



HAL
open science

Rétrodiffusion micro-onde par la surface océanique en incidence élevée : approche conjointe expérimentale et théorique

Zaynab Guerraou

► **To cite this version:**

Zaynab Guerraou. Rétrodiffusion micro-onde par la surface océanique en incidence élevée : approche conjointe expérimentale et théorique. Physique Atmosphérique et Océanique [physics.ao-ph]. Université de Toulon, 2017. Français. NNT : 2017TOUL0015 . tel-01820638

HAL Id: tel-01820638

<https://theses.hal.science/tel-01820638>

Submitted on 22 Jun 2018

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.

École doctorale n° 548 : Mer et Sciences
MIO (UM 110 UTLN/AMU/CNRS-INSU/IRD)

Thèse présentée par :

Zaynab GUERRAOU

soutenue le : **26 Septembre 2017**

pour obtenir le grade de Docteur en Physique

Spécialité : Télédetection Radar

Rétrodiffusion micro-onde par la surface océanique en incidence élevée : approche conjointe théorique et expérimentale

Jury

M. Charles-Antoine Guérin,	Professeur à l'Université de Toulon-MIO	Directeur de thèse
M. Christophe Bourlier,	Directeur de recherche CNRS-Laboratoire IETR	Rapporteur
M. Gabriel Soriano,	Maître de conférences HDR-Institut Fresnel	Rapporteur
M. Marc Saillard,	Professeur des Universités-MIO	Examineur
Mme. Hélène Oriot,	Maître de Recherche-ONERA	Examineur
M. Richard Dusséaux,	Professeur des Universités-LATMOS	Examineur
M. Sébastien Angelliaume,	Ingénieur de recherche-ONERA	Co-encadrant de thèse

Région



Provence-Alpes-Côte d'Azur

Table des matières

Table des matières	iii
1 Introduction	5
2 Modèles de diffusion océanique	7
2.1 Télédétection micro-onde sur la surface océanique	7
2.2 Modèles de diffusion électromagnétique	16
3 État de l'art sur les asymétries directionnelles	23
3.1 Introduction	23
3.2 Mesure de la variation azimutale du clutter de mer	24
3.3 Données et modèles empiriques de la littérature	26
3.3.1 Bande L	26
3.3.2 Bande C	30
3.3.3 Bande X	35
3.3.4 Bande Ku	38
3.3.5 Bande Ka	40
3.3.6 Comportement azimutal en configurations particulières	41
3.3.7 Polarisation croisée	44
3.3.8 Rapport de polarisation	44
3.4 Synthèse et analyse comparative	46
4 Étude des bases de données aéroportées INGARA et ONERA	49
4.1 Base de données INGARA	50
4.2 Base de données ONERA	60
5 Modélisation physique des asymétries directionnelles	63
5.1 Introduction	63
5.2 Distributions des pentes de la surface	66
5.3 Influence des statistiques faiblement non-gaussiennes de la surface de mer sur l'asymétrie UDA	68
5.4 Influence de la contribution non-Bragg à travers un mécanisme de Tilt	69
5.4.1 Données de la littérature	70
5.4.2 Modèles de sections efficaces du déferlement	71
5.5 Étude qualitative des formes de vagues asymétriques proche-déferlement (wedge)	72
5.6 Étude des distributions de pentes réalistes mesurées en soufflerie	81
5.7 Validation	86
6 Conclusion et perspectives	87

Liste des figures	89
Liste des tableaux	91
7 Références	93

Remerciements

Je voudrais d'abord adresser mes vifs remerciements à Charles-Antoine Guérin qui a dirigé mon travail tout au long de ces trois années de thèse. Je le remercie pour son encadrement dévoué, sa disponibilité permanente et sa patience face à mes doutes et mes pensées souvent embrouillées. Je remercie tout autant Sébastien Angelliaume qui a co-encadré mon travail de thèse. L'aboutissement de ce travail doit énormément à ses conseils et à son partage généreux d'idées et d'expériences. Au-delà du travail, son enthousiasme, son soutien indéfectible et son savoir-vivre m'ont profondément marquée. Encore une fois merci.

Mes sincères remerciements vont à la région PACA et l'ONERA pour avoir soutenu financièrement ce travail de thèse.

Je tiens à remercier Christophe Bourlier, Gabriel Soriano, Richard Dusséaux et Marc Saillard, pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail de recherche en acceptant de le rapporter et l'examiner. J'adresse un remerciement particulier à Hélène Oriot, également membre de mon jury de thèse, pour sa relecture du manuscrit et ses conseils avisés.

Je ne saurais oublier de remercier Luke Rosenberg du DSTO. I would like to thank you for your considerable help and contribution to my work on INGARA data. Mes vifs remerciements vont pareillement à Guillemette Caulliez qui a toujours répondu présente pour nous fournir des données de soufflerie et nous éclairer sur leur analyse.

Mes remerciements vont bien évidemment à toute l'équipe du laboratoire MIO à Toulon pour leur accueil chaleureux et convivial. Je suis reconnaissante envers toutes ces personnes merveilleuses que j'ai eu la chance de côtoyer. Merci à Camille, Amandine, Fabienne, Jérémy, Sébastien, Didier, Céline, Karina et Zack entre autres. Un merci bien spécial à Frédéric pour tous les moments de partage et d'échange que ce soit sur la science ou pour « refaire le monde », et à Philippe Forget pour les nombreuses discussions enrichissantes.

Merci à tous les gens de l'ONERA pour l'ambiance de travail exceptionnelle. Je remercie spécialement tous les gens du DEMR. Merci à Olivier, Jean-François, Rémi, Patrick, Xavier, Valentine et Hugo pour leur gentillesse et bonne humeur. Les moments partagés avec vous ont fait de l'ONERA ma seconde famille. Merci à Pascale pour sa bonté, son soutien régulier et ses conseils avisés. Merci à Nicolas pour son énergie et son support informatique incontournable. Merci à Joseph, mon confident et mon parrain. Merci à toi et à ta petite famille pour tous les souvenirs indélébiles que j'ai pu garder. Merci à Olivier Boisot pour sa bonne humeur, son sens de partage et sa disponibilité assurée pour échanger sur le travail. Ses remarques et son regard scrupuleux m'ont été d'une aide précieuse. Merci à Laurent, le Brain Brother par excellence et source infaillible d'ondes positives.

Je ne manquerai pas de remercier les gens du DOTA et du DCSD. Je remercie en particulier ma petite Aisha pour tous les bons moments passés ensemble, José pour sa gentillesse et sa joie de vivre hors pair et Stéphane pour toutes nos discussions interminables et passionnantes lors des covoiturages Salon-Aix. Je remercie également tous les stagiaires de passage que j'ai croisé à l'ONERA. Je pense particulièrement à Emna avec qui j'ai tissé une belle amitié.

Merci à Francine et Christelle pour leur sympathie, leur soutien au quotidien et leur patience face à mon inefficacité quant à la gestion des démarches administratives.

Merci à mes amis, en particulier à Nihale, Hiba et Charles. Un merci tout particulier à Bdi pour sa présence bienveillante et inconditionnelle, pour ses encouragements et sa patience qui m'ont portée jusqu'au bout de ce travail.

Enfin, j'adresse ma plus profonde gratitude à toute ma famille qui m'a toujours soutenue. Merci à mes parents, ma fierté, ma source d'inspiration et ma raison de vivre, à mes sœurs et mon frère, mes premiers fans et sponsors, pour tout l'amour et le soutien sans égal que vous m'avez procuré le long de ces années où j'ai été loin de vous.

Résumé

Un nombre croissant de données satellitaires et aéroportées acquises dans le domaine micro-ondes sur la surface de mer est aujourd'hui disponible. L'interprétation correcte de ces observations dépend d'une part de la précision des modèles de diffusion électromagnétiques, et d'une autre part de la maîtrise des propriétés hydrodynamiques et statistiques de la surface. Ces dernières années ont connu une amélioration considérable des modèles électromagnétiques et spectraux. Cependant, certains phénomènes sont encore mal compris et non pris en compte par ces modèles. En particulier, la variation angulaire de la surface de mer est à ce jour non totalement caractérisée et modélisée. Le travail présenté dans ce manuscrit de thèse concerne l'étude de cette variation azimutale et les asymétries directionnelles de la surface de mer, l'objectif étant d'avancer dans la compréhension et la modélisation de ces dernières.

Une première étape consiste à effectuer une analyse expérimentale de cette variation azimutale, et ce en se basant sur les données de la littérature mais également sur d'autres jeux de données acquises par l'ONERA et le DSTO. Cette analyse permettra de caractériser les asymétries directionnelles en fonction de la géométrie d'observation, l'état de mer et la fréquence électromagnétique.

Une seconde étape consiste à proposer des mécanismes physiques pouvant être à l'origine des asymétries directionnelles. L'asymétrie upwind-crosswind étant essentiellement liée à la fonction d'étalement du spectre directionnel, notre étude théorique a porté essentiellement sur la caractérisation de l'asymétrie upwind-downwind. Nous étudions l'influence de la prise en compte des formes déferlantes, initialement à travers des formes simples de vagues fortement asymétriques, et ensuite à travers une distribution de pente expérimentale prenant en compte ces formes de vagues. Les asymétries obtenues par un modèle deux-échelles prenant en compte ces formes de vagues sont en accord qualitatif avec les asymétries observées pour les bandes de fréquences X et L. Une étape supplémentaire a consisté ensuite à calculer les asymétries obtenues par un code de diffusion rigoureux sur des profils numérisés d'une expérience en soufflerie et a permis la validation des résultats obtenus avec un modèle deux-échelles.

Introduction

La télédétection micro-onde est aujourd'hui une composante à part entière de l'océanographie et représente un moyen privilégié d'obtention d'informations sur la surface océanique. L'interprétation des signaux radars doit permettre de remonter aux différentes caractéristiques de l'état de surface (vent, vagues, courants, houles, etc). De nos jours, une panoplie de mesures radar acquises sur de larges gammes de fréquences et pour des configurations géométriques variées est disponible. L'interprétation de ces observations passe par la maîtrise des propriétés hydrodynamiques de la surface ainsi que l'interaction complexe entre l'onde électromagnétique incidente et la surface rugueuse. L'amélioration des modèles analytiques de diffusion océanique ainsi que les descriptions statistiques et spectrales de surface permet en général de reproduire les mesures expérimentales et rendre compte des phénomènes observés.

Cependant, quelques verrous scientifiques restent encore à explorer afin d'améliorer la compréhension et la modélisation de certains phénomènes observés. Parmi ces verrous, on peut citer la difficulté de modéliser les échos radar en polarisation croisée, la modélisation de la réponse radar en configuration rasante, notamment pour la polarisation horizontale, la prise en compte des effets des mécanismes complexes comme le déferlement, la caractérisation du spectre des petites vagues ou encore la modélisation des variations angulaires et les asymétries directionnelles de la surface.

Cette thèse porte essentiellement sur le dernier point s'attachant à la variation azimutale de la réponse radar de la surface de mer. Il est bien établi que cette variation en azimut suit, aux angles d'incidence modérés, une forme bi-modale avec un maximum dans la direction du vent (upwind), un maximum secondaire dans la direction sous le vent (downwind) et deux minimums dans les directions perpendiculaires à la direction du vent (crosswind). Afin de caractériser les écarts observés sur les niveaux de rétrodiffusion suivant ces trois directions, on parle d'asymétrie upwind-downwind (UDA pour Upwind-Downwind Asymmetry) et d'asymétrie upwind-crosswind (UCA pour Upwind-Crosswind Asymmetry). Les comportements de ces asymétries en fonction de l'état de mer, de la géométrie de l'observation, de la polarisation et de la fréquence électromagnétique sont encore loin d'être cernés et pris en compte dans les modèles de diffusion océanique.

L'objectif de ce travail de thèse est d'avancer dans la compréhension et la modélisation des mécanismes pouvant être à l'origine de ces asymétries. Pour ce faire, nous adoptons une approche conjointe expérimentale et théorique. L'analyse expérimentale consistera en l'étude des asymétries observées sur des bases de données de la littérature ainsi que l'étude détaillée de deux bases de données acquises par l'organisme australien DSTO et par l'ONERA. L'exploration de ces bases de données nous permettra de conclure sur les comportements expérimentaux des asymétries directionnelles. L'approche théorique

consistera ensuite à étudier des mécanismes physiques plausibles pour l'explication de ces asymétries et la restitution de leurs comportements.

Modèles de diffusion océanique

2.1 Télédétection micro-onde sur la surface océanique

La modélisation et la simulation de la réponse radar de la surface de mer est un problème double : la modélisation du problème de diffraction électromagnétique sur la surface, ainsi que la modélisation statistique et hydrodynamique de cette surface dont les composantes entrent en interaction avec l'onde électromagnétique incidente. Cette partie s'attachera d'abord à la description statistique de la surface de mer, caractérisée pour notre application par sa hauteur, ses pentes et son spectre. Ces grandeurs statistiques serviront comme entrées des modèles de diffusion électromagnétique abordés par la suite.

Description de la surface océanique

La surface de mer est siège d'agitations et d'interactions complexes à différentes échelles spatiales et temporelles. Vu son état chaotique, sa structure présente un aspect aléatoire dont la modélisation déterministe est difficile. La pertinence d'une description statistique de la surface océanique est donc évidente. Dans cette partie, quelques généralités sont d'abord passées en revue avant d'aborder la description statistique et spectrale de la surface océanique.

Généralités

Selon les forces de rappel et les processus physiques qui entrent en scène dans la dynamique et l'évolution des vagues, trois régimes de vagues de surface se différencient. Les vagues de *capillarité* sont les vagues de petites longueurs d'onde dont la propagation est principalement régie par l'action de la tension superficielle. Les longueurs d'onde de ces vagues capillaires sont millimétriques. Leurs dimensions vont ensuite augmenter par recouvrement et transfert d'énergie et la force de gravité vient relayer la tension superficielle dans l'entretien de ces vagues, corollairement dites vagues de *gravité*. Leurs longueurs d'onde s'étendent d'une dizaine de centimètres à quelques dizaines de mètres. Lorsque les forces de gravité et de tension de surface sont du même ordre, elles forment un régime intermédiaire de vagues de transition appelées vagues *de gravité-capillarité* dont les longueurs d'onde peuvent varier entre quelques millimètres et quelques centimètres.

Ces différentes ondes de surface possèdent un caractère dispersif puisque leur vitesse de propagation est fonction de leur longueur d'onde, les grandes vagues se propageant plus vite que les vagues plus courtes. La relation de dispersion reliant la pulsation temporelle (ω) au nombre d'onde spatial des vagues (k) est donnée par l'équation de base suivante :

$$\omega^2 = \left(gk + \frac{\gamma k^3}{\rho} \right) \tanh(kP) \quad (2.1.1)$$

où $g \simeq 9.81 \text{ m.s}^{-2}$ est l'accélération de pesanteur, γ [N.m^{-1}] la tension superficielle pour

l'eau de mer ($\gamma = 74.97 \times 10^{-3} \text{ N.m}^{-1}$ pour l'eau de mer à 10°C) et ρ [kg.m^{-3}] sa masse volumique ($\rho = 1027 \text{ kg.m}^{-3}$ pour l'eau de mer à 10°C). Ces deux quantités varient en fonction de la salinité, de la pression et de la température. P [m] désigne la profondeur de l'eau et k [rad.m^{-1}] la norme du vecteur d'onde reliée à la longueur d'onde λ par : $k = \|\mathbf{k}\| = \frac{2\pi}{\lambda}$.

L'équation (2.1.1) inclut les effets de gravité dans le premier terme et les effets de capillarité dans le second.

Puisque les ondes de surface se propagent à des vitesses de phase différentes, plusieurs systèmes de vagues peuvent coexister. L'action locale du vent sur une zone de mer induit la création de petites vagues qui constituent ce qu'on appelle **une mer de vent**. Certaines vagues de longueur d'onde supérieure se propagent en dehors de cette aire de génération, donnant naissance à ce qu'on appelle **la houle**. Ces grandes vagues sont souvent bien formées et très directives en termes d'énergie, contrairement à la mer de vent dont l'énergie se répartit sur une gamme étendue de fréquences et de directions. Une **mer croisée** est le résultat de l'interférence de deux systèmes de vagues de directions différentes.

L'étude dans ce manuscrit portera essentiellement sur la mer de vent. La vitesse du vent, communément mesurée à dix mètres de la surface (U_{10} [m.s^{-1}]), est un paramètre crucial dans la formation des vagues et la caractérisation de l'état d'une mer de vent. Un vent mesuré à une hauteur z donnée est lié à la vitesse de friction à la surface u^* par :

$$\begin{cases} u_z = u^*(z)/0.4 \ln(z/z_0) \\ z_0 = 0.684/u^*(z) + 4.28 \times 10^{-5} u^{*2}(z) - 4.43 \times 10^{-2} \end{cases} \quad (2.1.2)$$

Avec u_z en cm/s , z et z_0 en cm . En condition de stabilité neutre, un vent mesuré à une hauteur donnée z peut être converti en u_{10} par la relation suivante :

$$u_{10} = u_z \times 8.7403 / \ln(z/0.0016) \quad (2.1.3)$$

La rugosité de la surface dépend également du paramètre de **fetch** qui désigne la distance et la durée d'action du vent (on parle de distance ou de durée de fetch). On parle de mer **jeune** lorsque le fetch est court, ce qui correspond à une phase de croissance des vagues sous l'action du vent. Les vagues continuent à évoluer avec le fetch, jusqu'à ce qu'elles atteignent un régime d'équilibre lorsqu'un vent a régulièrement soufflé pendant suffisamment longtemps à une vitesse et une direction constantes. On parle alors de mer **pleinement développée**, qui correspond en théorie à une condition de fetch infini. On définit également **l'âge des vagues** comme le rapport entre la vitesse de phase des vagues dominantes et la vitesse du vent projetée dans la direction de propagation du train de vagues considéré.

Représentation statistique de la surface océanique

Considérons une surface de mer bidimensionnelle définie par sa hauteur h au-dessus d'un plan de référence. Cette hauteur est un processus aléatoire décrit par $h(\mathbf{r}, t)$ où $\mathbf{r} = (x, y)$ est le vecteur position spatial et t la dimension temporelle. Cette variation spatio-temporelle se réduit à une variation spatiale sous l'hypothèse d'ergodicité qui elle-même implique la stationnarité. Rappelons qu'un processus aléatoire est dit *ergodique d'ordre n* lorsque ses moments temporels (jusqu'à l'ordre n) existent et sont indépendants de

la réalisation. Sous cette hypothèse, les moments statistiques s'identifient aux moments temporels. Un processus aléatoire est dit *stationnaire* lorsque ses propriétés statistiques restent inchangées au cours du temps. Bien que l'hypothèse d'ergodicité soit difficile à vérifier, la surface de mer est généralement considérée comme ergodique (et donc stationnaire). La description statistique de la surface 2D se cantonne alors à la dépendance spatiale $h(x, y)$. L'hypothèse d'ergodicité implique également que la moyenne spatiale sur une réalisation de la surface est identique à la moyenne statistique sur différentes réalisations, ce qui implique que l'usage des moments statistiques et des moments spatiaux devient équivalent.

Distribution de hauteurs :

Dans sa représentation la plus simple, une surface de mer est caractérisée par une distribution des hauteurs gaussienne par rapport à un plan de référence. Par commodité, la distribution est souvent centrée :

$$h \sim \mathcal{N}(0, \sigma_h^2) \quad (2.1.4)$$

Avec $\sigma_h^2 = \langle (h - \langle h \rangle)^2 \rangle = \langle h^2 \rangle$ la variance des hauteurs, où $\langle \rangle$ désigne la moyenne d'ensemble spatiale. La densité de probabilité est alors donnée par :

$$p_h(z) = \frac{1}{\sigma_h \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{z^2}{2\sigma_h^2}} \quad (2.1.5)$$

L'hypothèse gaussienne est acceptable en vertu du théorème central limite, si on suppose que la surface de mer est la superposition d'un grand nombre de vagues indépendantes suivant la même loi. Dans ce cas, la surface est complètement décrite par sa distribution des hauteurs et sa fonction de corrélation (ou son spectre). L'hypothèse gaussienne est adoptée par simplicité dans notre analyse.

Fonction d'auto-corrélation des hauteurs :

La fonction d'auto-corrélation spatiale entre deux points \mathbf{R} et \mathbf{R}' de vecteurs position respectifs \mathbf{r} et \mathbf{r}' dans le plan horizontal est un indicateur de la corrélation statistique entre ces deux points. Elle est définie comme la moyenne statistique du produit des hauteurs :

$$\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \langle h(\mathbf{r}) h(\mathbf{r}') \rangle \quad (2.1.6)$$

Pour une surface stationnaire, l'auto-corrélation des hauteurs ne dépend que de la distance séparant les deux points de la surface $\mathbf{r}'' = \mathbf{r}' - \mathbf{r}$ et on a $\rho(\mathbf{r}) = \langle h(\mathbf{r}) h(\mathbf{r} + \mathbf{r}'') \rangle$. Elle est maximale lorsque les vecteurs position coïncident (i.e $\mathbf{r}'' = 0$), et on a alors $\rho(\mathbf{r}'' = 0) = \sigma_h^2$.

Représentation spectrale de la surface de mer

Le spectre de mer, ou encore densité spectrale de puissance de la surface, représente la répartition de l'énergie des vagues sur un ensemble de fréquences temporelles et/ou spatiales et de directions. L'aspect spatio-temporel de la surface donne naissance à différentes formes de spectres. En fixant la position en un point donné, on s'intéresse alors au spectre temporel en fréquence $S(\omega)$ ou $S(f)$, où ω est la pulsation temporelle des vagues

reliée à leur période T par $\omega = \frac{2\pi}{T} [\text{rad}\cdot\text{s}^{-1}]$, et $f = \frac{1}{T} [\text{Hz}]$ leur fréquence temporelle. De la même manière, à un instant donné, on s'intéresse au spectre spatial en nombre d'onde $S(k)$. La correspondance entre les dimensions spatiale (k) et temporelle (ω) se fait à travers la relation de dispersion (2.1.1) et les spectres non directionnels en fréquence et en nombre d'onde sont reliés par la relation de conservation de l'énergie totale (relation de Parseval) :

$$\int S(k) dk = \int S(\omega) d\omega \quad (2.1.7)$$

Pour rendre compte de la répartition angulaire de l'énergie de la surface, on s'intéresse aux spectres directionnels en fréquence $S(\omega, \phi)$ ou en vecteur d'onde $S(\mathbf{k}) = S(k, \phi)$, où ϕ est l'angle caractérisant la direction de propagation des vagues par rapport à la direction du vent.

Mesure de spectre de mer

Les trois dernières décennies ont connu un essor important dans la mesure des spectres de mer directionnels, et ce grâce à une amélioration notable des outils et techniques d'observation. Ces mesures viennent alimenter les modèles numériques et contraindre et améliorer les modèles empiriques et théoriques. Il existe une panoplie de moyens et techniques de mesures qui se répartissent en trois familles fondamentales :

- [Mesures locales in-situ](#)

En général, les instruments de mesure in-situ fournissent les séries temporelles de la hauteur de la surface, donnant ainsi accès au spectre directionnel en fréquence.

Ces mesures peuvent être effectuées par des systèmes embarqués sur des navires, ou encore des systèmes directement déployés dans l'eau, soient-ils immergés, flottant en surface, ancrés par des fonds ou encore dérivants suivant les vents et les courants. Les bouées sont le moyen in-situ le plus répandu dont les premières références pour les mesures de spectres de mer apparaissent dans un rapport de l'Amirauté Britannique (Barber, 1946). Ce type de mesures ne s'est cependant concrétisé qu'aux débuts des années 1960 comme rapporté par [Longuet-Higgins and Stewart \[1963\]](#). Depuis, un nombre important de bouées est déployé en mer afin de documenter, entre autres, les propriétés spectrales de la surface. Les premières bouées non-directionnelles sont équipées d'accéléromètres mesurant l'accélération verticale permettant de se ramener à l'élévation temporelle de la surface par une double intégration. Cette connaissance du signal d'élévation suffit pour restituer le spectre omnidirectionnel. Cependant, la connaissance de la répartition en direction exige des mesures complémentaires. Les bouées directionnelles mesurent généralement, en plus de l'accélération verticale, soit les accélérations dans les deux directions horizontales, qui par intégration permettent de remonter aux déplacements horizontaux, soit les composantes de la pente locale de la surface (tangage et roulis), à l'instar des premiers prototypes de [Longuet-Higgins and Stewart \[1963\]](#). Les covariances des trois séries temporelles mesurées par l'une de ces deux méthodes permettent de déterminer les premiers coefficients de la décomposition en série de Fourier du spectre directionnel. Le même principe s'applique pour d'autres combinaisons de trois séries temporelles sca-

lares, notamment celles enregistrées par les capteurs de pressions ou les sondes « p-u-v » qui, comme leur nom l'indique, mesurent la pression p et les deux composantes de la vitesse horizontale u et v . D'autres méthodes statistiques plus élaborées, comme la méthode du Maximum de Vraisemblance (MLM pour Maximum Likelihood Method), ou la Méthode du Maximum d'Entropie (MEM), permettent d'obtenir une estimation plus précise du spectre directionnel.

Les bouées les plus récentes sont équipées d'un système de positionnement (par exemple un récepteur GPS) permettant de renseigner leurs positions à chaque instant. Pour la plupart, les mesures brutes sont généralement transmises par liaison radio à une station de réception effectuant le traitement et le contrôle de ces données. Par ailleurs, un effort substantiel de mise en disponibilité et communication des données est entrepris. A titre d'exemple en France, le service de météorologie et de climatologie *Météo-France* ainsi que le centre d'études techniques maritimes et fluviales (*CETMEF*) font partie des principaux centres de diffusion de données en temps réel ou par archive.

Dans la famille des techniques in-situ, l'utilisation de mesures simultanées par un ensemble cohérent de capteurs permet l'obtention de spectres plus précis. Ces techniques ont été largement appliqués aux gauges et aux capteurs de pression, avec des méthodes statistiques variées pour l'estimation du spectre [Long and Hasselmann, 1997].

De par le coût de mise en place et de maintenance de la plupart des instruments de mesure in-situ, et compte tenu de la difficulté de leur déploiement dans certaines zones de la surface océanique (zones très profondes par exemple), ces derniers restent clairsemés sur des zones restreintes. Les mesures par télédétection ont permis de pallier à cette inhomogénéité des couvertures spatiales et ainsi combler la pénurie de données sur certaines régions, en fournissant des observations réparties sur tout le globe et pour des zones spatiales plus étendues.

Comme souligné précédemment, la télédétection offre de nouvelles perspectives quant à la mesure du spectre de mer. Il existe une variété d'instruments de télédétection actifs ou passifs, les plus répandus étant les dispositifs actifs présentant l'avantage d'effectuer des mesures de jour ou de nuit et de manière quasiment indépendante des conditions atmosphériques. Ces instruments regroupent les radars satellitaires ou aéroportés et les radars terrestres (radar HF, radar Doppler, radar micro-ondes), fixes ou embarqués sur des navires, opérant en ouverture réelle ou synthétique. Comme souligné précédemment, l'avantage capital de ces techniques par rapport aux mesures conventionnelles in-situ est leur couverture globale, à hautes résolutions temporelles et spatiales, de zones étendues de la surface océanique.

Radars satellitaires

Sans rentrer dans les détails des techniques d'inversion de spectres de vagues à partir d'images radar, le principe de base consiste à relier le spectre des images radar obtenu par transformée de Fourier du coefficient de rétrodiffusion au spectre d'élévation de la surface, moyennant une fonction de transfert. Des algorithmes d'inversion sont ensuite utilisés pour inverser le spectre des vagues à partir de cette relation.

La fonction de transfert qui intervient résulte de la combinaison de différentes contributions relatives aux mécanismes d'imagerie, ainsi qu'aux limitations inhérentes qui leur sont associées. La complexité de sa formulation dépendra donc des techniques d'imagerie utilisées. Sommairement, elle fait essentiellement intervenir les fonctions reliées aux mécanismes suivants :

- *Modulation géométrique (effet de tilt)* : Liée au fait que les petites vagues sont portées par les grandes et sont donc inclinées et vues à des angles d'incidence locale différents.
- *Modulation hydrodynamique* : Associée aux interactions non-linéaires dues à l'advection des vagues courtes par les vagues longues. Ces interactions induisent en général une modification de la distribution des petites vagues sur les profils des grandes.
- *Accumulation en distance (range bunching)* : Elle traduit la variation locale des élévations dans la direction radiale, variation liée encore une fois à la modulation géométrique des petites échelles dont l'élévation varie lorsqu'elles sont portées par les grandes échelles.
- *Accumulation en vitesse (Velocity bunching)* : Cette fonction est spécifique aux radars SAR imageant des surfaces en mouvement. La surface océanique étant en agitation permanente, le déplacement des vagues dans la direction azimutale induit un décalage Doppler supplémentaire à celui qui est associé au déplacement de l'instrument et qui est exploité pour la construction de l'image SAR. Cet artefact est essentiellement lié à la vitesse orbitale des vagues et crée un mécanisme de superposition des facettes rétrodiffusant de l'énergie vers le radar. Cette superposition peut être constructive lorsque la forte cohérence spatiale et temporelle des grandes vagues contribue au signal rétrodiffusé, ou destructive lorsque la cohérence diminue à cause de la présence des vagues courtes, ce qui se traduit par une distorsion du signal pour ces échelles et correspond tangiblement à un filtrage passe-bas dans la direction azimutale. Par conséquent, sans prise en compte correcte de cet effet pour les états de mer importants, cette coupure azimutale est large et la majorité des composantes hautes fréquences du spectre se déplaçant dans la direction azimutale ne sont pas correctement imagées, ce qui limite l'utilisation du SAR pour l'inversion correcte du spectre hautes fréquences.

La non-linéarité des combinaisons de ces fonctions rend le problème d'inversion de spectre non trivial. Notons que les deux premières fonctions de modulation géométrique et hydrodynamique sont communes à tous les instruments radar. L'imagerie SAR présente des difficultés supplémentaires liées aux distorsions non-linéaires, et des efforts considérables ont été fournis pour remédier à ces limitations afin d'améliorer, entre autres, l'extraction de spectres de vagues à partir d'images SAR [Engen and Johnsen \[1995\]](#); [Hasselmann et al. \[1985\]](#). Certaines méthodes reposent sur les inversions non-linéaires et font appel à des informations supplémentaires habituellement extraites des modèles numériques de vagues, tandis que d'autres utilisent des inversions quasi-linéaires ne nécessitant pas d'informations supplémentaires, mais ne pouvant pas résoudre la partie hautes fréquences du spectre des vagues [[Chapron et al., 2001](#)]. L'assimilation de données supplémentaires et leur couplage avec les données SAR reste donc le moyen le plus prometteur pour restituer l'intégralité du spectre directionnel.

En conclusion, le revers de la mesure de spectre par radar satellitaire, aéroporté ou terrestre concerne la nécessité d'établir des algorithmes fiables pour restituer les spectres

de mer ainsi que d'autres paramètres géophysiques. Cela étant, les axes d'amélioration peuvent concerner les méthodes de traitement des données SAR, les formulations des fonctions de transfert ou encore des techniques d'inversion. Par ailleurs, ne disposant pas de suffisamment de mesures in-situ sur des zones laborieusement accessibles, le problème de validation des mesures des spectres sur ces zones peut se poser.

Modélisation du spectre de mer

Les spectres océanographiques sont non centro-symétriques et présentent, à l'heure actuelle, des difficultés majeures quant à leur couplage avec les modèles électromagnétiques. L'alternative est de recourir à des modèles dont le couplage avec les modèles électromagnétiques permet le calcul numérique du champ rétrodiffusé.

Les modèles numériques reposent en général sur la résolution de l'équation de conservation de l'action (ou de l'énergie) en chaque point de la zone d'intérêt, et ce en prenant en compte les différentes sources d'évolution du spectre, à savoir l'énergie apportée aux vagues par le vent, la dissipation des vagues par viscosité ou par déferlement ainsi que les interactions non-linéaires entre les différentes composantes de surface. Nous pouvons faire référence aux derniers modèles dits de "troisième génération", dont le modèle WAM (WAVE Model) établi par le groupe américain WAMDI (Wave Model Development and Implementation) et le modèle WAVEWATCH III développé par la "National Oceanic and Atmospheric Administration" (NOAA). Ces modèles de prévision reproduisent souvent des formes réalistes du spectre basses fréquences, mais peinent à reproduire la partie hautes fréquences.

La prise en compte de la surface dans les modèles de rétrodiffusion océanique se fait classiquement via le spectre spatial directionnel $\Psi(\mathbf{k})$ qui est relié à la fonction d'auto-corrélation bidimensionnelle par sa transformée de Fourier (Généralisation du théorème de Wiener-Khintchine) :

$$\Psi(\mathbf{k}) = \text{TF}[\rho(\mathbf{r})] = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{\mathbb{R}^2} \rho(\mathbf{r}) \exp^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} d\mathbf{r} \geq 0 \quad [m^4] \quad (2.1.8)$$

La formulation analytique de ce spectre est classiquement décomposée en une partie omnidirectionnelle $S_{omni}(k)$ qui correspond à la composante moyenne du spectre dans toutes les directions, et une partie directionnelle $f(k, \phi)$, qui rend compte de la distribution azimutale de l'énergie :

$$\Psi(k, \phi) = \frac{1}{k} S_{omni}(k) f(k, \phi) = \frac{1}{k^4} B_{omni}(k) f(k, \phi) \quad (2.1.9)$$

où ϕ désigne la direction de l'onde EM par rapport à la direction du vent. La fonction d'étalement angulaire $f(k, \phi)$ satisfait la condition de normalisation :

$$\int_0^{2\pi} f(k, \phi) d\phi = 1 \quad (2.1.10)$$

et $B_{omni}(k)$ le spectre de courbure est relié au spectre omnidirectionnel par :

$$S_{omni}(k) = k^{-3} B_{omni} \quad (2.1.11)$$

Les moments pairs du spectre sont reliés aux variances des différentielles de la hauteur par rapport à une dimension spatiale x_i :

$$M_{2n} = \int_{\mathbb{R}^2} k^{2n} \Psi(\mathbf{k}) d\mathbf{k} = \left\langle \left| \frac{\partial^n h}{\partial x_i^n} \right|^2 \right\rangle \quad (2.1.12)$$

Ces variances correspondent à des grandeurs mesurables expérimentalement et décrivent certaines propriétés géométriques de la surface. En particulier, le moment d'ordre 0 ($n=0$) du spectre correspond à la hauteur quadratique moyenne. Il est proportionnel au carré de la hauteur significative des vagues H_s , grandeur calculée et bien documentée à partir des enregistrements d'élévation de la surface, et dont la contribution majeure provient des vagues de gravité :

$$M_0 = \frac{H_s^2}{16} = \int_{\mathbb{R}^2} \Psi(k, \phi) k dk d\phi = \int_0^\infty S_{omni}(k) dk \quad (2.1.13)$$

Le moment d'ordre deux ($n=1$) donne la variance des pentes (mss pour mean square slope). La pondération du spectre par le carré du nombre d'onde (k^2) dans l'intégrande fait qu'une contribution importante à la mss provient des vagues de capillarité associées à des nombres d'onde importants. Cette grandeur constitue un élément important dans la caractérisation des pentes de la surface et représente un paramètre essentiel dans notre analyse.

$$M_2 = mss = \int_{\mathbb{R}^2} k^2 \Psi(k, \phi) k dk d\phi = \int_0^\infty k^2 S_{omni}(k) dk \quad (2.1.14)$$

Une mss filtrée peut également être obtenue par intégration partielle du spectre des pentes :

$$mss_{filtrée} = \int_{k_1}^{k_2} k^2 \Psi(k, \phi) k dk d\phi = \int_{k_1}^{k_2} k^2 S_{omni}(k) dk \quad (2.1.15)$$

Le moment d'ordre 4 ($n=2$) correspond à la variance des courbures (msc pour mean square curvature) :

$$M_4 = msc = \int_{\mathbb{R}^2} k^4 \Psi(k, \phi) k dk d\phi = \int_0^\infty k^4 S_{omni}(k) dk \quad (2.1.16)$$

Modèles de spectres de référence

Historiquement, les premiers spectres de mer ont été développés pour les vagues longues uniquement et les premiers efforts de modélisation ont commencé avec les travaux de Phillips [Phillips, 1958]. Parmi les spectres historiques de référence, on peut citer le spectre de Pierson-Moskowitz [Pierson and Moskowitz, 1964] élaboré pour les mers pleinement développées et paramétré par la vitesse du vent. Il a été formulé en se basant sur l'analyse de mesures réalisées en atlantique nord à partir de navires météorologiques. La condition de mer développée n'étant pas toujours vérifiée, Hasselmann et al. introduisent le spectre de JONSWAP [Hasselmann et al., 1973], adapté en condition de fetch limité. Il est fondé sur les mesures expérimentales acquises en mer du Nord dans le cadre du projet JONSWAP (Joint North Sea Wave Project) en 1969. Plus tard en 1985, Donelan et al. [1985] établissent un spectre de mer paramétré par l'âge des vagues et la vitesse du vent, à partir de mesures effectuées sur le Lac Ontario et de mesures de souffleries. A ce stade de la modélisation, la partie hautes fréquences du spectre de mer est encore mal

connue. Plus tard dans les années 80, des efforts pour améliorer la modélisation de cette partie du spectre sont entrepris en introduisant des modèles dit « unifiés », prenant en compte les régimes de gravité et capillarité. Idéalement, ces modèles unifiés doivent être en mesure de rendre compte du couplage entre les petites et grandes longueurs d'onde, et ainsi traduire les différents apports et transferts d'énergie entre elles. Les spectres unifiés qui ont été développés jusqu'à présent avancent dans cette perspective notamment en respectant les contraintes optiques ou radar provenant de différents types de mesures expérimentales. Le spectre dit d'Elfouhaily [Elfouhaily et al., 1997] est parmi les modèles unifiés qui ont été amplement utilisés en télédétection océanique. C'est le résultat de la compilation de différents travaux antécédents (notamment ceux de Apel [1994]; Bjerkaas and Riedel [1979]; Donelan and Pierson [1987]), tout en les améliorant essentiellement en imposant la cohérence avec les mesures des variances de pentes de Cox et Munk [Cox and Munk, 1954] et la concordance avec les courbures de vagues de gravité-capillarité obtenues en laboratoire par les mesures de Jähne and Riemer [1990] et Hara et al. [1994]. La formulation de ce spectre est donnée par :

$$\Psi(k, \phi) = \frac{1}{k} \underbrace{k^{-3} [B_l + B_h]}_{B_{omni}(k)} \underbrace{\frac{1}{2\pi} [1 + \Delta(k) \cos(2\phi)]}_{f(k, \theta)} \quad (2.1.17)$$

Le spectre omnidirectionnel B_{omni} s'écrit comme la somme d'une partie basses fréquences B_l et une partie hautes fréquences B_h , dont les paramètres ont été ajustés de manière à restituer les dynamiques des courbures observées pour les mesures en laboratoire de Jähne and Riemer [1990] et Hara et al. [1994], et retrouver les mesures de variances de pentes de Cox et Munk par intégration du spectre des pentes.

La fonction d'étalement du spectre angulaire d'Elfouhaily $f(k, \theta)$ est centro-symétrique et formulée comme une expansion en série de Fourier tronquée à la deuxième harmonique paire, dont le coefficient $\Delta(k)$ traduit essentiellement le transfert d'énergie des petites vagues vers les grandes vagues. Il est donné par le rapport upwind / crosswind du spectre directionnel :

$$\Delta(k) = \frac{\psi(k, 0) - \psi(k, \pi/2)}{\psi(k, 0) + \psi(k, \pi/2)} \quad (2.1.18)$$

2.2 Modèles de diffusion électromagnétique

Position du problème - Définitions et notations

Dans le cas général, on considère une surface rugueuse décrite par l'équation $z = h(x, y)$ dans un repère cartésien $(\mathbf{O}, \hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$. Toutes les grandeurs écrites en gras sont vectorielles. Pour un vecteur \mathbf{A} quelconque, les notations A et $\hat{\mathbf{A}}$ font référence à sa norme et sa direction respectivement. Pour tout point de la surface de vecteur position \mathbf{R} , on peut écrire : $\mathbf{R} = \mathbf{r} + z\hat{z} = \mathbf{r} + h(r)\hat{z}$. Les ondes EM sont supposées harmoniques et la dépendance temporelle en $e^{-i\omega t}$ est implicite. On considère une onde EM incidente caractérisée par un vecteur d'onde $\mathbf{K}_0 = \mathbf{k}_0 - q_0\hat{z}$, induisant une onde diffractée caractérisée par un vecteur d'onde $\mathbf{K}^+ = \mathbf{k} + q\hat{z}$. Les composantes horizontales \mathbf{k}, \mathbf{k}_0 et verticales q, q_0 des vecteurs d'onde sont reliées par la relation : $K_0^2 = k^2 + q^2 = k_0^2 + q_0^2$, K_0 étant le nombre d'onde EM ($K_0 = \|\mathbf{K}_0\| = \|\mathbf{K}\| = \frac{2\pi}{\lambda_0}$). On définit également le vecteur d'Ewald \mathbf{Q} que l'on exprime en fonction de sa projection dans les plans horizontal (\mathbf{Q}_H) et vertical (Q_z) par : $\mathbf{Q} = \mathbf{Q}_H + Q_z\hat{z}$, avec $\mathbf{Q}_H = \mathbf{k} - \mathbf{k}_0$ et $Q_z = q + q_0$.

On considère les bases de polarisation canoniques incidente et diffractée définies par :

$$\mathbf{p}_1^\pm(\mathbf{k}) = \frac{k\hat{z} \pm q\hat{\mathbf{k}}}{K}, \quad \mathbf{p}_2^\pm(\mathbf{k}) = \hat{z} \times \hat{\mathbf{k}} \quad (2.2.19)$$

Où p_1, p_2 correspondent aux polarisations verticale et horizontale respectivement et les exposants (+) et (-) indiquent des ondes planes montantes et descendantes respectivement.

Pour une onde plane incidente d'amplitude unité et de polarisation \mathbf{E}_0 , le champ incident s'écrit comme suit :

$$\mathbf{E}_i(\mathbf{R}) = e^{i\mathbf{K}_0 \cdot \mathbf{R}} \mathbf{E}_0 = e^{i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r} - iq_0 z} \mathbf{E}_0 \quad (2.2.20)$$

Le champ électrique diffusé en champ lointain est généralement représenté par une superposition d'ondes planes sortantes. Cette représentation est appelée développement de *Rayleigh* et se formule de la manière suivante ([Voronovich \[1994\]](#))

$$\mathbf{E}_d(\mathbf{R}) = \int_{\mathbb{R}^2} \frac{d\mathbf{k}}{q} \mathbb{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + iqz} \mathbf{E}_0 \quad (2.2.21)$$

où $\mathbb{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$ est l'opérateur dyadique de diffraction :

$$\mathbb{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \mathbf{E}_0 = \sum_{i,j=1}^2 S_{ji}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \mathbf{p}_j^+(\mathbf{k}) \mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{p}_i^-(\mathbf{k}_0) \quad (2.2.22)$$

La décomposition de ce champ diffracté sur les bases de polarisations incidente et diffractée donne lieu à la matrice de diffraction classiquement estimée par les modèles EM :

$$S(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \begin{bmatrix} S_{VV}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) & S_{VH}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \\ S_{HV}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) & S_{HH}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \end{bmatrix}$$

Quand on s'intéresse au calcul du champ lointain ($R \rightarrow \infty$) dans la direction de diffraction \mathbf{K} , le champ possède une structure d'onde locale sphérique et s'écrit comme suit :

$$\mathbf{E}_d(R\hat{\mathbf{K}}) = \frac{e^{iKR}}{iR} S(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \mathbf{E}_0 \quad (2.2.23)$$

La grandeur habituellement utilisée en télédétection est le coefficient de rétrodiffusion ou encore la section efficace radar normalisée (NRCS pour Normalized Radar Cross-Section). Pour une onde plane incidente, elle est définie comme le flux sortant en champ lointain normalisé par l'aire illuminée A . Elle est reliée à la variance de l'amplitude de diffusion par :

$$\sigma_{ij}^0(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \lim_{A \rightarrow +\infty} \frac{4\pi \langle |S_{ij}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) - \langle S_{ij}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \rangle|^2 \rangle}{A} \quad (2.2.24)$$

La résolution du problème de diffraction sur la surface de mer consiste à calculer l'amplitude de diffraction et la NRCS diffusées par cette surface. Pour ce faire, deux familles de méthodes se distinguent :

Les modèles rigoureux se basent sur la résolution numérique des équations de Maxwell après un maillage de la surface qui conditionne la précision de la résolution. Ces modèles permettent de calculer le champ diffusé sur un large domaine de validité, mais présentent l'inconvénient de nécessiter des temps de calcul prohibitifs et des espaces mémoire conséquents, plus le fait d'être restreints à des surfaces de dimensions limitées. Les articles de références [Saillard and A.Sentenac, 2001; Warnick and Chew, 2001] explorent en détail ces modèles rigoureux ainsi que les méthodes de simulation numériques sous-jacentes.

