 \epsilon_r - k_0^2}}, \quad (\text{B.2})$$

où θ désigne l'angle d'incidence et ϵ_r la permittivité relative de la surface de mer. ϵ_r dépend de la longueur d'onde incidente.

B.2 Coefficients de réflexion pour la diffusion de Bragg

Dans le cas de la rétrodiffusion, la formulation générale pour \mathbb{G} s'écrit [Plant and Geernaert, 1990] :

$$\mathbb{G}^{VV}(\theta) = \frac{(\epsilon_r - 1)[\epsilon_r(1 + \sin^2 \theta) - \sin^2 \theta] \cos^2 \theta}{\epsilon_r \cos \theta + \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta}} \quad (\text{B.3})$$

$$= \frac{q_0^2(\epsilon_r - 1)[K_0^2 \epsilon_r - k_0^2 + \epsilon_r k_0^2]}{K_0^2(\epsilon_r q_0 + \sqrt{K_0^2 \epsilon_r - k_0^2})^2}, \quad (\text{B.4})$$

$$\mathbb{G}^{HH}(\theta) = \frac{(\epsilon_r - 1) \cos^2 \theta}{\cos \theta + \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta}} \quad (\text{B.5})$$

$$= \frac{(\epsilon_r - 1)q_0^2}{K_0^2(q_0 + \sqrt{K_0^2 \epsilon_r - k_0^2})}, \quad (\text{B.6})$$

$$(\text{B.7})$$

B.3 Coefficients de réflexion pour la méthode des petites pentes

Dans le cas de la rétrodiffusion, la formulation générale pour \mathbb{B} s'écrit [Voronovich, 1998] :

$$\mathbb{B}^{VV}(\theta) = \frac{(\epsilon_r - 1)[\epsilon_r(1 + \sin^2 \theta) - \sin^2 \theta]}{\epsilon_r \cos \theta + \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta}} = \frac{\mathbb{G}^{VV}}{\cos^2 \theta} \quad (\text{B.8})$$

$$= \frac{(\epsilon_r - 1)[K_0^2 \epsilon_r - k_0^2 + \epsilon_r k_0^2]}{(\epsilon_r q_0 + \sqrt{K_0^2 \epsilon_r - k_0^2})^2}, \quad (\text{B.9})$$

$$\mathbb{B}^{HH}(\theta) = \frac{(\epsilon_r - 1)}{\cos \theta + \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta}} = \frac{\mathbb{G}^{HH}}{\cos^2 \theta} \quad (\text{B.10})$$

$$= \frac{(\epsilon_r - 1)K_0^2}{q_0 + \sqrt{K_0^2 \epsilon_r - k_0^2}}, \quad (\text{B.11})$$

$$(\text{B.12})$$

Annexe C

Densité de probabilité des pentes de la surface de la mer orientées dans la direction spéculaire

L'équation (1.15) présentée dans le chapitre 1, lors de la description de la surface décrit la densité de probabilité des pentes du surface de mer gaussienne. En considérant que le plan d'incidence est porté par le vecteur unité \hat{x} et le plan perpendiculaire au plan d'incidence par le vecteur unité \hat{y} , où le couple (\hat{x}, \hat{y}) forment une base orthonormée. L'équation (1.15) se ré-écrit :

$$P(\eta_i, \eta_n) = \frac{1}{2\pi\sqrt{\Delta_2}} \exp \left[-\frac{\overline{\eta_i^2}\eta_n^2 - 2\overline{\eta_i\eta_n}\eta_i\eta_n + \eta_i^2\overline{\eta_n^2}}{2\Delta_2} \right], \quad (\text{C.1})$$

où Δ_2 est défini tel que : $\Delta_2 = \overline{\eta_i^2\eta_n^2} - (\overline{\eta_i\eta_n})^2$, avec :

$$\overline{\eta_i^2} = s_{up}^2 \cos^2 \varphi + s_{cr}^2 \sin^2 \varphi, \quad (\text{C.2})$$

$$\overline{\eta_n^2} = s_{cr}^2 \cos^2 \varphi + s_{up}^2 \sin^2 \varphi, \quad (\text{C.3})$$

$$\overline{\eta_i\eta_n} = (s_{up}^2 - s_{cr}^2) \cos \varphi \sin \varphi, \quad (\text{C.4})$$

avec s_{up}^2 et s_{cr}^2 respectivement les variances des pentes dans les directions face et perpendiculaire au vent - définie par les équations (1.25) et (1.26).