Les modèles asymptotiques reposent sur des approximations physiques du champ diffracté, valables sous des hypothèses simplificatrices portant sur un ou plusieurs paramètres. Ils ont pour avantage de présenter des formulations analytiques et d'être numériquement efficaces. Ils ont cependant des domaines de validité restreints vis-à-vis des paramètres de l'onde électromagnétique (longueur d'onde, géométrie...) et des paramètres de rugosité de la surface (variance des hauteurs, variance des pentes, rayon de courbure...). Une revue détaillée des différents modèles asymptotiques est effectuée dans Elfouhaily and Guérin [2004]. Notons que les modèles rigoureux sont généralement employés dans l'objectif de cerner les domaines de validité des méthodes asymptotiques.

Dans ce qui suit, les modèles asymptotiques de référence utilisés le long de ce travail de thèse sont présentés.

Modèles électromagnétiques de diffusion

Approximation de Kirchhoff (KA pour Kirchhoff Approximation)

L'approximation de Kirchhoff est l'une des méthodes approchées les plus anciennes et les plus communément employées pour le calcul de la NRCS dans la zone nadir. Elle repose sur l'hypothèse que la longueur d'onde est faible devant le rayon de courbure moyen de la surface ($R_c > \lambda$), auquel cas la surface peut être considérée comme localement plane. Elle est connue sous le nom de « l'Approximation du plan tangent » ou encore « Approximation de l'optique physique » dans sa version hautes fréquences.

Approximation du plan tangent

L'approximation du plan tangent consiste à assimiler le champ rétrodiffusé par un point de la surface au champ produit par réflexion spéculaire par un plan tangent au même point. L'onde incidente est ainsi réfléchié spéculairement par le plan tangent et le champ diffracté ne dépend donc que du coefficient de réflexion de Fresnel calculé à

l'angle d'incidence local considéré. Cette approximation est valable pour des surfaces présentant de faibles ondulations puisqu'elle ne prend pas en compte les effets de courbures. Elle n'est pas adaptée en configuration rasante pour laquelle les effets d'ombrage et de diffusion multiple ne peuvent pas être négligés. Elle est également insensible à la polarisation. L'amplitude diffractée dans le cadre de cette approximation se formule comme suit :

$$\mathbb{S}_{\text{KA}}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \frac{1}{Q_z} \int \mathbb{K}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0, \nabla \mathbf{h}) e^{-i\mathbf{Q}_H \cdot \mathbf{r} - iQ_z h(\mathbf{r})} d\mathbf{r} \quad (2.2.25)$$

où \mathbb{K} est la dyade de Fresnel dans le repère local du plan tangent.

Approximation de l'optique physique

Le noyau \mathbb{K} dans l'intégrale de KA dépend de manière non triviale des pentes de la surface et l'approximation du plan tangent ne permet pas de le simplifier davantage. L'intégrale de l'équation (2.2.25) est oscillante et difficile à calculer analytiquement aussi bien qu'à évaluer numériquement. Pour la simplifier, l'approximation de la phase stationnaire [Stogryn, 1967], valide uniquement en hautes fréquences, est alors utilisée. Elle permet de s'affranchir de la dépendance des pentes, en supposant que la contribution majeure de l'intégrande oscillante provient du terme où la phase est stationnaire. Les points de surface pour lesquels la phase est stationnaire correspondent aux points de réflexion spéculaire dont la pente dépend uniquement des angles d'incidence et de diffraction $\nabla \mathbf{h}_s = -\frac{\mathbf{Q}_H}{Q_z} = -\frac{\mathbf{k} - \mathbf{k}_0}{q + q_0}$. Ainsi la dépendance du noyau des pentes est-elle supprimée et l'amplitude de diffraction se réécrit de la manière suivante :

$$\mathbb{S}_{\text{KA}}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \mathbb{K}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \underbrace{\frac{1}{Q_z} \int e^{-i\mathbf{Q}_H \cdot \mathbf{r} - iQ_z h(\mathbf{r})} d\mathbf{r}}_{I_s} \quad (2.2.26)$$

L'intégrale I_s est appelée *intégrale de Kirchhoff* et intervient dans les modèles unifiés traités plus tard dans cette section. L'amplitude de diffusion dans l'équation (2.2.26) correspond à l'approximation de Kirchhoff hautes fréquences (KA-HF pour High-Frequency Kirchhoff Approximation), parfois dite aussi méthode de l'optique physique (PO pour Physical Optics).

Approximation de l'optique géométrique

L'optique géométrique (GO pour Geometrical Optics) est une approximation encore plus simplifiée qui permet de s'affranchir de la dépendance des hauteurs dans le terme de phase. Il s'agit de la limite asymptotique de l'approximation PO pour une fréquence EM infinie. La NRCS dans chaque direction est proportionnelle à la densité des facettes réfléchissant spéculairement l'onde vers le radar :

$$\sigma^0 = \left| \frac{\mathbb{K}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)}{Q_z} \right|^2 P \left(-\frac{\mathbf{k} - \mathbf{k}_0}{q + q_0} \right) \quad (2.2.27)$$

Où P est la densité de probabilité des pentes de la surface.

Méthode des petites perturbations - Diffusion de Bragg

Dans le domaine basses fréquences, la méthode des petites perturbations (SPM pour Small Perturbation Method) est la plus ancienne et la plus utilisée. Cette méthode est

adaptée pour les angles d'incidence obliques ($[20^\circ - 50^\circ]$) et consiste à effectuer un développement perturbatif de l'amplitude de diffraction en fonction des hauteurs de la surface. Pour que ce développement soit valide, la surface est supposée faiblement rugueuse et les hauteurs des vagues sont petites devant la longueur d'onde radar. Le champ calculé par la méthode SPM est décomposé en une somme du champ diffusé sur une surface plane et d'autres contributions de différents ordres traduisant les faibles perturbations de cette surface. L'amplitude de diffusion est formulée par un développement de Taylor-Volterra en fonction des hauteurs de la surface (h) comme suit :

$$\mathbb{S}_{\text{SPM}}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \frac{1}{Q_z} \mathbb{B}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \delta(Q_H) - i \mathbb{B}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \hat{h}(Q_H) - Q_z \int \mathbb{B}_2(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0, \boldsymbol{\xi}) \hat{h}(\mathbf{k} - \boldsymbol{\xi}) \hat{h}(\boldsymbol{\xi} - \mathbf{k}_0) d\boldsymbol{\xi} + \dots \quad (2.2.28)$$

Où $\hat{h}(\boldsymbol{\xi})$ désigne la transformée de Fourier des hauteurs de la surface.

La méthode a été initialement développée aux premier et deuxième ordres par Rice [Rice \[1951\]](#), et complétée par Peake ([Peake \[1959\]](#)) et Valenzuela ([Valenzuela \[1967, 1968\]](#)). Des travaux plus récents ont permis de pousser les développements à des ordres supérieurs (trois et quatre) ([Demir and Johnson \[2003\]](#); [Johnson \[1999\]](#)). En pratique, les premiers et deuxièmes ordres restent les plus utilisés pour estimer la NRCS de la surface de mer.

La méthode SPM est communément référencée par la théorie de Bragg. Les noyaux \mathbb{B} et \mathbb{B}_2 sont d'ailleurs appelés noyaux de Bragg au premier et deuxième ordre. En effet, le champ réfléchi dans le cadre de cette approche est essentiellement expliqué par un mécanisme de résonance, appelé résonance de Bragg. L'onde radar entre en résonance avec les petites vagues de surface lorsque la différence de marche est proportionnelle à la demi-longueur d'onde électromagnétique. Pour les fréquences micro-ondes habituellement utilisées, ces longueurs d'ondes correspondent aux vagues de gravité-capillarité courtes et/ou aux vagues de capillarité. Dans le cas d'une surface gaussienne constituée de vagues courtes produites par une perturbation du 1er ordre, Wright ([Wright \[1968\]](#)) montre que la NRCS rétrodiffusée est directement liée au spectre des hauteurs de la surface et aux coefficients de réflexion à la surface par :

$$\sigma^0(\theta)_{ij} = 4\pi k^4 \cos^4\theta |g_{ij}(\theta)|^2 W(2k \sin\theta, 0) \quad (2.2.29)$$

Où W est le spectre en nombre d'onde bi-dimensionnelle évalué à la fréquence de Bragg, les indices i, j désignent les polarisations des ondes incidente et diffractée respectivement et g_{ij} les coefficients de réflexion du premier ordre donnés par :

$$\begin{cases} g_{\text{HH}}(\theta) = \frac{\epsilon_r - 1}{[\cos\theta + (\epsilon_r - \sin^2\theta)^{\frac{1}{2}}]^2} \\ g_{\text{VV}}(\theta) = \frac{(\epsilon_r - 1)[\epsilon_r(1 + \sin^2\theta) - \sin^2\theta]}{[\epsilon_r \cos\theta + (\epsilon_r - \sin^2\theta)^{\frac{1}{2}}]^2} \end{cases} \quad (2.2.30)$$

Avec ϵ_r la constante diélectrique relative et θ l'angle d'incidence.

Bien que la diffusion de Bragg reproduit bien la NRCS en polarisation verticale aux angles d'incidence modérés, elle peine clairement à reproduire les bons niveaux de la NRCS en polarisation horizontale (et donc les bons niveaux du rapport de polarisation)

pour des angles d'incidence plus élevés. Cela est essentiellement dû au fait que la diffusion de Bragg telle qu'elle a été formulée dans l'équation (2.2.29) ne prend pas en compte l'orientation des petites vagues portées par les grandes, ni les mécanismes physiques tels que les déferlements et les réflexions multiples qui modifient considérablement la NRCS aux angles d'incidence élevés, notamment en polarisation horizontale.

Modèles unifiés

Les modèles unifiés ont pour objectif de faire la transition entre les approximations haute fréquence aux incidences normales et les approximations basses fréquences aux incidences modérées, assurant ainsi des domaines de validité plus larges.

Modèle deux-échelles (Modèle de Bragg tilté)

Comme souligné précédemment, l'approximation KA est applicable uniquement pour les surfaces présentant des irrégularités grandes devant la longueur d'onde, et inversement, la méthode SPM est exclusivement valide pour les petites rugosités. En réalité, la surface de mer possède un aspect multi-échelle qui incorpore essentiellement, et de manière indissociable, les petites et les grandes échelles de rugosité. La coexistence de ces deux échelles de la surface induit, entre autres, un mécanisme purement géométrique dans lequel les petites vagues sont portées par les grandes et sont donc inclinées et vues à des incidences locales différentes par le radar. Pour tenir compte de cet effet, le raisonnement dit deux-échelles ou double-échelles a été introduit par Wright (Wright [1968]). Dans cette approche, on suppose que la surface de mer est représentée par un ensemble de facettes faiblement rugueuses portées et orientées par les grandes vagues. Considérons une facette initialement contenue dans le plan horizontal (en supposant que le plan d'incidence est le plan vertical) et illuminée sous un angle d'incidence nominale θ . La présence des grandes vagues induit une déviation de la normale à la facette par un angle τ dans le plan d'incidence et un angle δ dans le plan perpendiculaire au plan d'incidence. L'angle d'incidence local résultant θ_i est donné par : $\cos \theta_i = \cos(\theta - \tau) \cdot \cos \delta$ et les NRCS rétrodiffusées par cette facette en polarisation horizontale et verticale sont données par (Valenzuela [1978]) :

$$\sigma_{\text{HH}}^0(\theta_i) = 4\pi k^4 \cos^4 \theta \left| \left(\frac{\alpha \cos \delta}{\alpha_i} \right)^2 g_{\perp\perp}(\theta_i) + \left(\frac{\sin \delta}{\alpha_i} \right)^2 g_{\parallel\parallel}(\theta_i) \right|^2 W(2k\alpha, 2k\gamma \sin \delta) \quad (2.2.31)$$

$$\sigma_{\text{VV}}^0(\theta_i) = 4\pi k^4 \cos^4 \theta \left| \left(\frac{\alpha \cos \delta}{\alpha_i} \right)^2 g_{\parallel\parallel}(\theta_i) + \left(\frac{\sin \delta}{\alpha_i} \right)^2 g_{\perp\perp}(\theta_i) \right|^2 W(2k\alpha, 2k\gamma \sin \delta) \quad (2.2.32)$$

Où $\alpha_i = \sin \theta_i$, $\alpha = \sin(\theta - \tau)$, $\gamma = \cos(\theta - \tau)$ et $g_{\perp\perp}$, $g_{\parallel\parallel}$ les coefficients de réflexion donnés dans l'équation (2.2.30) pour les polarisations HH et VV respectivement. Notons que les équations (2.2.31) et (2.2.32) coïncident avec l'équation (2.2.29) en absence de tilt i.e $(\tau, \delta) = (0, 0)$.

Le raisonnement deux-échelles consiste à intégrer les réponses produites par les différentes facettes pondérées par la densité de probabilité des pentes des grandes vagues P, ce qui revient à effectuer la convolution des NRCS obtenues dans les équations (2.2.31) et (2.2.32) avec cette distribution P :

$$\sigma^0(\theta_i)_{ij} = \sigma_{ij}^0(\theta, \psi, \delta) * P(\psi, \delta) \quad (2.2.33)$$

Bien que ce modèle soit simple à mettre en œuvre, il nécessite un choix judicieux de la fréquence de coupure séparant la partie du spectre des vagues courtes et celle des vagues longues. Le choix de cette fréquence de coupure a fait l'objet de plusieurs études et représente le principal inconvénient de cette méthode.

Modèle composite

Dans sa formulation la plus simple, le modèle composite combine le modèle de l'Optique Géométrique (GO) pour les grandes vagues et l'approximation des petites perturbations au premier ordre (SPM1) pour les petites vagues portées et modulées par les grandes échelles. Le coefficient de rétrodiffusion s'écrit simplement :

$$\sigma_{composite}^0 = \sigma_{GO}^0 + \sigma_{SPM1}^0 * P \quad (2.2.34)$$

P étant la densité de probabilité des grandes vagues. Encore une fois, l'inconvénient majeur de cette approche est la sensibilité à la fréquence de coupure.

Approximation des petites pentes

La méthode des petites pentes (SSA pour Small Slope Approximation) a été développée par [Voronovich \[1985\]](#) comme une théorie unifiée dont l'objectif est de satisfaire les deux approximations fondamentales SPM et KA aux limites asymptotiques. Contrairement à la plupart des méthodes perturbatives, l'expression de l'amplitude de diffraction n'est pas obtenue par un développement par rapport à un paramètre bien déterminé : elle est formulée sous forme d'une série de fonctions de la rugosité de surface dont la structure respecte les propriétés d'invariance que doit satisfaire a priori l'amplitude de diffraction, en particulier l'invariance de phase. L'amplitude de diffraction dans cette approximation est donnée par :

$$S_{SSA}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \frac{1}{Q_z} \int e^{-i\mathbf{Q}_H \cdot \mathbf{r} - iQ_z h(r)} \left(\mathbb{B}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) - iQ_z \int \mathbb{M}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \boldsymbol{\xi}) h(\boldsymbol{\xi}) e^{i\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r} \right) \quad (2.2.35)$$

Où

$$\mathbb{M}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \boldsymbol{\xi}) = \frac{1}{2} (\mathbb{B}_2(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \mathbf{k} - \boldsymbol{\xi}) + \mathbb{B}_2(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \mathbf{k}_0 + \boldsymbol{\xi}) - \mathbb{B}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)) \quad (2.2.36)$$

Les composantes de ce développement sont déterminées par une identification (non triviale pour les ordres supérieurs à 2) en imposant la correspondance avec la série SPM à tous les ordres dans la limite des faibles rugosités, plus le choix d'une gauge sur les noyaux des différents ordres. En procédant ainsi, \mathbb{B} et \mathbb{B}_2 s'identifient aux noyaux de Bragg au premier et deuxième ordre.

La première intégrale de l'équation (2.2.35) correspond à l'approximation SSA au premier ordre (notée SSA1). Sa formulation qui s'assimile à une intégrale de kirchhoff pondérée par le noyau de Bragg du 1er ordre présente l'avantage d'être simple analytiquement et efficace numériquement, et d'avoir un domaine de validité bien plus large que la méthode SPM1. En pratique, SSA1 suffit pour une bonne estimation de la NRCS co-polarisée. L'approximation au deuxième ordre (SSA2) (2.2.36), est performante pour l'estimation de la NRCS en polarisation croisée, mais présente l'inconvénient d'être numériquement complexe. Le développement aux ordres supérieurs à deux devient très complexe.

Modèle GOSSA

L'inconvénient majeur des modèles deux échelles est leur sensibilité à la fréquence de coupure séparant le spectre des petites et grandes vagues. Le modèle GOSSA proposé par Soriano et Guérin (Soriano and Guérin [2008]), est un modèle deux-échelles robuste au choix de cette fréquence de coupure. Il combine l'optique géométrique (GO) pour les basses fréquences de la surface et l'approximation faibles pentes (SSA) pour les hautes fréquences. L'approche consiste à assimiler les grandes vagues à une succession de facettes adjacentes aléatoirement orientées et de même aire projetée sur l'horizontale. La contribution de ces grandes échelles est alors calculée par l'approximation GO. Les petites vagues sont ensuite superposées à ces grandes vagues selon la direction de la normale, et leur contribution à l'écho radar est calculée avec le modèle SSA1. La NRCS totale estimée par GOSSA s'écrit de la manière suivante (Soriano and Guérin [2008]) :

$$\sigma_{\text{GOSSA}}^0 = \sigma_{\text{GO}}^0 \times e^{-Q^2 \sigma_s^2} \left[1 - e^{-(q_z \sigma_L)^2} \right] + \sigma_{\text{SSA1}}^0 * P \quad (2.2.37)$$

Où Q est la norme du vecteur d'Ewald, σ_L la hauteur moyenne des grandes vagues et σ_s celle des petites vagues.

En absence des petites échelles ($\sigma_L = 0$) et pour un large paramètre de Rayleigh ($q_z \sigma_L \gg 1$), le modèle GO est retrouvé. Inversement, en l'absence des grandes échelles, la densité de probabilité des pentes se réduit à un dirac et la NRCS obtenue est celle du modèle SSA1.

État de l'art sur les asymétries directionnelles

3.1 Introduction

Les mesures de la variation azimutale de la surface de mer sont amplement exploitées, notamment dans un contexte d'inversion de vent de surface. En effet, la détermination du vecteur de vent de la surface est basée sur la modification de la rugosité sous l'action du vent, et par conséquent la modification de la mesure radar, le vent étant considéré comme le premier facteur modulant cette rugosité. Cependant, d'autres facteurs peuvent altérer le développement des vagues et modifier la réponse radar de la surface. On peut citer à titre d'exemple les facteurs de viscosité, de température de l'eau de surface ou encore les effets de courants et de houle. La présence de l'écume ou de la pluie peuvent également jouer un rôle dans la modification de la réponse radar.

La complexité de la dépendance de la réponse radar au vecteur vent a rendu l'étude théorique à ce jour non satisfaisante et a conduit à la réalisation de plusieurs études empiriques se basant sur diverses bases de données satellitaires ou aéroportées. Les modèles empiriques établissant la relation entre le coefficient de rétrodiffusion mesuré et le vecteur de vent de surface sont généralement appelés GMFs (Geophysical Model Function). Dans un contexte d'estimation de vitesses de vent de surface, le diagramme 3.1 représente un schéma simplifié de l'algorithme d'inversion à partir de modèles empiriques établis au préalable. Les données d'entrée de l'algorithme sont les mesures de NRCS, l'angle d'incidence ainsi que les estimations de la direction du vent. Dans notre étude, nous nous intéressons plutôt à la procédure d'établissement de la GMF qui, inversement, requiert la connaissance préalable des vitesses et directions du vent ainsi que les paramètres de la géométrie radar (angles d'incidence et d'azimut). La littérature sur ce sujet est pléthorique et l'objectif de ce chapitre est de passer en revue divers modèles empiriques décrivant la variation directionnelle de la NRCS et les données expérimentales servant à les établir. Nous nous intéressons à l'étude des asymétries directionnelles obtenues par les différentes GMFs pour plusieurs bandes de fréquences, avant d'effectuer une analyse comparative et une synthèse des différentes tendances et comportements retenus. Une telle analyse nous permettra de mettre en évidence les tendances générales des asymétries en fonction de la polarisation, l'angle d'incidence, la vitesse du vent ainsi que la fréquence électromagnétique.

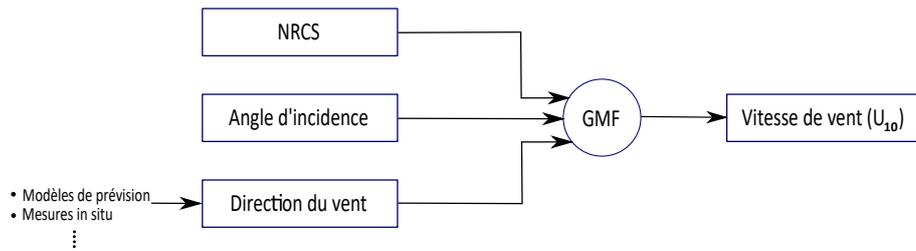


FIGURE 3.1 – Algorithme d’inversion de vitesse de vent moyennant les modèles empiriques reliant les mesures de la NRCS à la direction du vent, les deux étant des entrées de l’algorithme d’inversion.

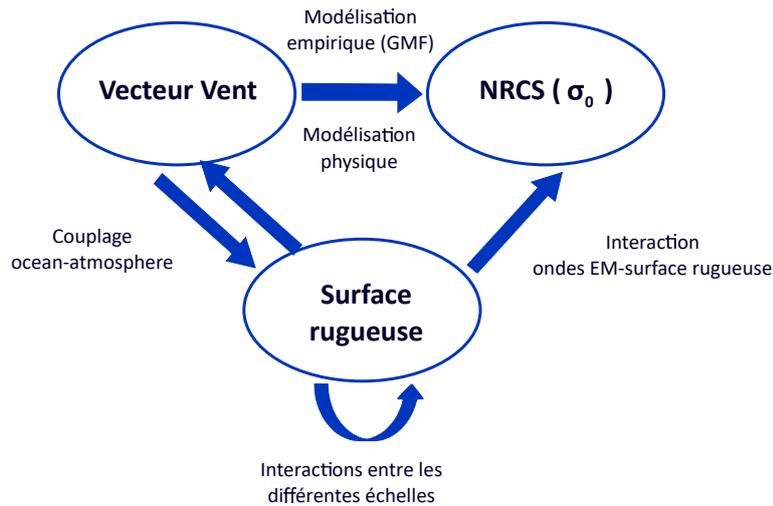


FIGURE 3.2 – Diagramme simplifié des interactions reliant la mesure de la NRCS, le vecteur vent et la description de la surface rugueuse.

3.2 Mesure de la variation azimutale du clutter de mer

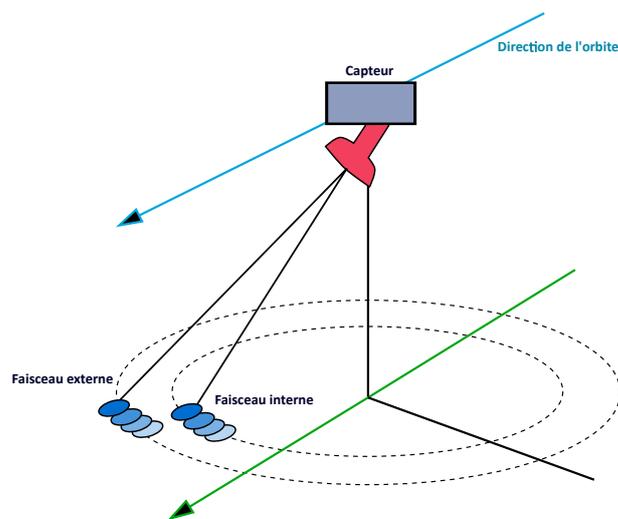


FIGURE 3.3 – Exemple de diffusiomètre à antenne rotative - Géométrie du diffusiomètre Seawinds

La variation azimutale de la réponse radar de la surface de mer a largement été illustrée par des mesures issues de divers capteurs actifs et passifs. Notre analyse portera uniquement sur les capteurs actifs aéroportés et satellitaires. Les premières mesures azimu-

tales de la réponse radar de la surface de mer ont été acquises en bande Ku [Moore and Fung, 1979; Young and Moore, 1977] dans le cadre de la mission SEASAT et ont bien illustré sa répartition quasi-sinusoïdale. Depuis, une multitude de campagnes de mesures ont permis d'accéder à cette variation azimutale pour plusieurs géométries d'acquisition, polarisations et fréquences électromagnétiques. Dans le cas de radars aéroportés (RAR ou SAR), les mesures azimutales peuvent être acquises typiquement lors des vols en configuration circulaires (cf figure 3.4) moyennant une antenne fixe pointant toujours vers la même zone, ou encore lors des vols rectilignes moyennant des antennes rotatives, ou des antennes fixes avec des trajectoires de vols différentes. Dans la catégorie des radars satellitaires, les radars à ouverture réelle (RAR), en particulier les diffusiomètres (ou Scatterometers en anglais), ont considérablement servi à l'étude de la variation azimutale, notamment dans un contexte d'inversion de vecteurs de vent à l'échelle globale. Certains disposent de plusieurs antennes (fan-beam antennas) pointant dans des directions différentes et permettant, en profitant du déplacement du satellite, de réaliser plusieurs mesures sous des angles d'azimut différents (diffusiomètre SEASAT, ERS-1/2, NSCAT...). D'autres diffusiomètres sont pourvus d'une antenne tournante (pencilbeam rotating antenna) produisant des empreintes balayant des pseudo-cercles sur la surface (diffusiomètre SeaWinds de QuikSCAT ou récemment SWIM [Hauser et al., 2017]...). Des schémas d'exemples représentatifs de ces deux principaux types de géométries d'acquisition diffusiométrique sont donnés dans la figure 3.3. A la différence des diffusiomètres, les radars à ouverture synthétique effectuent généralement les mesures dans une seule direction. Ils offrent une meilleure résolution spatiale et sont plus communément destinés à l'observation et l'étude des champs de vent de surface sur les zones côtières (par exemple [He et al., 2005; Shimada et al., 2004]). Quel que soit l'instrument utilisé, le vecteur de vent ne peut être directement extrait des mesures et comme indiqué en préambule de ce chapitre, l'utilisation des GMFs et des algorithmes d'inversion est une méthode communément utilisée.

La plupart des GMFs ont été initialement ajustées sur des données issues de diffusiomètres, caractérisés par une large couverture spatiale au prix d'une faible résolution comparé aux capteurs SAR fournissant des données haute résolution, mais présentant une couverture spatiale moins importante. En termes de NRCS, les données SAR haute résolution obtenues après le traitement de synthèse d'ouverture conservent les mêmes propriétés que les données diffusiométriques. Les GMFs formulées à partir de données de diffusiomètres sont donc en théorie également applicables aux données SAR [Monaldo and Thompson, 2006] et vice-versa. Ces GMFs vont cependant traduire la dynamique et les spécificités propres de chaque capteur (calibration, bruit instrumental etc) ainsi que les conditions spécifiques de la mesure.

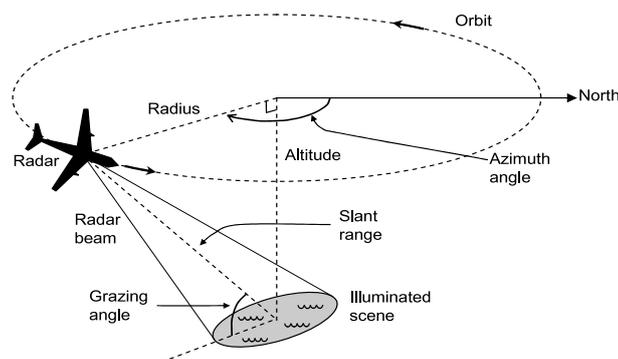


FIGURE 3.4 – configuration de vol circulaire pour les radars aéroportés

3.3 Données et modèles empiriques de la littérature

Plusieurs modèles empiriques ont été proposés dans la littérature afin de rendre compte de la répartition azimutale et des asymétries directionnelles du coefficient de rétrodiffusion. Pour des angles d'incidence pas très rasants, ces modèles dérivent généralement d'une décomposition en harmoniques qui s'écrit, pour une fréquence et polarisation données, de la manière suivante :

$$\text{GMF} = \sigma_0(U_{10}, \theta, \phi) = a_0(\theta, U_{10}) \left(1 + \sum_{n=1}^N a_n(\theta, U_{10}) \cos(n\phi) \right)^p. \quad (3.3.1)$$

Où θ désigne l'angle d'incidence, U_{10} la vitesse du vent mesurée à 10 mètres de la surface et ϕ l'angle d'azimut mesuré dans le plan horizontal entre la direction de visée radar et celle du vecteur vent. La valeur de l'exposant p est ajustée selon le modèle. Cette décomposition en harmoniques est traditionnellement tronquée à l'ordre $N = 2$ en raison de la faible contribution des harmoniques d'ordre supérieur à la NRCS. Les asymétries directionnelles sont communément caractérisées par la différence de rétrodiffusion entre les trois directions cardinales : upwind, downwind et crosswind. Une attention particulière sera donc portée dans notre analyse à l'asymétrie vent avant/vent arrière (UDA pour upwind/downwind asymmetry) et l'asymétrie vent avant/vent perpendiculaire (UCA pour upwind/crosswind asymmetry), souvent exprimées en dB ($x^{(dB)} = 10 \log_{10}(x)$). Se basant sur la formulation dans l'équation (3.3.1) tronquée à l'ordre 2, ces asymétries s'écrivent comme suit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{UDA} = \frac{\sigma_0(U_{10}, \theta, \phi=0)}{\sigma_0(U_{10}, \theta, \phi=\pi)} = \left(\frac{1+a_1(\theta, U_{10})+a_2(\theta, U_{10})}{1-a_1(\theta, U_{10})+a_2(\theta, U_{10})} \right)^p \\ \text{UCA} = \frac{\sigma_0(U_{10}, \theta, \phi=0)}{\sigma_0(U_{10}, \theta, \phi=\pi/2)} = \left(\frac{1+a_1(\theta, U_{10})+a_2(\theta, U_{10})}{1-a_2(\theta, U_{10})} \right)^p \end{array} \right. \quad (3.3.2)$$

Alors que le paramètre a_0 représente la valeur moyenne du coefficient de rétrodiffusion et porte uniquement l'information sur la vitesse du vent omnidirectionnelle, les paramètres a_1 et a_2 rendent compte des asymétries UDA et UCA.

L'ajustement des coefficients du modèle nécessite la connaissance des paramètres relatifs à la géométrie d'acquisition (angle d'incidence et angle d'azimut), informations connues au préalable, mais aussi la connaissance du vecteur vent (direction et vitesse). Ces données de vent peuvent être estimées à partir de mesures in-situ ou à partir de modèles de prévision météorologique [Monaldo et al., 2001]. Elles peuvent également être obtenues à partir d'une étude spectrale des images radars [Horstmann et al., 2000]. Elles peuvent également être inversées à partir d'une GMF déjà établie prenant en entrée les mesures d'un autre capteur.

Dans les sections suivantes, nous passons en revue les résultats de la littérature concernant les asymétries angulaires de la NRCS pour différentes bandes de fréquence.

3.3.1 Bande L

Données satellitaires

Lancé en 1978 par la NASA, le satellite *SEASAT* (SEA SATellite) a permis d'initier les premières analyses des données satellitaires en bande L, malgré la brièveté de sa mission. Thompson et al. [1983] ont analysé les mesures bande L acquises à 20° d'angle d'incidence

en polarisation horizontale à partir des données radar SAR SEASAT. Les données de vent pour cette étude ont été obtenues par inversion à partir des mesures simultanées du diffusiomètre SEASAT opérant en bande Ku. Bien que peu de confiance a été attribuée à ces données à cause des problèmes de calibrations, ces dernières ont néanmoins apporté les premières illustrations de la variation azimutale quasi-sinusoïdale aux incidences considérées.

Le satellite japonais « JERS-1 » placé en orbite en 1992 a offert une nouvelle opportunité pour l'étude de la réponse radar de la surface océanique en bande L grâce à son système radar SAR opérant en bande L. Shimada et al. [2003] ont pu proposer un modèle empirique en polarisation horizontale pour un angle d'incidence de 40° à partir des données de ce capteur, en collocation avec les données de vent issues du diffusiomètre NSCAT (Advanced Earth Observing Satellite NASA Scatterometer). Leurs résultats ont malheureusement une applicabilité limitée puisque la GMF qu'ils ont établie relie le vecteur de vent aux valeurs de NRCS compensés d'un bruit spécifique au système SAR JERS-1 suite à un problème de transmission, et non à la NRCS calibrée. De manière générale, le faible rapport signal à bruit des mesures issues de ce capteur ainsi que les problèmes liés aux ambiguïtés [Shimada et al., 2004] ont rendu difficile l'obtention de résultats fiables et généralisables.

En janvier 2006, l'agence japonaise d'exploration aérospatiale (JAXA) a lancé le satellite ALOS embarquant le système radar SAR bande L PALSAR (Phased Array L-band Synthetic Aperture Radar). Isoguchi and Shimada [2009] ont dérivé un modèle empirique à partir de ces acquisitions en polarisation horizontale pour des angles d'incidence allant de 17° à 43° , en collocation avec les données de vent du diffusiomètre bande C MetOp ASCAT. Ce modèle empirique correspond à une décomposition classique en série de Fourier tronquée à l'ordre deux (3.3.1), avec un paramètre $p = 1$ et dont les coefficients dépendent de l'angle d'incidence et de la vitesse du vent. Notons que la robustesse de ce modèle et sa validité pour d'autres jeux de données a été remise en question à cause du faible rapport signal à bruit pour les larges angles d'incidence.

L'intérêt croissant de la mesure de la salinité de surface de l'océan par radiométrie en bande L a conduit au lancement des missions spatiales SMOS en 2009 et Aquarius/SAC-D en 2011. Lors de la mission Aquarius/SAC-D, l'étude de l'influence de la rugosité de surface sur le signal radiométrique a reposé essentiellement sur la synergie de mesures concomitantes actives et passives issues d'un radiomètre et d'un diffusiomètre, les deux opérant en bande L. Dans cette optique, [Yueh et al., 2013, 2014] ont étudié la variation azimutale des données acquises par le diffusiomètre bande L mis en œuvre dans le cadre de cette mission. L'étude a porté sur les trois canaux polarimétriques pour des angles d'incidence de 29° , 38° et 46° , en utilisant les vitesses de vent issues du « Special Sensor Microwave Imager (SSM/I) » et les directions de vent provenant du « National Center for Environmental Prediction (NCEP) ». A l'instar du modèle PALSAR précédent, leur GMF est conforme à la formulation dans (3.3.1) et les coefficients a_i sont estimés séparément pour chaque angle d'incidence.

Plus récemment, la NASA a lancé en janvier 2015, le satellite SMAP (Soil Moisture Active Passive) embarquant un radar SAR opérant en bande L. Ce système possède une résolution spatiale plus élevée et une large couverture spatiale par rapport aux systèmes SAR

évoqués précédemment. [Zhou et al. \[2017\]](#) ont étudié la variation en azimut des données SMAP-SAR acquises à 40° d'angle d'incidence pour les deux canaux polarimétriques HH et VV, en collocation avec les données de vent issues du système et des bouées NCEP. Ils proposent un modèle empirique de la répartition azimutale pour l'inversion du vecteur de vent. Les mesures de vent in situ issues du « National Data Buoy Center buoy (NDCB) » sont ensuite utilisées pour validation du modèle.

Données Aéroportées

Les radars aéroportés fonctionnant en bande L ont permis de compléter les études de la variation azimutale de la surface de mer et corroborer les tendances observées sur les données satellitaires pour cette bande de fréquence. La campagne de mesure *Mari-neland* effectuée en 1975 par un diffusiomètre bande L aéroporté du Jet Propulsion Laboratory (JPL) était parmi les premières expérimentations fondamentalement dédiées à l'étude de la variation en azimut de la réponse radar en bande L. [\[Thompson et al., 1986\]](#) reportent les résultats de cette campagne et concluent sur l'absence de dépendance directionnelle de ces données acquises à des angles d'azimut variés et à 20° d'angle d'incidence, à l'exception d'une passe de mesure qui correspond à des conditions atmosphériques instables.

Concernant les études récentes, à la fin des années 90, une équipe du Jet Propulsion Laboratory (JPL) de la NASA a mis en œuvre l'instrument *PALS* (Passive-Active L and S-band) [\[Wilson et al., 2001\]](#). De part sont coût opérationnel important lors des campagnes aéroportées, ce capteur a été remplacé plus tard par un instrument plus léger combinant un radiomètre et un diffusiomètre, les deux opérants en bande L, maintenant ainsi la synergie de mesures actives/passives. L'instrument a gardé le même acronyme *PALS* (Passive-Active L-band Sensor) mais notons que le "S" désigne "Sensor" au lieu de "S-band" pour le système précédent. [Yueh et al. \[2010\]](#) reportent l'analyse des données acquises par ce capteur lors de la campagne aéroportée *HOW* (High Ocean Wind campaign), se déroulant dans l'atlantique nord en 2009 et se caractérisant par une forte variabilité des vitesses de vent (entre 5 m/s et 25 m/s). Les données de vent sont déduites des mesures du diffusiomètre POLSCAT opérant en bande-Ku [\[Yueh et al., 2009\]](#) installé sur le même porteur, moyennant la GMF établie dans [\[Yueh et al., 2003\]](#). Les vents obtenus ont également été validés par les mesures de bouées du National Data Buoy Center (NDBC). Lors de cette campagne, deux types de vols ont permis d'accéder aux propriétés directionnelles du coefficient de rétrodiffusion : En plus du vol circulaire effectué à 30° d'angle d'incidence, les vols en « star-pattern » ont consisté à faire des acquisitions pour 8 directions azimutales à 45° d'angle d'incidence. Cette étude nous permet donc d'évaluer les asymétries directionnelles à 30° et 45° d'angle d'incidence.

Nous nous sommes également intéressés aux données acquises simultanément en bande X et L par le système SAR aéroporté Pi-SAR développé par le « National Institute of Information and Communications Technology (NICT) » et la « Japan Aerospace Exploration Agency (JAXA) ». Le système opère en bande X et L et présente une opportunité de comparer des données acquises simultanément. Nous reviendrons sur cette comparaison

conjointe plus tard dans ce chapitre. [Nadai et al. \[2007\]](#) reportent l'analyse des données de la campagne effectuée en 2005 moyennant ce système sur l'île Tobishima en mer du Japon. La NRCS a été mesurée simultanément en bande L et X suivant trois directions azimutales, pour une large gamme d'angles d'incidence allant de 20° à 60° et pour un vent fort de 14 m/s. La vitesse et direction de vent ont été mesurées par une station météo sur la même île. Le même capteur avait précédemment servi pour effectuer deux campagnes de mesure sur la baie d'Uchiura en juin 2002 et sur l'île *Aguni* au Japon en novembre 2004. Les données de vent ont été mesurées par des stations météo déployées sur les côtes autour des régions d'intérêt, indiquant la présence d'un faible vent d'une vitesse de l'ordre de 5 m/s pour les deux campagnes. Les résultats de ces campagnes ont été analysés ultérieurement par [Nadai et al. \[2011a\]](#). Notons que nous n'avons pas accès aux deux GMFs établies pour ces deux études, mais nous avons pu comparer les ordres de grandeur des asymétries obtenues en se basant sur les figures données dans les publications citées à ce sujet.

Résultats

Une analyse conjointe des différents modèles empiriques et données expérimentales a été effectuée dans ce travail de thèse. Pour les données satellitaires, au vu des limitations des systèmes SEASAT et JERS-1, seules les GMFs établies à partir des systèmes PALSAR, AQUARIUS et SMAP sont étudiées. Les asymétries directionnelles obtenues sont tracées dans la figure (3.5) en fonction de la vitesse du vent pour les deux polarisations HH et VV. Notons que l'angle d'incidence est de 40° pour les données SMAP et PALSAR et de 38° pour les données AQUARIUS. Cette figure renseigne sur un comportement polarimétrique explicite qui se manifeste par une asymétrie UDA présentant systématiquement des valeurs supérieures en polarisation horizontale par rapport à la polarisation verticale. Les valeurs de l'asymétrie UCA sont en revanche comparables pour les deux polarisations, ce qui pourrait indiquer que l'asymétrie UCA en bande L est régie par les mêmes mécanismes pour les deux polarisations.

Pour ce qu'il en est du comportement en fonction de la vitesse du vent, la correspondance entre les GMFs PALSAR (trait plein noir) et AQUARIUS (pointillés rouges) pour la polarisation HH est parfaite pour le UDA sur toute la plage de vitesses de vents considérés. Le UDA présente pour les deux GMFs une forme croissante en fonction de la vitesse de vent, sans indication apparente de saturation ou de diminution. Ce comportement croissant est conservé en polarisation VV pour la GMF AQUARIUS (pointillés bleus). A l'opposé, la GMF SMAP présente un comportement non monotone en fonction de la vitesse du vent avec un maximum pour une vitesse située entre 10 et 15 m/s pour les deux polarisations HH et VV. Pour l'asymétrie UCA, les trois GMFs sont en parfaite concordance pour les vitesses de vents entre 7 et 15 m/s et présentent une forme croissante en fonction de la vitesse du vent. Au-delà de 15 m/s, les GMFs PALSAR et AQUARIUS restent en congruence et présentent un ralentissement de la pente de croissance en fonction de la vitesse du vent, suggérant une saturation ou diminution du UCA au-delà de 20 m/s. Comme pour le UDA, la GMF SMAP présente un comportement non monotone avec un maximum pour une vitesse du vent autour de 17 m/s pour les deux polarisations. Au-delà de cette vitesse de vent, le UCA diminue. La GMF SMAP a été établie en se basant sur un grand nombre d'observations aux vents forts, contrairement à la GMF PALSAR. Nous pensons donc que le comportement non monotone observé sur la GMF SMAP est plus fiable.

Par ailleurs, des valeurs négatives de UCA sont observées pour les faibles vents inférieurs à 6 m/s environ pour les GMF SMAP et AQUARIUS. Cette caractéristique a été observée sur les données PALSAR pour les vents très faibles (2m/s). Elle implique un niveau de NRCS supérieur dans la direction crosswind par rapport au niveau dans la direction upwind et se manifeste donc par un maximum dans la direction crosswind sur le diagramme azimutal.

Les comportements en fonction de la vitesse de vent et de la polarisation sont confirmés sur les données aéroportées PALS pour un angle d'incidence de 45°. On retrouve en effet sur la figure 3.6 un UDA plus prononcé en polarisation HH par rapport à la polarisation VV, et un comportement non monotone en fonction de la vitesse du vent avec un maximum se produisant à une vitesse de vent entre 10 et 15 m/s.

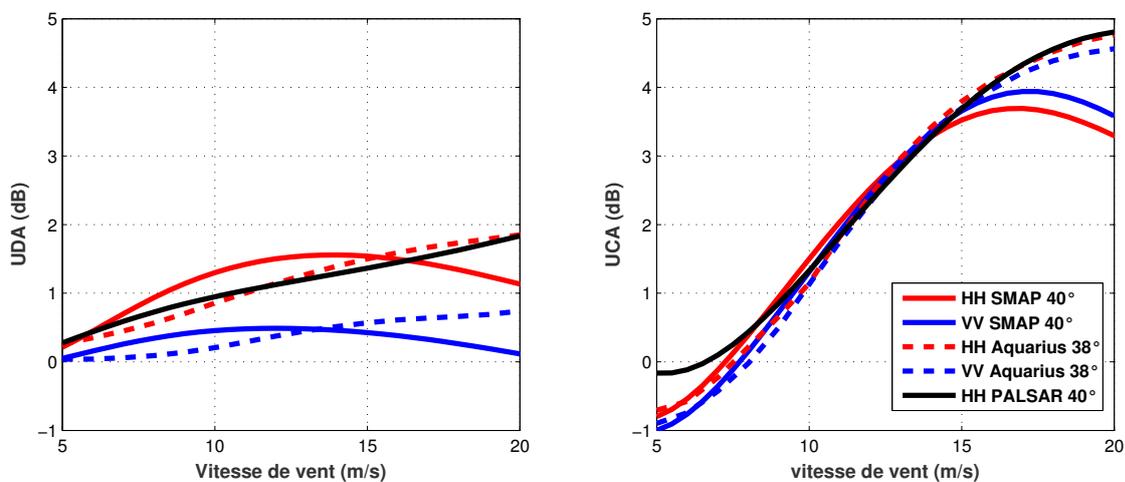


FIGURE 3.5 – UDA (à gauche) et UCA (à droite) pour les données SMAP en polarisation HH (—) et VV(—), les données Aquarius en polarisation HH (- -) et VV(- -) et les données PALSAR (—) en polarisation HH en fonction de la vitesse du vent à 40° d'angle d'incidence.

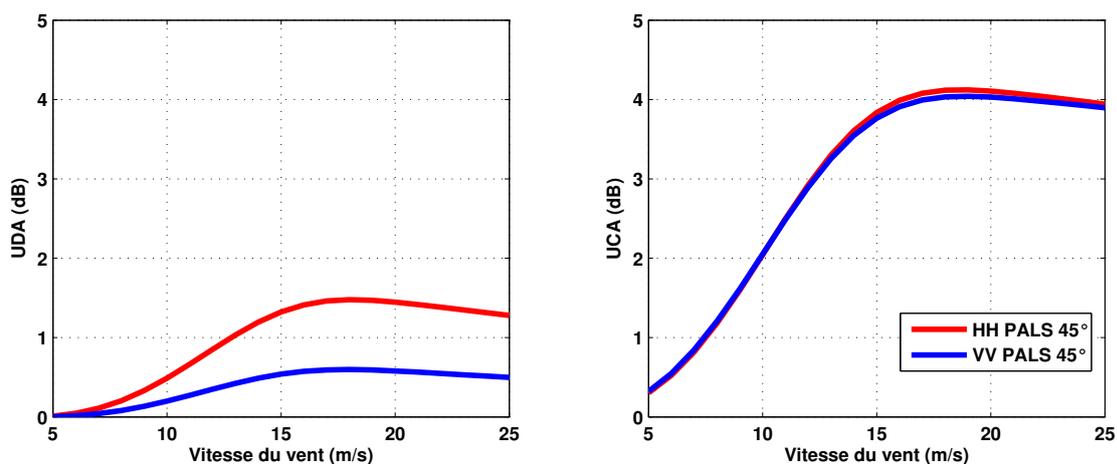


FIGURE 3.6 – UDA (à gauche) et UCA (à droite) des données PALS en polarisation HH (rouge) et VV (bleu) en fonction de la vitesse du vent à 45° d'angle d'incidence.