Dans le cas de la réflexion spéculaire, on obtient les relations suivantes entre l'angle d'incidence et les pentes de la surface qui participent à la réflexion :

$$\eta_i = \tan \theta, \quad (\text{C.5})$$

$$\eta_n = 0. \quad (\text{C.6})$$

En utilisant les relations (C.2)-(C.6), on montre que :

$$\Delta_2 = s_{up}^2 s_{cr}^2, \quad (\text{C.7})$$

$$\overline{\eta_i^2}\eta_n^2 - 2\overline{\eta_i\eta_n}\eta_i\eta_n + \eta_i^2\overline{\eta_n^2} \Big|_{\eta_i=\tan\theta; \eta_n=0} = [s_{up}^2 \sin^2 \varphi + s_{cr}^2 \cos^2 \varphi] \tan^2 \varphi. \quad (\text{C.8})$$

La densité de probabilité des pentes s'écrit alors :

$$P(\eta_i, \eta_n)|_{spec} = \frac{1}{2\pi s_{up}s_{cr}} \exp \left[- \frac{(s_{up}^2 \sin^2 \varphi + s_{cr}^2 \cos^2 \varphi) \tan^2 \theta}{2s_{up}^2 s_{cr}^2} \right] \quad (C.9)$$

$$= \frac{1}{2\pi s_{up}s_{cr}} \exp \left\{ - \frac{\tan^2 \theta}{2} \left[\left(\frac{\cos \varphi}{s_{up}} \right)^2 + \left(\frac{\sin \varphi}{s_{cr}} \right)^2 \right] \right\}. \quad (C.10)$$

En considérant uniquement les pentes des vagues les plus longues, et en remplaçant l'équation (C.10) dans (2.16), on retrouve bien l'équation (2.15).

Annexe D

Approche de Caudal [2002]

Dans leur papier, Janssen et al. [1998] proposent une approche différente de celle adoptée par Kudryavtsev et al. [1999] pour tenir compte des interactions non-linéaires et expliquer la dépendance en k du spectre omnidirectionnel de la mer. Caudal [2002] reprend cette approche pour expliquer l'asymétrie face/perpendiculaire au vent déduite de l'analyse de données radar multi-fréquences [Caudal and Hauser, 1996] ou prédite par le modèle empirique de Elfouhaily et al. [1997].

L'équation de bilan d'énergie peut s'écrire en terme de variation de densité spectrale d'énergie Φ due aux différents processus de surface :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \frac{\partial \Phi}{\partial t} \Big|_{\text{wind}} + \frac{\partial \Phi}{\partial t} \Big|_{\text{visc}} + \frac{\partial \Phi}{\partial t} \Big|_{\text{defe}} + \frac{\partial \Phi}{\partial t} \Big|_{\text{nl3}} + \frac{\partial \Phi}{\partial t} \Big|_{\text{nl4}} = 0 \quad (\text{D.1})$$

Le terme de dissipation due à la création des vagues de capillarité parasites n'est donc pas décrit. Dans l'approche de Kudryavtsev et al. [1999], il permet de décrire le spectre pour les nombre d'onde tels que $k > k_m$ qui est en dehors du domaine des vagues de Bragg considérées pour la Bande C. D'autre part, les non-linéarités d'ordre 4 sont négligées par Janssen et al. [1998] et Caudal [2002], arguant que leur rôle est négligeable dans le domaine de longueur d'onde du spectre des hautes fréquences ($k > 50$ rad/m).

La variation de la densité spectrale d'énergie due aux non-linéarités s'écrit :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} \Big|_{\text{nl}} = -\frac{1}{k} \frac{\partial}{\partial k} \epsilon(k), \quad (\text{D.2})$$

où $\epsilon(k)$ désigne le flux d'énergie spectrale dans le domaine des nombres d'onde.

Les autres termes intervenant dans le bilan d'énergie sont considérés séparément sans chercher une forme compacte imposant un terme de dissipation unique à puissance variable en fonction du nombre d'onde k - comme fait par Kudryavtsev et al. [2003a]. On peut donc écrire $\partial \epsilon(k)/\partial k$ en fonction des termes de l'équation (D.1) dus au vent, à la viscosité et au déferlement.