3.3.2 Bande C

Données satellitaires :

Le système ERS-1 (European Remote Sensing satellite) et son clone ERS-2 de l'ESA, placés en orbite en 1991 et 1995, sont dotés de divers instruments, dont des radars en bande C qui ont largement servi à l'étude de la variation azimutale de la NRCS en bande C et ont été à l'origine du développement de la famille de GMFs appelées CMOD (C-band MODel), essentiellement établies pour l'inversion du vecteur vent à partir des images radar. Le modèle préliminaire de pré-lancement CMOD2 [Long, 1984] était basé sur des données de campagnes aéroportées. Peu après la mise en orbite du satellite ERS-1, les limitations de ce modèle a été soulignée et un nouveau modèle CMOD4 [Stoffelen and Anderson, 1997b] a été développé en se basant sur les données diffusiométriques des satellites ERS-1 et ERS-2 en polarisation verticale. Un autre modèle CMOD_IFR a été développé par Quilfen et al. [1998], se différenciant du modèle CMOD4 principalement par son étalonnage à partir des mesures in-situ du réseau de bouées de la NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration), alors que le modèle CMOD4 a été étalonné sur la base de données de vent de l'ECMWF (European Centre for Medium-range Weather Forecast). Des analyses ultérieures des vents inversés à partir des données ERS-1 et ERS-2 moyennant ce modèle ont souligné la présence d'un biais négatif [Stoffelen, 1998], en outre de l'invalidité apparente du modèle pour les vents forts (supérieurs à 24m/s). Cela peut être attribué au premier abord à la déficience de la composante omnidirectionnelle a_0 . Cependant, des expérimentations aéroportées Carswell et al. [1999]; Donnelly et al. [1999] ont également souligné l'inadéquation des formulations des coefficients directionnels a_1 et a_2 . Ces limitations ont conduit au développement du modèle CMOD5. Ce dernier a été formulé à partir des mesures du diffusiomètre ERS-2 et les données de vents fournies par l'ECMWF. Il implémente des corrections de la vitesse du vent et prend en compte les résultats des travaux expérimentaux de Donnelly et al. [1999] pour les fortes conditions de vent. Le modèle est formulé suivant l'équation (3.3.1) pour $N = 2$ et $p = 1.6$. Sa validité couvre une large gamme de vitesses de vent (jusqu'à 35 m/s) et des angles d'incidence allant de 18° à 58° environ. Des études ultérieures se basant sur des collocations avec des mesures in-situ soulignent la présence d'un biais négatif de 0.5 m/s sur les vitesses de vent inversées par le modèle CMOD5 [Abdalla and Hersbach, 2007; Portabella and Stoffelen, 1994], ce qui amène au développement du modèle CMOD5.n [Hersbach, 2008, 2010] qui incorpore une correction de ce biais.

D'autres systèmes satellitaires opérants en bande C ont été développés, à savoir le satellite ENVISAT lancé en 2002 et muni de plusieurs instruments dont le radar SAR bande C "ASAR" (Advanced Synthetic Aperture Radar), le satellite RADARSAT (RADAR SATellite) et son successeur RADARSAT-2 lancés en 1995 et 2007 respectivement par l'Agence Spatiale Canadienne, tous les deux dotés d'un système SAR en bande C, les satellites Sentinel 1A-1B de l'ESA munis à leur tour d'un SAR en bande C, ou encore le satellite MetOP équipé du diffusiomètre bande C ASCAT (Advanced SCATterometer). Pour la polarisation VV, les données issues de ces divers capteurs sont cohérentes avec le modèle CMOD5.n. Pour la polarisation HH, une GMF (C-SARMOD) a été établie récemment par Mouche and Chapron [2015] en se basant sur une analyse globale des données ENVISAT et Sentinel-1 et en utilisant les données de vents colocalisées de l'ECMWF et du diffusiomètre ASCAT.

Données Aéroportées

En janvier et février 2015, le NOAA a effectué une série de vols sur le Nord Atlantique

moyennant le système radar IWRAP (Wind and Rain Airborne Profiler) de l'université Massachusetts, en conjonction avec une antenne de l'ESA. Ce système, initialement décrit dans [Fernandez et al., 2005], a été utilisé pour l'étude de la NRCS aux vents forts par Fernandez et al. [2006]. Il s'agit d'un radar Doppler aéroporté opérant en bande C et Ku et donnant accès aux quatre combinaisons de polarisation. Pour la présente étude, les données ont été acquises uniquement en bande C et les données de vent ont été estimées à partir de plusieurs capteurs in-situ (bouées et radiosondes GPS) et capteurs de télédétection (mesures du radiomètre SFMR (Frequency Microwave Radiometer) et mesures du système IWRAP lui-même). Les estimations de vent issues des données IWRAP en polarisation verticale ont finalement été retenues pour l'établissement de deux modèles empiriques en polarisation HH et HV, valides pour des angles d'incidence entre 20° et 60° et pour des vitesses de vent entre 8 m/s et 20 m/s. Pour ces deux GMFs, les auteurs ont conservé la formulation du modèle CMOD5.n [Hersbach, 2008] et ont ajusté les coefficients à partir des données IWRAP.

Résultats

La figure 3.7 illustre les asymétries UDA et UCA obtenues par le modèle CMOD5.n en fonction de l'angle d'incidence pour des vitesses de vent de 5, 10, 15 et 20 m/s. Notons que les figures de UDA (à droite) et UCA (à gauche) ne sont pas représentées sur la même dynamique verticale. Pour des fins de comparaisons, nous avons également superposé les asymétries obtenues par le modèle C-SARMOD pour les mêmes vitesses de vent et pour les angles d'incidence de 20° , 30° et 40° . Les deux modèles sont en assez bon accord, sauf pour le vent fort de 20 m/s autour d'un angle d'incidence de 40° pour lequel le UDA prédit par le modèle CMOD5.n est légèrement supérieur à celui prédit par le modèle C-SARMOD. Notons que pour les deux GMFs, l'asymétrie UDA est clairement faible ne dépassant pas une valeur de 1 dB. On distingue l'existence d'un maximum autour d'une incidence modérée entre 30° et 35° . La position de ce maximum se décale vers les faibles incidences quand la vitesse de vent augmente. On note également un changement de comportement en fonction de la vitesse du vent selon l'angle d'incidence considéré. Pour des angles d'incidence inférieurs à 25° , le UDA prend des valeurs négatives et décroît avec la vitesse du vent. Pour les angles d'incidence entre 25° et 50° environ, le UDA prend des valeurs positives et augmente globalement avec la vitesse du vent pour les vitesses de vent modérées considérées. Ce comportement du UDA en fonction de la vitesse du vent est plus explicite dans la figure 3.8. L'asymétrie UCA (à droite de la figure 3.7) prend des valeurs significatives entre 1 et 6 dB. La concordance entre les deux GMFs est assez bonne. Pour les vents modérés de 5 et 10 m/s, le UCA présente une variation croissante en fonction de l'angle d'incidence. Pour les vents plus forts de 15 et 20 m/s, il présente une variation non monotone avec un maximum qui dépend de la vitesse du vent et se décale vers les faibles incidences quand le vent augmente (autour de 50° à 15 m/s et 34° pour un vent de 20 m/s). Nous ne disposons pas des observations aux angles d'incidence supérieurs à 50° pour vérifier si ce comportement non monotone est pareillement valide aux vents modérés inférieurs à 15 m/s avec un maximum se plaçant à un angle d'incidence élevé supérieur à 50° .

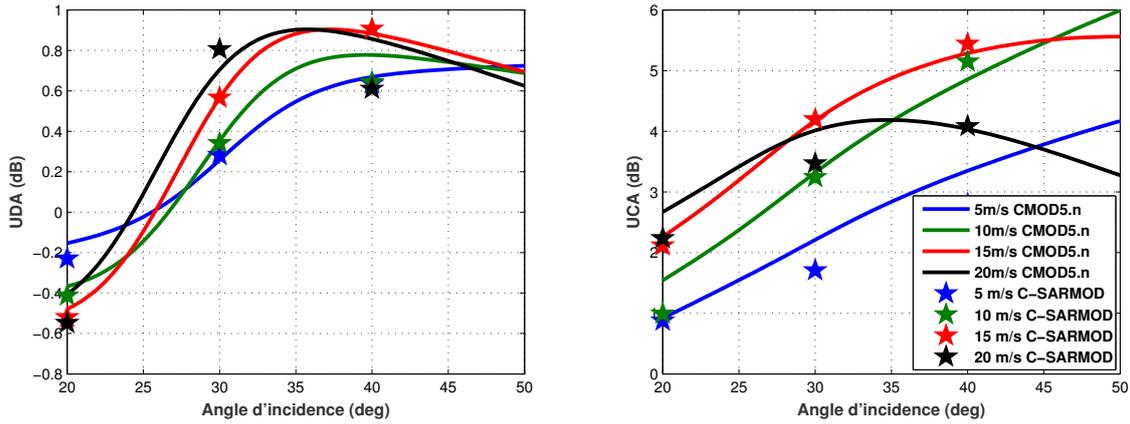


FIGURE 3.7 – Asymétries UDA (à gauche) et UCA (à droite) obtenues par le modèle CMOD5.n en polarisation VV en fonction de l’angle d’incidence pour trois vitesses de vent 5, 10 et 15 m/s. Les asymétries obtenues par le modèle C-SARMOD (étoiles) pour les mêmes vitesses de vent et pour les angles d’incidence de 20°, 30° et 40° sont superposées, polarisation VV.

La figure 3.8 donne la variation des asymétries du modèle CMOD5.n en fonction de la vitesse du vent. Les valeurs du UDA sont faibles (inférieures à 1dB). Pour les angles d’incidence modérés entre 25° et 50°, le UDA présente un comportement non monotone en fonction de la vitesse du vent avec un maximum entre 15 et 20 m/s, la position de ce maximum se décalant légèrement vers les vents faibles quand l’incidence augmente. Au delà de 50 degrés, le comportement s’inverse et le UDA devient décroissant en fonction de la vitesse du vent. Comme constaté précédemment, l’asymétrie UCA présente des valeurs importantes et montre une variation non monotone en fonction de la vitesse du vent, avec un maximum autour d’une valeur de U_{10} modérée. La position de ce maximum se décale progressivement vers des vents plus faibles quand l’incidence augmente (allant de 19m/s environ pour une faible incidence de 25° à 12 m/s pour une incidence élevée de 55°). On retrouve également le comportement décroissant en fonction de l’angle d’incidence pour les vents forts.

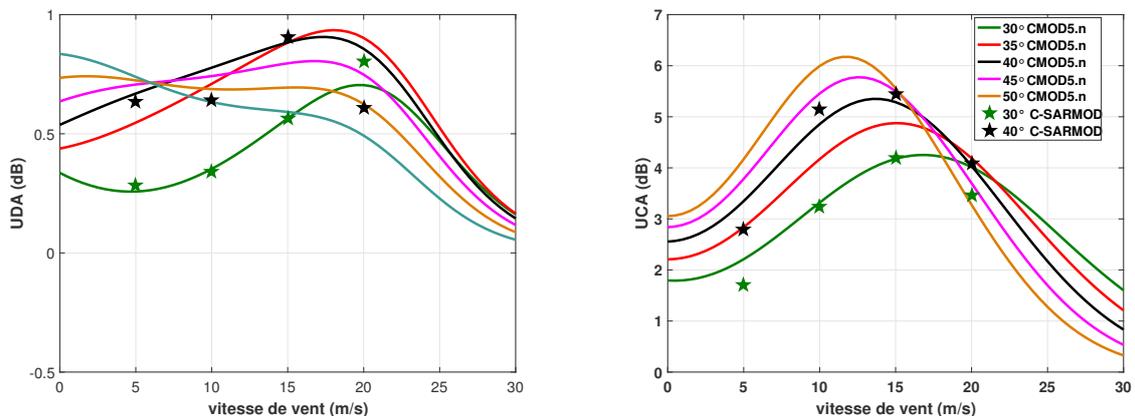


FIGURE 3.8 – Asymétries UDA et UCA en fonction de la vitesse obtenues par le modèle CMOD5.n ((traits pleins) pour des angles d’incidence allant de 25° à 50°. Superposées sont les asymétries issues du modèle C-SARMOD (étoiles) pour des angles d’incidence de 30° et 40° en polarisation VV.

La figure 3.9 illustre, en analogie avec la figure 3.7, les variations des UDA et UCA en fonction de l’angle d’incidence en polarisation HH pour les vitesses de vent de 10, 15 et 20 m/s. La vitesse de vent de 5m/s a été omise du fait que la GMF Sapp est valide unique-

ment pour les vents supérieurs à 8 m/s. Les asymétries données par le modèle C-SARMOD (étoiles) présentent des ordres de grandeur comparables et suivent les mêmes variations que les asymétries obtenues par la GMF Sapp. Notons toutefois qu'elles sont légèrement inférieures, notamment pour le vent de 20 m/s. Le UDA est une fonction croissante en fonction de l'angle d'incidence et on note une inversion du comportement en fonction de la vitesse du vent pour un angle d'incidence modéré entre 30° et 40° pour le modèle C-SARMOD. Ce changement de comportement se produit probablement aussi pour la GMF Sapp mais pour un angle d'incidence plus élevé (au delà de 50°). L'asymétrie UCA est croissante en fonction de l'angle d'incidence mais semble changer de comportement pour un angle d'incidence supérieur à 50°.

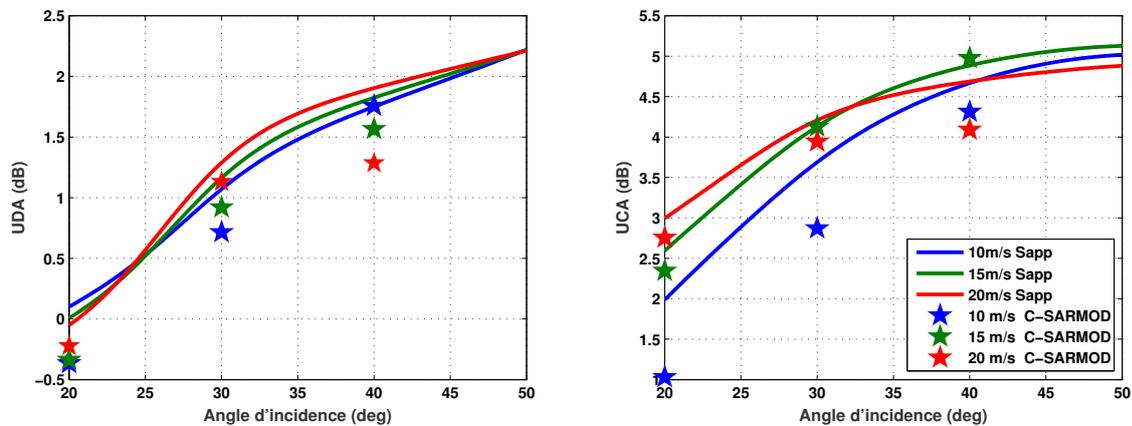


FIGURE 3.9 – Asymétries UDA et UCA en fonction de l'angle d'incidence pour trois vitesses de vent 10, 15 et 20 m/s (resp. bleu, vert et rouge) obtenues avec la GMF Sapp (traits pleins) et le modèle C-SARMOD (étoiles), polarisation HH.

Les variations des asymétries en fonction de la vitesse du vent pour la polarisation HH sont données dans la figure 3.10 pour plusieurs angles d'incidence entre 25° et 50°. L'asymétrie UDA estimée par le modèle CMOD5.n est quasi-insensible à la vitesse du vent, mais on distingue un comportement monotone présentant un léger maximum pour des vents forts autour de 23 m/s pour les angles d'incidence entre 30° et 45°. La sensibilité du UDA à la vitesse de vent est plus marquée sur le modèle C-SARMOD. Ce dernier est en accord avec le modèle CMOD5.n en termes de UDA pour l'angle d'incidence de 40° (couleur noire) pour les vents inférieurs à 10 m/s. Au delà de 10 m/s et pour ce même angle d'incidence, le UDA estimé par le modèle C-SARMOD décroît. On retrouve donc un comportement non monotone du UDA-C-SARMOD avec un maximum autour d'une vitesse de vent de 10 m/s. Pour un angle d'incidence inférieur de 30° (couleur verte), le UDA donné par le modèle C-SARMOD augmente en fonction de la vitesse du vent et nous ne disposons malheureusement pas de points au delà de 20 m/s pour conclure sur la non monotonie du UDA aux vents forts. Si on considère les comportements observés sur la polarisation VV, on s'attend à ce que le UDA présente effectivement un maximum aux vents forts et que l'asymétrie diminue, à l'instar du comportement obtenu par le modèle CMOD5.n.

L'asymétrie UCA obtenue par le modèle CMOD5.n (figure de droite dans 3.10) présente une sensibilité plus importante à la vitesse du vent, avec un comportement non monotone présentant un maximum pour des vents entre 15 et 20 m/s, la position de ce maximum se décalant vers les vents faibles quand l'incidence augmente.

Bien que les données en polarisation HH et VV ne soient pas acquises par le même capteur, nous pouvons commenter la différence de comportement polarimétrique considérant les mêmes conditions de mesure. On retrouve un UDA plus prononcé en polarisation HH par rapport à la polarisation VV, et inversement un UCA plus important en polarisation VV. La variation non monotone du UDA notée sur les données VV en fonction de l'angle d'incidence n'est pas observable sur la plage des incidences considérées pour la polarisation HH. Cela étant, il est possible que le maximum ait lieu à un angle d'incidence plus élevé pour la polarisation HH. Nous avons essayé de vérifier cette supposition par l'étude d'une base de données en bande X dont les mesures couvrent la plage 45° à 75° en angle d'incidence (Voir chapitre 3). Le comportement du rapport UCA en fonction de l'angle d'incidence pour la polarisation HH est analogue à celui observé en polarisation VV, à la différence que le maximum se produit pour des angles d'incidence plus élevés pour la polarisation HH.

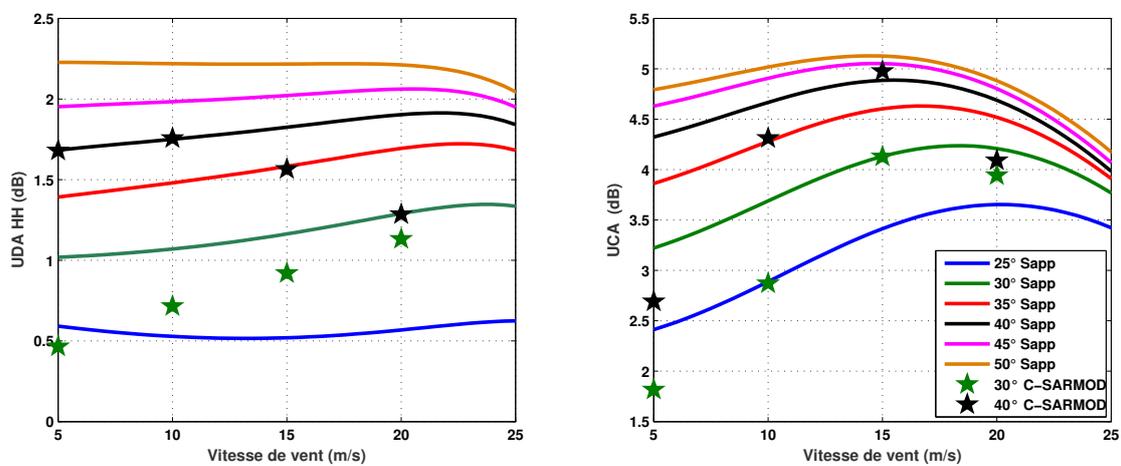


FIGURE 3.10 – Asymétries UDA et UCA en fonction de la vitesse du vent pour plusieurs angles d'incidence allant de 25° à 50° obtenues avec la GMF Sapp (traits pleins) et le modèle C-SARMOD (étoiles), polarisation HH.

3.3.3 Bande X

Données satellitaires

L'un des premiers radars satellitaires opérant en bande X est le capteur SIR-X-SAR embarqué sur la navette spatiale américaine Endeavour en 1994. L'analyse des données radars issues de ce capteur en collocation avec les données de vent fournies par l'European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) a donné naissance au modèle XMOD [Ren et al., 2012] reliant la NRCS au vecteur de vent. La formulation de ce modèle ne prend pas en compte la différence upwind-downwind, ce qui ramène à un système d'équations linéaire pour l'ajustement des coefficients du modèle. Le satellite TerraSAR-X a été placé en orbite en 2007, embarquant un radar SAR polarimétrique opérant en bande X. Une seconde plateforme identique a été mise en orbite en 2010, permettant d'effectuer des missions « tandem » (Mission TanDEM-X pour TerraSAR-X addition for Digital Elevation Measurements). Les données acquises lors de ces deux missions sont référencées par TerraSAR-X/TanDEM X (TS-X/TD-X). Li and Lehner [2014] ont proposé un modèle non-linéaire qui rend compte de la différence upwind/downwind non prise en considération dans le modèle XMOD précédent à partir des données TerraSAR-X/TanDEM-X (TS-X/TD-X) acquises en polarisation VV. Pour ce faire, le faible écart entre

la NRCS des données TS-X/TD-X et la NRCS simulée en bande C avec le modèle CMOD5 [Hersbach et al., 2007] a amené les auteurs à s'inspirer de la formulation de ce dernier et l'ajuster aux données TS-X/TD-X. Ainsi, en considérant dans un premier temps que la NRCS des données SAR est principalement déterminée par le coefficient a_0 et le coefficient a_2 (dont l'ordre de grandeur est large devant le coefficient d'asymétrie a_1), les formulations de ces deux coefficients dans le modèle CMOD5 sont conservées pour le modèle XMOD2, tandis que le coefficient a_1 est ajusté par une fonction polynomiale d'ordre deux. Les coefficients du modèle sont déterminés en combinant les NRCS (TS-X/TD-X) et les données de vent provenant de mesures de bouées du NDBC et de l'ISDM, en plus des données du modèle de prédiction Numerical Weather Prediction (NWP) qui assimile les mesures des diffusiomètres QuikSCAT (Seawinds) et ASCAT et qui est fournie par le German Weather Service. Le modèle ainsi dérivé est valide pour la polarisation VV et couvre les angles d'incidence allant de 20° à 45° et les vitesses de vent de 0 à 20 m/s.

Par ailleurs, le projet Cosmo-Skymed a vu le jour dans le cadre d'une coopération bilatérale franco-Italienne en 2007. Il s'agit d'une constellation de 4 satellites permettant d'acquérir les données dans une polarisation au choix : HH, VV, HV, ou VH. Cependant, les intervalles de temps entre les acquisitions HH et VV sont tels que les données des co-polarisations sont décorrélatées sur la surface de mer. [Nirchio and Venafrà, 2013] proposent un modèle empirique pour la variation en azimuth des données COSMO-SkyMed acquises en polarisation verticale. Nous n'avons pas implémenté cette GMF car les données souffrent d'un rapport signal à bruit très faible.

Données aéroportées

Nous nous sommes intéressés aux travaux de Masuko et al. [1986] largement cités pour les mesures aéroportées en bande X. En se basant sur des expérimentations conduites en 1980 et 1981 par le « Radio Research Laboratory (RRL) » moyennant un diffusiomètre aéroporté opérant en bande X et Ka, Masuko et al. [1986] ont reporté les mesures de NRCS acquises lors des vols circulaires effectuées sur deux zones maritimes distinctes. La première expérimentation a été effectuée au large de la mer du Japon et les conditions de vent ont été enregistrées par une bouée météorologique déployée par le « Japan Meteorological Agency (JMA) », tandis que la deuxième s'est déroulée dans l'océan pacifique et les conditions de vent et de vagues ont été mesurées par un bateau. Masuko et al. [1986] ont proposé une GMF empirique s'exprimant par la fonction logarithmique suivante :

$$\sigma_0(f, p, \theta, U, \phi) = 10 [G(f, p, \theta, U, \phi) + H(f, p, \theta, U, \phi) \log_{10} U] \quad (3.3.3)$$

Dans cette formulation, la NRCS est exprimée en dB et les coefficients G et H dépendent de la fréquence EM f , de la polarisation p , de l'angle d'incidence θ et de l'angle d'azimut relatif par rapport à la direction du vent ϕ . U est la vitesse du vent mesurée à 19.5m au-dessus de la surface de mer. Ce modèle a été établi à partir des données couvrant des angles d'incidence allant de 0° à 70° pour les polarisations HH et VV, et pour des vitesses de vent entre 3.2 m/s et 17.2 m/s. Notons que les mesures de Masuko et al. [1986] présentent des différences importantes avec d'autres mesures notamment en bande Ka, en particulier une différence de 5 à 6 dB au nadir qui a été attribuée aux incertitudes de calibration. La calibration absolue a en effet été effectuée séparément pour l'émetteur et le récepteur, mais pas pour l'intégralité du système. Si la différence observée sur les niveaux de la NRCS est due à un biais systématique induit par des erreurs de calibration,

alors les estimations relatives des asymétries seraient exploitables. Nous ne sommes pas sûrs de cette hypothèse, raison pour laquelle les mesures de Masuko et al. [1986] sont à considérer avec prudence.

Nous nous sommes également intéressés aux données acquises en bande X par le système Pi-SAR précédemment introduit [Nadai et al., 2011a, 2007]. Par ailleurs, nous avons conduit l'étude détaillée d'une base de données polarimétrique acquise en bande X que nous résumons dans le chapitre suivant.

Résultats

La figure 3.11 illustre les variations en incidence des asymétries UDA (à gauche) et UCA (à droite) obtenues par le modèle XMOD2. Sur la plage d'angles d'incidence considérée, le UDA est une fonction croissante, tandis que le UCA est non monotone et présente un maximum autour de 35° d'angle d'incidence. La figure 3.12 donne la variation des asymétries en fonction de la vitesse du vent. Comme observé en bande C et L, les asymétries présentent un maximum autour d'une vitesse de vent modérée entre 10 et 15 m/s. Les asymétries données par la GMF-MASUKO sont bien plus prononcées que celles obtenues par le modèle XMOD2. On retrouve le comportement polarimétrique observé précédemment avec un UDA plus prononcé en polarisation HH et un UCA plus important en polarisation VV. Pour ce qu'il en est du comportement en incidence, la GMF-Masuko a été malheureusement tabulée uniquement pour quatre angles d'incidence (30, 40, 50 et 60 degrés). Il est donc difficile de conclure sur la variation en incidence, qui semble à priori non monotone, ce qui corroborerait les observations précédentes. Par ailleurs, le UDA décroît avec la vitesse du vent sur la plage d'incidence considérée pour les deux polarisations et le UCA en polarisation VV augmente avec la vitesse du vent. Ce comportement est conservé en polarisation horizontale pour des angles d'incidence inférieurs à 50° mais s'inverse pour les angles supérieurs entre 30° et 60°.

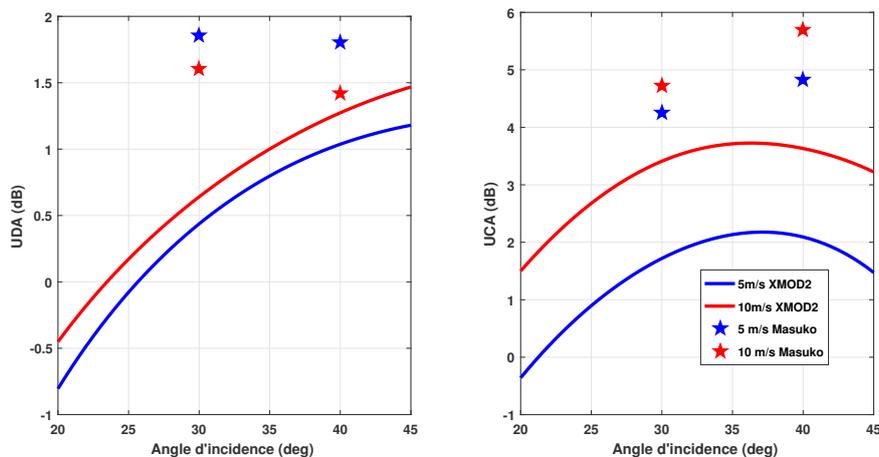


FIGURE 3.11 – Asymétries UDA (à gauche) et UCA (à droite) obtenues par le modèle XMOD2 en fonction de l'angle d'incidence pour des vitesses de vent de 5 m/s et 10 m/s. Les mesures de Masuko (étoiles) en polarisation VV à 30° et 40° d'angle d'incidence pour les mêmes vitesses de vent sont superposées.

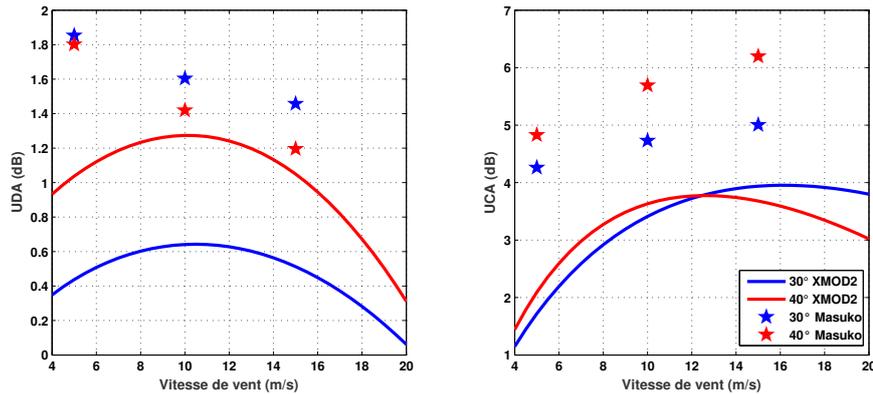


FIGURE 3.12 – Asymétries UDA (à droite) et UCA (à gauche) obtenues par le modèle XMOD2 en fonction de la vitesse du vent pour des angles d’incidence de 30° et 40°. Les mesures de Masuko (étoiles) en polarisation VV pour des vents de 5, 10 et 15 m/s et pour les mêmes angles d’incidence sont superposées.

3.3.4 Bande Ku

Données satellitaires

En 1978 le satellite SEASAT a été lancé embarquant le premier diffusiomètre destiné à la mesure du vent à la surface de la mer. Se basant sur les trois mois d’acquisitions effectuées par ce diffusiomètre, un premier modèle SASS-1 [Schroeder et al.] a été élaboré en utilisant les données in-situ recueillies lors de la campagne JASIN (Joint-Air-Sea Interaction). La validité de ce modèle a été remise en question puisqu’il a été étalonné à partir d’un jeu de données de dimension faible. Plus tard, Wentz et al. [1984] ont alors établi un autre modèle SASS-2 à partir des données SEASAT, cette fois-ci sans utiliser les mesures in-situ pour les données de vent, mais en considérant des statistiques sur la distribution des vecteurs de vent.

Le diffusiomètre NSCAT monté sur le satellite japonais ADEOS-1 (Advanced Earth Observation Satellite) et lancé en 1996 a pris la relève après l’arrêt de la mission SEASAT. NSCAT a cessé de fonctionner en fin juin 1997 suite à une perte totale de puissance du satellite ADEOS, après 9 mois de données globales qui ont servis de base pour diverses GMFs largement utilisées par la suite. Le modèle NSCAT-1 [Wentz and Smith, 1999] a été établi pour le diffusiomètre NSCAT, résultant de la co-localisation des données du diffusiomètre NSCAT et les estimations de vent du capteur SSM/I (Special Sensor Microwave/Imager) et des estimations du modèle météorologique du centre européen ECMWF. Ce modèle a été formulé comme une décomposition en harmonique d’ordre 2 suivant l’équation (3.3.1) avec $N = 2$ et $p = 1$. En 1997, Ebuchi [2000] a amélioré ce modèle afin de corriger sa tendance à sous-estimer les basses vitesses de vent et surestimer les hautes vitesses de vent. Le modèle ainsi établi à la base de comparaisons avec plus de données est nommé NSCAT-2, lui-même ayant été amélioré et remplacé par le modèle NSCAT-4 Team [2014]. Un modèle plus élaboré NSCAT-5 a été récemment introduit par Wang et al., prenant en compte la sensibilité de la bande Ku aux conditions atmosphériques.

Le diffusiomètre QSCAT (diffusiomètre SeaWinds de la mission QuickSCAT), a été rapidement mis en orbite par la NASA en juin 1999 après la perte de NSCAT, à dessein de

comblent l'intervalle de temps entre la mission ADEOS-I précédente et la mission ADEOS-II prévue par la suite pour l'année 2000. Ce diffusiomètre a assuré une longue mission qui s'est étalée sur 10 ans (1999–2009). Il utilise une antenne tournante effectuant des mesures à 46° d'angle d'incidence pour la polarisation HH et 54° pour la polarisation VV. Les premières GMFs pour les données QuikSCAT ont été développées en se basant sur la GMF NSCAT-1 [Wentz and Smith, 1999]. Deux GMFs ont ensuite été indépendamment établies : La GMF QSCAT-1 développée par H. and Vanhoff [1999] et utilisée de manière opérationnelle par le JPL et le NOAA pour l'estimation du vent à partir des mesures Quiksat, et une autre GMF "Ku-2001" développée par Wentz et utilisée par le Remote Sensing Systems (RSS). Ces deux modèles ont été établis au début de la mission QuikSCAT et un nombre limité de données était disponible pour leur calibration, notamment pour les conditions de vents forts supérieurs à 20m/s. Un modèle récent appelé *Ku-2011* a été développé par Ricciardulli and Wentz [2015] en 2011 dans l'objectif d'améliorer l'inversion des vents forts, en se basant sur les 10 ans d'acquisitions de la mission QuikSCAT. Ce modèle a permis d'effectuer plusieurs corrections, en particulier la correction des biais systématiques pour les vents forts. Il a été initialement formulé comme une décomposition en harmoniques tronquée à l'ordre cinq, mais les contributions des troisième et quatrième harmoniques se sont avérées négligeables et le modèle s'est réduit à une décomposition de Fourier à l'ordre 2 suivant la formulation dans l'équation (3.3.1) avec un paramètre $p = 1$.

Données aéroportées

La plupart des bases de données aéroportées en bande Ku dans la littérature traitent des conditions extrêmes, à savoir les très forts vents [Carswell et al., 1999; Fernandez et al., 2006; Yueh et al., 2000], les faibles vents [Donnelly et al., 1999] ou encore la configuration proche nadir [Tanelli et al., 2006]. Bien que notre analyse porte essentiellement sur les asymétries directionnelles aux incidences et vents modérés, nous reviendrons rapidement sur ces références plus loin dans ce chapitre afin de conclure sur les asymétries dans ces conditions extrêmes de vents et/ou d'angle d'incidence.

Résultats

Nous ne disposons malheureusement pas des formulations des modèles NSCAT. La seule GMF que nous ayons pu analyser est la GMF récente Ku-2011 qui a été validée à partir d'un grand nombre d'observations. La figure 3.13 présente les asymétries obtenues à partir de cette GMF. Le comportement polarimétrique du UDA est encore une fois restitué. Le UDA en polarisation VV présente une valeur faible (1 dB) et une insensibilité à la vitesse du vent. Le UDA en polarisation HH présente en revanche des valeurs plus élevées ainsi qu'une forme non monotone en fonction de la vitesse du vent avec un maximum pour un vent faible de 4 m/s. Les tracés du UCA pour les polarisations HH et VV démontrent une variation non monotone avec un maximum prononcé de 7 dB à 7m/s pour la polarisation VV, et un maximum moins prononcé (5.3 dB) autour de la même vitesse de vent pour la polarisation HH. Au-delà d'une valeur de 12 m/s, le UCA en polarisation HH devient plus important que celui en polarisation VV, mais la différence reste faible. Notons la différence de 8° en angle d'incidence entre les deux polarisations.

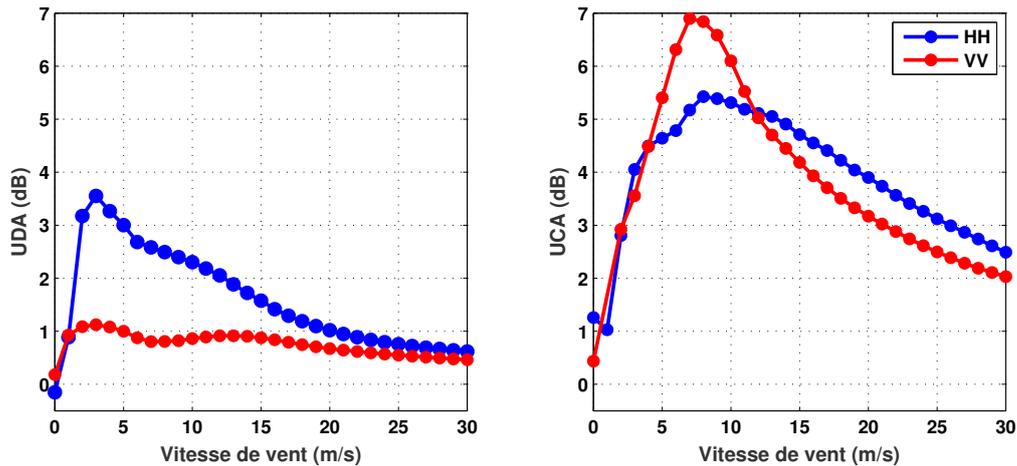


FIGURE 3.13 – Asymétries UDA (à droite) et UCA (à gauche) obtenues par le modèle ku-2011 en fonction de la vitesse du vent pour les polarisations HH (bleu) et VV (rouge) à 46° et 54° d'angles d'incidence respectifs.

3.3.5 Bande Ka

L'exploration de la bande Ka offre de nouvelles opportunités concernant l'amélioration de la résolution spatiale ainsi que la réduction de la taille des systèmes radars embarqués. Par ailleurs, les mesures dans cette bande de fréquence fournissent des informations sur l'atmosphère et sont largement utilisées dans la mesure de précipitations. Des premières mesures expérimentales en bassin [Plant et al., 1994a] collecté en visée upwind pour un angle d'incidence de 45° ont mis en évidence la contribution dominante des vagues capillaires à la rétrodiffusion dans cette bande de fréquence. D'autres mesures en soufflerie ont été effectuées par Giovanangeli et al. [1991] à un angle d'incidence de 30° pour toutes les directions en azimut en polarisation VV. Ces mesures témoignent d'une asymétrie UDA décroissante en fonction de la vitesse de vent et d'une asymétrie UCA non monotone en fonction de la vitesse de vent avec un maximum se produisant à une faible vitesse de vent autour de 5 m/s. Une expérimentation récente conduite par Yurovsky et al. [2017] a permis d'établir une GMF pour les co-polarisations en bande Ka (KaDPMOD) à partir de mesures d'une plate-forme en mer noire pour des angles d'incidence entre 25° et 65° et des vitesses de vent allant de 3 à 18 m/s. Leur formulation est conforme à l'équation dans 3.3.1 avec $p = 1$.

Les asymétries UDA et UCA obtenues sont illustrées dans la figure 3.14 en fonction de l'angle d'incidence pour différentes vitesses de vent, en comparaison avec les asymétries obtenues par Masuko et al. [1986]. Notons encore une fois l'incertitude sur les mesures de Masuko. Aux angles modérés, les données en mer [Plant et al., 1994a] et en soufflerie [Boisot et al., 2015; Giovanangeli et al., 1991] présentent des niveaux de rétrodiffusion excédant les niveaux de la NRCS donnée par Masuko et al. [1986].

Résultats

La figure 3.14 donne les asymétries UDA (figures du haut) et UCA (figures du bas) obtenues par les modèle KaDPMOD et Masuko (référéncés ci-après par UDA-KaDPMOD, UDA-Masuko et UCA-Masuko respectivement) en fonction de la vitesse du vent pour les polarisations HH (rouge) et VV (bleu) en fonction de l'angle d'incidence, pour des vitesses de vent de 7, 9 et 11 m/s. La différence entre les deux modèles est

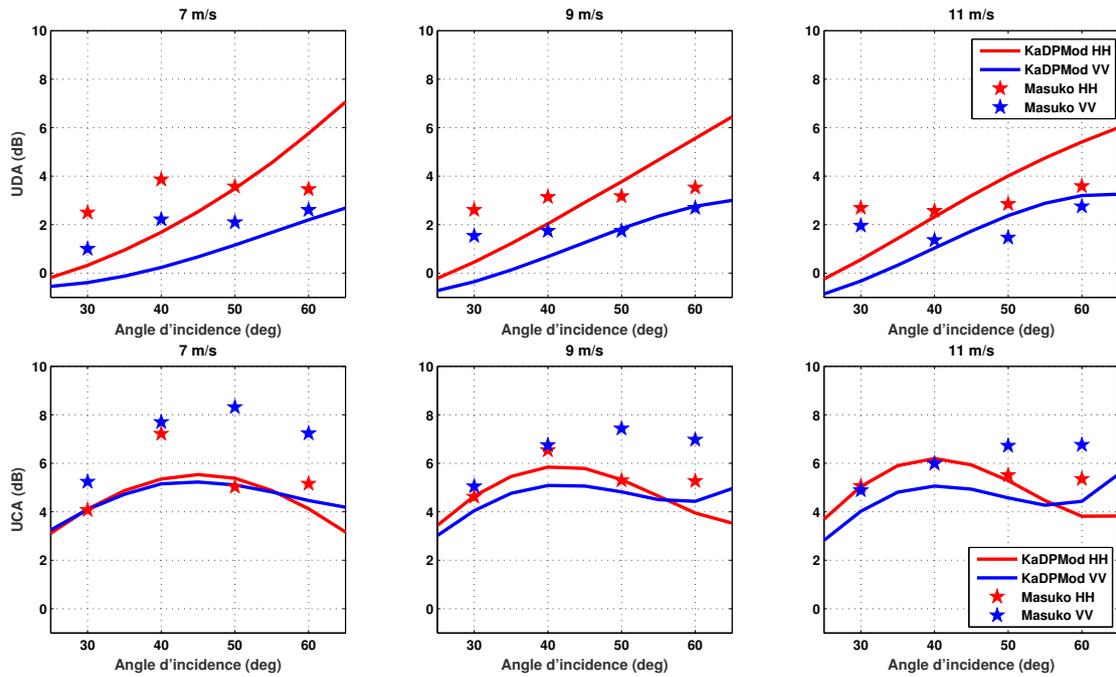


FIGURE 3.14 – Asymétries UDA (figures du haut) et UCA (figures du bas) obtenues par le modèle KaDPMOD en fonction de l’angle d’incidence pour les polarisations HH (rouge) et VV (bleu) pour des vitesses de vent de 7, 9 et 11 m/s. Les asymétries obtenues par les mesures de Masuko en bande Ka sont représentées en étoiles.

notable. Pour l’asymétrie upwind/downwind, les valeurs UDA-Masuko sont supérieures aux valeurs UDA-KaDPMOD pour les angles d’incidence supérieurs à 40° . Ce comportement s’inverse pour les angles d’incidence supérieurs à 40° pour lesquels les valeurs du UDA-Masuko sont inférieures. En termes de variation en fonction de l’angle de rasance, le UDA-Masuko présentent une légère sensibilité à l’angle d’incidence, tandis que le UDA-KaDPMOD présente une variation croissante en fonction de l’angle d’incidence. Le comportement polarimétrique est encore une fois confirmé pour la bande Ka puisqu’on retrouve bien des valeurs de UDA systématiquement supérieures en polarisation HH par rapport à la polarisation VV.

En termes de UDA, les deux modèles sont ponctuellement cohérents pour certains angles d’incidence en polarisation HH (typiquement 30° , 40° et 50°), mais présentent des différences notables pour les autres angles d’incidence, avec le UCA-Masuko surestimant en général le UCA-KaDPMOD. Les deux modèles présentent une variation non monotone avec un maximum autour d’une incidence modérée.

3.3.6 Comportement azimuthal en configurations particulières

Configurations rasante et proche nadir

A notre connaissance, le modèle semi-empirique reconnu pour la modélisation de la variation azimuthale en configuration rasante est le modèle GIT (Georgia Institute of Technology model) introduit par Horst et al. [1978]. La formulation de la NRCS est donnée comme le produit de trois composantes reliées aux effets de multi-trajets, à la direction de la surface et à la direction du vent. Ce modèle dépend également de la fréquence. La figure 3.15 donne les variations azimuthales données par ce modèle en polarisation HH et VV pour des angles de rasance de 0.1° , 1° et 10° . Pour un angle très rasant de 0.1° , le

modèle restitue une différence downwind-crosswind faible. Sur les données expérimentales, cette différence est quasi-nulle ou négative, traduisant la disparition du maximum secondaire dans la direction downwind. Ce comportement est observable à des angles de rasanse de 15° , ou même pour des angles moins rasant. Pour illustration, la figure 3.16 donne deux diagrammes azimutaux du modèle KaDPMOD à des angles d'incidence respectifs de 45° et 65° . Pour l'angle d'incidence modéré de 45° (figure de droite dans 3.16), le comportement bi-modal classiquement observé est retrouvé. Pour un angle d'incidence de 65° (figure gauche dans 3.16), la variation azimutale présente une forme unimodale avec un maximum prononcé en upwind et un minimum en downwind. Ce comportement est également observé sur une base de données acquise en bande X qu'on étudie dans le chapitre qui suit, pour un angle d'incidence de 75° d'angle d'incidence.

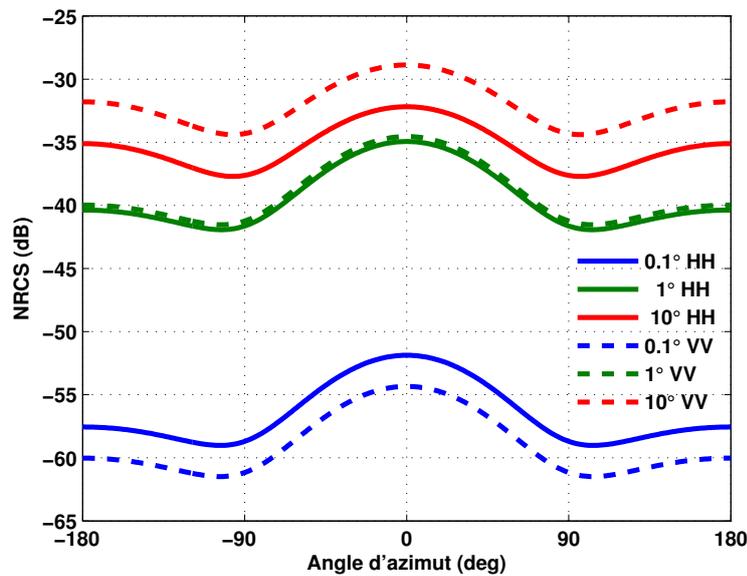


FIGURE 3.15 – Exemple de la modulation azimutale donnée par le modèle GIT pour des angles de rasanse de 0.1° , 1° et 10° pour une vitesse de vent de 10 m/s en bande X. Les polarisations HH et VV sont représentées par les traits pleins et pointillés respectivement.

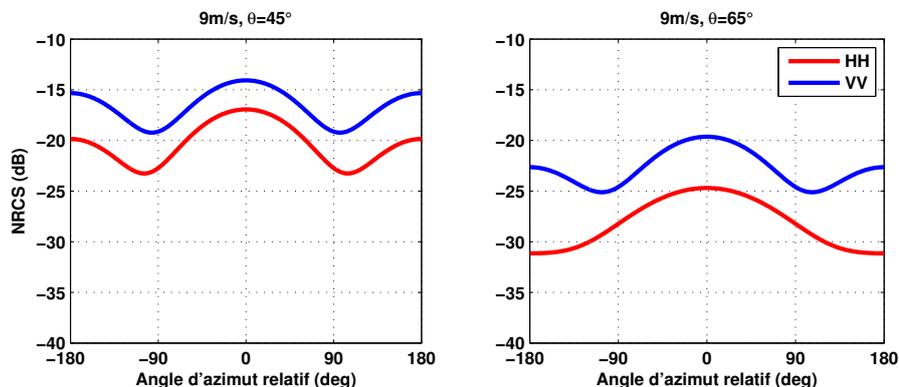


FIGURE 3.16 – Comportement en rasant en polarisation HH donné par le modèle KaDPMOD

Conditions de vents forts et faibles

De manière générale, la précision des GMFs pour les vents forts est difficile à assurer, d'une part à cause du manque de données de validation pour ces conditions de vent,

et d'autre part à cause de l'éventuelle contamination des observations par les conditions atmosphériques (la présence de pluie par exemple), dont l'effet augmente en hautes fréquences. La plupart des GMFs référencées précédemment sont valides pour des vents modérés (sauf pour les GMFs CMOD5.n en bande C et $ku - 2011$ en bande Ku dont le domaine de validité s'étend jusqu'à 35 m/s). Le caractère non monotone des asymétries avec un maximum qui dépend de la fréquence et de l'angle d'incidence est en revanche notable sur certaines GMFs étudiées, illustrant ainsi une décroissance des asymétries aux forts vents considérés. Précédemment, [Quilfen et al. \[1998\]](#) avait noté que les données diffusiométriques et les modèles empiriques existants surestiment les asymétries pour les conditions de vents forts. Les modèles récents (exemple CMOD5.n) ont notamment été améliorés en intégrant des corrections afin d'améliorer l'inversion des vents forts en se basant généralement sur des mesures aéroportées. [Yueh et al. \[2000\]](#) ont étudié la variation azimutale de la NRCS en bande C et Ku pour des conditions de vents forts (supérieurs à 20 m/s) et pour des angles d'incidence modérés (30, 40 et 50 degrés). Ils reportent les résultats de l'analyse des données acquises lors de la campagne aéroportée HOWE (Hurricane Ocean Wind Experiment) organisée par le JPL en conjonction avec le NRL, moyennant le diffusiomètre NUSCAT opérant en bande C et Ku. Bien qu'on s'attende à ce que la surface soit considérablement perturbée sous l'influence des vents très forts, les données analysées illustrent le comportement polarimétrique communément observé, la polarisation horizontale étant plus sensible à la vitesse et direction du vent en comparaison à la polarisation verticale. Les auteurs considèrent l'hypothèse que la sensibilité de la polarisation HH soit due à l'occurrence d'autres mécanismes de surface (en particulier le déferlement) qui n'ont pas de fort impact sur la NRCS en polarisation VV pour des angles d'incidence au-delà de 50° , car en effet, si on suppose que les mécanismes intervenants aux forts vents (en particulier le déferlement) constituent une contribution non polarisée à la réponse totale de la surface ([Jessup et al. \[1990\]](#)), cette contribution sera effectivement plus importante en polarisation HH compte tenu du retour de Bragg plus faible de la NRCS dans cette polarisation. En plus du comportement polarimétrique marqué, les données analysées dans cette étude montrent que les asymétries diminuent en fonction de la vitesse du vent pour des vents supérieurs à 7 m/s. Ce comportement est également noté par [Donnelly et al. \[1999\]](#) sur des mesures effectuées par des diffusiomètres aéroportés opérant en bande C et Ku à des angles d'incidence modérés entre 20° et 50° et pour des conditions de vents forts supérieurs à 15 m/s. On retient que cette décroissance des asymétries est éventuellement due à un étalement angulaire plus isotrope des petites vagues de capillarité aux vents forts [Donelan and Pierson \[1987\]](#), lui-même lié à l'occurrence d'autres mécanismes de surface comme la présence du déferlement et de l'écume qui tendent à réduire la directionnalité de la surface.

En ce qui concerne les conditions de vent faibles (inférieurs à 4-5 m/s), les données sont souvent susceptibles d'être bruitées, et ce à cause du faible signal ainsi que l'impact non négligeable d'autres paramètres océaniques aux vents faibles [\[Nghiem et al., 1995\]](#). Par conséquent, le comportement des asymétries à ces vents n'est pas simple à appréhender et nous n'avons considéré dans la précédente étude que les résultats pour les vents supérieurs à 4 m/s. À titre d'exemple, on a noté sur certaines données que l'asymétrie upwind/crosswind présente de très fortes valeurs pour les vents faibles. Ce comportement a typiquement été noté par [Carswell et al. \[1999\]](#) sur des données de diffusiomètres aéroportés opérant en bande C et Ku. Les mesures témoignent d'une asymétrie UCA importante pour des vents faibles inférieurs à 5 m/s que les auteurs expliquent par la décroissance rapide des niveaux de la NRCS en direction crosswind. L'interprétation des asymétries obtenues pour les faibles vents reste donc difficile.

3.3.7 Polarisation croisée

Le lancement du satellite RADARSAT-2 a mis à disposition une large base de données d'images SAR en polarisation croisée. A notre connaissance, la réponse radar en polarisation croisée a été empiriquement modélisée majoritairement en bande C et diverses relations empiriques en été formulées pour la relier à la vitesse de vent et la géométrie d'acquisition [Horstmann et al., 2015; Hwang et al., 2010, 2015; Sapp et al., 2016; Vachon and Wolfe, 2011; van Zadelhoff et al., 2014; Zhang and Perrie, 2012; Zhang et al., 2014], mais également en bande L [Meissner et al., 2014]. Bien que nous n'ayons pas effectué d'étude détaillée pour la polarisation croisée, on conclut de la littérature que cette dernière présente en général des asymétries significativement moins prononcées que celles observées pour les co-polarisations HH et VV. Elle présente de ce fait un atout pour l'inversion des vitesses de vent, notamment pour les très forts vents pour lesquelles les co-polarisations saturent.

3.3.8 Rapport de polarisation

La plupart des GMFs abordées ci-dessus sont établies pour la polarisation verticale VV (notamment en bande C avec les fonctions CMOD abondamment étudiées). La polarisation horizontale souffre donc d'un déficit de modélisation empirique, qui vient se joindre au déficit de modélisation théorique souligné dans le chapitre précédent. Plusieurs études proposent de se ramener à la polarisation horizontale en utilisant le rapport de polarisation (PR ci-après) qui s'exprime comme le rapport des NRCS obtenues dans les co-polarisations en linéaire :

$$PR = \frac{\sigma_{VV}^0}{\sigma_{HH}^0} \quad (3.3.4)$$

En principe, ce rapport dépend de l'angle d'incidence, de l'angle d'azimut relatif à la direction de vent, de la vitesse du vent et de tout autre paramètre caractérisant la rugosité de la surface de mer. L'objet de cette partie est de passer brièvement en revue différents modèles empiriques rendant compte de la variation du PR en fonction de ces paramètres et d'illustrer ces variations en se basant sur les données introduites précédemment.

Dépendance du rapport de polarisation de l'angle d'incidence

Les mesures de rapport de polarisation illustrent bien la forte croissance de ce dernier avec l'angle d'incidence. Le PR part d'une valeur unitaire (i.e $\sigma_0^{HH} = \sigma_0^{VV}$) pour les incidences normales, traduisant l'absence de séparation entre les NRCS en polarisation VV et HH pour cette gamme d'incidence, puis augmente pour les angles d'incidence plus élevés pour lesquels cette séparation est de plus en plus marquée.

L'un des modèles empiriques les plus répandus pour rendre compte de cette variation en incidence est le modèle issu des travaux de Thompson et al. [1998] qui, sur la base de considérations théoriques et en s'appuyant sur le jeu de données de Unal et al. [1991], ont proposé de formuler le rapport de polarisation pour une surface parfaitement conductrice comme une fonction de l'angle d'incidence uniquement s'écrivant de la manière suivante :

$$PR = \frac{(1 + 2 \tan^2 \theta)^2}{(1 + \alpha \tan^2 \theta)^2} \quad (3.3.5)$$

Dans cette formulation générale, les valeurs du paramètre α varient entre ($\alpha = 0$) correspondant à la condition asymptotique de la diffusion de Bragg qui donne un rapport de polarisation maximal, et ($\alpha = 1$) correspondant à la théorie de Kirchhoff. Les valeurs observées des rapports de polarisation se situent entre ces deux limites asymptotiques. [Thompson et al. \[1998\]](#) proposent une valeur de $\alpha = 0.6$ pour reproduire les données de [Unal et al. \[1991\]](#). [Monaldo et al. \[2001\]](#) ont également approuvé cette valeur en se basant sur des comparaisons des vents obtenus à partir des données RADARSAT-1 et des mesures in-situ. Néanmoins, d'autres études révèlent que les valeurs optimales du paramètre α peuvent varier considérablement. [Vachon and Dobson \[2000\]](#) reportent une valeur de $\alpha = 1.2$ en se basant sur la comparaison de la NRCS des données RADARSAT-1 et celle estimée par le modèle CMOD2-I3 en collocation avec des mesures de vent in-situ. Par ailleurs, [Horstmann et al. \[2000\]](#) reportent qu'une valeur de $\alpha = 1$ correspondant au rapport de polarisation de Kirchhoff donne la meilleure concordance lors de la comparaison des vitesses de vent dérivées des données RADARSAT-1 et les modèles de prévision opérationnels pour des angles d'incidence élevés. Des erreurs de calibration ou d'imprécision sur les paramètres de vents ou de géométrie peuvent éventuellement expliquer cette disparité des valeurs du paramètre α .

Un autre modèle de rapport de polarisation dépendant uniquement de l'angle d'incidence a été formulé par [Elfouhaily \[1996\]](#), à la base d'une transposition des coefficients de Fresnel effectifs en polarisation HH et VV. Ce modèle est formulé comme suit :

$$PR = \frac{(1 + 2 \tan^2 \theta)^2}{(1 + 2 \sin^2 \theta)^2} \quad (3.3.6)$$

Deux autres modèles du rapport de polarisation dépendant uniquement de l'angle d'incidence ont été proposés par [Mouche et al. \[2005\]](#) et par [Zhang et al. \[2011\]](#) (respectivement dérivés de mesures aéroportées du radar à ouverture réelle STORM et des données RADARSAT-2 en bande C). Les deux modèles sont globalement consistants avec le PR d'Elfouhaily, sauf pour certains angles d'incidence pour lesquels ce dernier sous-estime considérablement les PR observés.

Dépendance du PR à l'angle d'azimut

Les observations du rapport de polarisation pour les incidences modérées illustrent une modulation azimutale quasi-sinusoidale, présentant deux maximums en direction downwind, un second maximum moins prononcé en direction upwind et deux minimums en direction crosswind. Dans la classe des modèles empiriques prenant en compte cette modulation azimutale du rapport de polarisation, on peut citer le modèle élaboré par [Mouche et al. \[2005\]](#) en bande C à partir de mesures aéroportées du radar STORM. Ils proposent une formulation analytique qui s'écrit, en unité linéaire, pour une incidence θ donnée de la manière suivante :

$$PR(\theta, \phi) = D_0(\theta) + D_1(\theta) \cos(\phi) + D_2(\theta) \cos(2\phi) \quad (3.3.7)$$

D'autre part, pour une direction azimutale fixée, la dépendance de l'angle d'incidence est exprimée par la relation suivante :

$$PR_{\phi}(\theta) = A_{\phi} \exp(B_{\phi}\theta) + C_{\phi} \quad (3.3.8)$$

Les coefficients A_{ϕ} , B_{ϕ} et C_{ϕ} sont estimés pour chaque direction azimutale par régression sur les données et les coefficients C_i sont reliés aux rapports de polarisation dans les trois directions cardinales upwind ($\phi = 0$), downwind ($\phi = \pi$) et crosswind ($\phi = \pi/2$) par :

$$\begin{cases} D_0(\theta) = \frac{PR(\theta,0)+PR(\theta,\pi)+2 PR(\theta,\pi/2)}{4} \\ D_1(\theta) = \frac{PR(\theta,0)-PR(\theta,\pi)}{2} \\ D_2(\theta) = \frac{PR(\theta,0)^2-PR(\theta,0)-2 PR_{\phi=\pi/2}(\theta)}{4} \end{cases}$$

Le modèle ainsi obtenu est valide en bande C pour des angles d'incidence couvrant l'intervalle de 10° à 43° et pour des vitesses de vent allant de 2 m/s à 16 m/s et rend compte de la variation azimutale du rapport de polarisation décrite précédemment.

Dépendance du PR à la vitesse du vent

Bien que la plupart des études dans la littérature affirment une faible sensibilité du PR à la vitesse du vent, certaines ont en revanche mis l'accent sur l'impact non négligeable de ce paramètre sur les variations du rapport de polarisation. Ce dernier semble décroître quand la vitesse du vent augmente pour les incidences modérées. On peut citer les travaux de [Zhang et al. \[2011\]](#) qui ont analysé la variation du PR en fonction de la vitesse du vent à partir des données RADARSAT-2 en bande C avec des vitesses de vent allant de 1 m/s à 26 m/s. Ainsi proposent-ils un modèle empirique qui dépend de l'angle d'incidence et de la vitesse du vent de la manière suivante :

$$PR(\theta, U_{10}) = P(\theta)U_{10}^{Q(\theta)} \quad (3.3.9)$$

Avec $P(\theta) = P_1^*\theta^2 + P_2^*\theta$ et $Q(\theta) = Q_1^*\theta + Q_2$. Les paramètres polynomiaux P_1, P_2, P_3, Q_1 et Q_2 sont constants et régressés à partir des données. Ce modèle illustre la décroissance du rapport de polarisation quand le vent augmente pour les incidences entre 20° et 50° . Qualitativement, quand la vitesse de vent augmente, on s'approche du régime Kirchhoff, ce qui se traduit par une décroissance du rapport de polarisation.

3.4 Synthèse et analyse comparative

La diversité des résultats obtenus par les différents modèles présentés ci-dessous témoigne de la complexité de la relation liant la NRCS au vecteur de vent. La précision d'un modèle dépend de la précision de sa formulation analytique ainsi que des données qui ont servi pour son étalonnage. Les différentes données expérimentales traduisent la dynamique et les spécificités propres de chaque capteur, ainsi que les éventuelles limitations liées à la calibration, au bruit instrumental. Par ailleurs, la variabilité et les incertitudes relatives aux estimations du vecteurs de vent utilisés en entrée afin d'ajuster les coefficients du modèle conditionnent également sa précision. De la même manière, divers facteurs autres que le vent peuvent modifier la NRCS mesurée (Etat de la mer, stabilité de l'air, conditions atmosphériques, courants océaniques...). Ces facteurs ne sont généralement pas pris en considération dans les modèles empiriques. Toutes ces raisons font que les GMFs ne sont pas généralisables et donnent des résultats assez variables. Cette étude bibliographique nous a permis, nonobstant la difficulté de réaliser une analyse comparative quantitative, de mettre en évidence les tendances suivantes :

- Comportement polarimétrique : L'asymétrie upwind/downwind est systématiquement plus prononcée en polarisation HH par rapport à la polarisation VV. Cela met en évidence l'hypothèse que les mécanismes à l'origine de l'asymétrie UDA ont plus d'impact en polarisation HH qu'en polarisation VV.
- Comportement en fonction de l'angle d'incidence : Certaines études attestent la croissance des asymétries en fonction de l'angle d'incidence, tandis que d'autres révèlent une variation non monotone en fonction de l'angle d'incidence. La position du maximum dépend de la vitesse du vent et de la fréquence. La position de ce maximum se décale globalement vers les faibles incidences lorsque la vitesse de vent augmente.
- Comportement en fonction de la vitesse du vent : Les différentes GMF montrent un comportement non monotone des asymétries en fonction de la vitesse de vent, avec un maximum dont la position varie avec la fréquence et l'angle d'incidence. La position de ce maximum se décale vers les vents faibles quand l'incidence augmente.
- Comportement en fonction de la fréquence : Il est difficile d'établir une conclusion sur le comportement fréquentiel des asymétries en se basant sur des données acquises par des capteurs différents. Cependant, il ressort de cette étude que les asymétries augmentent avec la fréquence pour les incidences et les vents modérés. Nous avons cherché à consolider cette hypothèse en se basant sur des données acquises simultanément en bande X et L (voir chapitre 3).

Étude des bases de données aéroportées INGARA et ONERA

A la suite de l'analyse expérimentale de différentes données de la littérature, nous nous intéressons dans ce chapitre aux résultats de l'analyse empirique des bases de données que nous avons nous même exploitées. La première étude porte sur l'analyse de la base de données radar polarimétrique «INGARA», acquise en bande X par l'organisme australien DSTO. Les principaux résultats de cette analyse ont fait l'objet d'une publication [Guerraou et al., 2016] parue dans le journal IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. Nous reprenons dans la première partie de ce chapitre cette publication qui résume notre étude des asymétries angulaires sur cette base de données polarimétrique. Cette étude nous a essentiellement permis de corroborer certains résultats de la littérature sur les comportements des asymétries en fonction de la polarisation et l'angle d'incidence pour cette bande de fréquence. Nous en dégageons également un certain nombre de résultats originaux sur les propriétés des sections efficaces radar des co-polarisations et polarisation croisée en fonction des géométries d'acquisition et des états de mer. Enfin, nous évaluons les performances et les limitations des modèles récents de diffusion océanique à la lumière de cette base de données.

La seconde étude s'est attachée à l'analyse de passes de mesures acquises simultanément en bande X et L par le système SETHI de l'ONERA. Les résultats de cette analyse ont été synthétisés dans un papier de conférence [Guerraou et al., 2017]. Cette analyse nous a essentiellement éclairés sur le comportement fréquentiel de la variation en azimut et les asymétries directionnelles en bande X et L.

4.1 Base de données INGARA

Investigation of azimuthal variations from X-band medium grazing angle sea clutter

Zaynab Guerraou, Sébastien Angelliaume, Luke Rosenberg and Charles-Antoine Guérin

Abstract—The Ingara X-band fully-polarimetric medium grazing angle sea clutter data set was collected in the Australian maritime environment over an angular range of 360° in azimuth and 15° to 45° in grazing. This paper reports further analysis of this data set, focussing on understanding the azimuth variation to enable improved simulation accuracy and extraction of relevant geophysical parameters. This includes some original properties of the co- and cross-polarized normalized radar cross section as a function of the scattering geometry and sea surface parameters. We also assess the performances and limitations of recent sea surface scattering models in the light of this rich data set.

Index Terms—Normalized radar cross section (NRCS), polarization, azimuthal variation, sea surface, medium grazing angles

I. INTRODUCTION

The study and modeling of the sea surface clutter in the microwave regime is important for both maritime surveillance (i.e. detecting targets in sea clutter) and for better understanding the maritime environment (i.e. the recovery of geophysical parameters). This latter application has reached a mature state in the last decades with the simultaneous improvements of analytic scattering models [1], descriptions of the sea surface [2]–[4] and the ever increasing capabilities of airborne and space-borne instruments [5]. In most cases, the sea surface and scattering models provide a satisfactory agreement with the experimental observations, both from the qualitative and quantitative point of view (see [6]–[10] for the assessment of some recent airborne radar data and [11]–[13] for spaceborne data). However, some issues remain in understanding and modeling the effects of microwave ocean scattering. These include difficulties in characterising the cross-polarized and horizontally-polarized return, the variability of the normalized radar cross section (NRCS) due to ‘forcing’ parameters (mixed sea systems, swell, currents, wave age, etc.), the influence of breaking waves, the directional wave number spectrum of short-waves, and azimuthal variations including directional asymmetry. In this paper, we will investigate this final issue using the Ingara X-band medium grazing angles (MGA) sea clutter data set which was collected by the Defence Science and Technology Group [14]. This data set is described in Section II with an original technique presented in Section III for processing data with weak signal (i.e. clutter) to noise ratios (SNR).

Z. Guerraou and S. Angelliaume are with the ONERA, Département Electromagnétisme et Radar, France.

L. Rosenberg is with the Defence Science and Technology Group, Australia.

C.-A. Guérin is with the Université de Toulon at the Mediterranean Institute of Oceanography (MIO, UM 110 UTLN/AMU/CNRS-INSU/IRD) F-83957 La Garde, France.

Numerous data sets described in the literature show evidence of azimuthal variation of the NRCS at MGAs with different empirical relationships derived to relate the angular variations to the wind and/or wave directions [15]–[17].

Rather than propose a new geophysical ‘model function’ for sea clutter returns, this work is concerned with the characterization of the azimuthal variations and directional asymmetries observed in sea-clutter. The results inferred from this study should eventually be confirmed on other datasets, with the long term objective being to incorporate them into a physical model. Such an improved model would be useful in estimating the main geophysical parameters such as wind speed and direction, significant wave height and wave age.

In Section IV, we investigate the azimuthal variations of the NRCS for both the horizontal (H) and vertical (V) channels. A vanishing of the secondary downwind maximum is observed with the HH polarization at the lowest grazing angle (15°), thereby confirming the phenomenon observed and modelled in the empirical Georgia Institute of Technology (GIT) mean backscatter model [18]. The directional asymmetries are shown to be polarization-dependent and follow non-monotonic variations with respect to the grazing angle.

In Section V, the relationships between the different polarization channels are investigated in terms of the underlying physical scattering mechanisms. Section VI then shows a comparison of the angular variations of the fully-polarized data set with recent scattering and directional sea spectrum models. We show that the agreement with data can be improved by resorting to these recent sea surface scattering models, although there remains a number of observed features which are not correctly modeled.

II. THE INGARA MGA SEA CLUTTER DATA SET

Ingara is a fully-polarimetric X-band radar system maintained within the DST Group in Australia [19]. During the MGA sea-clutter trials, the central frequency was set to 10.1 GHz and the radar collected real aperture I/Q data with range and azimuth resolutions of 0.75 m and 63 m respectively. As shown in Fig. 1, data were collected over a range of sea conditions using a circular spotlight collection with grazing angles spanning 15° to 45° . The total collection across all grazing angles for a single run took approximately 90 minutes and it is not unreasonable to assume that the ocean surface conditions remain relatively unchanged. The MGA sea clutter trials were conducted over several days in two distinct maritime regions. The first ‘sea clutter trial’ (SCT04) occurred in 2004 over the Southern Ocean, approximately 100 km south

of Port Lincoln, South Australia. Eight days of data were collected with environmental conditions summarised in Table I (runs 1-8). A further four days of data were collected during the second ‘maritime sea clutter trial’ (MAST06) (runs 9-12). This trial was conducted in 2006 over littoral and open ocean environments near Darwin in the Northern Territory. The sea conditions were measured using DST Group’s Tri-axys wave buoy which was located within 50 km of the imaging site. Wind data from several different sources were collected and compared during the trials. For the SCT04, the most reliable wind data were obtained from the Bureau of Meteorology (BoM) automatic weather station located on a cliff top about 50 km north-east of the wave buoy deployment site. Hence it will be subject to some error and possibly some time delay compared to the actual conditions at the wave buoy site. For MAST06, the most reliable wind data were made with a hand-held anemometer on a boat near the imaging area except for one collection where the wind vector predicted by the Australian BoM Meso-scale Limited Area Prediction System (LAPS) model was used [14]. The Douglas sea state reported in Table I is based on the wave height. Figure 2 shows an example of the radar backscatter for HH polarization of run day 3 with a wind speed of 10.3 m/s and a wave height of 2.6 m. The data set was collected over a full 360 degree orbit of the scene and has been rotated so that upwind is at 0° . It is noteworthy that the imaged scenes contain waves driven from both wind and underlying swells. This is illustrated by the patterns observed in Fig. 2 which correspond to swell modulations. Although it was difficult to isolate the different wave and wind effects, the analysis performed helps to draw out interesting trends in the data.

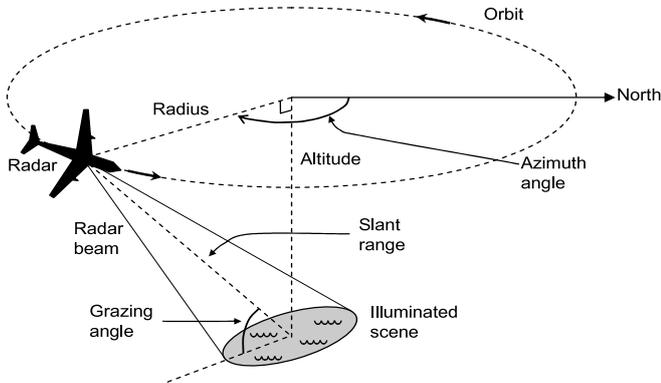


Fig. 1: Circular spotlight mode collection geometry.

In Fig. 3, significant wave heights, H_s , from the Ingara MGA data set are compared to those inferred from the classical Elfouhaily (Elf) spectral model [3] used in unlimited fetch conditions. As can be seen, the H_s values reported in the SCT04 campaign are much larger than those predicted by a fully-developed wind-sea surface, $H_s \simeq 0.025 U^2$ where U is the wind speed at 10 m height, indicating the likely presence of large amplitude swell. On the contrary, the low H_s values observed for the MAST06 experiment are explained by data being subject to a daily wind cycle where the wind duration was constant for only a few hours in any given direction. This implies the seas during MAST06 were fully-developed only

Run day	Douglas sea state	Wind		Wave		
		Speed (m/s)	Direction (deg)	Height (m)	Direction (deg)	Period (s)
1	6	10.2	248	4.9	220	12.3
2	5	7.9	248	3.5	205	11.8
3	5	10.3	315	2.6	210	10.4
4	5	13.6	0	3.2	293	8.8
5	4-5	9.3	68	2.5	169	9.7
6	5	9.5	315	3.0	234	11.4
7	6	13.2	22	3.8	254	12.2
8	7	8.5	0	4.3	243	12.5
9	3	8.5	115	0.62	112	3.1
10	2	3.6	66	0.25	35	2.6
11	2	3.5	83	0.41	46	4.0
12	3	10.2	124	1.21	128	4.6

TABLE I: Wind and wave ground truth for the Ingara MGA data. Run days 1-8 are from the SCT04 trial, while 9-12 are from MAST06. Douglas sea state is determined by the wave height.

at very low wind speeds.

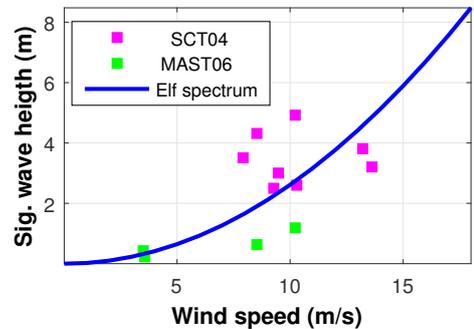


Fig. 3: Significant wave height with respect to wind speed as derived from Elfouhaily spectrum and the measured environmental conditions during the Ingara MGA trials.

III. DATA PROCESSING

To estimate the sea-clutter NRCS, a number of pre-processing steps were applied to the collected data. Firstly, the sampled signal was adjusted for motion compensation using both the inertial navigation unit and the global positioning system onboard the radar platform. The next steps included a correction for the variation in ground range resolution due to changes in grazing angle, removal of the elevation beampattern and polarimetric calibration using trihedral corner reflectors on the ground, assuming that calibration parameters are constant during the flight. Motion compensation affected the phase of the radar backscatter, while adjustment for the ground range resolution altered the NRCS. The calibration was validated by verifying the stability of the radar cross talk, channel imbalance and absolute gains for several hours before the flight.

For the lower grazing angles and both HH and HV polarization channels, the SNR is low and an accurate denoising procedure is of primary importance for correct retrieval of the NRCS. In previous work [20], the mean instantaneous thermal noise power of the radar system was estimated by processing part of the collection where the transmitter was

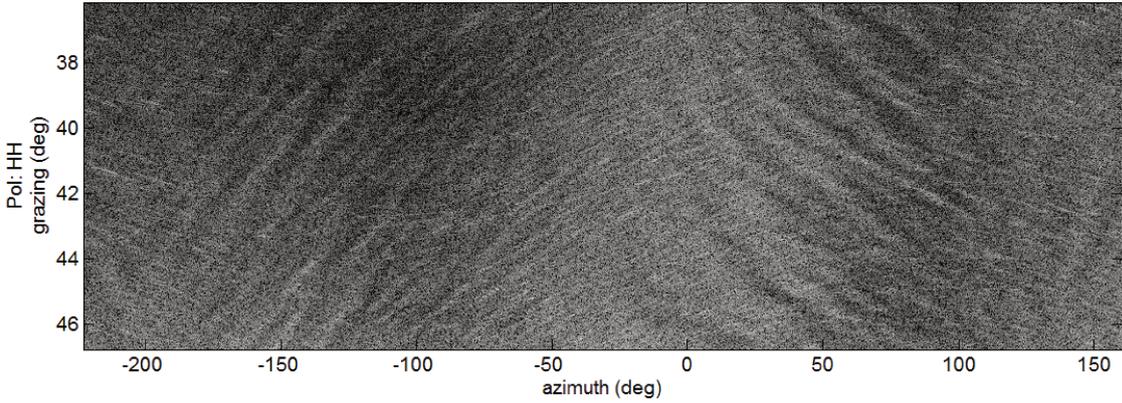


Fig. 2: Example of Ingara HH sea-clutter data as a function of azimuth angle.

turned off. By assuming the sea-clutter and thermal noise are independent throughout the processing chain, a noise signal was then created in the backscatter coefficient domain with the same pre-processing steps applied as the clutter plus noise signal. It is important to note that the noise level is constant within the radar. However, the noise component of the radar return after pre-processing and calibration becomes slightly larger at lower grazing angles. A point-by-point denoising by subtracting this noise from the measured data is not always appropriate as it may result in non-physical negative intensities and if these are rejected in the estimate of the NRCS, there is the possibility of introducing an artificial bias. To overcome these limitations and obtain an estimate of the mean noise power in the low SNR regions, we have therefore proposed a new probabilistic denoising approach based on a maximum likelihood estimator (MLE).

We assume an additive white noise on the recorded NRCS, with mean and variance depending on the grazing angle but not the azimuthal direction. This last assumption is well supported by experimental evidence.

For the double purpose of estimating the ensemble-averaged NRCS and reducing the noise, we average data in bins of 5° in azimuth and 1° in grazing with each bin containing approximately 10^6 samples. Then assuming that the statistical parameters describing both the noise and the NRCS do not vary appreciably in such a small angular domain, the ensemble-averaged NRCS at a given grazing angle can be written as a Fourier series describing the azimuth variation with an additive Gaussian background noise:

$$\sigma_0^{\text{model}}(\phi_n) = \bar{\sigma}_0(\phi_n) + b(\phi_n), \quad (\text{III.1})$$

where ϕ_n is the azimuth angle relative to the wind direction, $b(\phi_n)$ is a realization of the mean noise and $\bar{\sigma}_0(\phi_n)$ is the denoised NRCS described by the following model:

$$\bar{\sigma}_0(\phi_n) = a_0 + \sum_{k=1}^4 a_k \cos(k(\phi_n - \delta_k)). \quad (\text{III.2})$$

Four harmonics have been found sufficient to reproduce the mean azimuthal variations in the NRCS (See [21]). Also, the NRCS extrema do not always coincide with the cardinal

directions (up/down/cross wind) and are sometimes significantly shifted from their expected position. Therefore, we did not assume any a-priori symmetry with respect to wind direction and have introduced additional phase parameters, δ_n , in the cosine expansion. Note that the amplitude is an implicit function of polarization, grazing angle and sea state.

After averaging in each bin, the mean noise power can reasonably be described with a Gaussian distribution by virtue of the central limit theorem, even through it is known to follow an exponential distribution. Our analysis assumes that antenna and system noise are the dominant contributors to the noise estimates and that environment sources of noise variability with look direction (both azimuth and grazing angle) can be neglected. The antenna will contribute a grazing angle dependency in the system noise which has been estimated for the denoising process, while analysis has shown that the variation over azimuth is approximately constant and may be approximated with a constant mean, \bar{b} , and variance, σ_b^2 . Also, since the denoised NRCS is deterministic, the overall NRCS model can be represented as a shifted normal distribution:

$$\sigma_0^{\text{model}}(\phi_n) \sim \mathcal{N}(\bar{\sigma}_0(\phi_n) + \bar{b}, \sigma_b^2). \quad (\text{III.3})$$

Under these assumptions, the log-likelihood of the observations can be written as follows:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2} \sum_{n=1}^{N_a} \log(2\pi\sigma_b^2) - \sum_{n=1}^{N_a} \frac{1}{2\sigma_b^2} [\sigma_0^{\text{data}}(\phi_n) - (\bar{\sigma}_0(\phi_n) + \bar{b})]^2, \quad (\text{III.4})$$

where N_a is the number of bins in azimuth. This can also be rewritten after substituting the NRCS model in (III.2):

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2} \sum_{n=1}^{N_a} \log(2\pi\sigma_b^2) - \left(\sum_{n=1}^{N_a} \frac{1}{2\sigma_b^2} [\sigma_0^{\text{data}}(\phi_n) - (a_0 + \sum_{k=1}^4 a_k \cos(k(\phi_n - \delta_k)) + \bar{b})]^2 \right). \quad (\text{III.5})$$

The parameters a_k and δ_k in the model NRCS can be obtained by maximization of the log-likelihood. This is performed by finding the set of values which cancel the partial derivatives $\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial a_k}$ and $\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \delta_k}$. This leads to a linear system of size 9×9 for the 9 unknowns (a_0, a_k, δ_k), with matrix elements

merely depending on the bin-averaged data $\sigma_0^{\text{data}}(\phi_k)$ and the mean noise power \bar{b} . Due to page constraints, the derivation is not reproduced here but is straightforward to obtain.

Figure 4 shows an example of the denoised NRCS, its comparison with the original data and the mean value of the azimuthal noise. As can be seen for low grazing angles where the SNR is low, the full dynamical range of the HH NRCS can only be seen after appropriate denoising.

To test the robustness of the estimation scheme, a validation procedure was performed by simulating the NRCS using the GO-SSA scattering model [22] introduced in Section VI and then adding different levels of simulated noise. The root mean square error calculated between the noise-free simulated data and the estimated model is found to be significantly low and quite insensitive to the SNR (It remains of the order of 10^{-9} for an SNR as low as -30 dB). Another possible source of mismatch between model and data is the limited number of azimuthal harmonics in the model. This was verified by simulating a 10-harmonic NRCS and then reconstructing it with only 4 harmonics. The results were still found to be accurate and robust to the SNR.

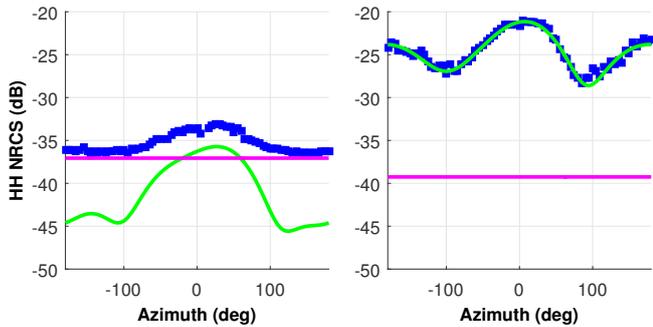


Fig. 4: Raw (■) and denoised NRCS (—) for the HH polarization, run day 9 at grazing angles: 15° (left) and 45° (right). The mean noise estimate is shown in magenta. Note that the azimuth axis has been rotated so that 0° is upwind.

IV. ANGULAR VARIATION OF THE NRCS

A. Grazing variations

The MLE based fitting and denoising procedure has been systematically applied to the different run days for all grazing angles. Figure 5 shows an example of the co-polarized NRCS (HH and VV) for run day 9 as a function of the grazing angle for different azimuthal directions: upwind, crosswind and downwind. The noise estimate exhibits a variation of up to 4 dB with grazing angle but only the mean value for this specific run day is superimposed on the plots, with the remaining solid lines corresponding to a third-order polynomial model that has been fitted to the NRCS.

In this figure, the upwind and downwind returns in VV are close, while the crosswind return is lower by about 7 dB. This is not the case in HH where the downwind and crosswind values are very close at the lowest grazing angles. In addition, the denoised NRCS in this region is up to 10 dB lower than the noise floor. We recall that the total collection across all grazing angles took approximately 90 minutes. Even though

it seems reasonable to assume that the ocean surface conditions remain relatively stable over such short time intervals and that mean backscatter variations are for the most part related to the changing imaging geometry rather than changing ocean conditions, it is possible that this has caused some variations across grazing angles.

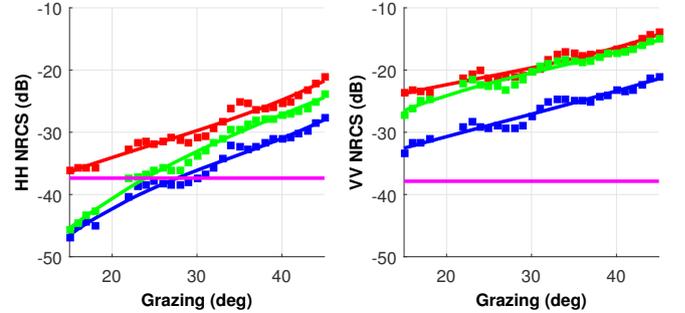


Fig. 5: Variation of the NRCS with grazing angle for run day 9 for HH (left) and VV (right) polarizations. Azimuth directions: upwind (red), crosswind (blue) and downwind (green). Mean noise estimate is shown in magenta.

B. Azimuthal variations

We now investigate the azimuthal variation after the MLE based denoising. Figure 6 illustrates the azimuthal variations of the resulting co-polarized NRCS (VV and HH) for run day 9 (wind speed of 8.5 m/s) with various grazing angles. At moderate grazing angles we recover the commonly observed pattern of a sinusoidal variation with respect to the wind direction: a maximum in the upwind direction, a secondary maximum in the downwind direction and two minima in the crosswind directions. Note that the variations are sometimes asymmetric around the upwind direction which may be due to the occurrence of an extra swell system not aligned with the wind direction. This also can be linked to any potential wind measurement inaccuracy.

As the grazing angle is decreased in HH polarization, the angular distribution shifts progressively from two local maxima in the upwind/downwind direction to a unique and pronounced maximum in the upwind direction. The interpretation and physical modeling of this peculiar azimuthal behavior at low grazing angles are not easily established. To better characterize this observed behaviour, we have investigated the upwind/downwind asymmetry (UDA) and upwind/crosswind asymmetry (UCA). This is defined as the difference (in dB) of the NRCS level at the cardinal directions for the same grazing angle.

Observed values of the maximum UDA and UCA in the HH and VV polarizations, together with the grazing angle where these maxima occur have been reported. Note that values for the two crosswind directions (± 90 degrees) have been averaged as they sometimes exhibit different levels of NRCS. This is seen in Fig. 6 and is likely due to the presence of a different wave system (swell) in the sea.

From these results, the UDA and UCA for both polarizations reach their maximum at a moderate grazing angle between 35° and 45° . This angle varies slightly with wind speed but no

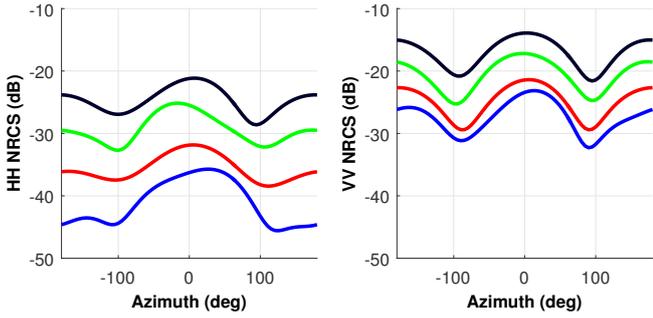


Fig. 6: Azimuthal variation in HH (left) and VV (right) polarizations for run day 9 with nominal grazing angles of 16° (blue), 25° (red), 35° (green) and 45° (black). Note that the azimuth axis has been rotated so that 0° is upwind.

clear trend is observed. The maximum UDA in HH is about 2 dB higher than the VV counterpart, while the maximum UCA is rather insensitive to polarization and wind speed (~ 7 dB at moderate to large winds speed between 8-14 m/s). Further conclusions are difficult to make for the UDA due to the small SNR and the strong data dispersion at lower grazing angles.

These conclusions are also confirmed in Fig. 7 by examining the different azimuthal harmonics. Since the a_0 harmonic captures the NRCS mean omnidirectional value and does not contribute to directional asymmetries, the higher order harmonic amplitudes a_1, \dots, a_4 have been normalized with respect to a_0 . The first two harmonic components, a_1 and a_2 , incorporate the most prominent contributions to the upwind-downwind and upwind-crosswind asymmetries. As clearly shown in Fig. 7, the contribution of a_1 is obviously more substantial in HH, which supports the previously stated observation of the UDA. This trend is reversed for the a_2 harmonic, whose contribution is greater for VV than HH, suggesting that the UCA asymmetry is more pronounced for VV-polarized data. The a_3 and a_4 amplitudes are small compared to a_1 and a_2 , but still contribute to refining the azimuthal adjustment of the data and improving the goodness of fit.

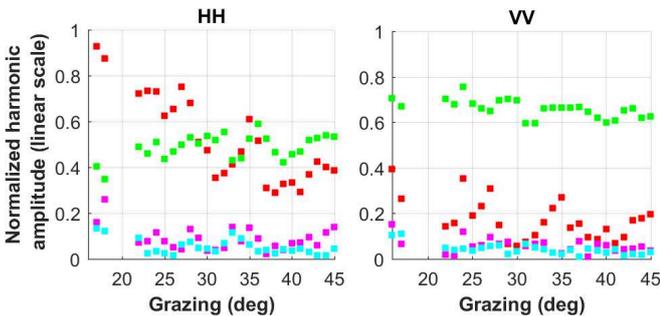


Fig. 7: Normalized harmonic amplitudes for HH (left) and VV (right) polarizations for run day 9: $\frac{a_1}{a_0}$ (red), $\frac{a_2}{a_0}$ (green), $\frac{a_3}{a_0}$ (magenta), and $\frac{a_4}{a_0}$ (cyan).

V. RELATIONS BETWEEN THE DIFFERENT POLARIZATIONS

To better understand the relationship between the different polarization channels, we now study the polarization ratio and difference as well as the azimuth variation of the cross polarized data.

A. Polarization ratio

The most commonly used quantity to relate the different polarization channels is the polarization ratio (PR),

$$PR = (\sigma_{VV}^0)_{dB} - (\sigma_{HH}^0)_{dB} \quad (V.6)$$

where the dB subscript indicates the result measured in decibels. An illustration of the variation with grazing angle is given in Fig. 8 for run days 9 (left) and 12 (right), where the PR is modelled using a third-order polynomial. Superimposed on this figure are the PR predicted by classical Bragg theory [23, eqns. 4.5-4.7], which is believed to be the dominant mechanism at medium grazing angles and low wind speed, as well as the PR inferred from the GOSSA model which offers a closer match to the data.