Pour établir l'anisotropie du spectre de mer à 2 dimensions, Caudal [2002] propose, sur la base des travaux de Longuet-Higgins [1963], de décomposer le spectre tel que :

$$\Phi(k, \varphi) = D(\varphi)\Phi(k), \quad (\text{D.3})$$

$$D(\varphi) = \frac{\cos^{2s}(\varphi/2)}{\int_{-\pi}^{\pi} \cos^{2s}(\varphi/2) d\varphi}, \quad (\text{D.4})$$

$$\Phi(k) = \int_{-\pi}^{\pi} \Phi(k, \varphi) d\varphi, \quad (\text{D.5})$$

où s est dépendant de k ce qui permet de faire varier la dépendance azimutale en fonction de la longueur d'onde considérée. On peut faire l'analogie entre le s de cette approche et le n utilisé dans le modèle de Kudryavtsev et al. [2003a]. Mais la différence entre ces deux approches est qu'il n'y a aucune restriction en k pour la prise en compte des phénomènes non-linéaires puisque les termes de dissipation sont décrits séparément.

A partir de l'équation (6.10) écrite à 2 dimensions et intégrée sur les angles azimutaux, Caudal [2002] ré-écrit la variation de la densité spectrale d'énergie due aux non-linéarités telle que (cf. [Caudal, 2002] pour les détails) :

$$\frac{1}{k} \frac{\partial}{\partial k} \epsilon(k) = \left[\frac{s}{s+1} A - B \right] \Phi(k), \quad (\text{D.6})$$

où A désignent la contribution dans le bilan d'énergie de surface due à l'action du vent tandis que B est la somme des contributions dues au déferlement et à la viscosité. Notons que les approches utilisées par Caudal [2002] pour décrire ces contributions sont sensiblement différentes de celle de Kudryavtsev et al. [1999].

D'autre part, en reprenant l'approche de Janssen et al. [1998] qui paramétrise le flux d'énergie dépendant des interactions non-linéaires (dans le cas de triades) telles que $\epsilon(k) = (c^4/\nu_g)[\alpha_3 B^2]$, Caudal [2002] montre que :

$$\frac{\partial}{\partial k} \epsilon(k) = \left[\frac{s}{s+1} A - B \right] \left(\frac{\nu_g}{\alpha_3} \right)^{1/2} \frac{\epsilon(k)^{1/2}}{k^2}, \quad (\text{D.7})$$

où $\epsilon(k)$ et $s(k)$ sont les deux inconnues à déterminer et α_3 le paramètre qui caractérise l'intensité des interactions non-linéaires. Pour résoudre ce problème, il est donc nécessaire d'avoir un système à deux équations.

Caudal [2002] utilise la propriété de conservation du moment pour tous les types d'interactions non-linéaires vagues à vagues. Ces considérations sur les moments (cf. [Caudal, 2002] pour les développements) lui permettent d'écrire la deuxième équation du système telle que :

$$\frac{\partial}{\partial k} s(k) = s(s+1) \frac{\nu_g - c}{\omega} + \frac{1}{k^2 \epsilon^{1/2}} \left(\frac{\nu_g}{\alpha_3} \right)^{1/2} \left(\frac{2s+1}{s+2} \right) A. \quad (\text{D.8})$$

Caudal [2002] résoud ce système en utilisant la méthode de Runge-Kutta en se donnant pour point de départ du calcul $\epsilon(k_0)$ et $s(k_0)$ estimés à partir du spectre empirique de Elfouhaily et al. [1997], où $k_0 = 50$ rad/m. Cette approche de Caudal [2002] permet de résoudre l'équation du bilan d'énergie à l'équilibre en déterminant l'anisotropie du spectre (reliée directement à $s(k)$) en fonction de k sans être obligé de proposer une forme compacte pour le terme de dissipation. La dépendance en k de l'anisotropie dépend de la résolution du système d'équations où les phénomènes de dissipation comme les interactions non-linéaires et le déferlement peuvent a priori se cotoyer sur une même gamme de nombre d'onde - ce qui est tout à fait réaliste.

Annexe E

**Article publié dans IEEE-Transaction on
Geoscience and Remote Sensing [Mouche
et al., 2005]**

Annexe F

Article soumis à JGR-Oceans

Remède contre le mal de mer : asseyez-vous sous un arbre.

Spike Milligan