These results show the PR is a decreasing function with grazing and the Ingarra MGA results are typically much lower than the (roughness independent) polarization ratio predicted by Bragg theory. The GO-SSA model is a closer match to the data and offers significant improvement to the PR prediction. However, it remains deficient in recovering the PR azimuthal variation (namely the upwind/downwind PR contrast and the maximum downwind PR). This discrepancy between data and models is especially true at 15° grazing, where a difference of up to 10 dB is observed. A strong sensitivity to the azimuthal direction is also observed, with a similar PR level observed in the up and crosswind directions, while the downwind PR is systematically higher. These trends are confirmed in Fig. 9 which shows the azimuthal variation of the PR. The results show a sharp maximum around the downwind direction and a secondary maximum around the upwind direction, which can allow removing the ambiguity usually encountered between the upwind and downwind directions.

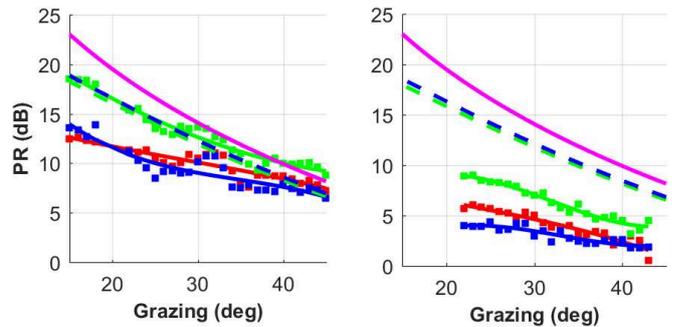


Fig. 8: Polarization ratio versus grazing angle for run days 9 (left) and 12 (right). Azimuth direction: upwind (red), crosswind (blue) and downwind (green). The magenta solid line (—) corresponds to Bragg PR and the dashed lines (- -) and (- -) to GO-SSA upwind and crosswind PR respectively.

B. Polarization difference

Another useful parameter is the polarization difference (PD) of the two co-polarizations using a linear scale ([24]),

$$PD = (\sigma_{VV}^0 - \sigma_{HH}^0)_{dB}. \quad (V.7)$$

This parameter is also twice the polarized part, σ_{pol}^0 , of the NRCS in its classical decomposition into a polarized and

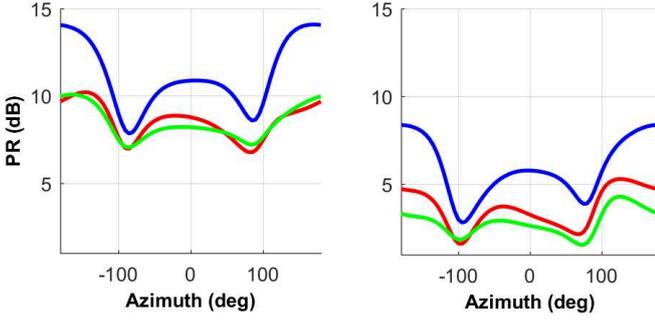


Fig. 9: Polarization ratio versus azimuth angle for run days 9 (left) and 12 (right) at nominal grazing angles of 25° (blue), 37° (red) and 42° (green). Note that the azimuth axis has been rotated so that 0° is upwind.

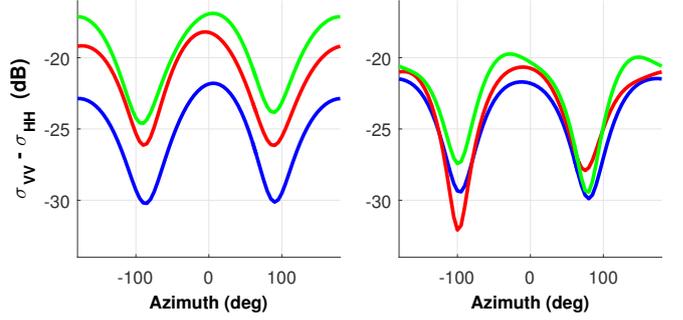


Fig. 10: Azimuthal variation of the polarization difference VV-HH for run days 9 (left) and 12 (right) at nominal grazing angles of 25° (blue), 37° (red) and 42° (green). Note that the azimuth axis has been rotated so that 0° is upwind.

unpolarized part,

$$\begin{aligned}\sigma_{VV}^0 &= \frac{1}{2}(\sigma_{VV}^0 + \sigma_{HH}^0) + \frac{1}{2}(\sigma_{VV}^0 - \sigma_{HH}^0) = \sigma_{unpol}^0 + \sigma_{pol}^0, \\ \sigma_{HH}^0 &= \frac{1}{2}(\sigma_{VV}^0 + \sigma_{HH}^0) - \frac{1}{2}(\sigma_{VV}^0 - \sigma_{HH}^0) = \sigma_{unpol}^0 - \sigma_{pol}^0.\end{aligned}\quad (V.8)$$

It is well-known (see for example the Two-scale model or as a direct consequence of the universal weighted curvature approximation (WCA) [25, eq. 4.32]), that if one ignores the effect of the modulation by long waves, then the PD is proportional to the wave number spectrum taken at the Bragg frequency. It is therefore more sensitive to the small scale features of the sea surface, rather than the larger scales which are responsible for the unpolarized portion of the NRCS.

Figure 10 shows the azimuthal variations of the PD at various grazing angles for run days 9 and 12. Note that the results are shown in dB scale to highlight the azimuthal PD dynamics and variations, even though the PD is calculated in a linear scale. At lower grazing angles, the PD is typically dominated by the VV component which is much stronger than HH. However, at higher grazing angles where the VV and HH NRCS are of the same order of magnitude, the PD does not exhibit the UDA asymmetry seen with HH and VV polarized data. This seems to indicate that the UDA asymmetry is likely to be contained in the non-polarized part and presumably linked to the large rather than small scales of roughness. Another possibility is that breaking events, whose contribution is thought to be non-polarized, play a major role in the production of this asymmetry. This would explain why the UDA is stronger in HH than VV (the relative contribution of breaking being stronger in the former case).

C. Cross-polarized data

Similarly to the co-polarized data, we now study the azimuthal variation of the cross-polarized data. These data present an azimuthal modulation whose shape is akin to the VV-polarized data but which is remarkably less pronounced when compared to the co-polarized data in terms of asymmetry magnitudes. Figure 11 illustrates an example for the azimuthal variations of the cross-polarized for run day 9 with various grazing angles. Note that since cross-polarized measurements are usually very close to the noise floor, these conclusions on azimuthal variations have been confirmed on the higher

grazing angle HV data where the SNR is good enough to assign confidence to the results.

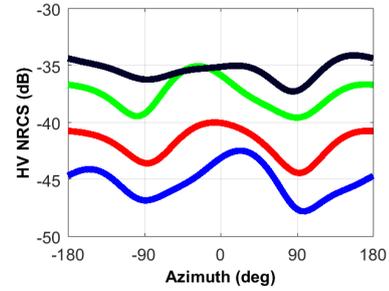


Fig. 11: Azimuthal variation in HV polarization for run day 9 with nominal grazing angles of 16° (blue), 25° (red), 35° (green) and 45° (black). Note that the azimuth axis has been rotated so that 0° is upwind.

We now investigate the azimuthal dependence of the cross-polarized NRCS (VH or HV) in the light of a recent simplified formulation [26] of the second-order small-slope approximation (SSA2), [27]. In this work, a numerically efficient and almost equivalent version of SSA2 was developed for the cross-polarized backscatter. It was shown that, starting about 30° away from nadir, the cross-polarized component, σ_{HV}^0 , is well approximated by a quantity proportional to the wave number spectrum taken at the Bragg frequency, Γ_B times the radar-filtered directional mean square slope, mss_y crosswise to the radar line-of-sight.

In addition, since the PD is also proportional to Γ_B , apart from a geometric coefficient, the following ratio is essentially proportional to the aforementioned mean square slope:

$$R = \frac{\sigma_{HV}^0}{\sigma_{VV}^0 - \sigma_{HH}^0} \propto mss_y. \quad (V.9)$$

Hence the above ratio should reflect the azimuthal variations of the mss_y parameter, which is maximum whenever the radar is perpendicular to the wind direction (in which case mss_y is the upwind mean square slope).

To verify this qualitative prediction, the ratio R has been systematically computed from the Ingara MGA data set for different grazing angles and sea states. The azimuthal variations of R are shown in Fig. 12 at 40° grazing angle for run days 3 and 9, and are in qualitative agreement with

the model prediction showing a pronounced maximum in the crosswind direction. For further verification, a quantitative comparison has been performed with two different spectral models combined with the SSA2 scattering model. The first is the classical directional Elfouhaily spectral model, while the second is a more recent directional spectral model combining the omnidirectional spectrum proposed in [28] based on remote sensing data (Bringer model) and the angular spreading function proposed in [29] based on stereographic measurements (Yuroskaya model). The combined use of the Bringer omnidirectional spectrum and the Yuroskaya angular spreading function will be referred to as the Bringer-Yuroskaya (BY) model. As shown in Fig. 12, the azimuthal variations of the data are retrieved but are stronger than those predicted by the model. This means that the heuristic arguments which led to the formula V.9 are not sufficiently accurate to evaluate R even though they give the correct trend.

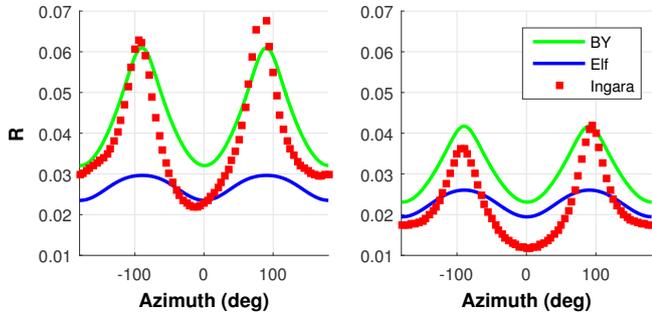


Fig. 12: Azimuthal variation of the R ratio in (V.9) at 40° grazing angle for run days 3 (left) and 9 (right). Note that the azimuth axis has been rotated so that 0° is upwind.

VI. MODEL COMPARISON

In this last section, we evaluate the performance of some currently available sea surface scattering models with the Ingara MGA sea clutter data set.

A. Choice of the spectral model

The co-polarized channels of the NRCS have been estimated with the improved Two-Scale model [22] referred to as ‘GO-SSA’ as it is based on a combination of the Geometrical Optics and the Small-Slope Approximation. In this calculation, both Elfouhaily and Bringer-Yuroskaya spectral models have been used for the different wind speeds reported in Table I. These spectral models have also been used to estimate the cross-polarized channels with the help of the previously introduced numerical version of the SSA2 model. The results shown in Figs. 13-15 demonstrate that the recent BY spectral model brings significant improvement to the simulation of the NRCS. For the co-polarized channels, it is in close agreement with data for both upwind and crosswind directions. However, due to the elevated noise floor in the cross-polarized channel, a significant comparison can only be drawn in the upwind direction, where the agreement with the BY model is satisfactory.

The same conclusions are drawn from plots of azimuthal variation of Ingara data and associated model comparison. Although upwind/downwind as well as crosswind/crosswind

asymmetries are not captured by centro-symmetric models (which results in azimuthal discrepancy between data and models especially when data exhibit strong asymmetries), the improvement brought by BY model is clearly shown in Fig. 14.

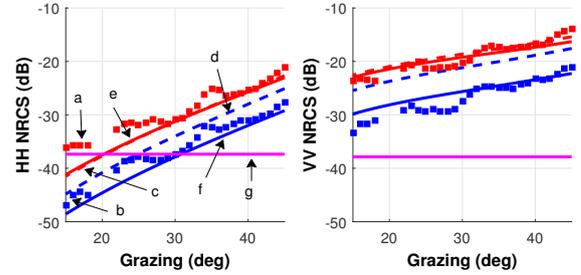


Fig. 13: HH (left) and VV (right) NRCS from the Ingara MGA data for run day 9: a - upwind (■), b - crosswind (■). Superimposed is the simulated NRCS according to the GO-SSA model with Elfouhaily directional spectrum: c - upwind (- -), d - crosswind (- -) and Bringer-Yuroskaya model: e - upwind (-), f - crosswind (-). Mean noise estimate is shown in g - magenta.

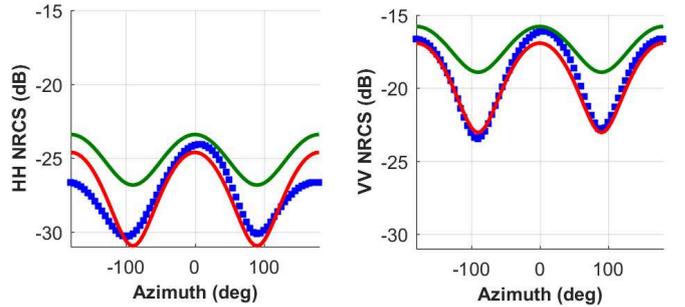


Fig. 14: HH (left) and VV (right) azimuthal NRCS from the Ingara MGA data (■) for run day 9 at nominal grazing angle of 42° . Superimposed is the simulated NRCS according to the GO-SSA model with Elfouhaily directional spectrum (- -) and Bringer-Yuroskaya model (-).

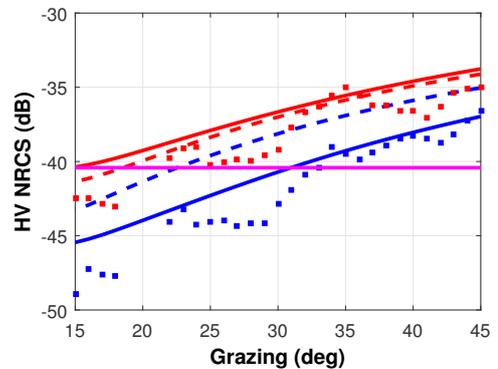


Fig. 15: Same as Fig. 13 for the HV NRCS.

B. Effect of the swell

In the previous model comparison, the contribution of swell has been ignored. However, the sometimes important values of wave height reported in Table I show that a strong swell is present for most run days of the Ingara MGA data set. To quantify the contribution of swell we relied on the measurements reported in [30] where the sea spectrum has been evaluated for different wind speeds and classified according to four swell indices. The GO-SSA sea surface scattering model has been combined with these different spectra to study the sensitivity of the NRCS to the swell component. The NRCS calculated at X-band with the different swell indices is found to differ by at most 2 dB for HH and 1.5 dB for VV at the smallest wind speed and by 1.5 dB for HH and 1 dB for VV at the largest wind speed. As expected, the effect of swell is slightly more pronounced in the HH polarization (which is more sensitive to the long wave tilting effect) and at smaller wind speeds (where the relative contribution of the swell to the mean square slope is larger). These results can also be confirmed by performing a simple numerical simulation of a monochromatic swell with a wave height and period matching the Ingara data. Assuming the GO-SSA model, the swell solely affects the low frequency slope modulation and the swell mean square slope slightly modifies the total mean square slope. As a result, the difference between mss_x and mss_y yields a change in the azimuthal NRCS and since the swell slopes are relatively small, its impact on the azimuthal variation is shown to be very small and slightly more pronounced in HH polarization. Therefore, given the dispersion of Ingara MGA data, the 1-2 dB possible contribution of swell discussed above can be ignored when assessing model comparisons at X-band.

VII. CONCLUSION

In this work, we have undertaken a thorough analysis of the geometric and polarimetric properties of the Ingara MGA sea clutter data set and introduced a novel probabilistic denoising procedure introduced for the low SNR regions. The data analysis has been complemented with a comparison of modern sea surface scattering models to evaluate their suitability for modelling real MGA sea clutter. Our main findings can be summarized as follows:

- The azimuthal behavior of the HH NRCS was confirmed at both medium and low grazing angles, with the latter demonstrating the vanishing of the secondary downwind maximum.
- The directional asymmetries were strongly polarization dependent and exhibited non-monotonic variations with respect to the grazing angle. The maximum UDA and UCA in the two co-polarizations lie at moderate grazing angles between about 35° and 45° with little sensitivity to wind speed. The HH NRCS favors the upwind/downwind asymmetry with a maximum UDA approximately 2 dB higher than the VV NRCS, while the maximum UCA did not exhibit clear variations with the polarization and wind speed, remaining around 7 dB at moderate to large wind speeds between 8-14 m/s.
- The polarization ratio was strongly dependent on the radar collection geometry and showed very different results at lower grazing angles than the value predicted from Bragg theory. The PR variation with respect to azimuth angle presented a sharp maximum in the downwind direction. Furthermore, we showed that the polarization difference between the two co-polarized NRCS channels has a much lower UDA than the HH and VV polarized NRCS, suggesting that the non-polarized NRCS (and therefore large scale wave structures or possibly breaking events) play a major role in the production of this asymmetry.
- For model assessment purposes, the GO-SSA model and a simplified version of the SSA2 model have been used to estimate the NRCS of the co- and cross-polarizations. A strong discrepancy between the model predictions and observations have been found in the case of the classical Elfouhaily directional spectrum. More consistent results were obtained by combining the recent spectral models of Bringer and Yurovskaya.
- In order to evaluate the impact of swell on the NRCS at X-band, we have combined the GO-SSA model with experimental spectra reported in [30], where different swell magnitudes were available. The variability induced by the presence of a swell is estimated to be of the order of 1 to 2 dB. It was more pronounced for low wind speeds and for the HH polarization, but remains negligible regarding the margin of fluctuations in the Ingara MGA data set.

VIII. ACKNOWLEDGMENTS

The Région Provence-Alpes-Côte d'Azur (PACA) and the ONERA are acknowledged for funding the PhD of Z. Guerraou. Special thanks go to the Defence Science and Technology Group for providing the Ingara MGA data set and to Paul Hwang for providing us with sea spectra in the presence of swell.

REFERENCES

- [1] T. Elfouhaily and C. A. Guérin. A critical survey of approximate scattering wave theories from random rough surfaces. *Waves in Random and Complex Media*, 14(4):1–40, 2004.
- [2] 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, 1996.
- [3] T. Elfouhaily, B. Chapron, K. Katsaros, and D. Vandemark. A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves. *J. Geophys. Res.*, 102(C7):15781–15796, July 1997.
- [4] P. Janssen. *The interaction of ocean waves and wind*. Cambridge University Press, 2004.
- [5] P.-Y. Le Traon, D. Antoine, A. Bentamy, H. Bonekamp, L. A. Breivik, B. Chapron, G. Corlett, G. Dibarbouré, P. DiGiacomo, and C. Donlon et al. Use of satellite observations for operational oceanography: recent achievements and future prospects. *Journal of Operational Oceanography*, 8(sup1):s12–s27, 2015.
- [6] S. Tanelli, S. L. Durden, and E. Im. Simultaneous measurements of Ku- and Ka-band sea surface cross sections by an airborne radar. *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters*, 3(3):359–363, 2006.
- [7] A. A. Mouche, B. Chapron, N. Reul, D. Hauser, and Y. Quilfen. Importance of the sea surface curvature to interpret the normalized radar cross section. *J. Geophys. Res.*, 112(C10):10002, 2007.

- [8] N. Majurec, J. T. Johnson, S. Tanelli, and S. L. Durden. Comparison of model predictions with measurements of Ku- and Ka-band near-nadir normalized radar cross sections of the sea surface from the genesis and rapid intensification processes experiment. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 52(9):5320–5332, Sept 2014.
- [9] G. Caudal, D. Hauser, R. Valentin, and C. Le Gac. KuROS: A new airborne Ku-band Doppler radar for observation of surfaces. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 31(10):2223–2245, 2014.
- [10] S. Angelliaume, V. Fabbro, G. Soriano, and C. A. Guérin. The gossa extended model for all-incidence sea clutter modeling. *Geoscience and Remote Sensing Symposium (IGARSS), 2014 IEEE International, Quebec City, QC*, pp. 5017–5020, 2014.
- [11] A. G. Voronovich and V. U. Zavorotny. Theoretical model for scattering of radar signals in Ku-and C-bands from a rough sea surface with breaking waves. *Waves in Random Media*, 11(3):247–269, 2001.
- [12] H. Johnsen, G. Engen, and G. Guitton. Sea-surface polarization ratio from Envisat ASAR AP data. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 46(11):3637–3646, 2008.
- [13] A. Bringer, C.-A. Guérin, B. Chapron, and A. Mouche. Peakedness effects in near-nadir radar observations of the sea surface. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 50(9):3293–3301, 2012.
- [14] L. Rosenberg and S. Watts. High grazing angle sea-clutter literature review. General Document DSTO-GD-0736, DSTO, 2013.
- [15] F. E. Nathanson, J. P. Reilly, and M. N. Cohen. Radar design principles-signal processing and the environment. 91, 1991.
- [16] F. T. Ulaby, R. K. Moore, and A. K. Fung. Microwave remote sensing: Active and passive. *Volume II: Radar Remote Sensing and Surface Scattering and Emission Theory*, 1982.
- [17] D. J. Crisp, R. Kyprianou, L. Rosenberg, and N. J. Stacy. Modelling X-band sea clutter at moderate grazing angles. *IEEE International Radar Conference*, pages 596–601, 2008.
- [18] M.M. Horst, F.B. Dyer, and M.T. Tuley. Radar sea clutter model. *Int. Conf. on Antennas and propagation, IEE Conf: Pub.169*, 1978.
- [19] N. J. S. Stacy, D. Crisp, A. Goh, D. Badger, and M. Preiss. Polarimetric analysis of fine resolution X-band SAR sea clutter data. In *IEEE Geoscience and Remote Sensing Symposium*, volume 4, pages 2787–2790, 2005.
- [20] L. Rosenberg, D. J. Crisp, and N. J. Stacy. Analysis of high grazing angle sea-clutter with the KK-distribution. Technical Report DSTO-TR-2915, DSTO, November 2013.
- [21] C. Bourlier. Azimuthal harmonic coefficients of the microwave backscattering from a non-gaussian ocean surface with the first-order ssa model. *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, vol.42, no.11, pp.2600,2611, Nov. 2004.
- [22] G. Soriano and C. A. Guérin. A cutoff invariant two-scale model in electromagnetic scattering from sea surfaces. *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters*, 5(2):199–203, 2008.
- [23] G. R. Valenzuela. Theories for the interaction of electromagnetic and oceanic waves- a review. *Boundary-Layer Meteorology*, 13(1):61–85, 1978.
- [24] V.N. Kudryavtsev, B. Chapron, A.G. Myasoedov, F. Collard, and J.A. Johannessen. On dual co-polarized sar measurements of the ocean surface. *Geoscience and Remote Sensing Letters, IEEE*, vol.10, no.4, pp.761,765, July 2013.
- [25] C.-A. Guérin, G. Soriano, and B. Chapron. The weighted curvature approximation in scattering from sea surfaces. *Waves in Random and Complex Media*, 20(3):364–384, 2010.
- [26] C.-A. Guérin and J.-T. Johnson. A simplified formulation for rough surface cross-polarized backscattering under the second-order small-slope approximation. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 2015.
- [27] A. Voronovich. Small-slope approximation for electromagnetic wave scattering at a rough interface of two dielectric half-spaces. *Waves in Random and Complex Media*, 4(3):337–367, 1994.
- [28] A. Bringer, B. Chapron, A. Mouche, and C.-A. Guérin. Revisiting the short-wave spectrum of the sea surface in the light of the weighted curvature approximation. *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, 52(1):679–689, 2014.
- [29] M. V. Yurovskaya, V. A. Dulov, B. Chapron, and V. N. Kudryavtsev. Directional short wind wave spectra derived from the sea surface photography. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 118(9):4380–4394, 2013.
- [30] P. A. Hwang. Observations of swell influence on ocean surface roughness. *Journal of Geophysical Research: Oceans (1978–2012)*, 113(C12), 2008.

4.2 Base de données ONERA

Le système SETHI (Système Expérimental de Télédétection Hyperfréquence Imageur) est un système d'imagerie radar embarqué développé par l'ONERA. Il opère sur plusieurs bandes de fréquences (UHF-VHF, X, L) pour les trois canaux polarimétriques. Les données analysées dans notre étude ont été acquises lors d'une campagne de mesure dans le cadre du projet POLLUPROOF auquel participe l'ONERA et dont l'objectif est d'améliorer les capacités de détection, caractérisation et quantification des substances chimiques polluantes en mer par télédétection radar et optique. Lors de cette campagne, des données polarimétriques (HH, VV, HV) ont été acquises simultanément en bande X et L. Le bruit instrumental a été estimé moyennant la méthode proposée dans [Hajnsek et al., 2003] et de faibles valeurs de NESZ (Noise Equivalent Sigma0) sont obtenues (allant de -37 à -50 dB en bande X et de -51 à -53 dB en bande L), permettant ainsi d'avoir un rapport signal à bruit suffisant pour une analyse fiable.

Dans l'objectif d'étudier la variation azimutale en bande X et L, nous avons analysé les données acquises lors d'un vol circulaire effectué à 45° d'angle d'incidence pour les deux fréquences et pour une vitesse de vent de 8m/s. Cette passe de mesure correspond aux données de vents et de vagues figurant dans la première ligne du tableau 4.1. La figure 4.1 représente les variations des NRCS résultantes pour les trois canaux polarimétriques HH, VV et HV en fonction de l'angle d'azimut relatif à la direction du vent. On retrouve le comportement quasi sinusoidal communément observé et modélisé par un développement en série de Fourier. Les deux figures sont représentées sur la même échelle de manière à mettre en évidence la modulation azimutale nettement plus prononcée en bande X par rapport à la bande L. Pour la bande X, le comportement polarimétrique usuel des asymétries est retrouvé, avec un UDA plus prononcé en polarisation HH, et un UCA légèrement plus prononcé en polarisation VV. La polarisation HV présente quant à elle des asymétries moins importantes en comparaison avec les co-polarisations HH et VV. Ces comportements polarimétriques sont bien en correspondance avec les données INGARA précédemment étudiées. En bande L, les asymétries conservent ces mêmes comportements polarimétriques, mais présentent des ordres de grandeur moins importants. Nous résumons dans la table 4.2 les valeurs des asymétries UDA et UCA obtenues à partir des tracés en azimut. La différence entre les asymétries en bande X et L atteint 2.15 dB (1.1 dB respectivement) pour le UDA en polarisation HH (respectivement en VV), et une valeur moyenne de 5.5 dB pour le UCA pour les deux polarisations. Une remarque importante concerne les niveaux absolus de la NRCS. Dans la direction upwind, la NRCS est plus importante en bande X qu'en bande L conformément aux observations et prédictions par les modèles de diffusion électromagnétique. Cependant, ce comportement peut ne plus être vérifié pour la NRCS dans la direction crosswind compte tenu de la variation azimutale prononcée en bande X comparée à la bande L.

Date	Heure (UTC)	u_{10} (m/s)	Direction du vent (deg)	H_s (m)	Direction de vague (deg)
18 Mai 2015	17 :00	8	255	0.5	240
22 Mai 2015	13 :00	7	315	2	270
22 Mai 2015	16 :00	7	315	1.75	270

TABLE 4.1 – Données terrain pour les acquisitions ONERA. La passe de mesure traitées correspond à la première ligne du tableau.

Polarisation	HH		VV		HV	
	UDA (dB)	UCA (dB)	UDA (dB)	UCA (dB)	UDA (dB)	UCA (dB)
Bande X	3.1	7	1.3	7.5	0.8	3.7
Bande L	0.95	1.9	0.2	2	0.1	1

TABLE 4.2 – Asymétries UDA et UCA des données ONERA.

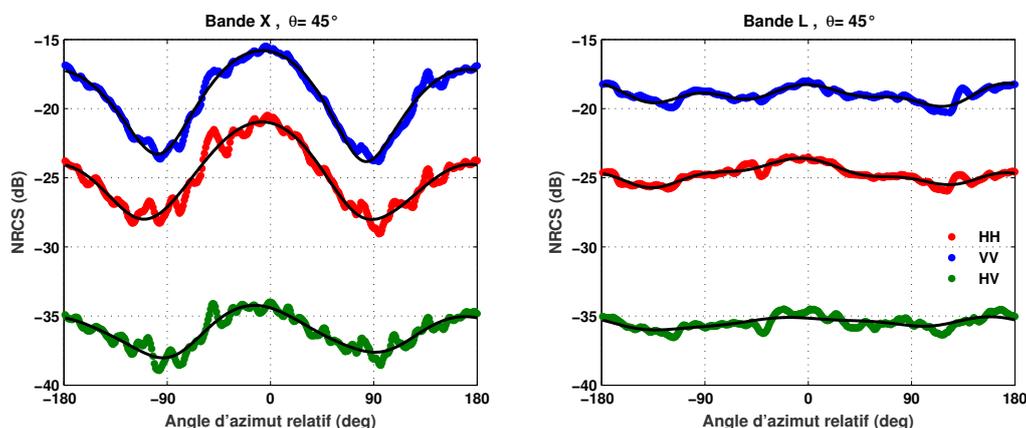


FIGURE 4.1 – Variations azimutales des données ONERA en bande X (à gauche) et L (à droite) pour les trois canaux polarimétriques HH (rouge), VV (bleu) et HV (vert).

Notons que les ordres de grandeur des asymétries en bande L sont concordants avec les observations de la littérature analysées dans le chapitre précédent pour les deux polarisations. Pour la bande X, l'asymétrie UDA des données ONERA en polarisation VV est comparable avec celle donnée par le modèle XMOD2, tandis que l'asymétrie UCA est bien plus prononcée que celle prédite par ce modèle (2.8 dB prédite par le Xmod2 en polarisation VV comparée à 7.5 dB sur les données ONERA), ce qui met en évidence encore une fois les restrictions des modélisations empiriques et la variabilité des observations.

Cette étude confirme donc le comportement fréquentiel des asymétries entre les bandes X et L et corrobore l'hypothèse que les asymétries sont principalement associées à la formation des petites vagues. Nous ne disposons pas de mesures simultanées en bande de fréquences plus élevées pour pouvoir étendre ce comportement aux hautes fréquences.

Modélisation physique des asymétries directionnelles

5.1 Introduction

L'étude effectuée sur la base de données INGARA a montré que l'amélioration de la fonction angulaire du spectre directionnel est d'une importance majeure pour l'amélioration de l'asymétrie upwind-crosswind, et que l'asymétrie upwind-downwind reste en revanche non correctement restituée moyennant les spectres centro-symétriques utilisés. Dans ce chapitre, nous proposons et testons des mécanismes physiques permettant d'expliquer l'asymétrie upwind-downwind observée sur la réponse radar de la surface de mer. Nous avons identifié trois mécanismes principaux, proposés à diverses reprises dans la littérature :

- Les asymétries des pentes de tilt des grandes vagues
- La présence de vagues déferlantes ayant des structures de dièdres fortement asymétriques
- La modulation hydrodynamique des petites vagues par les grandes et la présence de capillarités parasites sur les faces avant des vagues.

L'étude de la base de données INGARA a illustré l'écart existant entre le rapport de polarisation expérimental et le rapport de polarisation théorique obtenu par un modèle de diffusion de Bragg ou un modèle deux-échelles.

Un raisonnement heuristique consiste à considérer la présence de formes de vagues asymétriques présentant des pentes différentes sur les faces avant (upwind) et arrière (downwind) des grandes vagues. Cette asymétrie de pentes engendre une modification de l'angle d'incidence locale sur les pentes avant et arrière des vagues ainsi qu'une différence de rugosité due à la présence accrue des petites vagues sur la face avant. En considérant dans un premier temps une forme de vague unidirectionnelle asymétrique schématisée dans la figure 5.5, le calcul des rapports de polarisation sur les différentes faces dans le repère tilté en considérant la modification de l'angle d'incidence locale devrait permettre de reproduire qualitativement l'asymétrie du rapport de polarisation. Nous nous sommes basés sur les rapports de polarisation précédemment observés sur les données INGARA pour tester ce raisonnement. En considérant le modèle de Bragg, nous avons ajusté les rapports de polarisation expérimentaux et nous avons trouvé par inversion non-linéaire du rapport de polarisation de Bragg, les paramètres de pente reproduisant les données INGARA. La figure 5.1 donne la variation en incidence des rapports de polarisation expérimentaux obtenus lors de deux passes de mesures différentes (points rouges et verts pour les directions upwind et downwind respectivement). La courbe bleue représente le rapport de polarisation de Bragg calculé à un l'angle d'incidence nominale et sur-estimant considérablement le PR expérimental, tandis que les courbes verte et rouge

représentent les rapports de polarisation obtenus par le modèle de Bragg tilté dans les directions downwind et upwind respectivement. Les valeurs de pentes inversées sont raisonnables et correspondent à des ordres de grandeurs de pentes de vagues observées en soufflerie ([18° 28°] et [14° 21°]). L'angle d'incidence locale résultant est relié à la pente p (ou l'angle de pente α) par la relation $\theta_{loc} = \theta - \alpha = \theta - \text{atan}(p)$, et modifie différemment les retours de Bragg dans les deux polarisations HH et VV sur les faces avant et arrière. On retrouve bien l'asymétrie des rapports de polarisation des données INGARA, avec un PR supérieur en direction downwind par rapport à la direction upwind. Ce raisonnement simpliste sur les pentes des facettes asymétriques permet donc de retrouver qualitativement l'asymétrie upwind-downwind des rapports de polarisation.

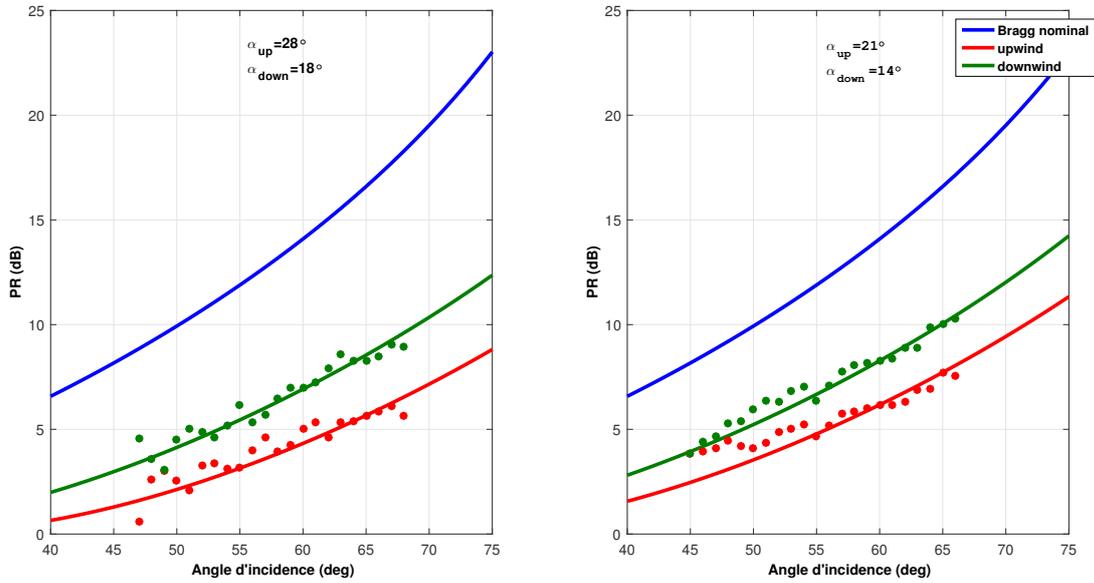


FIGURE 5.1 – Rapports de polarisation des données INGARA.

Suivant le même raisonnement, nous traçons dans la figure 5.2 la variation relative de la NRCS obtenue par le modèle de Bragg calculé à un angle d'incidence nominale de 60°, et la NRCS donnée par ce même modèle évalué à l'angle d'incidence locale en variant la pente du tilt entre 0° et 20°. Cette figure illustre la sensibilité plus prononcée de la polarisation HH aux angles de tilt. Pour évaluer de manière plus quantitative la sensibilité de la NRCS donnée par le modèle de Bragg à la variation du tilt, nous avons effectué un développement perturbatif de la NRCS en fonction de la pente :

$$\begin{aligned} \sigma_{pp}^{0Bragg}(\theta_{loc}) &= \sigma_{pp}^{0Bragg}(\theta_i, \alpha) \\ &= \sigma_{pp}^{0Bragg}(\theta_i, 0) + \Delta\sigma_0^1(\theta_i)\alpha + \Delta\sigma_0^2(\theta_i)\frac{\alpha^2}{2} \end{aligned} \quad (5.1.1)$$

Où α est l'angle de tilt, θ_i l'angle d'incidence nominale et θ_{loc} l'angle d'incidence locale, pp la polarisation HH ou VV et $\sigma_0^1(\theta_i)$, $\sigma_0^2(\theta_i)$ les coefficients du développement perturbatif à l'ordre un et deux respectivement. Dans ce développement, nous faisons l'hypothèse que le spectre varie peu avec la pente locale. On ne développe donc que la partie géométrique du modèle de Bragg.

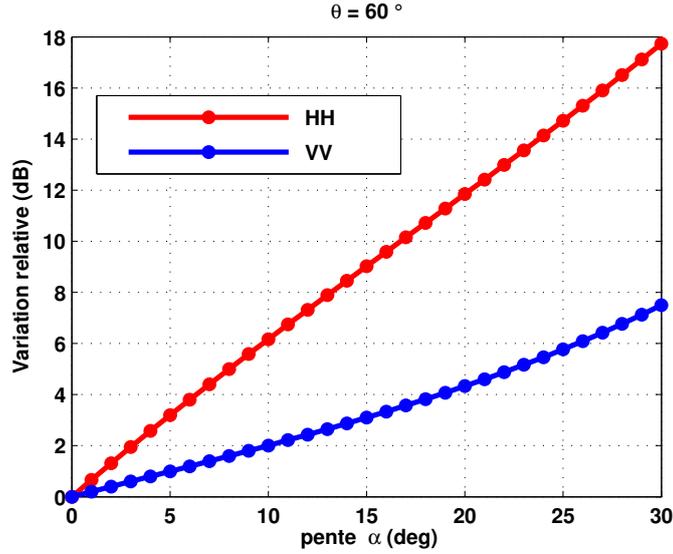


FIGURE 5.2 – Variation relative $\left(\frac{\sigma_0(\theta_{loc})}{\sigma_0(\theta_i)}\right)$ en dB pour les polarisation HH (en rouge) et VV (en bleu) en fonction de la pente de tilt α

A ce stade de notre analyse, le raisonnement a porté sur une seule forme asymétrique associée à deux facettes tiltées. Bien que cette hypothèse nous ait permis de mettre en évidence l'influence du tilt, elle reste toutefois simpliste au vu de la multitude de pentes et de facettes composant la surface. Il faudra donc considérer une distribution de pentes et adopter un raisonnement deux-échelles.

$$\begin{aligned}
\bar{\sigma}_{pp}^{0Bragg}(\theta_{loc}) &= \int_{-\infty}^{+\infty} p(\alpha) \sigma_{pp}^{0Bragg}(\theta_i, \alpha) d\alpha & (5.1.2) \\
&= \sigma_{pp}^{0Bragg}(\theta_i, 0) + \Delta\sigma_0^1(\theta_i) \underbrace{\int_{-\infty}^{+\infty} p(\alpha) \alpha d\alpha}_{M_1} + \frac{\Delta\sigma_0^2(\theta_i)}{2} \underbrace{\int_{-\infty}^{+\infty} p(\alpha) \alpha^2 d\alpha}_{M_2}
\end{aligned}$$

Où M_1, M_2 sont les moments d'ordre un et deux respectivement. Si on suppose que la distribution de pentes totale se décompose en distribution de pente positive et négative avec des moments d'ordre un et deux M_1^+, M_2^+ et M_1^-, M_2^- respectivement, l'asymétrie upwind-downwind qui est le rapport calculé en linéaire et ensuite converti en dB des NRCS dans la direction upwind et downwind s'écrit de la manière suivante :

$$UDA = \left(\frac{\sigma_{pp}^{0Bragg}(\theta_i, 0) + \Delta\sigma_0^1(\theta_i)M_1^+ + 1/2 \Delta\sigma_0^2(\theta_i)M_2^+}{\sigma_{pp}^{0Bragg}(\theta_i, 0) + \Delta\sigma_0^1(\theta_i)M_1^- + 1/2 \Delta\sigma_0^2(\theta_i)M_2^-} \right)_{dB} \quad (5.1.3)$$

Cette formule rend compte du rôle de l'asymétrie des moments de la distribution des pentes dans la restitution du UDA. En effet, si $M_1^+ = M_1^-$ et $M_2^+ = M_2^-$, le UDA sera égal à zero. Inversement, si les moments des distributions de pentes avant et arrières ne sont pas égaux, le UDA sera non nul.

5.2 Distributions des pentes de la surface

Les mesures optiques et radar permettent d'accéder aux informations de distributions de pentes et particulièrement au paramètre de moyenne quadratique des pentes (mss). En effet, l'analyse du scintillement à la surface de mer permet de remonter aux propriétés statistiques des pentes de la surface, comme démontré par [Cox and Munk \[1954\]](#) ou plus récemment par [Breon and Henriot \[2006\]](#). Par ailleurs, il est bien établi que la NRCS dépend de la distribution des pentes de surface, soit explicitement dans le cadre de l'approximation GO pour les faibles incidences, soit de manière plus complexe aux grands angles d'incidence en considérant les effets de tilt et de modulation hydrodynamique. Cependant, plusieurs difficultés sont encore à considérer lors de l'utilisation des modèles physiques pour l'inversion des paramètres relatifs aux distributions de pentes. A titre d'exemple, les échelles de vagues contribuant à la rétrodiffusion dans le cadre de l'approximation GO ne sont pas bien déterminés et les effets de diffraction par les petites échelles ne sont pas correctement pris en compte. Le recours à cette approximation, uniquement valide dans la limite haute fréquence, résulte en un filtrage des propriétés des vagues dont les dimensions sont inférieures à une certaine limite [[Jackson et al., 1992](#); [Thompson et al., 2005](#)] et la mss mesurée est une mss « effective » dont la correspondance avec la vraie mss est encore mal connue.

Dans le cadre d'une modélisation statistique bi-dimensionnelle de la surface de mer, on définit en tout point de la surface les pentes p_x et p_y suivant les directions x et y :

$$p_x = \frac{\partial}{\partial x} h(x, y) \quad , \quad p_y = \frac{\partial}{\partial y} h(x, y) \quad (5.2.4)$$

La surface de mer est alors définie par sa loi de distribution des pentes bidimensionnelles $P(p_x, p_y)$ telle que :

$$\int \int P(p_x, p_y) dp_x dp_y = 1 \quad (5.2.5)$$

Distribution gaussienne :

Dans le cadre de la théorie linéaire, les pentes de surface sont classiquement modélisées en première approximation par une densité de probabilité gaussienne :

$$P(p_x, p_y) = \frac{1}{2\pi \sigma_x^2 \sigma_y^2} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{p_x^2}{\sigma_x^2} + \frac{p_y^2}{\sigma_y^2}\right)\right) \quad (5.2.6)$$

Nous rappelons que :

$$\sigma_x^2 = mss_x = \left\langle \left| \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} \right|^2 \right\rangle \quad , \quad \sigma_y^2 = mss_y = \left\langle \left| \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} \right|^2 \right\rangle \quad (5.2.7)$$

Bien que la distribution de pentes soit souvent considérée gaussienne en première approximation, les mesures expérimentales montrent que les pentes des petites vagues présentent des propriétés non-gaussiennes [[Cox and Munk, 1954](#); [Longuet-Higgins, 1963, 1982](#); [Shaw and Churnside, 1997](#)]. En considérant une approximation d'ordre supérieure, les corrections non-gaussiennes sont généralement prises en compte par l'introduction des cumulants d'ordre supérieur de la distribution. Le cumulatif d'ordre 3 (facteur d'asymétrie ou skewness en anglais) rend compte de l'asymétrie verticale des vagues qui, sous

l'action du vent, présentent des pentes asymétriques par rapport à la direction de propagation, ce qui contribue à l'asymétrie upwind-downwind de la NRCS. Le cumulatif d'ordre 4 (facteur d'aplatissement ou kurtosis en anglais), est un paramètre de forme caractérisant l'aplatissement de la distribution de pentes et la disposition des masses de probabilité autour de leur centre (la distribution des pentes est plus piquée autour de zero et présente une queue de distribution plus importante que dans le cas d'une surface non-gaussienne). Dans le cas d'une surface faiblement non-gaussienne, les densités de probabilité des pentes sont classiquement ajustées à partir d'une série de Gram-Charlier.

Une distribution de référence a été initialement mesurée par **Cox and Munk [1954]** (référéncée ci-après par CM) à partir de l'analyse des photographies de la surface de mer en associant la présence de points brillants sur les photographies aux réflexions spéculaires sur les facettes de la surface. Selon leurs travaux, la distribution de pentes bidimensionnelle s'écrit à partir d'un développement en série de Gram-Charlier au 4^{ème} ordre comme suit :

$$p(x, y) = p_0(x, y) \left(1 - \frac{1}{2} C_{21} (\bar{y}^2 - 1) \bar{x} - \frac{1}{6} C_{03} (\bar{x}^3 - 3\bar{x}) + \frac{1}{24} C_{40} (\bar{y}^4 - 6\bar{y}^2 + 3) + \frac{1}{4} C_{22} (\bar{y}^2 - 1) (\bar{x}^2 - 1) + \frac{1}{24} C_{04} (\bar{x}^4 - 6\bar{x}^2 + 3) \right) \quad (5.2.8)$$

où p_0 est la distribution gaussienne, $\bar{x} = \frac{x}{s_x}$ et $\bar{y} = \frac{y}{s_y}$ sont les pentes normalisées par leurs variances dans les directions x (upwind) et y (crosswind). Les deux coefficients d'asymétrie C_{21} et C_{03} varient linéairement en fonction de la vitesse du vent mesurée à 12.5 mètres au dessus de la surface et sont donnés par :

$$\begin{aligned} C_{21} &= 0.01 - 0.0086 U_{12.5} \pm 0.03 \\ C_{03} &= 0.04 - 0.033 U_{12.5} \pm 0.12 \end{aligned} \quad (5.2.9)$$

Tandis que les facteurs d'aplatissement C_{40}, C_{22}, C_{04} sont trouvés constants :

$$\begin{aligned} C_{40} &= 0.4 \\ C_{22} &= 0.12 \\ C_{04} &= 0.23 \end{aligned} \quad (5.2.10)$$

La moyenne quadratique des pentes obtenue par CM est bien anisotrope et la mss dans la direction upwind est plus importante que celle dans la direction crosswind, les deux s'exprimant en fonction de la vitesse du vent :

$$\begin{aligned} mss_{u, clean} &= 3.16 \times 10^{-3} U_{12.5} \pm 0.004 \\ mss_{c, clean} &= 0.003 + 1.90 \times 10^{-3} U_{12.5} \pm 0.002 \end{aligned} \quad (5.2.11)$$

Cox and Munk [1954] ont conduit une expérimentation supplémentaire lors de cette campagne, consistant à déverser un mélange d'huiles de natures différentes sur la surface. Ces huiles recouvrant la surface lissent les petites échelles, modifiant ainsi la réflexion à la surface et diminuant la génération des petites vagues. Les coefficients d'aplatissement obtenus sont quasiment inchangés, tandis que les coefficients d'asymétrie sont

presque nuls. Ce résultat indique que les petites vagues sont directement impliquées dans la génération de l'asymétrie observée sur les pentes. Par ailleurs, la hauteur quadratique moyenne (notée $mss_{u,slick}$ et $mss_{c,slick}$ pour les directions upwind et crosswind respectivement), est significativement réduite, ce qui est cohérent puisque la contribution majeure à la mss provient des petites vagues. Nous rappelons les expressions des mss dans les directions upwind et crosswind obtenues :

$$mss_{u,slick} = 0.005 + 0.78 \times 10^{-3} U_{12.5} \pm 0.002 \quad (5.2.12)$$

$$mss_{c,slick} = 0.003 + 0.84 \times 10^{-3} U_{12.5} \pm 0.002 \quad (5.2.13)$$

Par la suite, l'utilisation des lasers a conduit d'autres mesures des pentes de la surface [Haimbach and Wu, 1985; Hwang and Shemdin, 1988; Shaw and Churnside, 1997; Tang and Shemdin, 1983]. La plupart des mesures sont en accord avec celles de CM, sauf pour certaines dont les déviations sont généralement associées aux paramètres d'environnement, en particulier aux conditions de stabilité atmosphérique. En particulier, les mesures obtenues par Vandemark et al. [2004] servent de référence pour la caractérisation des pentes des vagues dont les échelles sont supérieures à 1m. En utilisant la combinaison de trois lasers installés à bord d'un avion et formant un triangle équilatéral d'un mètre de côté dans le plan horizontal, Vandemark et al. [2004] dérivent une distribution de pentes pour les longueurs d'ondes supérieures à 1m. Leurs mesures de mss sont donc interprétées comme la mss partielle des vagues de longueur d'onde supérieures à 1 m. Les distributions de pentes obtenues présentent un aplatissement (kurtosis) qui dépend du vent et qui est significativement supérieur à celui d'une distribution gaussienne, ce qui témoigne des effets de non-linéarité à ces échelles de gravité intermédiaires.

Par ailleurs, en se basant sur la théorie de Longuet-Higgins [Longuet-Higgins, 1963, 1982] sur les distributions des vagues de surface, Liu et al. [1997] proposent une densité de probabilité des pentes en considérant que les facteurs d'aplatissement sont générés par les interactions non-linéaires entre les vagues, et que les facteurs d'asymétrie sont liés au couplage non-linéaire entre les petites vagues et les grandes vagues les advectant. Dans la même optique, Chapron et al. [2000] introduisent une distribution de pentes composite au sens deux-échelles permettant de décrire l'influence des inhomogénéités des grandes échelles modulant les petites. Ils considèrent une collection de parcelles de surface aléatoirement distribuées pour lesquels la distribution de pentes est localement gaussienne et dont les variances de pentes varient aléatoirement d'une parcelle à l'autre. La distribution composite résultante est formulée en introduisant une perturbation liée aux non-stationnarités du champ de vagues.

5.3 Influence des statistiques faiblement non-gaussiennes de la surface de mer sur l'asymétrie UDA

Afin de tenir compte de l'inclinaison et de la modulation des vagues qui participent à la diffusion de Bragg, le modèle GOSSA fait intervenir la convolution par les distributions de pentes de la surface dans les directions upwind et crosswind, souvent considérées gaussiennes. Nous cherchons à évaluer l'effet des faibles non-linéarités de cette distribution de pentes sur l'asymétrie UDA. Pour ce faire, on considère la distribution de pentes modifiée de CM (5.2.9). La figure 5.3 illustre les distributions de pentes obtenues dans

les directions upwind et crosswind pour un vent de 10 m/s, avec une densité de probabilité gaussienne et la densité de probabilité de CM. La pente la plus probable devient de quelques degrés négative dans le plan upwind. Les NRCS résultantes simulées en bande X avec un spectre d'Elfouhaily dans les directions upwind et downwind pour les deux polarisations HH et VV et en condition de fetch infini ont été calculées. La NRCS upwind est légèrement supérieure à la NRCS downwind et la plus grande sensibilité à la directionnalité semble se produire pour des incidences moyennes (30-40 degrés), mais reste négligeable ne dépassant pas 0.3 dB.

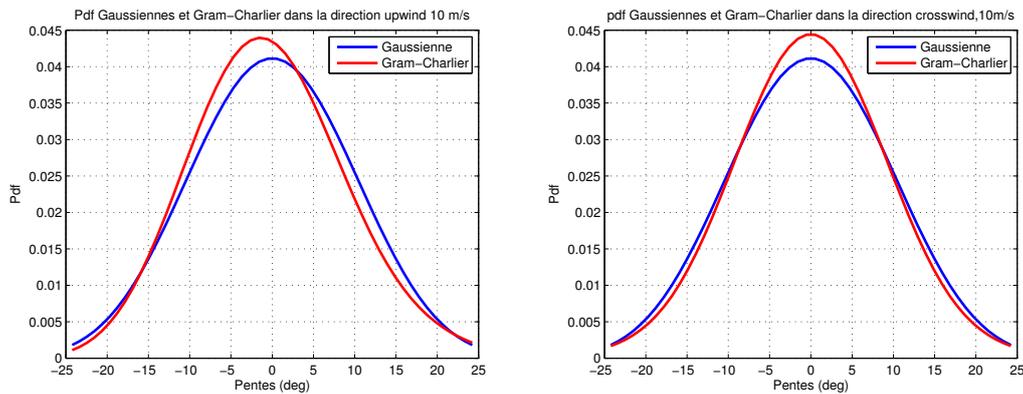


FIGURE 5.3 – Distributions de pentes gaussienne et Gram-Charlier mesurée par Cox et Munk pour un vent de 10 m/s. Les pentes sont converties en angles de tilt en degrés.

Une étude plus poussée a été effectuée par [Bourlier \[2004\]](#) concernant la prise en compte des statistiques non-gaussiennes de la surface dans le calcul de la NRCS par les modèles de diffusion électromagnétique. Il calcule la NRCS obtenue par un modèle SSA à l'ordre 1 (SSA1) en considérant les statistiques non gaussiennes de la surface de mer à travers les moments statistiques d'ordre trois et quatre des distributions de pentes de CM. La NRCS est formulée comme un développement en harmoniques tronqué à l'ordre deux. Cette combinaison permet de créer les asymétries upwind-downwind et upwind-crosswind à travers les coefficients des deux premières harmoniques a_1 et a_2 . En effectuant des comparaisons avec des données expérimentales en bande C et Ka, l'auteur montre que l'accord est relativement bon pour les coefficients a_0 et a_2 en soulignant une potentielle amélioration liée à une modification de la directionnalité du spectre des hauteurs, et que la simulation du coefficient a_1 relié à l'asymétrie upwind-downwind ne reproduit pas correctement les données expérimentales et doit être améliorée.

5.4 Influence de la contribution non-Bragg à travers un mécanisme de Tilt

L'écart observé entre les mesures expérimentales et les modèles deux-échelles est traditionnellement associé à l'occurrence de mécanismes non expliqués par la théorie de résonance de Bragg. Ces mécanismes dits « non-Bragg » incluent les vagues fortement asymétriques ainsi que le déferlement et l'écume, phénomènes se traduisant souvent par de forts pics observés sur les séries temporelles de la réponse radar de la surface de mer appelées « spikes » de mer. Bien que le taux de surface couvert par ces vagues extrêmes soit faible, leur impact sur la NRCS reste substantiel, notamment en polarisation horizontale. Ces phénomènes présentent à ce jour un sujet de recherche encore ouvert et ont

été intensivement étudiés lors de ces dernières années, notamment pour leur implication directe dans la génération de turbulences et la dissipation d'énergie, ce qui apporte des renseignements fondamentaux d'un point de vue océanographique (interaction air-surface). Ces études ont principalement été menées dans un cadre expérimental. Un bref état de l'art sera donc réalisé en préambule de cette partie. Par ailleurs, des efforts théoriques sont également conduits afin de modéliser ces contributions non-Bragg et seront abordés par la suite. Ces modélisations sont souvent semi-empiriques du fait qu'elles font intervenir des observations expérimentales pour l'ajustement de leurs paramètres, tout en étant basées sur des considérations théoriques.

5.4.1 Données de la littérature

La contribution non-Bragg étant d'autant plus prononcée pour les fortes incidences, une grande partie des études expérimentales concerne la configuration rasante. Des mécanismes divers sont invoqués dans la littérature pour expliquer cette contribution non-Bragg. Parmi ces mécanismes figurent les trois considérations géométriques classiques suivantes :

- La diffraction par les pointes des vagues : De nombreuses études attribuent l'écart de la théorie de Bragg à la diffraction de l'onde EM par les pointes des vagues fortement asymétriques. En général, ces études considèrent des modèles de dièdres (wedge en anglais) pour estimer la contribution de ces vagues.
- La réflexion spéculaire sur les facettes des vagues asymétriques : Cette hypothèse est particulièrement adoptée par les modèles semi-empiriques et permet d'exprimer la NRCS non-Bragg dans le cadre de l'approximation de Kirchhoff ou d'un modèle deux-échelles.
- Réflexions multiples : Les forts rapports de polarisation sont attribués par certains auteurs aux effets de propagation multiple, avec un retour VV qui diminue par un effet Brewster sur les chemins multiples empruntés par l'onde en polarisation VV en réflexion sur la face avant de la vague.

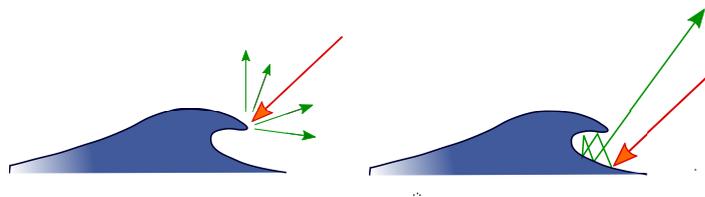


FIGURE 5.4 – Mécanismes de diffraction sur la crêtes et réflexion multiples sur la face avant de la vague.

Parmi les premiers efforts concernant l'étude des spikes de mer et le déferlement, on peut citer les travaux de [Kalmykov and Pustovoytenko \[1976\]](#) se basant sur une série de mesures effectuées en bande X, en configuration rasante (1° et 8°) à partir de plate-formes offshore. Les auteurs soulignent la présence marquée des spikes de mer en polarisation horizontale, ce qui se traduit par un écart considérable par rapport au modèle deux-échelles. Ils proposent de rendre compte de la diffraction des ondes EM par les crêtes pointues des vagues proche-déferlement pour expliquer ce comportement.

[Trizna \[1991\]](#) reporte les résultats d'une analyse statistique effectuée sur des mesures obtenues lors de deux expérimentations dans le nord Atlantique et le Pacifique, moyennant un diffusiomètre en bande X monté sur un bateau et opérant en polarisation hori-

zontale, pour des angles de rasance entre 1° et 8° . L'auteur associe les spikes à la présence de crêtes de vagues importantes.

[Ericson et al. \[1999\]](#) ont conduit une étude en bassin de la réponse radar des vagues déferlantes en bande X à 45° d'angle d'incidence. Leurs mesures confirment que la NRCS est significativement amplifiée autour des crêtes des vagues déferlantes, ce qui explique les forts pics observés sur les échos radar. Ils affirment également que cette contribution est non polarisée et qu'elle est bien reproduite par l'approximation de Kirchhoff.

5.4.2 Modèles de sections efficaces du déferlement

Modèle de Kudryavtsev

Un modèle de référence a été proposé par [Phillips \[1988\]](#) et repris postérieurement par [Kudryavtsev et al. \[2003a\]](#) afin de rendre compte de la contribution du déferlement à la NRCS. Le modèle de [Kudryavtsev et al. \[2003a\]](#) se base sur le spectre dit de "kudryavtsev" [[Kudryavtsev et al., 1999](#)] pour la description de la mer de vent et sur les statistiques de déferlement introduites par [Phillips \[1988\]](#). Il fait l'hypothèse que la diffusion non-Bragg tire son origine de la réflexion quasi spéculaire sur les formes de vagues déferlantes rugueuses, et que la contribution totale est proportionnelle à la couverture d'écume présente sur la surface. Dans ce modèle, les différentes contributions sont supposées indépendantes et la NRCS résultante est donnée par la somme incohérente des effets de surfaces et de déferlement :

$$\sigma_0 = \sigma_{br} + \sigma_{sp} + \sigma_{def} \quad (5.4.14)$$

Où σ_{br} représente la contribution Bragg calculée par un modèle deux-échelles, σ_{sp} la contribution de la réflexion spéculaire intervenant essentiellement aux incidences faibles et adéquatement modélisée par l'approximation de l'Optique Géométrique. σ_{def} dénote le terme associé à la contribution des zones déferlantes. Il est important de noter que ce dernier terme est considéré non-polarisé, ce qui implique que sa contribution à la NRCS totale est inchangée pour les deux polarisations.

La formulation finale de la NRCS résultante dans le cadre de ce modèle est donnée par :

$$\sigma_0 = (1 - q) [\sigma_{br} + \sigma_{sp}] + q \sigma_{def} \quad (5.4.15)$$

q est la fraction de la surface couverte par les zones générées par le déferlement. Elle est donnée par :

$$q = c_q \int_{\phi} \int_{k < k_{def}} \Lambda(k, \phi) dk d\phi \quad (5.4.16)$$

$\Lambda(k, \phi)$ étant la longueur totale des fronts déferlants reliée au spectre de Kudryavtsev [[Kudryavtsev et al., 1999](#)]. $k_{def} = \min(0.1k_{radar}, \frac{2\pi}{0.15})$ correspond au nombre d'onde limite pour lequel les vagues déferlent et dissipent de l'énergie, ce qui signifie que les vagues impliquées dans la rétrodiffusion non-Bragg sont d'une longueur dix fois supérieure à la longueur d'onde radar. c_q est une constante estimée empiriquement.

Sur la base des travaux de [Ericson et al. \[1999\]](#) introduits précédemment, [Kudryavtsev et al. \[2003a\]](#) modélisent la contribution du déferlement dans le cadre de l'approximation

de l'optique géométrique. La contribution de chaque élément déferlant est alors donnée par :

$$\sigma_{def}(\theta) = \sec^4 \theta / s_{def}^2 \exp(-\tan^2 \theta / s_{def}^2) + \varepsilon_{def} / s_{def}^2 \quad (5.4.17)$$

Où s_{def}^2 représente la variance des pentes des vagues déferlantes et ε_{def} le rapport des échelles verticales et horizontales des parties déferlantes. Les paramètres C_q , s_{def}^2 et ε_{def} sont des constantes ajustées à partir des données radar de [Unal et al. \[1991\]](#) et [Masuko et al. \[1986\]](#).

Dans le cadre de ce modèle, la contribution du déferlement en termes de NRCS devient de plus en plus importante en rasant. Cette contribution étant considérée non polarisée, son impact sur la polarisation HH est plus marqué par rapport à la polarisation VV, du fait que la contribution Bragg est plus faible en polarisation HH.

Modèle de Voronovich

[Voronovich and Zavorotny \[2001\]](#) proposent de corriger la sous-estimation de la NRCS en polarisation HH aux grandes d'incidences en invoquant la contribution des vagues très cambrées ("Steep waves"). Ils supposent qu'en plus d'une surface rugueuse représentée par un spectre d'Elfouhaily et décrite par une distribution de pentes gaussienne, un pourcentage de vagues pentues dont les pentes varient entre 30° et 60° s'ajoute à la surface. Les auteurs font l'hypothèse que de telles vagues contribuent à la rétrodiffusion par un mécanisme de réflexion spéculaire non polarisé et raisonnablement modélisé dans le cadre de l'approximation GO, et supposent en outre que le faible pourcentage de ces vagues permet de considérer que leur contribution s'additionne de manière incohérente à la NRCS Bragg calculée par le modèle SSA. Leur modèle est formulé de la manière suivante :

$$\sigma_0(\theta, \phi) = \sigma_0^{(SSA)}(\theta, \phi) + \pi \frac{|V_0|^2}{\cos^4 \theta} P(a_x, a_y) \quad (5.4.18)$$

Où $a_x = -\tan \theta \cos \phi$, $a_y = -\tan \theta \sin \phi$ désignent les pentes des vagues extrêmes dans les directions x et y respectivement. $V_0 = \frac{\sqrt{\varepsilon}-1}{\sqrt{\varepsilon}+1}$ est le coefficient de réflexion de Fresnel en incidence normale et P la densité de probabilité des vagues extrêmes.

La densité de probabilité P dans la direction upwind (pentes positives) a été déterminée à partir de l'équation (5.4.18) en substituant la NRCS σ_0 par des mesures expérimentales acquises en polarisation HH en bande Ku. Elle a été calculée pour les pentes dépassant 30°, seulement lorsque la différence entre la NRCS HH expérimentale et théorique dépassait un seuil de 1 dB. [Voronovich and Zavorotny \[2001\]](#) approximent cette probabilité P dans la direction upwind ($a_y = 0$) par la formulation logarithmique suivante :

$$\log_{10}(P(a_x, 0)) = -2.84 + 0.0097U_{10} - 1.33 a_x \quad (5.4.19)$$

Pour la direction downwind, les auteurs considèrent simplement l'extrapolation de la distribution de pente de CM. La distribution résultante est donc une distribution non-gaussienne asymétrique.

5.5 Étude qualitative des formes de vagues asymétriques proche-déferlement (wedge)

Peu de travaux ont été dédiés à l'évaluation de l'influence du tilt et des pentes extrêmes sur les asymétries directionnelles de la surface. En se servant du modèle GOSSA

pour simuler la NRCS calculée avec un spectre de mer d'Elfouhaily, on se propose d'évaluer l'impact de l'introduction des formes de vagues fortement asymétriques. A la différence des travaux de [Kudryavtsev et al. \[2003a\]](#); [Voronovich and Zavorotny \[2001\]](#) qui rendent compte du déferlement dans le cadre de l'approximation de l'optique géométrique, notre démarche consiste à incorporer cette contribution non-Bragg dans un modèle deux échelles, et ce en modifiant la distribution des pentes grandes-échelles modulant les petites. La distribution de pentes résultante dans la direction x s'écrit alors comme suit :

$$f_{tot} = (1 - p) f_{gauss} + p f_{def} \quad (5.5.20)$$

Avec p le pourcentage de vagues fortement asymétriques présentes en surface, f_{def} leur densité de probabilité et f_{gauss} la densité de probabilité de la surface hors déferlement supposée gaussienne. Les densités de probabilité des pentes des vagues (hors déferlement) de la surface dans les directions x et y sont supposées gaussiennes et centrées avec des variances de pentes calculées par intégration du spectre d'Elfouhaily utilisé. Dans un premier temps, dans l'objectif d'examiner la sensibilité de la NRCS, des asymétries et du rapport de polarisation à l'ajout de ces formes asymétriques, on introduit des formes déferlantes identiques ayant une pente avant et arrière fixée avec un pourcentage p donné. Les distributions de pentes de ces formes sont modélisées par des distributions dirac ou des gaussiennes très centrées.

Géométrie des vagues asymétriques proche-déferlement

Le phénomène de déferlement est connu pour sa complexité ainsi que la diversité de ses formes. Plusieurs facteurs entrent en scène pour déterminer le type de déferlement, à savoir la cambrure des vagues, la pente de bathymétrie ainsi que la profondeur, facteurs qui conditionnent la formes de vagues déferlantes dont la géométrie et l'évolution temporelle varie. Dans notre analyse qualitative, nous nous sommes appuyés sur les travaux de [Bonmarin](#) sur l'étude de la géométrie et la cinématique des vagues extrêmes à partir d'expérimentations en laboratoire. [Bonmarin](#) présente dans son rapport une technique de visualisation et de traitement d'images développée dans la perspective de mesurer les propriétés des profils de ces vagues. L'auteur considère ces formes asymétriques proche-déferlement moyennant plusieurs paramètres géométriques, dont les paramètres de pentes des faces avant et arrière des vagues. D'un point de vue radar, ces vagues sont orientées suivant la direction du vent, et la pente la plus abrupte correspond à la face descendante présentant une rugosité plus prononcée par rapport à la face montante (Voir schéma dans 5.5). Si le radar vise dans la direction de la face descendante (face avant de la vague), la visée radar correspond à la direction Upwind. Inversement, si le faisceau radar est orienté vers la face descendante (face arrière de la vague), la visée correspond alors à la direction downwind. Les pentes avant et arrière sont corollairement référencées par la pente Upwind (β) et pente Downwind (α) respectivement. Dans l'étude du déferlement, il est communément observé que l'asymétrie des pentes avant et arrière dépend fortement du type de déferlement ayant lieu. Pour illustration, [Bonmarin](#) distingue plusieurs types de déferlements (voir tableau 5.1), allant du déferlement pleinement glissant (Fully spilling breaking) présentant une asymétrie assez faible, au déferlement pleinement plongeant (Fully plunging breaking), caractérisé par une crête proéminente et une asymétrie des pentes prononcée.

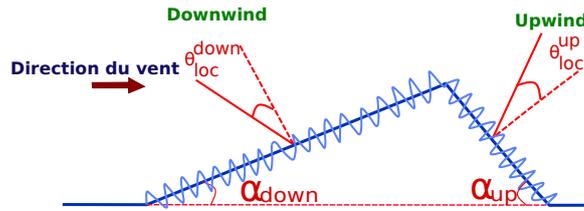


FIGURE 5.5 – Représentation géométrique simplifiée d'une vague asymétrique.

Type de déferlement	Pente avant	Pente arrière
Pleinement glissant	21°	18°
glissant	22°	17°
plongeant	25°	16°
Pleinement plongeant	30°	15°

TABLE 5.1 – Correspondance entre les asymétries des pentes et les différents types de déferlement observés par [Bonmarin](#)

Taux de couverture de la surface par les vagues proche-déferlement

Le déferlement est généralement considéré comme le résultat d'une instabilité hydrodynamique de la crête de la vague, conduisant à l'entraînement d'air sous la surface et la formation d'écume. Une manière de déterminer le taux de vagues déferlantes serait donc de l'associer à la fraction de couverture par l'écume. Cette fraction est souvent paramétrée par la vitesse du vent U_{10} , bien que plusieurs études suggèrent l'influence non négligeable d'autres facteurs géophysiques [[Williams, 1969](#)]. [Anguelova and Webster \[2006\]](#) soulignent la forte variabilité que présente ce paramètre et fournit une revue critique des différentes variables physiques à l'origine de cette variabilité et les diverses méthodes pour la prendre en compte. Cela étant, l'action du vent demeure le facteur principal pour la formation de l'écume et plusieurs modèles empiriques ont été proposés pour relier le taux de la surface recouverte par l'écume à la vitesse du vent. Ces modèles présentent à leur tour une variabilité qui traduit les spécificités des données utilisées pour les ajuster. Les différentes paramétrisations proposées dans la littérature révèlent souvent une relation suivant une loi de puissance de la forme : $a U_{10}^b$, avec b souvent proche de 3, ou encore une formulation du type $a (U_{10} - c)^b$, c étant grossièrement associé au seuil en vitesse du vent pour la formation de l'écume sous les conditions de mesure spécifiques. De larges fluctuations sont cependant reportées d'une paramétrisation à une autre : L'exposant b varie de 1 à 5 et le paramètre c peut aller de 0.6 m/s jusqu'à 6 m/s . Cette disparité des valeurs quantifie des températures de mer différentes, des conditions de stabilité variées, ou encore des régimes de fetch diversifiés, ce qui corrobore l'hypothèse que d'autres facteurs entrent en scène.

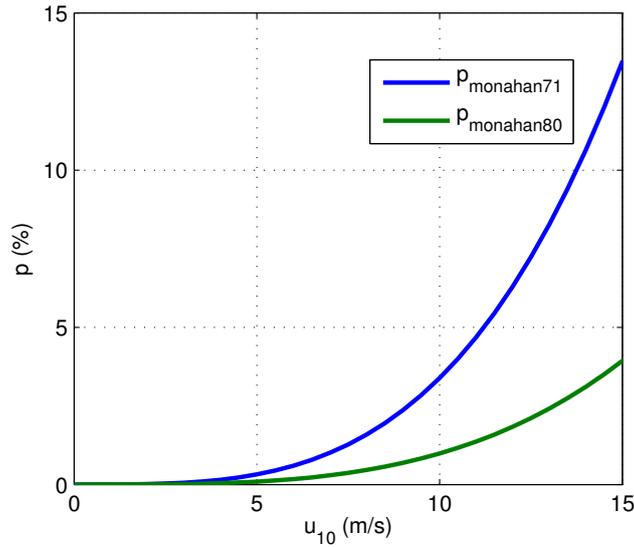


FIGURE 5.6 – Couverture d’écume en fonction du vent de **Monahan and Muircheartaigh [1980]** en vert et **Monahan [1971]** en bleu.

Monahan et ses collaborateurs ont proposé plusieurs modèles empiriques modélisant la fraction d’écume. Nous donnons dans la figure 5.6 deux exemples de formulations empiriques proposées. La courbe bleue correspond à un modèle donné par **Monahan [1971]**, tandis que la courbe verte correspond à un modèle établi ultérieurement par **Monahan and Muircheartaigh [1980]** à partir de photographies de la surface de mer. Les deux modèles sont donnés par les lois exponentielles suivantes :

$$p_{M71}(U_{10}) = 1.35 \times 10^{-5} U_{10}^{3.4}. \quad (5.5.21)$$

$$p_{M80}(U_{10}) = 3.84 \times 10^{-6} U_{10}^{3.41}. \quad (5.5.22)$$

Nous rappelons que l’objectif du présent travail n’est pas d’effectuer une analyse de la relation reliant les paramètres de surface à la fraction de couverture de l’écume. Notre étude concerne la validation qualitative des mécanismes observés en utilisant des ordres de grandeurs réalistes pour la fraction de couverture d’écume, et par la suite l’évaluation de l’impact de la vitesse du vent sur ces mécanismes.

Résultats

Comme indiqué précédemment, notre étude se cantonnera à l’asymétrie upwind-downwind, ce qui consiste à étudier la sensibilité aux pentes dans la direction x (parallèle à la direction du vent). Nous supposons ici que la modification des pentes dans la direction y (perpendiculaire à la direction du vent) modifie essentiellement la NRCS dans la direction crosswind et influence peu l’asymétrie upwind-downwind. Dans cette partie, toutes les simulations sont effectuées moyennant le modèle GOSSA avec un spectre d’Elfouhaily en entrée et une distribution de pentes gaussienne dans la direction y perpendiculaire au vent. Le modèle GOSSA combiné à une distribution gaussienne dans la direction x sera référencé par "GOSSA-gauss", tandis que la combinaison du modèle GOSSA et une distribution de pentes suivant l’équation (5.5.20) sera référencée par "GOSSA-wedge".

La figure 5.7 représente les diagrammes en incidence de la NRCS en polarisation HH (en traits pleins) et VV (en pointillés) pour les directions upwind (en rouge) et downwind (en bleu), pour des vitesses de vent de 8 m/s, 10 m/s, 12 m/s et 14 m/s, obtenues par le modèle GOSSA-wedge. La courbe verte superposée représente la NRCS obtenue par le modèle GOSSA-gauss. La contribution du wedge ne modifie quasiment pas la NRCS dans la direction downwind qui reste quasi-confondue avec la NRCS du modèle GOSSA-gauss. La différence est cependant perceptible sur la NRCS dans la direction upwind, pour laquelle le maximum de sensibilité semble se produire pour des angles modérés entre 30° et 40° d'angle d'incidence.

Les différentes vitesses de vent de 8 m/s, 10 m/s, 12 m/s et 14 m/s, correspondent respectivement à des pourcentages p de 0.5%, 1%, 2% et 3% selon la formulation de [Mohan and Muircheartaigh \[1980\]](#) (equation 5.5.22). La modification de la NRCS dans la direction upwind est d'autant plus importante que ce pourcentage augmente. Nous reviendrons sur l'étude de la sensibilité à ce pourcentage plus tard dans cette partie.

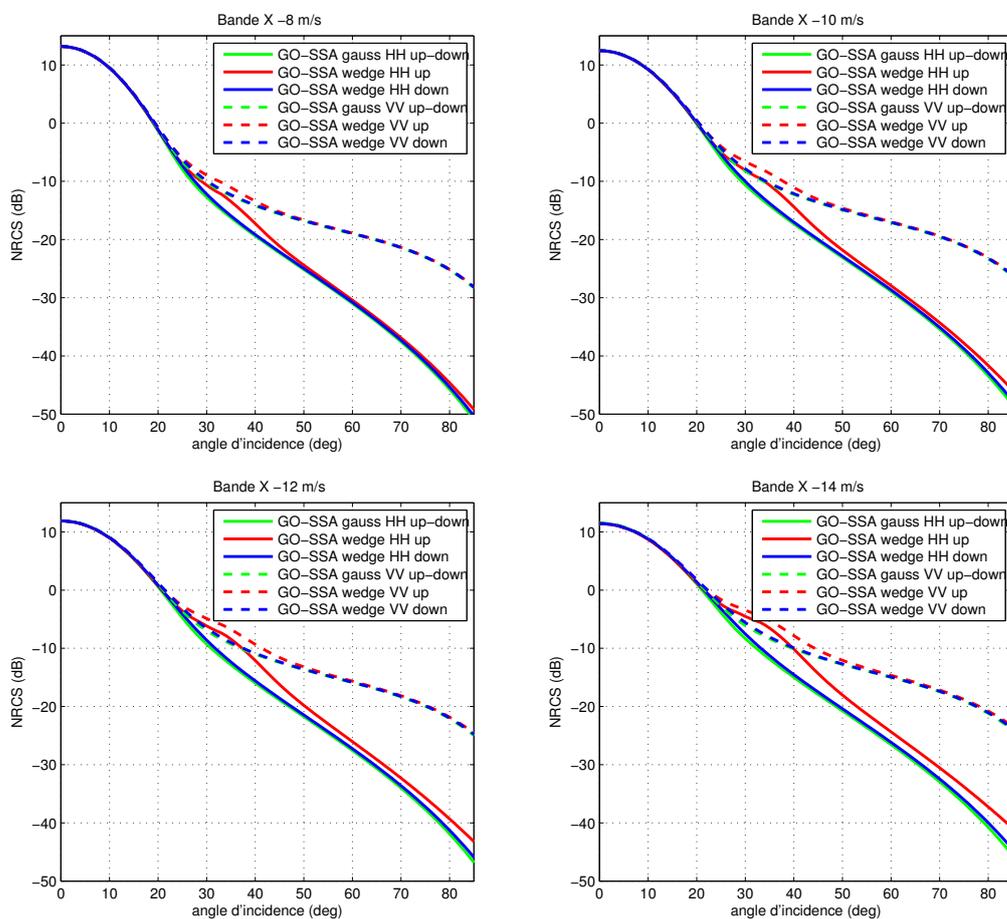


FIGURE 5.7 – NRCS HH (-) et VV (- -) en fonction de l'angle d'incidence données par le modèle GOSSA-gauss et GOSSA-wedge pour quatre vitesses de vents allant de 8 m/s à 14 m/s.

Influence de la forme du wedge

Comme souligné précédemment, la géométrie des formes déferlantes varie selon di-

verses facteurs. Ces différentes formes vont produire des niveaux de UDA différents sur la NRCS. Nous allons donc chercher à illustrer l'impact de l'asymétrie des pentes de ces différentes formes sur le UDA. La figure 5.8 donne la variation en incidence de l'asymétrie UDA pour un vent de 10 m/s pour les quatre géométries de vagues données dans 5.1 avec un pourcentage $p = 3\%$ obtenu par la formulation de Monahan [1971] dans l'équation 5.5.21. Pour illustrer la sensibilité au choix du modèle exprimant ce pourcentage p en fonction de la vitesse du vent, la figure 5.9 illustre la même chose que la figure précédente, mais cette fois-ci pour un pourcentage $p = 0.987\%$ obtenu par Monahan and Muirheartaigh [1980] (équation 5.5.22). La première formulation produit une asymétrie significativement plus prononcée (facteur de deux environ). Le second modèle a cependant été plus largement utilisé et validé. On se propose donc de l'adopter par la suite dans nos simulations. Ce choix est justifié puisqu'on ne cherche pas dans cette partie à quantifier les asymétries, mais uniquement à valider leurs comportement ainsi que les mécanismes y contribuant. Les figures 5.8 et 5.9 attestent que le UDA est d'autant plus important lorsque l'asymétrie des pentes de la vague augmente. La forme extrême correspondant à des pentes arrière et avant de 15° et 30° sera utilisée dans les simulations ultérieures.

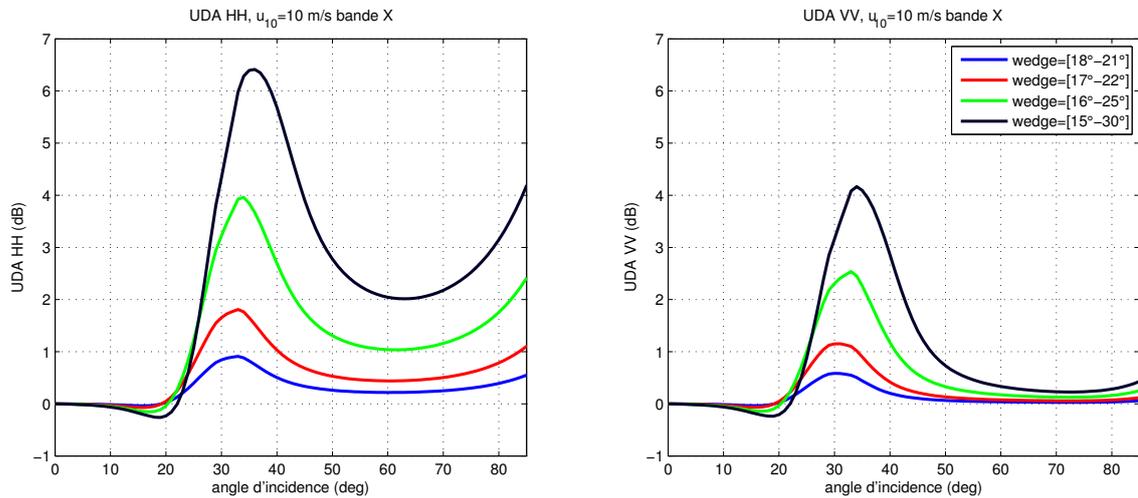


FIGURE 5.8 – UDA en fonction de l'angle d'incidence en polarisation HH (à gauche) et VV (à droite) pour différentes valeurs de pentes arrière/avant des formes de vagues : $[18^\circ\ 21^\circ]$ en bleu, $[17^\circ\ 22^\circ]$ en rouge, $[16^\circ\ 25^\circ]$ en vert et $[15^\circ\ 30^\circ]$ en noir. La vitesse de vent est de 10 m/s et correspond à un pourcentage $p = 3\%$ donné par la formulation de Monahan [1971] dans l'équation 5.5.21

Influence de la vitesse du vent

Nous avons cherché à évaluer la sensibilité du UDA à la variation de la vitesse de vent reliée à la variation de la fraction p donnée par Monahan and Muirheartaigh [1980]. La figure 5.10 donne les diagrammes en incidence de la NRCS HH (à gauche) et VV (à droite) pour des vitesses de vent de 7 , 11 et 15 m/s et la figure 5.11 donne la variation de l'asymétrie UDA en fonction de la vitesse du vent pour les deux polarisations HH (à droite) et VV (à gauche). Nous retrouvons le comportement croissant pour des vents modérés entre 7 et 15 m/s avec une asymétrie UDA supérieure en polarisation HH.

Variation du rapport de polarisation en fonction de l'angle d'incidence

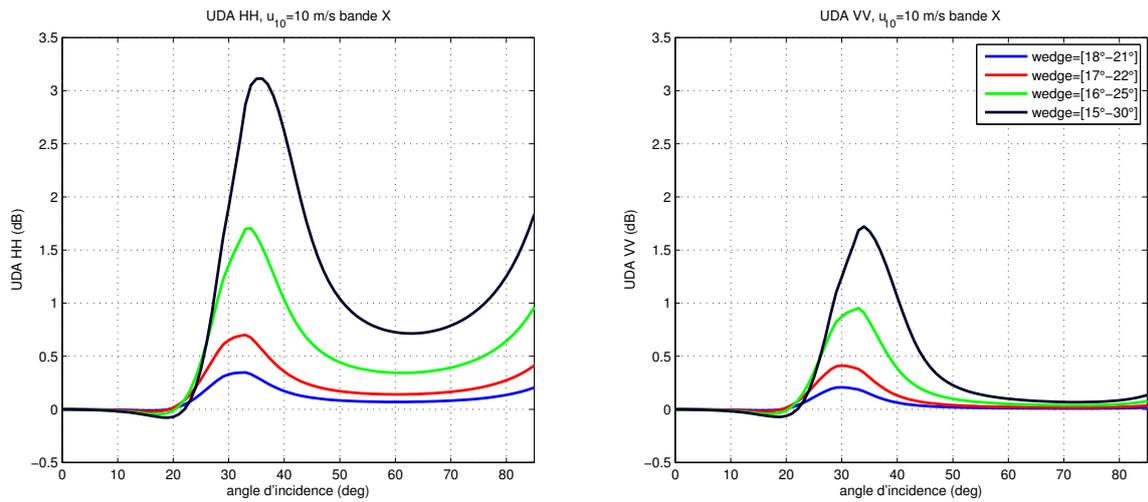


FIGURE 5.9 – Même chose que la figure 5.8 avec un pourcentage $p = 0.987\%$ donné par Monahan and Muirheartaigh [1980] dans l'équation 5.5.22

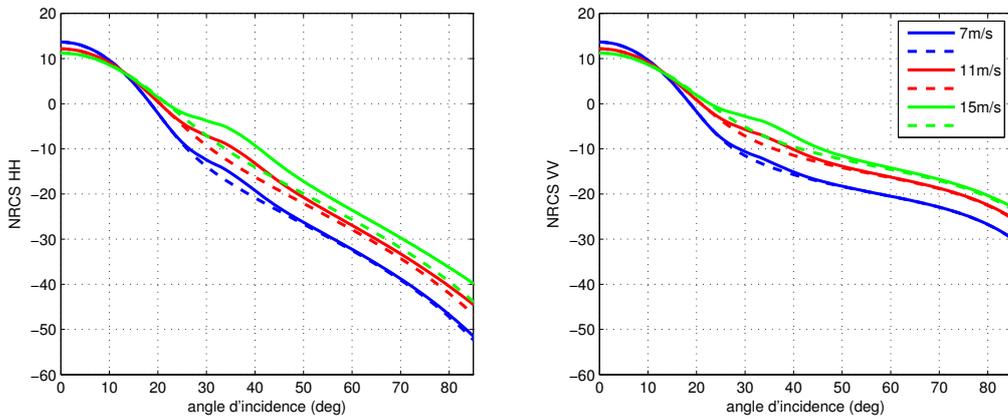


FIGURE 5.10 – NRCS HH et VV obtenues en introduisant une même forme de wedge $[15^\circ - 30^\circ]$ pour la directions upwind (en traits pleins) et downwind (en pointillés) pour plusieurs vitesses de vent.

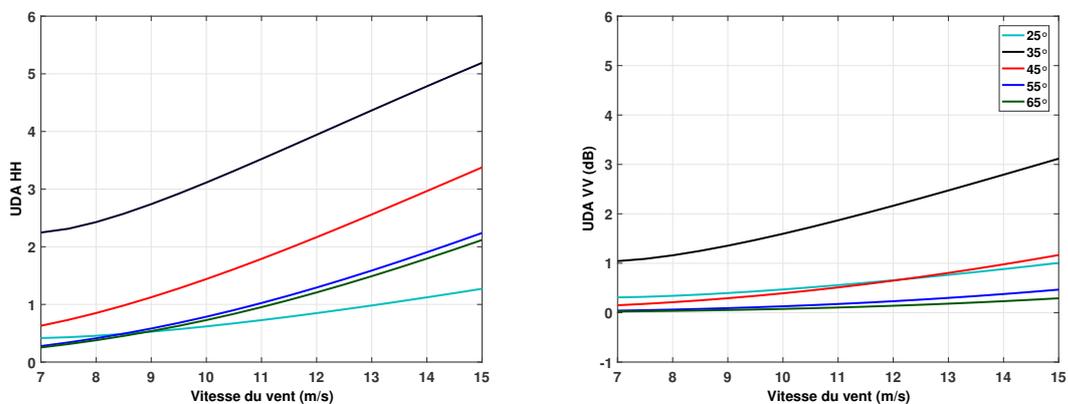


FIGURE 5.11 – UDA HH et VV obtenus en introduisant une même forme de wedge $[15^\circ - 30^\circ]$ en fonction de la vitesse du vent pour plusieurs angles d'incidence.

Le rapport de polarisation est un indicateur direct de la contribution relative des différents mécanismes de rétrodiffusion. Le rapport de polarisation est plus proche du PR de Bragg dans la direction downwind qui est peu affectée par la contribution non-polarisée. La contribution non-Bragg permet d'introduire de l'asymétrie sur les rapports de polarisations.

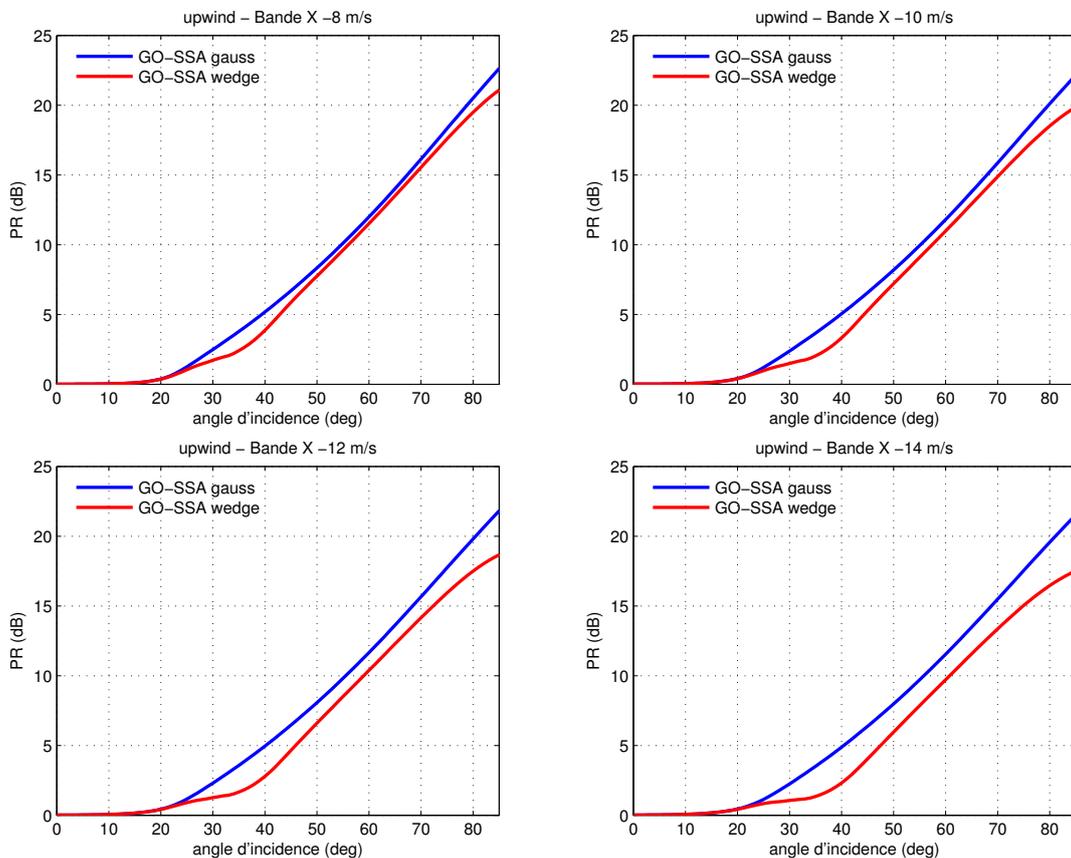


FIGURE 5.12 – Rapport de polarisation en fonction de l'angle d'incidence dans la direction upwind donné par le modèle GOSSA-gauss (bleu) et GOSSA-wedge (rouge) pour des vitesses de vent de 8m/s (a), 10 m/s (b), 12 m/s (c) et 14 m/s (d)

La figure 5.12 illustre le rapport de polarisation en dB en fonction de l'angle d'incidence dans la direction upwind pour quatre vitesses de vent entre 8 m/s et 14 m/s. On retrouve la croissance habituellement observée du rapport de polarisation en fonction de l'angle d'incidence. Le modèle GOSSA combiné avec une distribution de pentes gaussienne surestime le PR expérimental. La prise en compte des formes de proche-déferlement permet de diminuer le rapport de polarisation, améliorant ainsi les comparaisons avec les rapports de polarisations observés, ce qui atteste l'importance de la prise en compte des effets liés aux vagues extrêmes.

Variation du PR en fonction de la vitesse du vent

La figure 5.13 présente les rapports de polarisation en fonction de la vitesse du vent dans la direction upwind pour des angles d'incidence allant de 30° à 60°. La prise en compte des vagues proche-déferlement permet de restituer qualitativement le comportement décroissant du rapport de polarisation en fonction de la vitesse du vent.

Asymétrie du rapport de polarisation

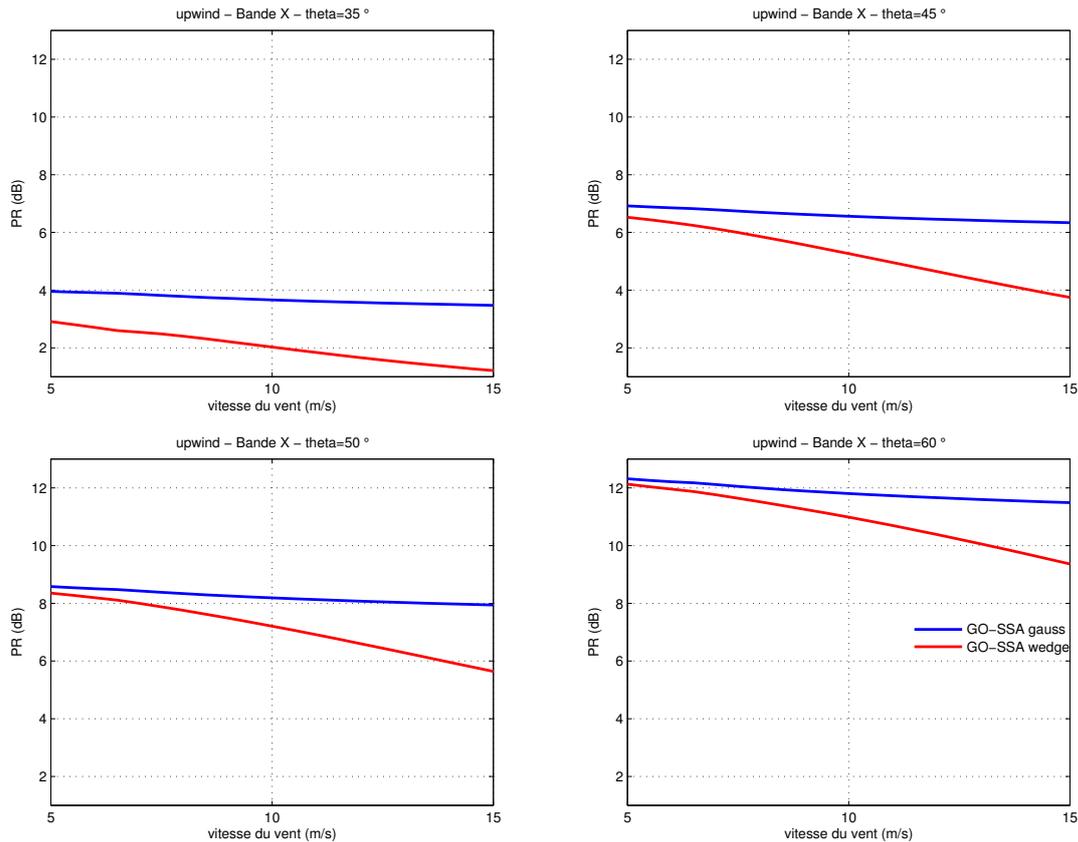


FIGURE 5.13 – Rapport de polarisation en fonction de la vitesse du vent dans la direction upwind donné par le modèle GOSSA-gauss (bleu) et GOSSA-wedge (rouge) pour des angles d'incidence entre 30° et 60°

L'introduction de ces formes de vagues asymétriques permet d'introduire de l'asymétrie upwind downwind sur les rapports de polarisation. La figure 5.14 illustre la dépendance de cette asymétrie en fonction de l'angle d'incidence pour plusieurs vitesses de vent allant de 8 m/s à 14 m/s. Elle présente une forme non-monotone et augmente avec la vitesse du vent.

Conclusion partielle

En partant du constat que la prise en compte de la diffusion de Bragg uniquement dans un modèle deux-échelles ne suffit pas à reproduire les asymétries upwind-downwind observées sur la NRCS et sur les rapports de polarisations, nous avons effectué une étude qualitative concernant la prise en compte d'une contribution attribuée à la présence de vagues fortement asymétriques. Cette contribution, bien que difficile à quantifier et caractériser, permet de retrouver les comportements des asymétries UDA observées sur les données expérimentales. Les résultats de cette étude qualitative se résument comme suit :

- **Comportement polarimétrique du UDA** : Le UDA reproduit en polarisation HH est supérieur à celui obtenu en polarisation VV. En faisant l'hypothèse grossière que la contribution non-Bragg est majoritairement non-polarisée, cette dernière va affecter essentiellement la NRCS HH dont les niveaux sont plus faibles que la polarisation VV, ce qui expliquerait le comportement polarimétrique du UDA.
- **Comportement du UDA en fonction de l'angle d'incidence** : Le UDA obtenu pré-

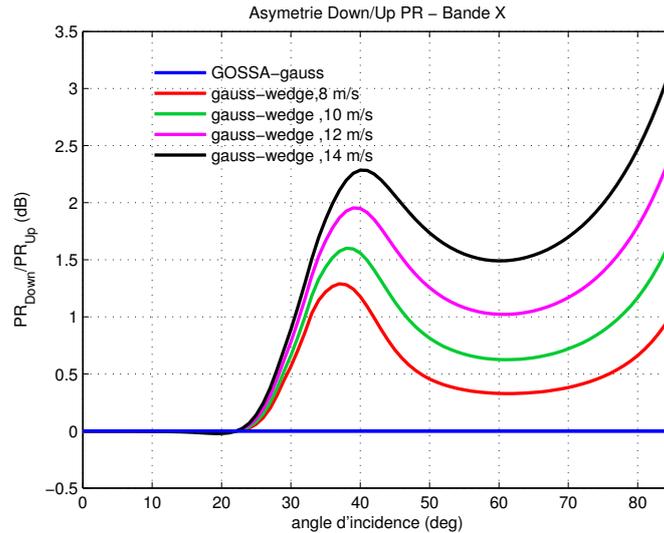


FIGURE 5.14 – Asymétrie du rapport de polarisation en fonction de l'angle d'incidence pour plusieurs vitesses de vent.

sente une variation non monotone en fonction de l'angle d'incidence, avec un maximum pour des angles d'incidence modérés entre 30° et 45°. Ce comportement est persistant pour les deux polarisations, avec la différence d'une remontée observée sur le UDA en polarisation HH pour les grandes incidences à partir de 65°, comportement non relevé pour la polarisation VV.

- **Comportement du UDA en fonction de la vitesse du vent** : L'asymétrie UDA augmente pour les vitesses de vent considérées (entre 5 m/s à 15 m/s).
- **Comportement du PR en fonction de l'incidence** : Le comportement croissant du PR en fonction de l'angle d'incidence est conservé, avec des niveaux moyens plus bas que le PR issu du modèle GOSSA-gauss, se rapprochant des PR observés.
- **Comportement du PR en fonction de la vitesse du vent** : Le comportement légèrement décroissant du PR en fonction de la vitesse du vent est retrouvé dans la direction upwind.
- **Comportement de l'asymétrie Downwind/Upwind du PR en fonction de l'angle d'incidence** : Le PR présente une asymétrie Downwind/Upwind non-monotone en fonction de l'angle d'incidence, avec un maximum local se situant entre 30° et 40°, et ensuite une remontée marquée aux grandes incidences. L'asymétrie du PR est donc plus prononcée pour les angles rasants.
- **Comportement de l'asymétrie Downwind/Upwind du PR en fonction de la vitesse du vent** : Pour des angles d'incidence au delà de 25°, l'asymétrie du rapport de polarisation augmente avec la vitesse du vent.

5.6 Étude des distributions de pentes réalistes mesurées en soufflerie

Nous nous appuyons dans cette étude sur les mesures unidimensionnelles de distribution de pentes effectuées dans la grande soufflerie Pythéas de Marseille-Luminy par

Caulliez and Gu erin [2012] pour diverses conditions de vent et de fetch. Cette étude est dédiée à l'analyse des statistiques non-gaussiennes des champs de vagues courtes et l'étude de leurs propriétés géométriques à partir des mesures spatiales des profils unidirectionnels de la surface (dans la direction du vent), effectuées par une nouvelle technique d'imagerie optique. Ces mesures sont décrites en détail dans Caulliez and Gu erin [2012]. Les auteurs distinguent quatre régimes de champs de vagues de gravité et les associent à des formes de vagues et des mécanismes de dissipation différents. Les trois premiers régimes correspondent à des paramètres de fetch très courts et on se cantonnera uniquement à l'utilisation de la distribution de pente du quatrième régime (Not e pdf4 ci-après). Ce régime correspond à un paramètre de fetch de 13m et une vitesse de vent de 8m/s conduisant au développement de vagues de gravité-capillarité de longueur d'onde supérieure à 20 cm. La distribution de pentes de ces vagues est donnée dans la figure 5.15 en échelles logarithmique. Pour illustrer sa non gaussianité, la distribution gaussienne de même moyenne et variance est superposée. Pour les petites pentes ($|p| \leq 10^\circ$), la distribution présente une forme qui suit bien la densité de probabilité gaussienne, notamment pour les pentes négatives généralement mesurées sur les faces avant des vagues. Pour les faibles pentes positives (typiquement observées sur les faces arrière des vagues), la déviation de la distribution gaussienne est légèrement plus prononcée. La distribution décroit ensuite très rapidement des deux côtés positif et négatif. Pour les pentes plus élevées, elle présente une queue de distribution fortement asymétrique avec une décroissance plus marquée pour les pentes positives comparée à une décroissance plus lente pour les pentes négatives. De surcroît, la queue de distribution des pentes positives excédant $3.5 \sigma \simeq 35^\circ$ présente une transition marquée par un ralentissement de la décroissance de la distribution. Ce comportement est éventuellement induit par la formation de petites perturbations de la surface générées par les phénomènes de déferlement et micro-déferlement. La densité de probabilité de ce régime inclut donc des formes de vagues extrêmes fortement asymétriques susceptibles de reproduire l'asymétrie UDA de la NRCS et des rapports de polarisations. Pour quantifier ces asymétries, on se propose d'intégrer cette distribution de pentes au modèle GOSSA et le spectre d'Elfouhaily. Le vent mesuré en soufflerie (U_s) a été converti en vent mesuré à 10 mètres de la surface (U_{10}) moyennant la relation empirique suivante :

$$U_{10} = 1.28 U_s - 0.63 \quad (m/s) \quad (5.6.23)$$

Par ailleurs, nous nous sommes référés aux travaux de Caulliez [2002] sur l'auto-similarité des vagues de gravité courtes proche-déferlement. L'auteur effectue une investigation des propriétés géométriques de ces formes de vagues induites par l'action d'un vent de 10 m/s et pour des paramètres de fetch entre 15 et 30 m. Les résultats ont également été validés pour des vagues régulières générées mécaniquement et amplifiées par le vent jusqu'au stade de déferlement. L'auteur met en évidence une évolution irréversible des vagues proche-déferlement (dont la pente de la crête dépasse 30°), ce qui implique l'auto-similarité des profils limites de ces vagues se caractérisant par une large asymétrie avec des pentes avant très abruptes dépassant 30° et des pentes arrières moins prononcées et plutôt uniformes. Ce résultat se traduit par le fait que la probabilité d'observer une certaine valeur de pente supérieure à 30° est inchangée quelles que soient les échelles des vagues dominantes. De plus, cette invariance d'échelle ne dépend pas de la valeur du seuil de la pente de déferlement (fixée à 30° dans son étude). L'auteur mentionne que des comparaisons avec des formes de vagues proche-déferlement observées en pleine mer sont comparables aux vagues observées en soufflerie, ce qui suggère, sous réserve

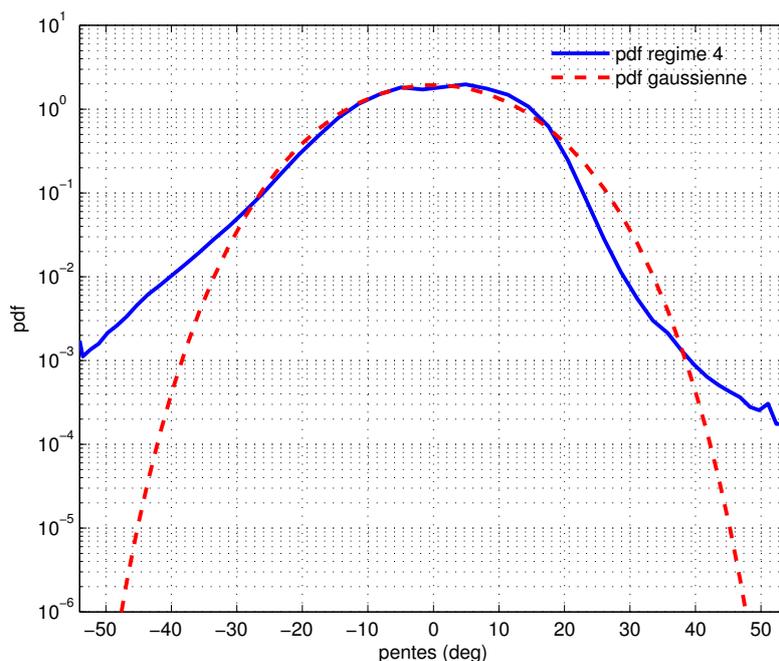


FIGURE 5.15 – Distribution de pentes obtenues à partir de mesures optiques du profil de la surface pour des vagues courtes générées en soufflerie pour le régime 4 (vagues de gravité courtes)

d'autres validations et comparaisons avec des jeux de données, que cette auto-similarité s'étend également aux vagues de gravité proche-déferlement observées en mer.

Il nous paraît donc raisonnable de nous servir de la forme de la distribution de pentes du régime 4 en entrée du modèle GOSSA afin d'étudier l'évolution des asymétries UDA de la NRCS.

Simulations en bande X et L

La mss des grandes vagues dépend de l'échelle de coupure du modèle deux-échelles. En bande X, cette coupure est approximativement donnée par la mss slick de CM qui considère les échelles supérieures à 30 cm. En bande L, on considère que cette coupure est bien représentée par la mss Vandemark qui coupe à 2 m. Il s'agit bien de deux approximations grossières, mais nous ne disposons pas d'autres mesures de mss de pentes. En conservant la forme de la pdf4, nous procédons d'abord à une première normalisation de la distribution de pentes moyennant les $mss_{u, clean}$ (5.2.12) mesurées par CM sur une surface propre. Une seconde renormalisation est ensuite effectuée par rapport aux $mss_{u, slick}$ (5.2.13) mesurées par CM sur une surface polluée pour la bande X, et par les mss mesurées par Vandemark et al. [2004] pour la bande L. Les distributions de pentes résultantes sont illustrées dans la figure 5.17. Les mss correspondent à un vent de $9.6 m/s$ (équivalent à $8 m/s$ mesuré pour le régime 4 en soufflerie). Notons que les queues de distribution ont été extrapolées par une loi en puissance.

La figure 5.18 illustre les asymétries upwind-downwind obtenues en bande X et L sur les NRCS moyennant la pdf4 dans la direction du vent, combinée à une distribution gaussienne dans la direction perpendiculaire.

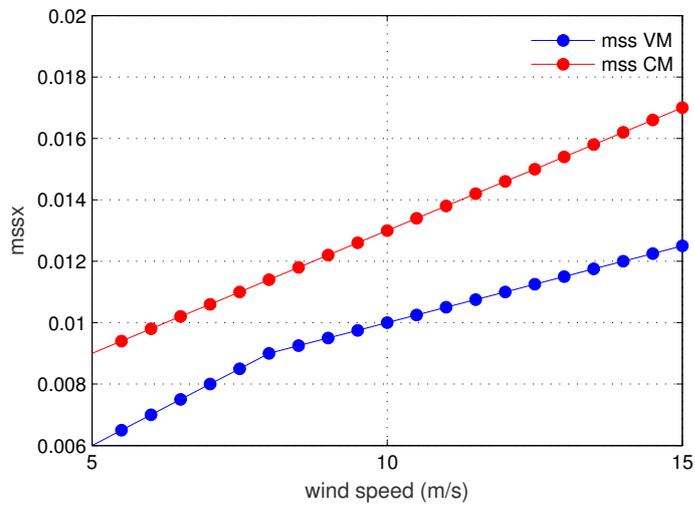


FIGURE 5.16 – mssx slick mesurée par CM et mssx mesurée par Vandermark.

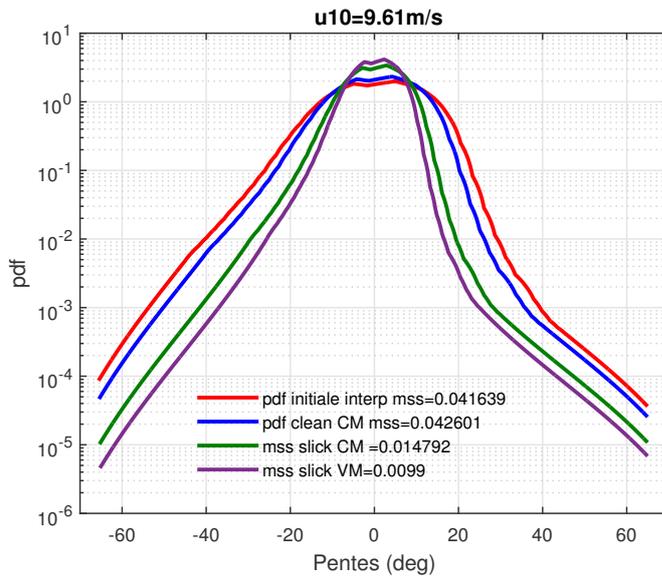


FIGURE 5.17 – Distributions de pentes du régime 4 renormalisée par rapport à la mss CM et la mss Vandermark.

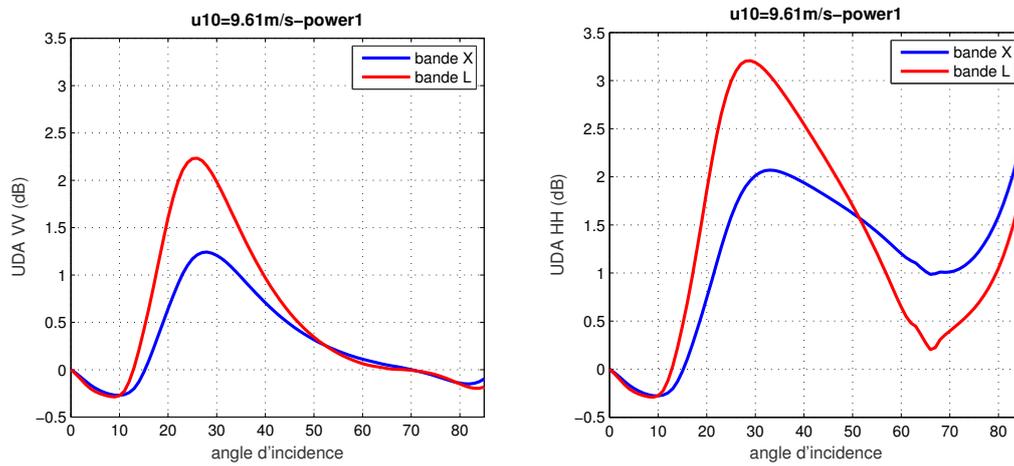


FIGURE 5.18 – UDA HH et VV, bande X et L

5.7 Validation

Pour des fins de validation, nous avons calculé les asymétries upwind-downwind obtenues sur les profils numérisés de l'expérience en soufflerie décrite dans [Caulliez and Guérin \[2012\]](#), et ce moyennant la méthode des moments pour le calcul des NRCS « exactes » dans les directions upwind et downwind. Une technique a été mise au point (pas par le doctorant) pour obtenir de longs échantillons spatiaux en raccordant de manière appropriée les profils temporels dans la fenêtre de visualisation, permettant ainsi d'effectuer des simulations jusqu'à la bande L. Ce travail est encore en cours et nous présentons ici quelques résultats préliminaires qui servent d'appui à l'analyse effectuée précédemment.

La figure 5.19 illustre les asymétries obtenues en polarisation HH pour les fréquences L, X et Ka pour deux profils numérisés différents (correspondant aux régimes 3 et 4 dans [Caulliez and Guérin \[2012\]](#)). Nous retrouvons le comportement non monotone du UDA avec un maximum prononcé pour un angle d'incidence modéré. De surcroît, les ordres de grandeurs obtenus en bande X sur le régime 4 (figure de droite) sont en assez bon accord avec ceux obtenus avec le modèle GOSSA et la distribution de pentes de ce même régime (figure 5.18). Par ailleurs, nous confirmons le comportement en fréquence observé sur les données de la littérature ainsi que sur les données ONERA, notamment entre la bande X et L. Le UDA présente en effet des valeurs très faibles en bande L par rapport à la bande X et la bande Ka qui présente un maximum d'asymétrie.

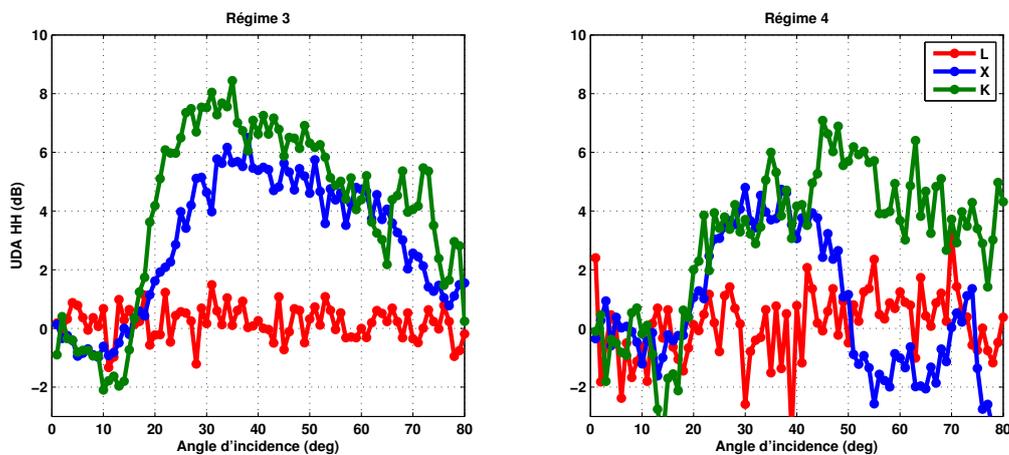


FIGURE 5.19 – Asymétries UDA obtenues par la méthode des moments sur les profils de soufflerie des régimes 3 (à gauche) et 4 (à droite)

Conclusion et perspectives

Ce travail de thèse a permis d'avancer sur la compréhension des asymétries directionnelles de la surface de mer. Les travaux menés se divisent en deux parties, expérimentale et théorique, et peuvent se résumer comme suit :

- Nous avons effectué une synthèse des données de la littérature et des modèles empiriques rendant compte des asymétries directionnelles. Cette synthèse nous a permis de tirer des conclusions relatives aux comportements des asymétries en fonction de la polarisation, l'angle d'incidence, la vitesse du vent ainsi que la fréquence électromagnétique. Les principaux résultats retenus concernent la non-monotonie de ces asymétries en fonction de l'angle d'incidence et la vitesse du vent, le comportement polarimétrique marqué de l'asymétrie UDA en polarisation HH par rapport à la polarisation VV, et enfin le comportement croissant des asymétries avec la fréquence électromagnétique.
- Nous avons ensuite confirmé la plupart de ces résultats sur deux bases de données aéroportées différentes. La base de données INGARA nous a permis de confirmer la variation des asymétries avec l'angle d'incidence et la polarisation. Elle nous a également permis d'illustrer le comportement unimodal de la variation azimutale en configuration rasante dans le cas de la polarisation horizontale. Cette étude nous a permis par ailleurs de conclure sur la contribution négligeable de la houle aux asymétries directionnelles. La base de données ONERA nous a permis de mettre en évidence que les asymétries UDA et UCA sont plus prononcées en bande X qu'en bande L pour un angle d'incidence et une vitesse de vent modérés (45° d'angle d'incidence et une vitesse de vent de 8 m/s).
- Concernant l'étude théorique, nous nous sommes focalisés sur l'asymétrie upwind-downwind, puisque la restitution de l'asymétrie upwind-crosswind est essentiellement conditionnée par l'amélioration de la fonction d'étalement angulaire du spectre directionnel. Nous avons vu en effet que les modèles de spectres récents permettent d'améliorer significativement l'asymétrie UCA obtenue par le spectre classique d'Elfouhaily et rendre compte du UCA observé sur les données expérimentales. En ce qui concerne l'étude du UDA, nous avons proposé, à la lumière des travaux dans la littérature, des mécanismes physiques pouvant être à l'origine de cette asymétrie. Nous avons étudié l'influence de la prise en compte des formes de vagues fortement asymétriques, d'abord à travers des formes simples de type « wedge », et ensuite à travers une distribution de pente mesurée en soufflerie et incluant ces pentes extrêmes. Des simulations avec le modèle GOSSA, le spectre d'Elfouhaily et ces distributions de pentes modifiées ont permis de restituer qualitativement le comportement en fonction de l'angle d'incidence, de la polarisation et de la vitesse du vent. L'étude portant sur l'introduction des vagues fortement asy-

métriques dans la distribution de pentes ne permet cependant pas d'effectuer une analyse quantitative du UDA obtenu au vu des dispersions significatives des valeurs de pourcentage de ces vagues en surface. Par ailleurs, le déferlement est un phénomène très complexe et nous n'avons considéré qu'une forme heuristique assez simple ne rendant pas compte des échelles et de la géométrie tri-dimensionnelle des vagues déferlantes ni de leur évolution temporelle. Cette analyse montre en revanche que le déferlement est un mécanisme plausible dont la contribution à l'asymétrie UDA peut être considérable. L'utilisation d'une distribution de pentes mesurée en soufflerie nous a permis de "quantifier" les résultats obtenus, dans la limite de la validité de ces mesures en soufflerie pour une surface de mer réelle.

- Une phase de validation théorique a consisté à dériver les asymétries UDA à partir des NRCS calculées en polarisation HH par la méthode des moments sur des profils numérisés mesurés en soufflerie. Les résultats sont en bon accord avec les simulations effectuées avec le modèle GOSSA et la distribution de pentes expérimentale. En particulier, nous avons pu confirmer à travers ces simulations le caractère non monotone en fonction de l'angle d'incidence ainsi que le comportement fréquentiel.

Enfin, notons que nous n'avons pas abordé dans le cadre de ce manuscrit les effets liés à la modulation hydrodynamique des petites vagues par les grandes. Cette dernière n'a pas été considérée car la présence des vagues de gravité parasites sur les faces avant des vagues de gravité-capillarité agit majoritairement sur la NRCS pour les bandes de fréquences élevées (bande Ka). Nous estimons que la contribution de cette modulation hydrodynamique n'est pas suffisante pour expliquer les asymétries observées en bande X. En bande Ka, la contribution aux asymétries à travers la modulation hydrodynamique peut devenir importante et la séparation des contributions des ridules parasites et des vagues libres aux asymétries de surface n'est pas encore complètement cernée et peut constituer une perspective aux travaux effectués dans ce manuscrit.

Liste des figures

3.1	Algorithme d'inversion de vitesse de vent moyennant les modèles empiriques reliant les mesures de la NRCS à la direction du vent, les deux étant des entrées de l'algorithme d'inversion.	24
3.2	Diagramme simplifié des interactions reliant la mesure de la NRCS, le vecteur vent et la description de la surface rugueuse.	24
3.3	Exemple de diffusiomètre à antenne rotative - Géométrie du diffusiomètre Seawinds	24
3.4	configuration de vol circulaire pour les radars aéroportés	25
3.5	UDA (à gauche) et UCA (à droite) pour les données SMAP en polarisation HH (-) et VV(-), les données Aquarius en polarisation HH (- -) et VV(- -) et les données PALSAR (-) en polarisation HH en fonction de la vitesse du vent à 40° d'angle d'incidence.	30
3.6	UDA (à gauche) et UCA (à droite) des données PALS en polarisation HH (rouge) et VV (bleu) en fonction de la vitesse du vent à 45° d'angle d'incidence.	30
3.7	Asymétries UDA (à gauche) et UCA (à droite) obtenues par le modèle CMOD5.n en polarisation VV en fonction de l'angle d'incidence pour trois vitesses de vent 5, 10 et 15 m/s. Les asymétries obtenues par le modèle C-SARMOD (étoiles) pour les mêmes vitesses de vent et pour les angles d'incidence de 20°, 30° et 40° sont superposées, polarisation VV.	33
3.8	Asymétries UDA et UCA en fonction de la vitesse obtenues par le modèle CMOD5.n ((traits pleins) pour des angles d'incidence allant de 25° à 50°. Superposées sont les asymétries issues du modèle C-SARMOD (étoiles) pour des angles d'incidence de 30° et 40° en polarisation VV.	33
3.9	Asymétries UDA et UCA en fonction de l'angle d'incidence pour trois vitesses de vent 10, 15 et 20 m/s (resp. bleu, vert et rouge) obtenues avec la GMF Sapp (traits pleins) et le modèle C-SARMOD (étoiles), polarisation HH.	34
3.10	Asymétries UDA et UCA en fonction de la vitesse du vent pour plusieurs angles d'incidence allant de 25° à 50° obtenues avec la GMF Sapp (traits pleins) et le modèle C-SARMOD (étoiles), polarisation HH.	35
3.11	Asymétries UDA (à gauche) et UCA (à droite) obtenues par le modèle XMOD2 en fonction de l'angle d'incidence pour des vitesses de vent de 5 m/s et 10 m/s. Les mesures de Masuko (étoiles) en polarisation VV à 30° et 40° d'angle d'incidence pour les mêmes vitesses de vent sont superposées.	37
3.12	Asymétries UDA (à droite) et UCA (à gauche) obtenues par le modèle XMOD2 en fonction de la vitesse du vent pour des angles d'incidence de 30° et 40°. Les mesures de Masuko (étoiles) en polarisation VV pour des vents de 5, 10 et 15 m/s et pour les mêmes angles d'incidence sont superposées.	38

3.13	Asymétries UDA (à droite) et UCA (à gauche) obtenues par le modèle ku-2011 en fonction de la vitesse du vent pour les polarisations HH (bleu) et VV (rouge) à 46° et 54° d'angles d'incidence respectifs.	40
3.14	Asymétries UDA (figures du haut) et UCA (figures du bas) obtenues par le modèle KaDPMOD en fonction de l'angle d'incidence pour les polarisations HH (rouge) et VV (bleu) pour des vitesses de vent de 7, 9 et 11 m/s. Les asymétries obtenues par les mesures de Masuko en bande Ka sont représentées en étoiles.	41
3.15	Exemple de la modulation azimutale donnée par le modèle GIT pour des angles de rasance de 0.1°, 1° et 10° pour une vitesse de vent de 10 m/s en bande X. Les polarisations HH et VV sont représentées par les traits pleins et pointillés respectivement.	42
3.16	Comportement en rasant en polarisation HH donné par le modèle KaDPMOD	42
4.1	Variations azimutales des données ONERA en bande X (à gauche) et L (à droite) pour les trois canaux polarimétriques HH (rouge), VV (bleu) et HV (vert).	61
5.2	Variation relative $\left(\frac{\sigma_0(\theta_{loc})}{\sigma_0(\theta_i)}\right)$ en dB pour les polarisation HH (en rouge) et VV (en bleu) en fonction de la pente de tilt α	65
5.4	Mécanismes de diffraction sur la crêtes et réflexion multiples sur la face avant de la vague.	70
5.5	Représentation géométrique simplifiée d'une vague asymétrique.	74
5.6	Couverture d'écume en fonction du vent de Monahan and Muirheartaigh [1980] en vert et Monahan [1971] en bleu.	75
5.17	Distributions de pentes du régime 4 renormalisée par rapport à la mss CM et la mss Vandermark.	84

Liste des tableaux

4.1	Données terrain pour les acquisitions ONERA. La passe de mesure traitées correspond à la première ligne du tableau.	60
4.2	Asymétries UDA et UCA des données ONERA.	61
5.1	Correspondance entre les asymétries des pentes et les différents types de déferlement observés par Bonmarin	74

Références

- Saleh Abdalla and H. Hersbach. The technical support for global validation of ers wind and wave products at ecmwf (april 2004 - june 2007). final report for esa contract 18212/04/i-ol. Shinfield Park, Reading, September 2007. [31](#)
- Werner Alpers, Ulrike Pahl, and Günther Gross. Katabatic wind fields in coastal areas studied by ers-1 synthetic aperture radar imagery and numerical modeling. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 103(C4) :7875–7886, 1998. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/97JC01774. URL <http://dx.doi.org/10.1029/97JC01774>.
- S. J. Anderson and J. T. Morris. Aspect dependence of the polarimetric characteristics of sea clutter : Ii. variation with azimuth angle. In *2008 International Conference on Radar*, pages 581–585, Sept 2008. doi : 10.1109/RADAR.2008.4653990.
- Magdalena D. Anguelova and Ferris Webster. Whitecap coverage from satellite measurements : A first step toward modeling the variability of oceanic whitecaps. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 111(C3) :n/a–n/a, 2006. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2005JC003158. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2005JC003158>. C03017. [74](#)
- J. Apel. An improved model of the ocean surface wave vector spectrum and its effects on radar backscatter. *Journal of Geophysical Research*, 99(C8) : 16269–16291, 1994. [15](#)
- M. L. Banner and E. H. Fooks. On the microwave reflectivity of small-scale breaking water waves. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 399(1816) :93–109, 1985. ISSN 00804630. URL <http://www.jstor.org/stable/2397703>.
- A. W. Bjerkass and F. W. Riedel. Proposed model for the elevation spectrum of a wind-roughened sea surface. *Technical report, DTIC Document*, 1979. [15](#)
- Olivier Boisot, Sébastien Pioch, Christophe Fatras, Guillemette Caulliez, Alexandra Bringer, Pierre Borderies, Jean-Claude Lalaurie, and Charles-Antoine Guérin. Ka-band backscattering from water surface at small incidence : A wind-wave tank study. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 120(5) :3261–3285, 2015. ISSN 2169-9291. doi : 10.1002/2014JC010338. URL <http://dx.doi.org/10.1002/2014JC010338>. [40](#)
- P Bonmarin. Some geometric and kinematics properties of breaking waves. Technical report. [73](#), [74](#), [91](#)
- C. Bourlier. Azimuthal harmonic coefficients of the microwave backscattering from a non-gaussian ocean surface with the first-order ssa model. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 42(11) :2600–2611, Nov 2004. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/TGRS.2004.836874. [69](#)

- F. M. Breon and N. Henriot. Spaceborne observations of ocean glint reflectance and modeling of wave slope distributions. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 111(C6) : n/a–n/a, 2006. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2005JC003343. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2005JC003343>. C06005. 66
- J. Carswell, W. Donnelly, and R. McIntosh. Investigation of the azimuthal response of off-nadir backscatter from the ocean surface. In *Geoscience and Remote Sensing Symposium, 1995. IGARSS '95. 'Quantitative Remote Sensing for Science and Applications', International*, volume 3, pages 1637–1639 vol.3, Jul 1995. doi : 10.1109/IGARSS.1995.523982.
- James R. Carswell, William J. Donnelly, Robert E. McIntosh, Mark A. Donelan, and Douglas C. Vandemark. Analysis of c and ku band ocean backscatter measurements under low-wind conditions. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 104(C9) :20687–20701, 1999. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/1999JC900140. URL <http://dx.doi.org/10.1029/1999JC900140>. 31, 39, 43
- Guillemette. Caulliez. Self-similarity of near-breaking short gravity wind waves. *Physics of Fluids AIP Publishing*, 2002. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.1487380>. 82
- Guillemette Caulliez and Charles-Antoine Guérin. Higher-order statistical analysis of short wind wave fields. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 117(C6) :n/a–n/a, 2012. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2011JC007854. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2011JC007854>. C06002. 82, 86
- B. Chapron, V. Kerbaol, D. Vandemark, and T. Elfouhaily. Importance of peakedness in sea surface slope measurements and applications. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 105(C7) :17195–17202, 2000. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2000JC900079. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2000JC900079>. 68
- B. Chapron, H. Johnsen, and R. Garello. Wave and wind retrieval from sar images of the ocean. *ocean. Ann. Telecommun.*, 56 :682–699, 2001. 12
- Bertrand. Chapron, D. Vandemark, and T. Elfouhaily. On the skewness of the sea slope probability distribution. *Gas Transfer At Water Surfaces*, 127 :59–63, 2002.
- X. Chu, Y. He, and G. Chen. Asymmetry and anisotropy of microwave backscatter at low incidence angles. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 50(10) :4014–4024, Oct 2012. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/TGRS.2012.2189010.
- Charles Cox and Walter Munk. Measurement of the roughness of the sea surface from photographs of the sun's glitter. *J. Opt. Soc. Am.*, 44(11) :838–850, Nov 1954. doi : 10.1364/JOSA.44.000838. URL <http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=josa-44-11-838>. 15, 66, 67
- D. J. Crisp, R. Kyprianou, L. Rosenberg, and N. J. S. Stacy. Modelling x-band sea clutter at moderate grazing angles. In *2008 International Conference on Radar*, pages 569–574, Sept 2008. doi : 10.1109/RADAR.2008.4653988.
- E. B. Dano, D. R. Lyzenga, G. Meadows, L. Meadows, H. Van Sumeren, and R. Onstott. Radar backscatter from mechanically generated transient breaking waves. ii. azimuthal and grazing angle dependence. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 26(2) :201–215, Apr 2001. ISSN 0364-9059. doi : 10.1109/48.922787.

- M. Demir and J. Johnson. Fourth- and higher-order small-perturbation solution for scattering from dielectric rough surfaces. *J. Opt. Soc. Am. A*, 20, Dec 2003. 19
- M. A. Donelan and W. J. Pierson. Radar scattering and equilibrium ranges in wind-generated waves with application to scatterometry. *Journal of Geophysical Research*, 92, 1987. 15, 43
- M. A. Donelan, J. Hamilton, and W. H. Hui. Directional spectra of wind generated waves. *Philosophical Transactions of the Royal Society A*, 315(1534) : 509–562, 1985. 14
- William J. Donnelly, James R. Carswell, Robert E. McIntosh, Paul S. Chang, John Wilkerson, Frank Marks, and Peter G. Black. Revised ocean backscatter models at c and ku band under high-wind conditions. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 104(C5) :11485–11497, 1999. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/1998JC900030. URL <http://dx.doi.org/10.1029/1998JC900030>. 31, 39, 43
- N. Ebuchi. Evaluation of nscat-2 wind vectors by using statistical distribution of wind speeds and directions. *J. Oceanogr.*, 56(2), Oct 2000. doi : 10.1023/A:1011183029009. 38
- Naoto Ebuchi and Shoichi Kizu. Probability distribution of surface wave slope derived using sun glitter images from geostationary meteorological satellite and surface vector winds from scatterometers. *Journal of Oceanography*, 58(3) :477–486, 2002. ISSN 1573-868X. doi : 10.1023/A:1021213331788. URL <http://dx.doi.org/10.1023/A:1021213331788>.
- T. Elfouhaily and C-A. Guérin. A critical survey of approximate scattering wave theories from random rough surfaces. *Waves in Random and Complex Media*, 14(4) : 1–40, 2004. 17
- T. Elfouhaily, B. Chapron, K. Katsaros, and D. Vandemark. A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves. *Journal of Geophysical Research*, 102(C7) : 15781–15796, 1997. 15
- T. M. Elfouhaily. *Modèle couple vent/vagues et son application à la télédétection par micro-onde de la surface de la mer*. PhD thesis, Univ. Paris VII, Paris, France, 1996. 45
- G. Engen and H. Johnsen. Sar-ocean wave inversion using image cross spectra. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 33(4) :1047–1056, Jul 1995. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/36.406690. 12
- E. A. Ericson, D. R. Lyzenga, and D. T. Walker. Radar backscatter from stationary breaking waves. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 104(C12) :29679–29695, 1999. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/1999JC900223. URL <http://dx.doi.org/10.1029/1999JC900223>. 71
- D. E. Fernandez, E. M. Kerr, A. Castells, J. R. Carswell, S. J. Frasier, P. S. Chang, P. G. Black, and F. D. Marks. Iwrap : the imaging wind and rain airborne profiler for remote sensing of the ocean and the atmospheric boundary layer within tropical cyclones. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 43(8) :1775–1787, Aug 2005. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/TGRS.2005.851640. 32
- D. Esteban Fernandez, J. R. Carswell, S. Frasier, P. S. Chang, P. G. Black, and F. D. Marks. Dual-polarized c- and ku-band ocean backscatter response to hurricane-force winds.

- Journal of Geophysical Research : Oceans*, 111(C8) :n/a–n/a, 2006. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2005JC003048. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2005JC003048>. C08013. 32, 39
- F. Fois, P. Hoogeboom, F. Le Chevalier, and A. Stoffelen. An investigation on sea surface wave spectra and approximate scattering theories. In *2014 IEEE Geoscience and Remote Sensing Symposium*, pages 4366–4369, July 2014. doi : 10.1109/IGARSS.2014.6947457.
- J. P. Giovanangeli, L. F. Bliven, and O. Le Calve. A wind-wave tank study of the azimuthal response of a ka-band scatterometer. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 29(1) :143–148, Jan 1991. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/36.103304. 40
- B. S. Gohil, R. Sikhakolli, and R. K. Gangwar. Development of geophysical model functions for oceansat-2 scatterometer. *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters*, 10(2) :377–380, March 2013. ISSN 1545-598X. doi : 10.1109/LGRS.2012.2207369.
- Z. Guerraou, S. Angelliaume, L. Rosenberg, and C. A. Guérin. Investigation of azimuthal variations from x-band medium-grazing-angle sea clutter. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 54(10) :6110–6118, Oct 2016. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/TGRS.2016.2581181. 49
- Z. Guerraou, S. Angelliaume, and C. A. Guérin. Multifrequency analysis of radar sea clutter directional asymmetries. In *2017 IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium*, July 2017. 49
- Freilich M. H. and B. A. Vanhoff. Quikscat vector wind accuracy : Initial estimates. 1999. 39
- S. Haimbach and Jin Wu. Field trials of an optical scanner for studying sea-surface fine structures. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 10(4) :451–453, Oct 1985. ISSN 0364-9059. doi : 10.1109/JOE.1985.1145129. 68
- I. Hajnsek, E. Pottier, and S. R. Cloude. Inversion of surface parameters from polarimetric sar. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 41(4) :727–744, April 2003. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/TGRS.2003.810702. 60
- T. Hara, E. Bock, and D. Lyzenga. In situ measurements of capillary-gravity wave spectra using a scanning laser slope gauge and microwave radars. *Journal of Geophysical Research - Oceans*, 99(C6), 1994. 15
- C. B. Hasager, E. Dellwik, M. Nielsen, and B. R. Furevik. Validation of ers-2 sar offshore wind-speed maps in the north sea. *International Journal of Remote Sensing*, 25(19) : 3817–3841, 2004. doi : 10.1080/01431160410001688286. URL <http://dx.doi.org/10.1080/01431160410001688286>.
- K. Hasselmann, Barnett T. P., Bouws E., Carlson H., Cartwright D. E., Enke K., Ewing J. A., Gienapp H., Hasselmann D. E., Kruseman P., Meerburg A., Muller P., Olbers D. J., Richter K., Sell W., and Walden H. Measurements of wind-wave growth and swell decay during le joint north sea wave project (JONSWAP). *Erganzungsheft zur Deutschen Hydrographischen Zeitschrift Reihe, A*(8)(12) : 95, 1973. 14

- K. Hasselmann, R. K. Raney, W. J. Plant, W. Alpers, R. A. Shuchman, D. R. Lyzenga, C. L. Rufenach, and M. J. Tucker. Theory of synthetic aperture radar ocean imaging : A mar-sen view. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 90(C3) :4659–4686, 1985. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/JC090iC03p04659. URL <http://dx.doi.org/10.1029/JC090iC03p04659>. 12
- D. Hauser, G. Caudal, S. Guimbard, and A. A. Mouche. A study of the slope probability density function of the ocean waves from radar observations. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 113(C2) :n/a–n/a, 2008. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2007JC004264. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2007JC004264>. C02006.
- D. Hauser, C. Tison, T. Amiot, L. Delaye, N. Corcoral, and P. Castillan. Swim : The first spaceborne wave scatterometer. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 55(5) :3000–3014, May 2017. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/TGRS.2017.2658672. 25
- Y. He, W. Perrie, Q. Zou, and P. W. Vachon. A new wind vector algorithm for c-band sar. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 43(7) :1453–1458, July 2005. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/TGRS.2005.848411. 25
- H. Hersbach. Cmod5.n : A c-band geophysical model function for equivalent neutral wind., April 2008. 31, 32
- H. Hersbach. Comparison of c-band scatterometer cmod5.n equivalent neutral winds with ecmwf. *J. Atmos. and Ocean. Technol.*, 27 :721–736, 2010. 31
- H. Hersbach, A. Stoffelen, and S. de Haan. An improved c-band scatterometer ocean geophysical model function : Cmod5. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 112(C3) : n/a–n/a, 2007. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2006JC003743. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2006JC003743>. C03006. 36
- V. Hesany, W. J. Plant, and W. C. Keller. The normalized radar cross section of the sea at 10 deg; incidence. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 38(1) :64–72, Jan 2000. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/36.823902.
- P. H. Hildebrand. Estimation of sea-surface winds using backscatter cross-section measurements from airborne research weather radar. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 32(1) :110–117, Jan 1994. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/36.285194.
- M. M. Horst, F. B. Dyer, and M. T. Tuley. Radar sea clutter model. *International Conference on Antennas and Propagation*, 54(10) :6–10, Oct 1978. 41
- J. Horstmann, W. Koch, S. Lehner, and R. Tonboe. Wind retrieval over the ocean using synthetic aperture radar with c-band hh polarization. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 38(5) :2122–2131, Sep 2000. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/36.868871. 26, 45
- J. Horstmann, S. Falchetti, C. Wackerman, S. Maresca, M. J. Caruso, and H. C. Graber. Tropical cyclone winds retrieved from c-band cross-polarized synthetic aperture radar. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 53(5) :2887–2898, May 2015. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/TGRS.2014.2366433. 44
- Jochen Horstmann, Wolfgang Koch, Susanne Lehner, and Rasmus Tonboe. Ocean winds from radarsat-1 scansar. *Canadian Journal of Remote Sensing*, 28(3) :524–533, 2002. doi : 10.5589/m02-043. URL <http://dx.doi.org/10.5589/m02-043>.

- Norden E. Huang, Steven R. Long, Larry F. Bliven, and Chi-Chao Tung. The non-gaussian joint probability density function of slope and elevation for a nonlinear gravity wave field. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 89(C2) :1961–1972, 1984. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/JC089iC02p01961. URL <http://dx.doi.org/10.1029/JC089iC02p01961>.
- P. Hwang. Airborne remote sensing of breaking waves. *Remote Sensing of Environment*, pages 65–75, 2002.
- P. Hwang. Spectral signature of wave breaking in surface wave components of intermediate-length scale. *Marine Syst*, pages 22–37, 2007.
- P. A. Hwang, W. Perrie, and B. Zhang. Cross-polarization radar backscattering from the ocean surface and its dependence on wind velocity. *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters*, 11(12) :2188–2192, Dec 2014. ISSN 1545-598X. doi : 10.1109/LGRS.2014.2324276.
- Paul A. Hwang and Franco Fois. Surface roughness and breaking wave properties retrieved from polarimetric microwave radar backscattering. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 120(5) :3640–3657, 2015. ISSN 2169-9291. doi : 10.1002/2015JC010782. URL <http://dx.doi.org/10.1002/2015JC010782>.
- Paul A. Hwang and Omar H. Shemdin. The dependence of sea surface slope on atmospheric stability and swell conditions. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 93(C11) :13903–13912, 1988. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/JC093iC11p13903. URL <http://dx.doi.org/10.1029/JC093iC11p13903>. 68
- Paul A. Hwang, Mark A. Sletten, and Jakov V. Toporkov. Analysis of radar sea return for breaking wave investigation. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 113(C2) :n/a–n/a, 2008a. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2007JC004319. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2007JC004319>. C02003.
- Paul A. Hwang, Mark A. Sletten, and Jakov V. Toporkov. Breaking wave contribution to low grazing angle radar backscatter from the ocean surface. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 113(C9) :n/a–n/a, 2008b. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2008JC004752. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2008JC004752>. C09017.
- Paul A. Hwang, Biao Zhang, and William Perrie. Depolarized radar return for breaking wave measurement and hurricane wind retrieval. *Geophysical Research Letters*, 37(1) :n/a–n/a, 2010. ISSN 1944-8007. doi : 10.1029/2009GL041780. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2009GL041780>. L01604. 44
- Paul A. Hwang, Ad Stoffelen, Gerd-Jan van Zadelhoff, William Perrie, Biao Zhang, Haiyan Li, and Hui Shen. Cross-polarization geophysical model function for c-band radar backscattering from the ocean surface and wind speed retrieval. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 120(2) :893–909, 2015. ISSN 2169-9291. doi : 10.1002/2014JC010439. URL <http://dx.doi.org/10.1002/2014JC010439>. 44
- O. Isoguchi and M. Shimada. An l-band ocean geophysical model function derived from palsar. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 47(7) :1925–1936, July 2009. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/TGRS.2008.2010864. 27

- 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. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 97(C7) :11411–11427, 1992. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/92JC00766. URL <http://dx.doi.org/10.1029/92JC00766>. 66
- A. T. Jessup, W. C. Keller, and W. K. Melville. Measurements of sea spikes in microwave backscatter at moderate incidence. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 95(C6) : 9679–9688, 1990. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/JC095iC06p09679. URL <http://dx.doi.org/10.1029/JC095iC06p09679>. 43
- A. T. Jessup, W. K. Melville, and W. C. Keller. Breaking waves affecting microwave backscatter : 1. detection and verification. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 96 (C11) :20547–20559, 1991a. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/91JC01993. URL <http://dx.doi.org/10.1029/91JC01993>.
- A. T. Jessup, W. K. Melville, and W. C. Keller. Breaking waves affecting microwave backscatter, 2., dependence on wind and wave conditions. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 1991b.
- H. Johnsen, G. Engen, and G. Guitton. Sea-surface polarization ratio from envisat asar ap data. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 46(11) :3637–3646, Nov 2008. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/TGRS.2008.2001061.
- Joel T. Johnson. Third-order small-perturbation method for scattering from dielectric rough surfaces. *J. Opt. Soc. Am. A*, 16(11) :2720–2736, Nov 1999. doi : 10.1364/JOSAA.16.002720. URL <http://josaa.osa.org/abstract.cfm?URI=josaa-16-11-2720>. 19
- W.L. Jones and L.C. Schroeder. Radar backscatter from the ocean : Dependence on surface friction velocity. *Boundary-Layer Meteorol*, 1978. doi : 10.1007/BF00913867.
- B. Jähne and K. Riemer. Two-dimensional wave number spectra of small-scale water surfaces waves. *Journal of Geophysical Research - Oceans*, 95(C7), 1990. 15
- A. I. Kalmykov and V. V. Pustovoytenko. On polarization features of radio signals scattered from the sea surface at small grazing angles. *Journal of Geophysical Research*, 81(12) : 1960–1964, 1976. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/JC081i012p01960. URL <http://dx.doi.org/10.1029/JC081i012p01960>. 70
- Erik Korsbakken, J. A. Johannessen, and O. M. Johannessen. Coastal wind field retrievals from ers synthetic aperture radar images. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 103 (C4) :7857–7874, 1998. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/97JC02580. URL <http://dx.doi.org/10.1029/97JC02580>.
- V. N. Kudryavtsev, V. K. Makin, and B. Chapron. Coupled sea surface-atmosphere model : 2. spectrum of short wind waves. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 104(C4) : 7625–7639, 1999. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/1999JC900005. URL <http://dx.doi.org/10.1029/1999JC900005>. 71
- 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. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 108(C3) :FET 2–1–FET 2–24, 2003a. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2001JC001003. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2001JC001003>. 8054. 71, 73

- Vladimir Kudryavtsev, Danièle Hauser, Gérard Caudal, and Bertrand Chapron. A semiempirical model of the normalized radar cross section of the sea surface, 2. radar modulation transfer function. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 108(C3) :FET3–1–FET3–16, 2003b. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2001JC001004. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2001JC001004>. 8055.
- D. Kwoh and B. Lake. A deterministic, coherent, and dual-polarized laboratory study of microwave backscattering from water waves, part i : Short gravity waves without wind. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 9(5) :291–308, December 1984. ISSN 0364-9059. doi : 10.1109/JOE.1984.1145638.
- D. S. W. Kwoh, B. M. Lake, and H. Rungaldier. Microwave scattering from internal wave modulated surface waves : A shipboard real aperture coherent radar study in the georgia strait experiment. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 93(C10) :12235–12248, 1988. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/JC093iC10p12235. URL <http://dx.doi.org/10.1029/JC093iC10p12235>.
- S. Lehner, J. Horstmann, W. Koch, and W. Rosenthal. Mesoscale wind measurements using recalibrated ers sar images. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 103(C4) :7847–7856, 1998. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/97JC02726. URL <http://dx.doi.org/10.1029/97JC02726>.
- D. Lemaire, P. Sobieski, and A. Guissard. Full-range sea surface spectrum in nonfully developed state for scattering calculations. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 37(2) :1038–1051, Mar 1999. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/36.752222.
- D. Li, H. Shen, C. Shen, and B. Yin. The effects of wave breaking on scatterometer wind retrieval. In *2016 IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium (IGARSS)*, pages 4611–4614, July 2016a. doi : 10.1109/IGARSS.2016.7730203.
- X. M. Li and S. Lehner. Algorithm for sea surface wind retrieval from terrasars-x and tandem-x data. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 52(5) :2928–2939, May 2014. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/TGRS.2013.2267780. 35
- Xiaofeng Li, Weizhong Zheng, William G. Pichel, Cheng-Zhi Zou, and Pablo Clemente-Colón. Coastal katabatic winds imaged by sar. *Geophysical Research Letters*, 34(3) : n/a–n/a, 2007. ISSN 1944-8007. doi : 10.1029/2006GL028055. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2006GL028055>. L03804.
- XiaoMing Li, XiaoFeng Li, and MingXia He. Coastal upwelling observed by multi-satellite sensors. *Science in China Series D : Earth Sciences*, 52(7) :1030–1038, 2009. ISSN 1862-2801. doi : 10.1007/s11430-009-0088-x. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s11430-009-0088-x>.
- Xiuzhong Li, Yijun He, Biao Zhang, Junxiang Ge, and Xiaoqing Chu. A geometrical optics model based on the non-gaussian probability density distribution of sea surface slopes for wind speed retrieval at low incidence angles. *International Journal of Remote Sensing*, 37(3) :537–550, 2016b. doi : 10.1080/01431161.2015.1131870. URL <http://dx.doi.org/10.1080/01431161.2015.1131870>.

- G. Liu, X. Yang, X. Li, B. Zhang, W. Pichel, Z. Li, and X. Zhou. A systematic comparison of the effect of polarization ratio models on sea surface wind retrieval from c-band synthetic aperture radar. *IEEE Journal of Selected Topics in Applied Earth Observations and Remote Sensing*, 6(3) :1100–1108, June 2013. ISSN 1939-1404. doi : 10.1109/JSTARS.2013.2242848.
- Y Liu, XH Yan, WT Liu, and PA Hwang. The probability density function of ocean surface slopes and its effects on radar backscatter. *Journal of physical oceanography*, 27(5) : 782–797, 1997. 68
- A. E. Long. Towards a c-band radar sea echo model for the ers-1 scatterometer. In *3rd Int. Colloq. Spectral Signatures Objects Remote Sens.*, pages 29–34, Jul 1984. 31
- D. G. Long, R. S. Collyer, and D. V. Arnold. Dependence of the normalized radar cross section of water waves on bragg wavelength-wind speed sensitivity. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 34(3) :656–666, May 1996. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/36.499745.
- R. Long and K. Hasselmann. A variational technique for extracting directional spectra from multi-component wave data. *Sea-Air Interaction Laboratory, Atlantic Oceanographic and Meteorological Laboratories*, 1997. 11
- M. S. Longuet-Higgins. The generation of capillary waves by steep gravity waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 16(1) :138–159, 1963. doi : 10.1017/S0022112063000641. 66, 68
- M. S. Longuet-Higgins. On the joint distribution of the periods and amplitudes of sea waves. *Journal of Geophysical Research*, 80(18) :2688–2694, 1975. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/JC080i018p02688. URL <http://dx.doi.org/10.1029/JC080i018p02688>.
- M. S. Longuet-Higgins and R. W. Stewart. Observations of the directional spectrum of sea waves using the motions of a floating buoy. *Ocean Wave Spectra, proceedings of a conference, Easton, Maryland, National Academy of Sciences*, 1963. 10
- Michael S Longuet-Higgins. On the skewness of sea-surface slopes. *Journal of Physical Oceanography*, 12(11) :1283–1291, 1982. 66, 68
- D. R. Lyzenga, A. L. Maffett, and R. A. Shuchman. The contribution of wedge scattering to the radar cross section of the ocean surface. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, GE-21(4) :502–505, Oct 1983. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/TGRS.1983.350513.
- Harunobu Masuko, Ken'ichi Okamoto, Masanobu Shimada, and Shuntaro Niwa. Measurement of microwave backscattering signatures of the ocean surface using x band and ka band airborne scatterometers. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 91 (C11) :13065–13083, 1986. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/JC091iC11p13065. URL <http://dx.doi.org/10.1029/JC091iC11p13065>. 36, 37, 40, 72
- S.T. McDaniel. Microwave backscatter from nongaussian seas. *tgrs*, 41(1) :52–58, 2003.
- Thomas Meissner, Frank J. Wentz, and Lucrezia Ricciardulli. The emission and scattering of l-band microwave radiation from rough ocean surfaces and wind speed measurements from the aquarius sensor. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 119 (9) :6499–6522, 2014. ISSN 2169-9291. doi : 10.1002/2014JC009837. URL <http://dx.doi.org/10.1002/2014JC009837>. 44

- C. Melsheimer, W. Alpers, and M. Gade. Investigation of multifrequency/multipolarization radar signatures of rain cells over the ocean using sir-c/x-sar data. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 103(C9) :18867–18884, 1998. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/98JC00779. URL <http://dx.doi.org/10.1029/98JC00779>.
- E C. Monahan and I Muirheartaigh. Optimal power-law description of oceanic whitecap coverage dependence on wind speed. *Journal of Physical Oceanography*, 10(12) :2094–2099, 12 1980. doi : 10.1175/1520-0485(1989)019<0706:COOWCW>2.0.CO;2. [75](#), [76](#), [77](#), [78](#), [90](#)
- Edward C. Monahan. Oceanic whitecaps. *J. Phys. Oceanogr*, 1 :139–144, 1971. [75](#), [77](#), [90](#)
- EDWARD C. Monahan and IOGNAID G. O’MUIRCHEARTAIGH. Whitecaps and the passive remote sensing of the ocean surface. *International Journal of Remote Sensing*, 7 (5) :627–642, 1986. doi : 10.1080/01431168608954716. URL <http://dx.doi.org/10.1080/01431168608954716>.
- Edward C. Monahan and David K. Woolf. Comments on “variations of whitecap coverage with wind stress and water temperature. *Journal of Physical Oceanography*, 19(5) :706–709, 5 1989. ISSN 0022-3670. doi : 10.1175/1520-0485(1989)019<0706:COOWCW>2.0.CO;2.
- F. M. Monaldo and D. R. Thompson. Applicability of conventional scatterometer model functions to high-resolution wind retrievals : the effect of spatial averaging. *Proceedings OceanSAR 2006 – Third Workshop on Coastal and Marine Applications*, 2006. [25](#)
- F. M. Monaldo, D. R. Thompson, R. C. Beal, W. G. Pichel, and P. Clemente-Colon. Comparison of sar-derived wind speed with model predictions and ocean buoy measurements. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 39(12) :2587–2600, Dec 2001. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/36.974994. [26](#), [45](#)
- R. K. Moore and A. K. Fung. Radar determination of winds at sea. *Proceedings of the IEEE*, 67(11) :1504–1521, Nov 1979. ISSN 0018-9219. doi : 10.1109/PROC.1979.11510. [25](#)
- A. Mouche and B. Chapron. Global c-band envisat, radarsat-2 and sentinel-1 sar measurements in copolarization and cross-polarization. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 120(11) :7195–7207, 2015. ISSN 2169-9291. doi : 10.1002/2015JC011149. URL <http://dx.doi.org/10.1002/2015JC011149>. [31](#)
- A. A. Mouche, D. Hauser, J. F. Daloze, and C.-A. Guérin. Dual-polarization measurements at c-band over the ocean : results from airborne radar observations and comparison with envisat asar data. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 43(4) : 753–769, April 2005. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/TGRS.2005.843951. [45](#)
- A. A. Mouche, D. Hauser, and V. Kudryavtsev. Radar scattering of the ocean surface and sea-roughness properties : A combined analysis from dual-polarizations airborne radar observations and models in c band. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 111(C9) : n/a–n/a, 2006. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2005JC003166. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2005JC003166>. C09004.
- A. Nadai, T. Umehara, T. Matsuoka, S. Uratsuka, T. Kobayashi, and M. Satake. Polarimetric analysis of the dependency of backscattering from ocean surface on wind direction. In *2009 IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium*, volume 3, pages III–797–III–800, July 2009. doi : 10.1109/IGARSS.2009.5417887.

- A. Nadai, T. Umehara, T. Matsuoka, M. Satake, T. Kobayashi, and S. Uratsuka. Dependency of backscattering from ocean surface on wind direction by using airborne sar - low wind speed case. In *2011 IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium*, pages 2053–2056, July 2011a. doi : 10.1109/IGARSS.2011.6049535. 29, 37
- A. Nadai, T. Umehara, M. Satake, T. Kobayashi, S. Kojima, J. Uemoto, and S. Uratsuka. Synthetic aperture radar observation of ocean surface. In *2011 3rd International Asia-Pacific Conference on Synthetic Aperture Radar (APSAR)*, pages 1–4, Sept 2011b.
- Akitsugu Nadai, Toshihiko Umehara, Takeshi Matsuoka, Makoto Satake, and Seiho Uratsuka. Dependency analysis of normalized radar cross section of ocean surface on ocean winds using an airborne dual-frequency polarimetric sar. In *2007 IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium*, pages 2535–2538, July 2007. doi : 10.1109/IGARSS.2007.4423360. 29, 37
- A. Nekrasov and P. Hoogeboom. A ka-band backscatter model function and an algorithm for measurement of the wind vector over the sea surface. *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters*, 2(1) :23–27, Jan 2005. ISSN 1545-598X. doi : 10.1109/LGRS.2004.840613.
- S. V. Nghiem, F. K. Li, Shu-Hsiang Lou, G. Neumann, R. E. McIntosh, S. C. Carson, J. R. Carswell, E. J. Walsh, M. A. Donelan, and W. M. Drennan. Observations of radar backscatter at ku and c bands in the presence of large waves during the surface wave dynamics experiment. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 33(3) :708–721, May 1995. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/36.387586. 43
- S. V. Nghiem, F. K. Li, and G. Neumann. The dependence of ocean backscatter at ku-band on oceanic and atmospheric parameters. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 35(3) :581–600, May 1997. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/36.581972.
- NI Nickolaev, OI Yordanov, and MA Michalev. Non-gaussian effects in the two-scale model for rough surface scattering. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 97(C10) :15617–15624, 1992.
- F. Nirchio and S Venafrà. Xmod2—an improved geophysical model function to retrieve sea surface wind fields from cosmo-sky med x-band data. *European Journal of Remote Sensing*, 46(1) :583–595, 2013. doi : 10.5721/EuJRS20134634. URL <http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.5721/EuJRS20134634>. 36
- W. Peake. Theory of radar return from terrain. In *1958 IRE International Convention Record*, volume 7, pages 27–41, March 1959. doi : 10.1109/IRECON.1959.1150796. 19
- O. Phillips. The equilibrium range in the spectrum of wind generated waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 4(4) : 426–434, 1958. 14
- O. M. Phillips. Radar returns from the sea surface - bragg scattering and breaking waves. *Journal of Physical Oceanography*, 18(8) :1065–1074, 1988. doi : 10.1175/1520-0485(1988)018<1065:RRFTSS>2.0.CO;2. URL [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0485\(1988\)018<1065:RRFTSS>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0485(1988)018<1065:RRFTSS>2.0.CO;2). 71
- W. J. Pierson and L. Moskowitz. A proposed spectral form for fully developed wind sea based on the similarity theory of s. a. kitaigorodskii. *Journal of Geophysical Research*, 69 (24) : 5181–5190, 1964. 14

- W. J. Plant, W. C. Keller, and K. Hayes. X-band backscatter from the ocean at low-grazing angles. In *2007 IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium*, pages 1303–1306, July 2007. doi : 10.1109/IGARSS.2007.4423045.
- William J. Plant, Eugene A. Terray, Robert A. Petitt, and William C. Keller. The dependence of microwave backscatter from the sea on illuminated area : Correlation times and lengths. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 99(C5) :9705–9723, 1994a. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/93JC00862. URL <http://dx.doi.org/10.1029/93JC00862>. 40
- William J. Plant, Eugene A. Terray, Robert A. Petitt, and William C. Keller. The dependence of microwave backscatter from the sea on illuminated area : Correlation times and lengths. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 99(C5) :9705–9723, 1994b. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/93JC00862. URL <http://dx.doi.org/10.1029/93JC00862>.
- M. Portabella. *Wind field retrieval from satellite radar systems*. PhD thesis, Univ. of Barcelona, Barcelona, Spain, 2002.
- M. Portabella and A. Stoffelen. Development of a global scatterometer validation and monitoring. Technical report, Roy. Netherlands Meteorol. Inst.r, 1994. 31
- Y. Quilfen, B. Chapron, T. Elfouhaily, K. Katsaros, and J. Tournadre. Observation of tropical cyclones by high-resolution scatterometry. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 103(C4) :7767–7786, 1998. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/97JC01911. URL <http://dx.doi.org/10.1029/97JC01911>. 31, 43
- Y. Quilfen, B. Chapron, A. Bentamy, J. Gourrion, T. El Fouhaily, and D. Vandemark. Global ers 1 and 2 and nscat observations : Upwind/crosswind and upwind/downwind measurements. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 104(C5) :11459–11469, 1999. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/1998JC900113. URL <http://dx.doi.org/10.1029/1998JC900113>.
- Y. Ren, S. Lehner, S. Brusch, X. Li, and M. He. An algorithm for the retrieval of sea surface wind fields using x-band terrasar-x data. *International Journal of Remote Sensing*, 33 (23) :7310–7336, 2012. doi : 10.1080/01431161.2012.685977. URL <http://dx.doi.org/10.1080/01431161.2012.685977>. 35
- Lucrezia Ricciardulli and Frank J. Wentz. A scatterometer geophysical model function for climate-quality winds : Quikscat ku-2011. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 32(10), Oct 2015. doi : <http://dx.doi.org/10.1175/JTECH-D-15-0008.1>. 39
- S. O. Rice. Reflection of electromagnetic waves from slightly rough surfaces. *Communications on Pure and Applied Mathematics*, 4(2-3) : 351–378, 1951. 19
- R. Romeiser, S. Ufermann, and S. Kern. Status report on the remote sensing of current features by spaceborne synthetic aperture radar. Proceedings on CDROM, 2004. URL <https://eprints.soton.ac.uk/9884/>.
- A. D. Rozenberg, D. C. Quigley, and W. K. Melville. Laboratory study of polarized scattering by surface waves at grazing incidence. i. wind waves. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 33(4) :1037–1046, Jul 1995. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/36.406689.

- A. D. Rozenberg, D. C. Quigley, and W. Kendall Melville. Laboratory study of polarized microwave scattering by surface waves at grazing incidence : the influence of long waves. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 34(6) :1331–1342, Nov 1996. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/36.544557.
- M. Saillard and A.Sentenac. Rigorous solutions for electromagnetic scattering from rough surfaces. *Waves in Random Media*, 11(3) :103–137, 2001. doi : 10.1080/13616670109409779. URL <http://dx.doi.org/10.1080/13616670109409779>. 17
- J. W. Sapp, S. O. Alsweiss, Z. Jelenak, P. S. Chang, S. J. Frasier, and J. Carswell. Airborne co-polarization and cross-polarization observations of the ocean-surface nracs at c-band. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 54(10) :5975–5992, Oct 2016. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/TGRS.2016.2578048. 44
- Lyle C. Schroeder, Dale H. Boggs, George Dome, Isadore M. Halberstam, W. Linwood Jones, Willard J. Pierson, and Frank J. Wentz. The relationship between wind vector and normalized radar cross section used to derive seasat-a satellite scatterometer winds. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 87(C5). ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/JC087iC05p03318. URL <http://dx.doi.org/10.1029/JC087iC05p03318>. 38
- Joseph A. Shaw and James H. Churnside. Scanning-laser glint measurements of sea-surface slope statistics. *Appl. Opt.*, 36(18) :4202–4213, Jun 1997. doi : 10.1364/AO.36.004202. URL <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-36-18-4202>. 66, 68
- T. Shimada, H. Kawamura, and M. Shimada. An l-band geophysical model function for sar wind retrieval using jers-1 sar. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 41(3) :518–531, March 2003. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/TGRS.2003.808836. 27
- T. Shimada, H. Kawamura, M. Shimada, I. Watabe, and S. I. Iwasaki. Evaluation of jers-1 sar images from a coastal wind retrieval point of view. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 42(3) :491–500, March 2004. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/TGRS.2003.821268. 25, 27
- Richard P. Signell, Jacopo Chiggiato, Jochen Horstmann, James D. Doyle, Julie Pullen, and Farid Askari. High-resolution mapping of bora winds in the northern adriatic sea using synthetic aperture radar. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 115(C4) :n/a–n/a, 2010. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2009JC005524. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2009JC005524>. C04020.
- G. Soriano and C-A. Guérin. A cutoff invariant two-scale model in electromagnetic scattering from sea surfaces. *IEEE Geoscience Remote Sensing Letters*, 5(2) : 199–203, 2008. 22
- N. J. S. Stacy, D. P. Badger, A. S. Goh, M. Preiss, and M. L. Williams. The dsto ingara airborne x-band sar polarimetric upgrade : first results. In *IGARSS 2003. 2003 IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium. Proceedings (IEEE Cat. No.03CH37477)*, volume 7, pages 4474–4476 vol.7, July 2003. doi : 10.1109/IGARSS.2003.1295551.
- A. Stoffelen and D. Anderson. Scatterometer data interpretation : measurement space and inversion. *J. Atmos. and Ocean. Technol.*, 14 :1298–1313, 1997a.

- A. Stoffelen, J. A. Verspeek, J. Vogelzang, and A. Verhoef. The cmod7 geophysical model function for ascat and ers wind retrievals. *IEEE Journal of Selected Topics in Applied Earth Observations and Remote Sensing*, PP(99) :1–12, 2017. ISSN 1939-1404. doi : 10.1109/JSTARS.2017.2681806.
- Ad Stoffelen. Toward the true near-surface wind speed : Error modeling and calibration using triple collocation. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 103(C4) :7755–7766, 1998. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/97JC03180. URL <http://dx.doi.org/10.1029/97JC03180>. 31
- Ad Stoffelen and David Anderson. Scatterometer data interpretation : Estimation and validation of the transfer function cmod4. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 102(C3) :5767–5780, 1997b. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/96JC02860. URL <http://dx.doi.org/10.1029/96JC02860>. 31
- A. Stogryn. Electromagnetic scattering from rough, finitely conducting surfaces. *Radio Science*, 2(4) :415–428, April 1967. ISSN 1944-799X. doi : 10.1002/rds196724415. 18
- S. Tanelli, S. L. Durden, and E. Im. Simultaneous measurements of ku- and ka-band sea surface cross sections by an airborne radar. *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters*, 3(3) :359–363, July 2006. ISSN 1545-598X. doi : 10.1109/LGRS.2006.872929. 39
- S. Tang and O. H. Shemdin. Measurement of high frequency waves using a wave follower. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 88(C14) :9832–9840, 1983. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/JC088iC14p09832. URL <http://dx.doi.org/10.1029/JC088iC14p09832>. 68
- KNMI Scatterometer Team. Algorithm theoretical basis document for the osi saf wind products, and "nscat-4 geophysical model function". [online], 2014. URL http://projects.knmi.nl/scatterometer/nscat_gmf/. 38
- Bridget R. Thomas, Elizabeth C. Kent, and Val R. Swail. Methods to homogenize wind speeds from ships and buoys. *International Journal of Climatology*, 25(7) :979–995, 2005. ISSN 1097-0088. doi : 10.1002/joc.1176. URL <http://dx.doi.org/10.1002/joc.1176>.
- D. R. Thompson, T. M. Elfouhaily, and B. Chapron. Polarization ratio for microwave backscattering from the ocean surface at low to moderate incidence angles. In *Geoscience and Remote Sensing Symposium Proceedings, 1998. IGARSS '98. 1998 IEEE International*, volume 3, pages 1671–1673 vol.3, Jul 1998. doi : 10.1109/IGARSS.1998.692411. 44, 45
- D. R. Thompson, T. M. Elfouhaily, and J. L. Garrison. An improved geometrical optics model for bistatic gps scattering from the ocean surface. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 43(12) :2810–2821, Dec 2005. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/TGRS.2005.857895. 66
- T. W. Thompson, D. E. Weissman, and F. I. Gonzalez. L band radar backscatter dependence upon surface wind stress : A summary of new seasat-1 and aircraft observations. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 88(C3) :1727–1735, 1983. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/JC088iC03p01727. URL <http://dx.doi.org/10.1029/JC088iC03p01727>. 26

- T. W. Thompson, D. E. Weissman, and W. T. Liu. *Marineland Aircraft Observations of L-Band Radar Backscatter Dependence upon Wind Direction*, pages 491–503. Springer US, Boston, MA, 1986. ISBN 978-1-4684-8980-4. doi : 10.1007/978-1-4684-8980-4_34. URL http://dx.doi.org/10.1007/978-1-4684-8980-4_34. 28
- D. B. Trizna. Statistics of low grazing angle radar sea scatter for moderate and fully developed ocean waves. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 39(12) :1681–1690, Dec 1991. ISSN 0018-926X. doi : 10.1109/8.121588. 70
- D. B. Trizna and D. J. Carlson. Studies of dual polarized low grazing angle radar sea scatter in nearshore regions. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 34(3) :747–757, May 1996. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/36.499754.
- 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 Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 29(4) :621–626, Jul 1991. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/36.135824. 44, 45, 72
- P. W. Vachon and J. Wolfe. C-band cross-polarization wind speed retrieval. *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters*, 8(3) :456–459, May 2011. ISSN 1545-598X. doi : 10.1109/LGRS.2010.2085417. 44
- P.W. Vachon and F.W. Dobson. Wind retrieval from radarsat sar images : Selection of a suitable c-band hh polarization wind retrieval model. *Canadian Journal of Remote Sensing*, 26(4) :306–313, 2000. doi : 10.1080/07038992.2000.10874781. URL <http://dx.doi.org/10.1080/07038992.2000.10874781>. 45
- G. Valenzuela. Depolarization of em waves by slightly rough surfaces. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 15(4) :552–557, July 1967. ISSN 0018-926X. doi : 10.1109/TAP.1967.1138962. 19
- G. R. Valenzuela. Scattering of electromagnetic waves from a tilted slightly rough surface. *Radio Science*, 3(11) :1057–1066, 1968. ISSN 1944-799X. doi : 10.1002/rds19683111057. URL <http://dx.doi.org/10.1002/rds19683111057>. 19
- G. R. Valenzuela. Theories for the interaction of electromagnetic and oceanic waves - a review. *Boundary-Layer Meteorology*, 13(1) : 61–85, 1978. 20
- G.-J. van Zadelhoff, A. Stoffelen, P. W. Vachon, J. Wolfe, J. Horstmann, and M. Belmonte Rivas. Retrieving hurricane wind speeds using cross-polarization c-band measurements. *Atmospheric Measurement Techniques*, 7(2) :437–449, 2014. doi : 10.5194/amt-7-437-2014. URL <http://www.atmos-meas-tech.net/7/437/2014/>. 44
- D. Vandemark, B. Chapron, J. Sun, G. H. Crescenti, and H. C. Graber. Ocean wave slope observations using radar backscatter and laser altimeters. *Journal of Physical Oceanography*, 31 :2825–2842, 2004. 68, 83
- A. G. Voronovich. Small-slope approximation in wave scattering from rough surfaces. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 62(1) : 65–70, 1985. 21
- A. G. Voronovich. *Wave Scattering from Rough Surfaces*, volume 27. 1994. 16

- A. G. Voronovich and V. U. Zavorotny. Theoretical model for scattering of radar signals in ku - and c-bands from a rough sea surface with breaking waves. *Waves in Random Media*, 11(3) :247–269, 2001. doi : 10.1080/13616670109409784. URL <http://dx.doi.org/10.1080/13616670109409784>. 72, 73
- A. G. Voronovich and V. U. Zavorotny. Sensitivity of modeled polarimetric radar ocean scattering to wind direction. In *2014 IEEE Geoscience and Remote Sensing Symposium*, pages 5021–5024, July 2014. doi : 10.1109/IGARSS.2014.6947624.
- Shao W., X.-M. Li, Lehner S., and Guan C. Development of polarization ratio model for sea surface wind field retrieval from terrasar-x hh polarization data. *International Journal of Remote Sensing*, 35(11-12) :4046–4063, 2014. doi : 10.1080/01431161.2014.916059. URL <http://dx.doi.org/10.1080/01431161.2014.916059>.
- E. J. Walsh, C. W. Wright, M. L. Banner, D. C. Vandemark, B. Chapron, J. B. Jensen, and S. Lee. The southern ocean waves experiment part iii. sea surface slope statistics and near-nadir remote sensing. *Journal of Physical Oceanography*, 38 :670–685, 2008. doi : 10.1175/2007JPO3771.1.
- Z. Wang, A. Stoffelen, F. Fois, A. Verhoef, C. Zhao, M. Lin, and G. Chen. Sst dependence of ku- and c-band backscatter measurements. *IEEE Journal of Selected Topics in Applied Earth Observations and Remote Sensing*, PP(99) :1–12, 2016. ISSN 1939-1404. doi : 10.1109/JSTARS.2016.2600749.
- Zhixiong Wang, Ad Stoffelen, Chaofang Zhao, Jur Vogelzang, Anton Verhoef, Jeroen Verspeek, Mingsen Lin, and Ge Chen. An sst-dependent ku-band geophysical model function for rapidscat. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, pages n/a–n/a. ISSN 2169-9291. doi : 10.1002/2016JC012619. URL <http://dx.doi.org/10.1002/2016JC012619>. 38
- Karl. Warnick and Weng. Chew. Numerical simulation methods for rough surface scattering. *Waves in Random Media*, 11(1) :R1–R30, 2001. doi : 10.1088/0959-7174/11/1/201. URL <http://dx.doi.org/10.1088/0959-7174/11/1/201>. 17
- F. J. Wentz, S. Peteherych, and L. A. Thomas. A model function for ocean radar cross sections at 14.6 ghz. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 89(C3) :3689–3704, 1984. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/JC089iC03p03689. URL <http://dx.doi.org/10.1029/JC089iC03p03689>. 38
- Frank J. Wentz and Deborah K. Smith. A model function for the ocean-normalized radar cross section at 14 ghz derived from nscat observations. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 104(C5) :11499–11514, 1999. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/98JC02148. URL <http://dx.doi.org/10.1029/98JC02148>. 38, 39
- G. F. Williams. Microwave radiometry of the ocean and the possibility of marine wind velocity determination from satellite observations. *Journal of Geophysical Research*, 74 (18) :4591–4594, 1969. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/JC074i018p04591. URL <http://dx.doi.org/10.1029/JC074i018p04591>. 74
- W. J. Wilson, S. H. Yueh, S. J. Dinardo, S. L. Chazanoff, A. Kitiyakara, F. K. Li, and Y. Rahmat-Samii. Passive active l- and s-band (pals) microwave sensor for ocean salinity and soil moisture measurements. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 39(5) : 1039–1048, May 2001. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/36.921422. 28

- Dale P. Winebrenner and Klaus Hasselmann. Specular point scattering contribution to the mean synthetic aperture radar image of the ocean surface. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 93(C8) :9281–9294, 1988. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/JC093iC08p09281. URL <http://dx.doi.org/10.1029/JC093iC08p09281>.
- J. Wright. A new model for sea clutter. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 16(2) : 216–223, 1968. [19](#), [20](#)
- Jin Wu. Distribution and steepness of ripples on carrier waves. *Journal of Physical Oceanography*, 9(5) :1014–1021, 1979.
- J. Young and R. Moore. Active microwave measurement from space of sea-surface winds. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 2(4) :309–317, October 1977. ISSN 0364-9059. doi : 10.1109/JOE.1977.1145357. [25](#)
- S. H. Yueh and J. Chabell. Sea surface salinity and wind retrieval using combined passive and active l-band microwave observations. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 50(4) :1022–1032, April 2012. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/TGRS.2011.2165075.
- S. H. Yueh, R. West, F. K. Li, W. Y. Tsai, and R. Lay. Dual-polarized ku-band backscatter signatures of hurricane ocean winds. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 38(1) :73–88, Jan 2000. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/36.823903. [39](#), [43](#)
- S. H. Yueh, B. W. Stiles, Wu-Yang Tsai, Hua Hu, and W. T. Liu. Quikscat geophysical model function for tropical cyclones and application to hurricane floyd. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 39(12) :2601–2612, Dec 2001. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/36.974995.
- S. H. Yueh, W. J. Wilson, and S. Dinardo. Polarimetric radar remote sensing of ocean surface wind. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 40(4) :793–800, Apr 2002. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/TGRS.2002.1006350.
- S. H. Yueh, B. W. Stiles, and W. T. Liu. Quikscat wind retrievals for tropical cyclones. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 41(11) :2616–2628, Nov 2003. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/TGRS.2003.814913. [28](#)
- S. H. Yueh, S. J. Dinardo, A. Akgiray, R. West, D. W. Cline, and K. Elder. Airborne ku-band polarimetric radar remote sensing of terrestrial snow cover. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 47(10) :3347–3364, Oct 2009. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/TGRS.2009.2022945. [28](#)
- S. H. Yueh, S. J. Dinardo, A. G. Fore, and F. K. Li. Passive and active l-band microwave observations and modeling of ocean surface winds. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 48(8) :3087–3100, Aug 2010. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/TGRS.2010.2045002. [28](#)
- S. H. Yueh, W. Tang, A. G. Fore, G. Neumann, A. Hayashi, A. Freedman, J. Chabell, and G. S. E. Lagerloef. L-band passive and active microwave geophysical model functions of ocean surface winds and applications to aquarius retrieval. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 51(9) :4619–4632, Sept 2013. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/TGRS.2013.2266915. [27](#)

- S. H. Yueh, W. Tang, A.G. Fore, A.K. Hayashi, Y.T. Song, and G. Lagerloef. Aquarius geophysical model function and combined active passive algorithm for ocean surface salinity and wind retrieval. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 119(8) :5360–5379, 2014. ISSN 2169-9291. doi : 10.1002/2014JC009939. URL <http://dx.doi.org/10.1002/2014JC009939>. 27
- Y. Y. Yurovsky, V. N. Kudryavtsev, S. A. Grodsky, and B. Chapron. Ka-band dual copolarized empirical model for the sea surface radar cross section. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 55(3) :1629–1647, March 2017. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/TGRS.2016.2628640. 40
- A. S. Zapevalov and V. V. Pustovoitenko. Modeling of the probability distribution function of sea surface slopes in problems of radio wave scattering. *Radiophysics and Quantum Electronics*, 53(2) :100–110, 2010. ISSN 1573-9120. doi : 10.1007/s11141-010-9206-z. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s11141-010-9206-z>.
- B. Zhang and W. Perrie. Cross-polarized synthetic aperture radar : A new potential measurement technique for hurricanes. *Amer. Meteor. Soc*, pages 531–541, 2012. doi : 10.1029/2009GL041780. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2009GL041780>. 44
- B. Zhang, W. Perrie, P. W. Vachon, X. Li, W. G. Pichel, J. Guo, and Y. He. Ocean vector winds retrieval from c-band fully polarimetric sar measurements. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 50(11) :4252–4261, Nov 2012. ISSN 0196-2892. doi : 10.1109/TGRS.2012.2194157.
- B. Zhang, W. Perrie, P. Vachon, J. A. Zhang, E. W. Uhlhorn, and Y. He. High-resolution hurricane vector winds from c-band dual-polarization sar observations. *J. Atmos. Oceanic Tech.*, 31 :272–286, 2014. 44
- Biao Zhang, Will Perrie, and Yijun He. Wind speed retrieval from radarsat-2 quad-polarization images using a new polarization ratio model. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 116(C8) :n/a–n/a, 2011. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2010JC006522. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2010JC006522>. C08008. 45, 46
- Guosheng Zhang, Xiaofeng Li, William Perrie, Biao Zhang, and Lei Wang. Rain effects on the hurricane observations over the ocean by c-band synthetic aperture radar. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 121(1) :14–26, 2016. ISSN 2169-9291. doi : 10.1002/2015JC011044. URL <http://dx.doi.org/10.1002/2015JC011044>.
- X. Zhou, J. Chong, X. Yang, W. Li, and X. Guo. Ocean surface wind retrieval using smap l-band sar. *IEEE Journal of Selected Topics in Applied Earth Observations and Remote Sensing*, 10(1) :65–74, Jan 2017. ISSN 1939-1404. doi : 10.1109/JSTARS.2016.2630919. 28
- J. Zou, X. Xie, Y. Zhang, and M. Lin. Wind retrieval processing for hy-2a microwave scatterometer. In *2014 IEEE Geoscience and Remote Sensing Symposium*, pages 5160–5163, July 2014. doi : 10.1109/IGARSS.2014.6947660.

Rétrodiffusion micro-onde par la surface océanique en incidence élevée : approche conjointe théorique et expérimentale

Résumé

Un nombre croissant de données satellitaires et aéroportées acquises dans le domaine micro-ondes sur la surface de mer est aujourd'hui disponible. L'interprétation correcte de ces observations dépend d'une part de la précision des modèles de diffusion électromagnétiques, et d'une autre part de la maîtrise des propriétés hydrodynamiques et statistiques de la surface. Ces dernières années ont connu une amélioration considérable des modèles électromagnétiques et spectraux. Cependant, certains phénomènes sont encore mal compris et non pris en compte par ces modèles. En particulier, la variation angulaire de la surface de mer est à ce jour non totalement caractérisée et modélisée. Ce travail de thèse concerne l'étude de cette variation azimutale et des asymétries directionnelles de la surface de mer. Une première étape consiste à effectuer une analyse expérimentale en se basant sur les données de la littérature mais également sur d'autres jeux de données acquises par l'ONERA et le DSTO. Cette analyse permettra de caractériser les asymétries directionnelles en fonction de la géométrie d'observation, l'état de mer et la fréquence électromagnétique. Une seconde étape consiste à proposer des mécanismes physiques pouvant être à l'origine des asymétries directionnelles. L'asymétrie upwind-crosswind étant essentiellement liée à la fonction d'étalement du spectre directionnel, notre étude théorique a principalement porté sur la caractérisation de l'asymétrie upwind-downwind. Nous étudions l'influence de la prise en compte des formes déferlantes, initialement à travers des formes simples de vagues fortement asymétriques, et ensuite à travers une distribution de pentes expérimentale prenant en compte ces formes de vagues. Les asymétries obtenues par un modèle deux-échelles prenant en compte ces formes de vagues sont en accord qualitatif avec les asymétries observées pour les bandes de fréquences X et L. Une étape supplémentaire consiste ensuite à calculer les asymétries obtenues par un code de diffusion rigoureux sur des profils numérisés d'une expérience en soufflerie et permet la validation des résultats obtenus avec un modèle deux-échelles.

Mot clés : Rétrodiffusion micro-onde, variation azimutale, asymétries directionnelles

Microwave backscattering from the sea surface at large incidence angles: a joint theoretical and experimental approach

Summary

An increasing number of airborne and spaceborne data acquired in the microwave regime on the sea surface is now available. The appropriate interpretation of these observations depends on the precision of the electromagnetic scattering models as well as the knowledge of hydrodynamic and statistical properties of the sea surface. A considerable improvement has been realized in electromagnetic and spectral models in the recent years. However, some phenomena are still poorly understood and not correctly taken into account in these models. In particular, the angular variation of the sea surface is still not totally characterized and modeled. This PhD work concerns the study of this azimuthal variation and the related directional asymmetries. A first step consists in carrying out an experimental analysis based on data of the literature and other datasets acquired by ONERA and DSTO. This analysis enables the characterization of the directional asymmetries with respect to acquisition geometry, sea state and electromagnetic frequency. A second step consists in suggesting and testing physical mechanisms that may be at the origin of these directional asymmetries. As the upwind-crosswind asymmetry is essentially related to the spreading function of the directional spectrum, our theoretical study focused on the study of the upwind-downwind asymmetry. We investigate the influence of the presence breaking waves, initially through simple forms of strongly asymmetric waves, and then through an experimental slope distribution including these wave forms. The asymmetries obtained by a two-scale model taking into account these wave forms are in qualitative agreement with the asymmetries observed at X and L bands. A further step consists in calculating the asymmetries using a rigorous model on digitized wind tank experiment profiles and allows the validation of the results previously obtained using a two-scale model.

Keywords: Microwave backscattering, azimuthal variation, directional asymmetries.